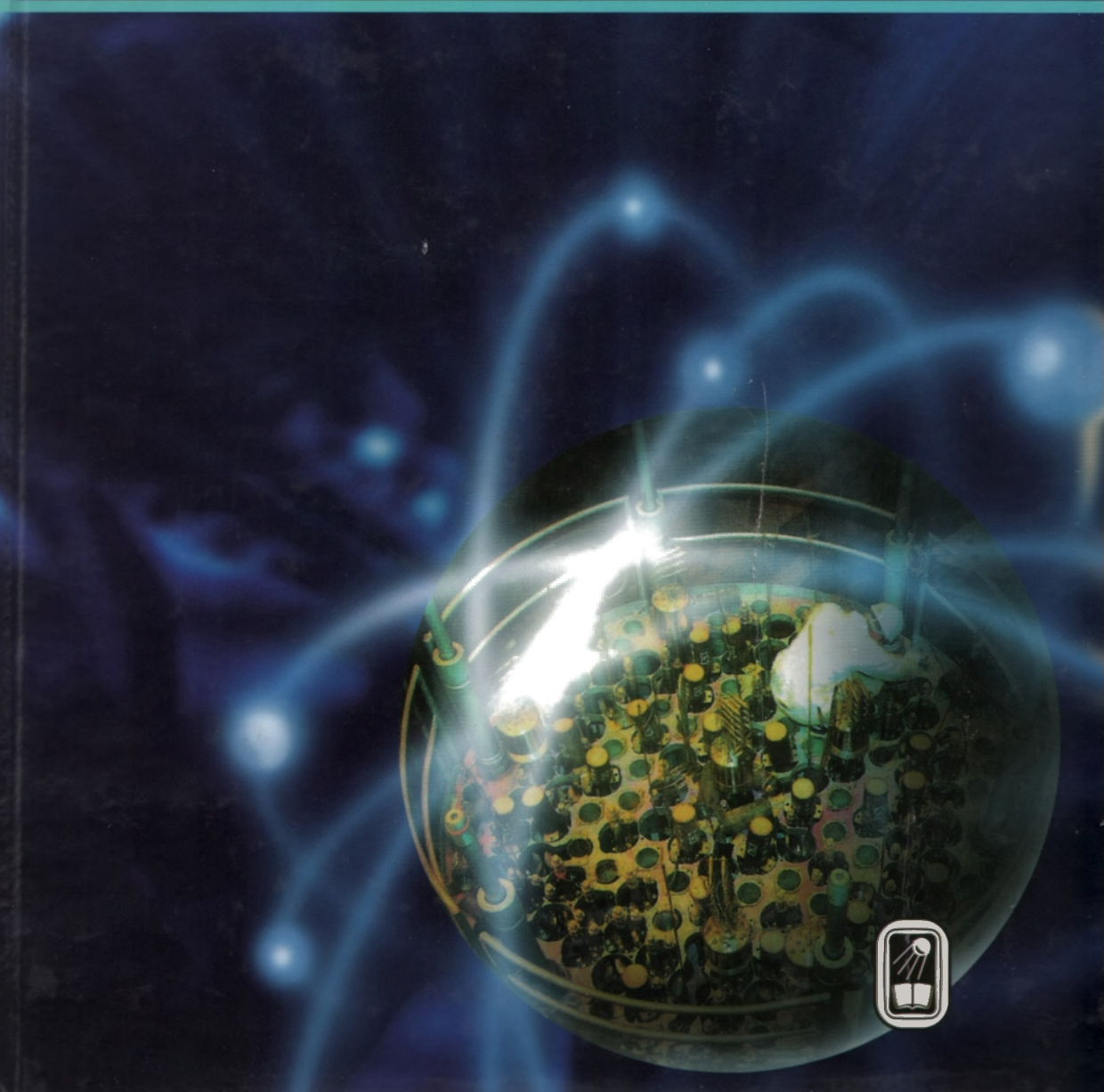
ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА

О.А. Барсуков

Основы физики атомного ядра
Ядерные технологии



ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА

О.А. Барсуков

Основы физики атомного ядра
Ядерные технологии

МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ®
2011

УДК 539.12
ББК 22.382
Б 26

Барсуков О. А. **Основы физики атомного ядра. Ядерные технологии.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011. — 560 с. — ISBN 978-5-9221-1306-9.

Обобщена информация о фундаментальных проблемах физики атомного ядра. Теория процессов на ядерном уровне излагается в сочетании с данными наблюдений, в значительной мере получаемых с помощью ядерных спектроскопических методов. Рассматриваются технологии, применяемые в ядерной энергетике и экспериментальной физике микрочастиц. Большое внимание уделяется вопросам, связанным с использованием ядерно-физических представлений в космологии, в частности при изучении нуклеосинтеза в дозвездный и звездный периоды эволюции Вселенной. Обсуждается современное состояние радиационной экологии.

Монография предназначена специалистам, работа которых связана не только с физикой микрочастиц, но и с ядерными технологиями и их разнообразными приложениями, а также студентам, обучающимся по специальности «инженер-физик».

ISBN 978-5-9221-1306-9

© ФИЗМАТЛИТ, 2011
© О. А. Барсуков, 2011

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 12

Часть I. Мир субатомных частиц

Глава 1. **Начальные сведения о субатомных частицах** 13
§ 1.1. Определение субатомных частиц 13
§ 1.2. Представление о фундаментальных взаимодействиях 14
§ 1.3. Важнейшие отличительные черты субатомных систем 14
1.3.1. О внесистемной единице электронвольт и ее производных (14). 1.3.2. Сравнение свойств атомных и субатомных систем (15). 1.3.3. О состоянии теории микрочастиц (15). 1.3.4. Роль законов сохранения в субатомной физике (16). 1.3.5. Характерные значения энергий, расстояний и времен жизни в субатомной физике (17).

Глава 2. **Физические характеристики элементарных частиц** 20
§ 2.1. Классификация элементарных частиц 20
§ 2.2. Дуализм элементарных частиц 22
§ 2.3. Стабильные элементарные частицы 23
§ 2.4. Распады элементарных частиц 23
§ 2.5. Виртуальные переходы и виртуальные частицы 24
§ 2.6. О «первейших сущностях» вещества 25
2.6.1. Взаимопревращаемость элементарных частиц (25). 2.6.2. Кварковая модель адронов (27). 2.6.3. Представление о фундаментальных фермионах и калибровочных бозонах (29). 2.6.4. Понятие о микровибраторах–струнах (30).
Литература к части I 32

Часть II. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом, их источники и методы наблюдения

Глава 3. **Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом** 33
§ 3.1. Начальные сведения об ионизирующих излучениях и их источниках . . 33
§ 3.2. Взаимодействие заряженных частиц с веществом 34
3.2.1. Особенности взаимодействий заряженных частиц со средой. Оценка энергий, при которых частицы могут считаться релятивистскими (34). 3.2.2. Ионизационные потери энергии тяжелых

заряженных частиц (35). 3.2.3. Пробеги заряженных частиц (38). 3.2.4. Кулоновское взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом (41). 3.2.5. Ядерные взаимодействия ядерноактивных частиц (42).

§ 3.3. Взаимодействие электронов (β-частиц) с веществом 42
3.3.1. Ионизационные потери энергии электронов (42). 3.3.2. Радиационные потери энергии электронов (43). 3.3.3. Характер движения электронов в веществе (45). 3.3.4. Пробеги электронов (46).

§ 3.4. Взаимодействие гамма-квантов с веществом 47
3.4.1. Классификация видов взаимодействия гамма-излучения с веществом (47). 3.4.2. Фотоэффект (49). 3.4.3. Эффект Комптона (49). 3.4.4. Образование пар (50). 3.4.5. Общий характер взаимодействия γ-квантов со средой (51). 3.4.6. Пробеги γ-квантов (51).

§ 3.5. Излучение Вавилова–Черенкова и переходное излучение. 53

§ 3.6. Взаимодействие нейтронов с веществом 55
3.6.1. Закон ослабления нейтронного потока в веществе (55). 3.6.2. Характер взаимодействия нейтронов различных энергий с веществом (57). 3.6.3. Рассеяние и замедление нейтронов (62).

Глава 4. **Обзор источников ионизирующих излучений** 67

§ 4.1. Классификация источников ионизирующих излучений и представление о «поколениях» генерируемых частиц 67

§ 4.2. Источники радионуклидов естественного и искусственного происхождения 68
4.2.1. Естественные радионуклиды (68). 4.2.2. Искусственные радионуклиды (71).

§ 4.3. Ядерные реакторы 73

§ 4.4. Космические лучи 75

Глава 5. **Ускорители заряженных частиц** 77

§ 5.1. Физические принципы работы ускорителей и их классификация 77

§ 5.2. Проблема устойчивого движения ускоряемых частиц. 79
5.2.1. Принцип автофазировки. Слабая фокусировка (79). 5.2.2. Сильная фокусировка (81).

§ 5.3. Устройство ускорителей различных типов 83
5.3.1. Ускоритель Ван-де-Граафа (83). 5.3.2. Линейный ускоритель со стоячей волной (84). 5.3.3. Линейный ускоритель с бегущей волной (85). 5.3.4. Циклотрон (86). 5.3.5. Мезонные фабрики. Изохронные циклотроны (88). 5.3.6. Синхроциклотрон (фазотрон) (90). 5.3.7. Бетатрон (90). 5.3.8. Микротрон (93). 5.3.9. Синхротрон (94). 5.3.10. Синхрофазотрон (94). 5.3.11. Коллайдеры (95).

Глава 6. **Методы регистрации ионизирующих излучений** 97

§ 6.1. Классификация и основные характеристики детекторов ионизирующих излучений. 97

§ 6.2. Газовые ионизационные счетчики 99
6.2.1. Ионизационная камера (99). 6.2.2. Газоразрядные счетчики (102).

§ 6.3. Сцинтилляционный счетчик 106
§ 6.4. Полупроводниковый счетчик 111
§ 6.5. Черенковский счетчик и счетчик переходного излучения 113
§ 6.6. Трековые детекторы 114
6.6.1. Представление о пересыщенном паре и перегретой жидкости (114). 6.6.2. Камера Вильсона (115). 6.6.3. Пузырьковая камера (117). 6.6.4. Искровая камера (119). 6.6.5. Метод ядерных эмульсий. Эмульсионная камера (120). 6.6.6. Диэлектрический детектор (122).
§ 6.7. Методы регистрации нейтронов 123
6.7.1. Общие представления о методах регистрации нейтронов (123). 6.7.2. Счетчики тепловых и медленных нейтронов (123). 6.7.3. Счетчики быстрых нейтронов (125).
Литература к части II 126

Часть III. **Экспериментальные и модельные исследования структуры атомных ядер. Свойства ядерных сил**

Глава 7. **Физические характеристики ядерных систем в стационарных и квазистационарных состояниях** 127
§ 7.1. Вводные представления о статических свойствах ядер и ядерных моделях 127
§ 7.2. Электрический и барионный заряды ядер 129
§ 7.3. Изучение размеров атомных ядер и распределение в их объеме электрического заряда 129
7.3.1. Понятие радиуса ядра (129). 7.3.2. Методы определения радиусов ядер по данным о рассеянии быстрых электронов (130). 7.3.3. Метод определения радиусов ядер по данным о нейтронном эффективном сечении (131). 7.3.4. Изучение распределения электрического заряда в опытах Хофштандера (133). 7.3.5. Распределение протонов и нейтронов по объему ядра (136).
§ 7.4. Методы измерения масс атомных ядер 136
7.4.1. Методы, используемые для определения масс микрочастиц (136). 7.4.2. Единица измерения масс нуклидов (138). 7.4.3. Масс-спектроскопический метод (138). 7.4.4. Метод ядерных превращений (141). 7.4.5. Изотопный состав элементов (144).
§ 7.5. Энергия связи ядер 146
7.5.1. Энергия связи, дефект массы ядер (146). 7.5.2. Капельная модель ядра. Полуэмпирическая формула Вайцзеккера (146). 7.5.3. Энергия связи как мера устойчивости изобар (150). 7.5.4. Удельная энергия связи (150).
§ 7.6. Моменты ядер 152
7.6.1. Моменты импульса ядер (152). 7.6.2. Магнитный и квадрупольный моменты ядер (153). 7.6.3. Сравнительный анализ экспериментальных значений ядерных спинов и магнитных моментов (155).

§ 7.7. Статистика атомных ядер 156
7.7.1. Классическая и квантовая статистика (156). 7.7.2. Статистика и моменты ядер (157).
§ 7.8. Четность ядер 158

Глава 8. **Оболочечная и обобщенная модели ядер. Элементы ядерной спектроскопии** 161
§ 8.1. Оболочечная модель ядра 161
8.1.1. Доказательства оболочечной структуры ядра (161). 8.1.2. Принципы построения оболочечной модели (162). 8.1.3. Конкретные варианты оболочек (163). 8.1.4. Гиперядра и их использование для изучения оболочечной структуры ядер (169).
§ 8.2. Обобщенная модель ядра 170
8.2.1. Вводные замечания (170). 8.2.2. Модель ядра деформированной формы (172).
§ 8.3. Использование представлений оболочечной и обобщенной моделей в ядерной спектроскопии 175

Глава 9. **Ядерные силы** 179
§ 9.1. Феноменологическая и мезонная теории ядерных сил 179
§ 9.2. Экспериментальные методы изучения ядерных сил 182
§ 9.3. Изотопический спин 183
9.3.1. Зарядовая симметрия ядерных сил. Изотопическая инвариантность (183). 9.3.2. Аналоговые состояния (186).
§ 9.4. Классификация состояний двухнуклонной системы 187
§ 9.5. Дейтрон 191
9.5.1. Обзор свойств дейтрона (191). 9.5.2. Нерелятивистская теория дейтрона (192). 9.5.3. Радиус дейтрона (195). 9.5.4. Энергетический спектр дейтрона (195).
§ 9.6. Элементы теории упругого рассеяния частиц 196
9.6.1. Лабораторная система координат и система центра инерции (196). 9.6.2. Связь дифференциального сечения с амплитудой волны (198). 9.6.3. Основные формулы теории упругих столкновений (201). 9.6.4. Фазовый анализ в теории рассеяния (202).
§ 9.7. Рассеяние нуклонов на нуклонах при низкой энергии 203
§ 9.8. Рассеяние нуклонов на нуклонах при высокой энергии 206
§ 9.9. Опыты с поляризованными пучками и мишенями 212
§ 9.10. Обобщение свойств ядерных сил 214
Литература к части III 216

Часть IV. Ядерные превращения

Глава 10. **Важнейшие закономерности радиоактивного распада ядер** . . . 217
§ 10.1. Определение радиоактивности. Закон радиоактивного распада и основные величины, характеризующие это явление 217

§ 10.2. Классификация типов радиоактивных ядер. Причины задержки распадов неустойчивых ядер . . . 222
§ 10.3. Состав ядра и радиоактивность . . . 224
§ 10.4. Радиоактивные ряды . . . 227
§ 10.5. Изображение схем распада радиоактивных ядер . . . 229

Глава 11. **Альфа-распад. Протонный и кластерный распады** . . . 231
§ 11.1. Энергия α-распада . . . 231
§ 11.2. Элементы теории α-распада . . . 233
§ 11.3. Элементы α-спектроскопии . . . 239
§ 11.4. Протонный и кластерный распады . . . 242

Глава 12. **Бета-распад. Проблема нейтрино** . . . 246
§ 12.1. Особенности β-спектров. Энергия β-распада . . . 246
§ 12.2. Могут ли существовать β-частицы в ядрах? . . . 248
§ 12.3. Энергетические условия β-распада и процесс возникновения устойчивых ядер при β-распаде . . . 249
§ 12.4. Опыты по обнаружению нейтрино. Изучение их свойств . . . 252
12.4.1. О специфических особенностях опытов по изучению нейтрино (252). 12.4.2. Опыты Лейпунского и Аллена (253). 12.4.3. Опыт Рейнеса и Коуэна (254). 12.4.4. Опыт Дэвиса (255). 12.4.5. Двойной β-распад (256). 12.4.6. Поиски солнечных нейтрино (258). 12.4.7. Опыт Спивака (259).
§ 12.5. Элементы теории β-распада Ферми . . . 259
§ 12.6. Разрешенные и запрещенные переходы . . . 265
§ 12.7. Правила отбора для β-переходов . . . 266
§ 12.8. Связь между оболочечной структурой ядра и β-распадом . . . 266
§ 12.9. Элементы β-спектроскопии . . . 267
§ 12.10. Проблема несохранения четности в слабых взаимодействиях . . . 270
12.10.1. Доказательства несохранения четности в слабых взаимодействиях (270). 12.10.2. Комбинированная четность (272). 12.10.3. Нарушение CP-четности (274).

Глава 13. **Гамма-излучение ядер** . . . 276
§ 13.1. Энергия γ-излучения и его некоторые особенности . . . 276
§ 13.2. Элементы теории γ-излучения . . . 276
§ 13.3. Ядерная изомерия . . . 279
§ 13.4. Внутренняя конверсия . . . 283
§ 13.5. Корреляционные измерения в ядерной спектроскопии . . . 286
13.5.1. Представление об угловых корреляциях (286). 13.5.2. Методика выполнения корреляционных измерений (287). 13.5.3. Определение моментов возбужденных состояний атомов ядер (288).
§ 13.6. Эффект Мёссбауэра . . . 289
13.6.1. Резонансное поглощение фотонов атомами и ядрами (289). 13.6.2. Ядерное резонансное поглощение без отдачи (292).

Глава 14. **Ядерные реакции** 295
§ 14.1. Механизмы ядерных реакций 295
§ 14.2. Основные характеристики ядерных реакций 296
§ 14.3. Составное ядро 300
14.3.1. Общие представления о компаунд-ядре (300). 14.3.2. Энергетические уровни составного ядра (305).
§ 14.4. Модель испарения 306
§ 14.5. Фотоядерные и электроядерные реакции 307
§ 14.6. Оптическая модель 309
§ 14.7. Прямые ядерные реакции 310
§ 14.8. Внутриядерные процессы, идущие под действием частиц высокой энергии 315

Глава 15. **Деление атомных ядер. Трансурановые элементы** 320
§ 15.1. Деление ядер 320
15.1.1. Открытие деления ядер (320). 15.1.2. Основные закономерности реакции деления (322). 15.1.3. Интерпретация процесса деления на основе капельной модели ядра (326). 15.1.4. Свойства продуктов деления (329). 15.1.5. Механизм испускания запаздывающих нейтронов (330).
§ 15.2. Трансурановые элементы 331
15.2.1. Об оболочечной структуре делящихся ядер (331). 15.2.2. Методы синтеза трансурановых элементов и некоторые их свойства (336).
Литература к части IV 340

Часть V. **Ядерная энергетика. Ядерное оружие**

Глава 16. **Вводные сведения о современной ядерной энергетике, базирующейся на использовании делящихся изотопов** 341
§ 16.1. Проблемы развития мировой энергетики 341
§ 16.2. Начальные стадии ядерного топливного цикла 343
16.2.1. Разведка, добыча и химическая переработка ядерного сырья (343). 16.2.2. Промышленные методы разделения изотопов урана (346).
§ 16.3. Цепная реакция деления 350

Глава 17. **Ядерные реакторы** 355
§ 17.1. Типы ядерных реакторов и особенности их работы 355
§ 17.2. Критический размер и критическая масса активной зоны. Влияние отражателя 358
§ 17.3. Негативные явления, возникающие в процессе работы реактора 360
§ 17.4. Ядерные реакторы базовой энергетики России 361
17.4.1. Реактор РБМК (361). 17.4.2. Реактор ВВЭР (361). 17.4.3. Реакторы на быстрых нейтронах (363).

Глава 18. **Термоядерные реакторы** 367
§ 18.1. Основные сведения о термоядерном синтезе 367
§ 18.2. Термоядерные реакторы, основанные на магнитном удержании плазмы 369
§ 18.3. Инерционные термоядерные реакторы 372

Глава 19. **Ядерное оружие** 376
§ 19.1. Предварительные замечания 376
§ 19.2. Ядерные бомбы 376
§ 19.3. Водородные бомбы 377
§ 19.4. Экологические последствия ядерной войны 379
Литература к части V 382

Часть VI. Эволюция вселенной. Процессы образования ядер во внеземных условиях и в атмосфере Земли

Глава 20. **Космология — учение о Вселенной** 383
§ 20.1. Структура Вселенной 383
§ 20.2. Представление о космологии. Краткая история ее развития 385
§ 20.3. Теоретические исследования Эйнштейна и Фридмана 386
§ 20.4. Закон Хаббла 389
§ 20.5. *Реликтовое излучение* 392
§ 20.6. О геометрии Вселенной 393
§ 20.7. Суперсимметрия 395
§ 20.8. Теория струн 397
§ 20.9. Что мы знаем о темной материи и темной энергии? 399
20.9.1. Темная материя (399). 20.9.2. Темная энергия (400).
§ 20.10. О связи дополнительных измерений с темной энергией 403

Глава 21. **Большой взрыв и эволюция ранней (горячей) Вселенной** 408
§ 21.1. Начальный период эволюции Вселенной 408
§ 21.2. Инфляционная стадия состояния Вселенной 409
§ 21.3. Электрослабая, адронная и лептонная эры. Дозвездный нуклеосинтез 411
§ 21.4. Образование атомов. Разделение вещества и излучения 414
§ 21.5. О рождении Миров 415

Глава 22. **Звездный период эволюции Вселенной. Нуклеосинтез в звездах** 416
§ 22.1. Протозвезды 416
§ 22.2. Диаграмма Герцшпрунга–Ресселя 417
§ 22.3. Отрицательная теплоемкость звезд 418
§ 22.4. Солнце 419
§ 22.5. Белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры 423

§ 22.6. Массивные звезды 428
§ 22.7. Распространенность химических элементов в природе. Их происхождение 431
§ 22.8. Возможная конечная судьба Вселенной 438

Глава 23. **Физические свойства космических лучей и процессы их трансформации в атмосфере** 440
§ 23.1. Важнейшие свойства первичного космического галактического излучения 440
§ 23.2. Магнитное поле Земли и геомагнитные явления 444
§ 23.3. Качественное представление о процессах взаимодействия первичного космического галактического излучения (ГКЛ) в атмосфере Земли . . . 449
§ 23.4. Моделирование процессов прохождения космического излучения через атмосферу Земли 453
23.4.1. Исходные предпосылки расчета компонент космического излучения в атмосфере (453). 23.4.2. Моделирование процессов распространения нуклонов (454).
§ 23.5. Моделирование процесса распространения ядер с $Z \geqslant 2$ 458
§ 23.6. Энергетические, пространственные и угловые распределения нуклонов и ядер с $Z \geqslant 2$ космического происхождения в атмосфере Земли 459
23.6.1. Протоны и нейтроны галактического происхождения (459). 23.6.2. Протоны солнечного происхождения (464).
Литература к части VI 471

Часть VII. **Элементы радиационной экологии**

Глава 24. **Воздействие ионизирующего излучения на организм человека** 473
§ 24.1. Эффекты воздействия радиации на человека 473
§ 24.2. Величины, используемые для количественного описания радиационных эффектов 475
24.2.1. Поглощенная доза (475). 24.2.2. Линейная передача энергии и относительная биологическая эффективность (475). 24.2.3. Коэффициент качества и весовой множитель (476). 24.2.4. Эффективная и эквивалентная дозы. Тканевый весовой множитель (477). 24.2.5. Экспозиционная доза (478). 24.2.6. Коллективная доза (479).
§ 24.3. Последствия облучения 481
§ 24.4. Рекомендуемые пределы дозы 484

Глава 25. **Аппаратура для дозиметрического контроля и методы защиты от ионизирующего излучения** 486
§ 25.1. Дозиметрическая аппаратура 486
25.1.1. Классификация дозиметрических приборов (486). 25.1.2. Понятие электронного равновесия. Воздухоэквивалентные вещества (486). 25.1.3. Ионизационные газовые дозиметры (487). 25.1.4. Сцинтилляционные дозиметры (490). 25.1.5. Полупроводниковые дозиметры (492). 25.1.6. Использование фотоэмульсий в дозиметрии (493).

§ 25.2. Защита от ионизирующего излучения 493
25.2.1. Рекомендации общего характера. Простейшие способы защиты (493). 25.2.2. Защита от γ-излучения (493). 25.2.3. Защита от нейтронов (495). 25.2.4. Оптимизация двуслойной защиты от изотопных источников нейтронов (495). 25.2.5. Защита, основанная на введении в организм препаратов (497).

Глава 26. **Уровни облучения, создаваемые ионизирующим излучением различного происхождения** 499
§ 26.1. Исходные замечания об уровнях радиации различного происхождения 499
§ 26.2. Дозное поле, создаваемое на поверхности Земли естественными источниками ионизирующего излучения 499
§ 26.3. Дозное поле в тропосфере и нижней стратосфере 501
§ 26.4. Проблема радона 504
§ 26.5. Технологически повышенный естественный радиационный фон 506
26.5.1. Угольные теплоэлектростанции (506). 26.5.2. Промышленное использование продуктов переработки фосфоритов (507). 26.5.3. Строительные материалы (507). 26.5.4. Предметы широкого потребления (508). 26.5.5. Радон в домах (509). 26.5.6. Дозовые нагрузки, получаемые человеком при авиационных перевозках (509).
§ 26.6. Искусственные источники ионизирующего излучения 515
26.6.1. Общие представления об искусственных источниках ионизирующего излучения (515). 26.6.2. Профессиональное облучение на различных стадиях ядерного топливного цикла (516). 26.6.3. Радиоактивное загрязнение внешней среды при производстве ядерной энергии (517). 26.6.4. Облучение населения в медицинских целях (517). 26.6.5. Радиоактивное загрязнение окружающей среды в результате ядерных взрывов в атмосфере (518).
§ 26.7. Сводные данные о масштабах радиоактивных воздействий на человека 520
§ 26.8. Радиационный контроль воздушного пространства, связанный с испытаниями ядерного оружия в атмосфере 520
Литература к части VII. 526

Приложение А. Краткий обзор работ по созданию атомного и термоядерного оружия в некоторых технологически развитых странах. 528
Приложение Б. Соотношение между высотой H и глубиной остаточной атмосферы h 541
Приложение В. δ-функция Дирака. 543
Приложение Г. Расчет нуклонной компоненты 545
Приложение Д. Расчет ядерной компоненты. 549
Приложение Е. Примерные значения некоторых физических констант и единиц 551
Приложение Ж. Карта расположения зон проведения ядерных взрывов . . 552
Литература к приложениям. 553

Заключение. 554
Предметный указатель 556

ПРЕДИСЛОВИЕ

В 2006 г. при поддержке РФФИ вышла в свет монография «Основы атомной физики», написанная академиком М. А. Ельяшевичем и мною. В книге рассматривалось строение и свойства атомов, молекул и твердых тел с широким привлечением спектроскопических и других наблюдательных данных, с описанием соответствующих современных экспериментальных средств [1]).

Настоящая книга является по существу ее продолжением, как бы «вторым томом» этого труда; в ней сохранен тот же методический подход к освещению материала. Задумана она была как наш совместный с М. А. Ельяшевичем труд, но, к сожалению, он ушел из жизни, и эту книгу пришлось писать мне одному, хотя разрабатывался ее план нами совместно.

При написании книги я подразумевал, что читатель знаком с важнейшими положениями квантовой механики — фундаментальной базой микрофизики. Основы квантовой механики, в частности, рассмотрены в упомянутой книге двух авторов, где излагаются важнейшие положения нерелятивистской и релятивистской квантовой механики, элементы квантовой электродинамики. Читатель может при необходимости использовать этот труд в качестве справочного пособия (ссылки на него содержатся и в текстах настоящей книги).

Физика атомного ядра опирается также на сведения об основных физических характеристиках элементарных частиц. Необходимый минимум информации о них сосредоточен главным образом во вводном разделе.

В книге обобщены важнейшие достижения ядерной физики фундаментального характера. Отметим сенсационный характер некоторых открытий, сделанных за последние десятилетия, что, возможно, приведет в ближайшем будущем к пересмотру некоторых положений современного естествознания.

Как видно из названия книги, в ней уделяется сравнительно большое внимание ядерным технологиям, что позволяет более полно охватить современную проблематику физики атомного ядра.

Написанию предлагаемой книги во многом помогли конспекты лекций по теоретической и экспериментальной ядерной физике, которые автор много лет читал в Обнинском филиале МИФИ (преобразованном впоследствии в Обнинский государственный технический университет ядерной энергетики) и в ряде других высших учебных заведений.

Эта книга рассчитана в первую очередь на физиков, работа которых тесно связана не только с фундаментальной ядерной физикой, но и с ядерной технологией, а также на студентов вузов, обучающихся по специальности «ядерная физика и технология». Возможно, что предполагаемая книга окажется полезной для учителей школ с углубленным изучением физики и для лиц, интересующихся современным состоянием естествознания.

Я благодарю профессоров А. Ю. Казакова, Д. А. Кожевникова, А. В. Костюнина за помощь и ценные советы. Большую роль по техническому оформлению книги сыграли Ю. В. Анурова, И. В. Барсукова и М. А. Плотников, И. Ю. Теплов, С. В. Тертычная и О. В. Сиротин, которым я приношу свою искреннюю благодарность.

О. А. Барсуков

---

[1]) В 2009 г. Независимый общественный совет конкурса «100 лучших вузов» удостоил авторов звания лауреатов конкурса в наименовании «Лучшая книга года».

Часть I

МИР СУБАТОМНЫХ ЧАСТИЦ

Глава 1

НАЧАЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ О СУБАТОМНЫХ ЧАСТИЦАХ

§ 1.1. Определение субатомных частиц

Субатомные частицы подразделяются на атомные ядра и элементарные частицы [8]. Атомное ядро представляет собой систему из связанных между собой ядерными силами протонов и нейтронов, обобщенно называемых нуклонами [1]) (о свойствах ядерных сил речь пойдет ниже). Протон обладает положительным электрическим зарядом $e = 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ Кл $= 4{,}80 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ и массой равной $1836m_e$ ($m_e = 9{,}11 \cdot 10^{-31}$ кг $= 9{,}11 \cdot 10^{-28}$ г. Нейтрон электрически нейтрален и имеет массу $1839m_e$, т.е. массы протона и нейтрона очень близки между собой. Число протонов в ядре совпадает с порядковым (атомным) номером соответствующего элемента Z. Величина Ze равна заряду атомного ядра. Суммарное число протонов и нейтронов в атомном ядре $A = N + Z$ (N — число нейтронов) называется *массовым числом*. Число электронов в нейтральном атоме равно Z. Химические свойства атома, принадлежащего к данному химическому элементу, определяются не атомной массой (или массовым числом), а именно атомным номером Z. Поскольку масса протона и нейтрона значительно превышает массу электрона, подавляющая часть атома приходится на массу ядра.

Согласно общепринятой терминологии конкретный атом с данным числом протонов и нейтронов в ядре называют *нуклидом* [2]). Нуклиды с одинаковым Z, но разными A, называются *изотопами*. Из понятий «нуклид» и «атом» первое является более «узким» в том смысле, что в многоизотопном элементе оно относится лишь к одному определенному изотопу. Нуклид (или ядро) обозначается записью вида ${}^{A}_{Z}X$, где X — химический символ элемента с данным Z. Поскольку атомный номер однозначно определяется названием элемента, то индекс Z не является необходимым. Например, нуклид углерода с $A = 12$ обозначается ${}^{12}_{6}\mathrm{C}$ или ${}^{12}\mathrm{C}$ (или в строчном варианте — углерод-12).

[1]) Нуклон — производное от английского слова «nucleus» — ядро.

[2]) В литературе встречается и следующее определение: нуклид — ядро с определенными значениями A и Z. Мы будем придерживаться первого определения.

Элементарная частица может быть определена как микрообъект, который невозможно расщепить на более элементарные микрообъекты (это определение нуждается в дальнейших уточнениях, которые будут даны ниже). Элементарная частица выступает в качестве единого целого, сохраняя свою индивидуальность в составе любых сложных микросистем — атомов, молекул и пр.

§ 1.2. Представление о фундаментальных взаимодействиях

В мире существует четыре фундаментальных взаимодействия: электромагнитное, гравитационное, сильное (ядерное) и слабое. В явлениях, изучаемых в атомной физике, доминирующую роль играют силы электромагнитной природы, тогда как в субатомной физике исследуются явления, в которых проявляются также силы, обусловленные ядерными и слабыми взаимодействиями. В отличие от дальнодействующих электромагнитных и гравитационных сил, действие которых проявляется на любом расстоянии от источника силы, ядерные и слабые силы являются близкодействующими; первые проявляются на расстоянии R порядка $1{,}5 \cdot 10^{-15}$ м $= 1{,}5 \cdot 10^{-13}$ см, а вторые — 10^{-18} м $= 10^{-16}$ см. Впервые о существовании близкодействующих ядерных сил стало известно из опытов Резерфорда по рассеянию α-частиц на тонких фольгах.

Характеристикой фундаментального взаимодействия является безразмерная константа взаимодействия α. Для сильного, электромагнитного, слабого и гравитационного взаимодействий приближенные значения константы α равны соответственно 1, $3{,}7 \cdot 10^{-3}$, 10^{-6}, 10^{-38}. По причине чрезвычайной малости константы гравитационных взаимодействий в субатомной физике последними обычно пренебрегают. Роль гравитационных сил начинает играть заметную роль лишь в процессах при ультравысоких энергиях.

§ 1.3. Важнейшие отличительные черты субатомных систем

1.3.1. О внесистемной единице электронвольт и ее производных. В дальнейшем мы будем широко применять общепринятую в микрофизике внесистемную единицу энергии — электронвольт (эВ). 1 эВ равен энергии, которую приобретает частица, обладающая элементарным зарядом e, пройдя ускоряющую разность потенциалов в 1 В: 1 эВ $= 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ Дж $= 1{,}60 \times$ $\times\, 10^{-12}$ эрг.

Используются и большие единицы энергии, кратные электронвольту:

1 килоэлектронвольт (кэВ) $= 10^3$ эВ $= 1{,}60 \cdot 10^{-16}$ Дж $= 1{,}60 \cdot 10^{-9}$ эрг;

1 Мегаэлектронвольт (МэВ) $= 10^6$ эВ $= 1{,}60 \cdot 10^{-13}$ Дж $= 1{,}60 \cdot 10^{-6}$ эрг;

1 Гигаэлектронвольт (ГэВ) $= 10^9$ эВ $= 1{,}60 \cdot 10^{-10}$ Дж $= 1{,}60 \cdot 10^{-3}$ эрг;

1 Тераэлектронвольт (ТэВ) $= 10^{12}$ эВ $= 1{,}60 \cdot 10^{-7}$ Дж $= 1{,}60 \cdot 10^{0}$ эрг.

1.3.2. Сравнение свойств атомных и субатомных систем. Между субатомными и атомными объектами существует много общих черт. Так, те и другие обладают двойственной корпускулярно-волновой природой, т. е. являются частицами с квантовыми свойствами. Поэтому многие идеи и методы квантовой механики с успехом используются как в физике атомного ядра, так и в физике элементарных частиц.

При анализе состояний субатомных объектов используются приемы, символика и терминология, заимствованные из атомной спектроскопии.

Подобно атомным системам атомные ядра обладают дискретным энергетическим спектром, их состояния характеризуются определенными наборами квантовых чисел. Для описания ряда свойств элементарных частиц вводятся аналогичные безразмерные наборы чисел.

С методологической точки зрения атомные и субатомные системы объединяет то, что свойства микрочастиц одного типа в некоторых случаях можно определить по свойствам микрочастиц другого типа. Например, разработаны методы определения магнитных моментов ядер по спектрам атомов или молекул; зная точную массу атома можно определить энергию связи его ядра и пр.

Однако имеются и существенные различия между атомными и субатомными системами. В атоме ядро является источником кулоновского поля, удерживающего атомные электроны. В ядре нет подобного физически выделенного центра — источника поля, действующего на нуклоны.

Известно также, что изолированный атом устойчив и самопроизвольно не распадается. С другой стороны, известно огромное количество нестабильных ядер и элементарных частиц.

Энергии связи нуклонов в атомных ядрах на много порядков превышают энергии связи электронов атома. Например, энергия связи легкого ядра $^{7}_{3}\mathrm{Li}$ равна 39,2 МэВ, а тяжелого ядра $^{238}_{92}\mathrm{U}$ составляет 1801,7 МэВ, что приблизительно в 4500 раз больше энергии связи электронов атома урана. Средняя энергия связи нуклона в ядре равна 8 МэВ. Сравнивая это значение с энергией связи внешнего электрона атома (1–10 эВ) видно, что возможное энерговыделение в ядерных реакциях по крайней мере на шесть порядков должно превышать энерговыделение в химических реакциях.

1.3.3. О состоянии теории микрочастиц. На атомном уровне определяющую роль играют, как мы знаем, электромагнитные взаимодействия. Поэтому в атомной физике широко применяется квантовая электродинамика. В настоящее время квантовая электродинамика является наиболее точной теорией явлений, происходящих в мире атомов. Она позволяет описывать строение атомных систем и процессы испускания и поглощения ими электромагнитного излучения. Точность предсказания этой теории является рекордной (порядка 10^{-9}–10^{-10}). Справедливость квантовой электродинамики подтверждается огромным наблюдательным материалом [6].

Существенно сложнее обстоит дело с теоретическим описанием явлений и процессов в мире ядер и элементарных частиц, так как при создании теорий на субатомном уровне необходимо учитывать все три перечисленных

выше типа фундаментальных взаимодействий — электромагнитного, сильного и слабого.

Одна из трудностей создания полноценной теории связанных состояний системы нуклонов — теории атомного ядра — состоит в том, что потенциал поля ядерных сил до сих пор неизвестен. Эта трудность преодолевается путем введения различных модельных представлений.

В физике элементарных частиц существуют еще большие теоретические трудности, связанные в определенной степени с многочисленностью их превращений. Единой теории, охватывающей все аспекты физики элементарных частиц, не существует. Теоретические разработки идут в нескольких направлениях.

Так, следует отметить как большое достижение создание теории электрослабого взаимодействия, объединившей описания слабого и электромагнитного взаимодействий. Ее составной частью является квантовая электродинамика. Многие предсказания теории электрослабого взаимодействия получили экспериментальное подтверждение.

Наиболее успешной на сегодня теорией, описывающей структуру частиц, участвующих в сильных взаимодействиях, является квантовая хромодинамика, построенная в значительной степени по образцу квантовой электродинамики. Квантовая хромодинамика позволила с единой точки зрения объяснить практически все эмпирические наблюдения, связанные с сильными взаимодействиями. Многие ее предсказания были подтверждены экспериментально. Однако все конкретные расчеты, выполненные в рамках этой теории, содержат многочисленные модельные допущения. Квантовая хромодинамика, находящаяся в стадии развития, пока является по существу феноменологической теорией.

Предпринимаются попытки создания так называемого Великого объединения — Grand Unification (GU) — теории, объединяющей сильные, электромагнитные и слабые взаимодействия. Исходное предположение Великого объединения состоит в том, что все три вида перечисленных взаимодействий имеют единую природу. Установлено, что с ростом энергии различие констант α сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий уменьшается и при энергиях 10^{15}–10^{16} ГэВ их значения «сбегаются» к общей константе $\alpha_{GU} \approx 2{,}5 \cdot 10^{-2}$. К настоящему времени создано несколько теоретических моделей Великого объединения. Наконец, следует упомянуть о суперструнной теории и ее модификации, М-теории, разрабатываемой в настоящее время, которой многие теоретики пророчат статус всеобъемлющей единой теории [2, 5].

Согласно приведенному краткому обзору создание полноценной теории субатомных систем — дело будущего.

1.3.4. Роль законов сохранения в субатомной физике. При рассмотрении взаимодействий между субатомными частицами наряду с точными законами сохранения (энергии, импульса, момента импульса и пр.) применяют всевозможные приближенные, или вернее сказать, ограниченные определенными видами взаимодействия, законы сохранения, играющие в субатом-

ной физике исключительно важную роль. Это связано в первую очередь с отсутствием, как указывалось, удовлетворительных теорий атомного ядра и элементарных частиц; использование многочисленных законов сохранения как бы «компенсирует» отсутствие таких теорий.

Вспомним также, что многие субатомные частицы неустойчивы. Однако рассматривать превращения систем удобно, опираясь на нечто, не подверженное изменениям. Такую «опорную точку» в мире субатомной физики часто и обеспечивают законы сохранения.

Законы сохранения тесно связаны с симметрией того или иного вида (см. текст петитом). В микрофизике законы сохранения связываются с симметрией определенного типа, что облегчает интерпретацию и осмысливание явлений. Все объединенные теории микрочастиц используют раздел математики — теорию групп, которая описывает операции симметрии.

Между симметрией физических систем и законами сохранения существует тесная связь. Согласно весьма общей теореме Непер, если свойства системы не меняются от какого-либо преобразования переменных, то этому соответствует некоторый закон сохранения. Отсюда следует, что наличие симметрии в системе обусловливает существование для нее сохраняющихся физических величин, поэтому, зная свойства симметрии системы, можно отыскать для этой системы соответствующие им законы сохранения.

Так, инвариантность действия для системы относительно сдвигов времени (что соответствует представлению о его однородности) обусловливает согласно теореме Непер закон сохранения энергии. Из инвариантности действия по отношению к пространственным сдвигам (что отвечает представлению об однородности пространства) следует закон сохранения импульса. Аналогично из равноценности всех пространственных направлений и связанной с этим инвариантности действия относительно вращения системы координат в пространстве (т. е. из изотропии пространства) вытекает закон сохранения момента импульса.

Если в системе существуют симметрии, не связанные с пространством — времени, то теорема Непер позволяет установить и другие сохраняющиеся величины. Примером является электрический заряд, с которым можно связать так называемое зарядовое преобразование симметрии.

1.3.5. Характерные значения энергий, расстояний и времен жизни в субатомной физике. Нижняя граница энергии некоторых частиц, рассматриваемых в субатомной физике, может быть сравнительно низкой. Например, согласно существующей в нейтронной физике классификации нейтронов по энергиям, минимальной энергией обладают холодные нейтроны ($W < 0{,}01$ эВ). Для сравнения напомним, что энергии связи внешних атомных электронов имеют порядки 1–10 эВ (а скорости этих частиц приближенно равны $\alpha c \ll c$) [1]. Поскольку случаи, когда скорости ядер и элементарных

[1] В § 4.3 [1] показано, что между постоянной тонкой структуры (константой электромагнитного взаимодействия) $\alpha = e/\hbar c$ и скоростью орбитального движения электрона атома водорода v существует простая связь $\alpha = v/c$ (формула 4.20)), где c — скорость света в пустоте. Численное значение α равно 1/137, т. е. $\alpha \ll 1$. Следовательно, $v = \alpha c \ll c$. Это неравенство выполняется и для скорости внешних электронов более сложных атомов.

частиц значительно меньше c, достаточно многочисленны, то в субатомной физике находит применение нерелятивистская квантовая механика. Так, теория простейшего многонуклонного ядра — дейтрона основана на решении уравнения Шредингера.

Однако для субатомной физики более типичны скорости частиц, существенно превышающие значение αc. Например, скорость нуклонов в ядре имеет порядок 10^9 см/с $\gg \alpha c$. Взаимодействия элементарных частиц в большом числе случаев происходят при релятивистских скоростях. По отмеченным причинам теория относительности играет в субатомной физике выдающуюся роль.

Естественный верхний предел энергии в субатомной физике не известен. По мере развития экспериментальной техники устанавливаются все более высокие значения энергии, приходящейся на одну микрочастицу. Наиболее высокоэнергичные частицы зарегистрированы в составе космического излучения. Их энергия достигает 10^{18}–10^{21} эВ. Существенно меньше максимальная энергия на частицу, полученная человеком. Например, на ускорителе LHC (CERN, Швейцария) максимальная энергия ускоренных протонов равна 7000 ГэВ $= 7 \cdot 10^{12}$ эВ [1]).

Явления, рассматриваемые в субатомной физике, происходят на расстояниях, не превосходящих размера атома, имеющего, как известно, порядок 10^{-8} см. Каких-либо естественных значений нижней границы расстояний в субатомной физике до сих пор не установлено. По мере совершенствования техники эксперимента минимальные расстояния, доступные измерению, становятся все меньше. В настоящее время такие расстояния имеют порядок 10^{-16} см.

В субатомной физике широко применяется внесистемная единица расстояний — ферми (Фм).

$$1 \text{ Фм} = 10^{-13} \text{ см},$$

близкая по порядку величины к размерам ядер, равным 10^{-12}–10^{-13} см (§ 7.3). Размеры нуклонов также равны приблизительно 10^{-13} см. Длина 1 Фм может считаться наиболее характерным расстоянием для мира субатомной физики.

Шкала расстояний тесно связана со шкалой времени. Важное масштабное понятие субатомной физики *характерное время* (*время пролета*) определяется как время, необходимое для пролета одной частицы определенной энергии сквозь другую. Полагая скорость нуклона в ядре $v = 10^9$ см/с, а размер ядра $R \sim 10^{-13}$ см, получим, что характерное ядерное время имеет порядок

$$\tau_{\text{ядерн}} = R/v = 10^{-22} \text{ с}.$$

[1]) Ускоритель LHC является коллайдером, т. е. ускорителем на встречных пучках. Приведенное значение энергии протонов относится лишь к одному из сталкивающихся пучков (подробнее этот вопрос рассматривается в гл. 5).

Для процессов, связанных с превращением ядер, большими могут считаться времена $t \gg \tau_{\text{ядерн}} = 10^{-22}$ с и малыми $t < \tau_{\text{ядерн}}$.

Для релятивистских элементарных частиц ($v \sim c$), имеющих размер порядка 10^{-13} см, характерное время равно

$$\tau_{\text{элем}} = 3 \cdot 10^{-24} \text{ с}.$$

В физике элементарных частиц естественный масштаб времени определяется обычно временем $\tau_{\text{элем}}$.

Принято подразделять ядра на легкие ($A < 50$), средние $50 < A < 100$ и тяжелые ($A > 100$), хотя границы соответствующих интервалов весьма условны.

Глава 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

§ 2.1. Классификация элементарных частиц

В табл. 2.1 приведена сводка ряда важных физических характеристик элементарных частиц, включающая массу m, электрический заряд Q, спин I и среднее время жизни τ [5, 7].

Первая группа представлена фотоном — частицей с нулевой массой покоя, которая согласно квантовой электродинамике является квантом электромагнитного поля. Спин фотона равен 1, поэтому он является бозоном.

Напомним, что атомные ядра и элементарные частицы подразделяются на так называемые бозоны и фермионы. Первые описываются квантовой статистикой Бозе–Эйнштейна, их волновые функции симметричны; вторые описываются квантовой статистикой Ферми–Дирака, их волновые функции антисимметричны. У бозонов спины целые (включая 0), у фермионов — полуцелые (см. § 7.7, табл. 7.3).

Вторая группа представлена лептонами [1]. У нейтрино трех видов, входящих в эту группу, масса покоя, по-видимому, равна нулю (или очень невелика), у остальных она меняется в энергетической шкале от 0,511 МэВ (электрон) до ≈ 1800 МэВ (тау-мезон). Электрический заряд всех нейтрино равен нулю, у остальных лептонов по абсолютной величине — единице. Все лептоны обладают спином 1/2, поэтому они являются фермионами. Лептоны и фотоны не участвуют в сильных взаимодействиях.

В состав третьей группы входят частицы, называемые адронами [2], они участвуют в сильных взаимодействиях и подразделяются на два класса: барионов [3] и мезонов [4]. Барионам приписывается квантовое число B, называемое также *барионным зарядом*. Для барионов $B = 1$, для антибарионов $B = -1$, для мезонов (и для всех остальных частиц) барионный заряд равен нулю. Более подробно представление о барионном заряде рассматривается в § 7.2.

---

[1] Термин «лептон» происходит от греческого слова «лертос» — легкий.

[2] Термин «адрон» происходит от греческого слова «адрос», означающий «крепкий» или «сильный».

[3] Термин «барион» происходит от греческого слова «барис», означающий тяжелый.

[4] Термин «мезон» происходит от греческого слова «мезо» — средний, промежуточный.

Таблица 2.1

Классификация элементарных частиц

Группа		Название	Символ: Частица	Символ: Античастица	Масса в единицах массы покоя электрона m_e	Энергия покоя E, МэВ	Электрический заряд в единицах $\|e\|$	Спин I в единицах $\hbar$	Среднее время жизни τ, в секундах
Фотон		Фотон	γ		0	0	0	1	Стабилен
Лептоны		e-Нейтрино	ν_e	$\widetilde{\nu}_e$	~ 0	~ 14 эВ	0	1/2	Стабильны
		Электроны	e^-	e^+	1	0,511	1	1/2	«
		Мю-нейтрино	ν_μ	$\widetilde{\nu}_\mu$	~ 0	~ 0	~ 0	1/2	«
		Мюоны	μ^-	μ^+	206,8	105,7	1	1/2	$2{,}20 \cdot 10^{-6}$
		Тау-нейтрино	ν_τ	$\widetilde{\nu}_\tau$	~ 0	~ 0	0	1/2	Стабильны
		Тау-мезоны	τ^-	τ^+	3491	1784	1	1/2	$3{,}5 \cdot 10^{-12}$
Адроны	Мезоны	Пионы	π^0		264,1	135,0	0	0	$0{,}83 \cdot 10^{-16}$
			π^-	π^+	273,1	139,6	1	0	$2{,}60 \cdot 10^{-8}$
		Каоны	K^+	K^-	966,1	493,7	1	0	$1{,}24 \cdot 10^{-8}$
			K^0	$\widetilde{K}^0$	973,9	497,7	0	0	$5{,}8 \cdot 10^{-8}$
		Эта-ноль-мезон	η^0		1074	548,8	0	0	$2{,}4 \cdot 10^{-19}$
		B-мезоны	B^+	B^-	5279	—	1	0	$1{,}6 \cdot 10^{-12}$
			B^0	$\widetilde{B}^0$	5279	—	0	0	$1{,}5 \cdot 10^{-12}$
	Барионы	Протоны	p	p^-	1836,15	938,28	1	1/2	Стабильны
		Нейтроны	n	$\widetilde{n}$	1838,68	939,55	0	1/2	886
		Гипероны	Λ^0	$\widetilde{\Lambda}^0$	2183,2	1115,6	0	1/2	$2{,}63 \cdot 10^{-10}$
			Σ^+	$\widetilde{\Sigma}^+$	2327,5	1189,4	1	1/2	$0{,}80 \cdot 10^{-10}$
			Σ^0	$\widetilde{\Sigma}^0$	2333,6	1192,5	0	1/2	$5{,}8 \cdot 10^{-20}$
			Σ^-	$\widetilde{\Sigma}^-$	2343,1	1197,3	1	1/2	$1{,}48 \cdot 10^{-10}$
			Ξ^0	$\widetilde{\Xi}^0$	2573,2	1314,9	0	1/2	$2{,}9 \cdot 10^{-10}$
			Ξ^-	$\widetilde{\Xi}^+$	2585,7	1321,3	1	1/2	$1{,}65 \cdot 10^{-10}$
			Ω^-	$\widetilde{\Omega}^+$	3272,7	1672	1	3/2	$1.32 \cdot 10^{-10}$

Мезонами первоначально называли открытые в составе космических лучей кванты ядерного поля; позднее их стали называть пи-мезонами или проще пионами. Эти частицы обладают массами промежуточными между массами электрона и нуклона.

Дальнейшие эксперименты привели к открытию мезонов, с массами сопоставимыми или существенно большими масс барионов (так что термин «мезон» имеет лишь историческое значение). Класс мезонов очень многочисленен, и в табл. 2.1 указаны характеристики лишь тех мезонов, информация о которых нам понадобится при дальнейшем изложении. У перечисленных в таблице мезонов спин равен нулю (но известны мезоны с $I > 0$).

В классе барионов наименьшей массой обладает протон, а наибольшей — омега-минус-гиперон (энергия покоя равна 938 МэВ и 1672 МэВ соответственно). Электрические заряды у некоторых барионов равны нулю (в том числе у нейтрона), а у других $+1$ или -1 (заряд протона равен $+1$). Все барионы обладают полуцелым спином и потому являются фермионами.

Большая часть элементарных частиц принадлежит к классам мезонов и барионов, они имеют размеры порядка 1 Фм; участвуют в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях. Адроны обладают специфической внутренней структурой (о ее особенностях см. п. 2.6.2). К точечным (бесструктурным) частицам относится шесть лептонов — электрон, мюон, таон и нейтрино трех типов.

§ 2.2. Дуализм элементарных частиц

Подавляющему числу элементарных частиц присущ дуализм, заключающийся в том, что в природе они представлены в виде пар частица–античастица. При одинаковости большинства физических свойств (массы, спина и др.), частицы пары различаются между собой алгебраическими знаками электрических зарядов и определенными числами (например, у лептонов — лептонными квантовыми числами, см. п. 12.4.3). В случаях пары частиц электрически нейтральных или обладающих одинаковыми электрическими зарядами, в табл. 2.1 символы античастиц отмечены сверху короткими волнистыми линиями.

Взаимодействие данной частицы с ее антиподом приводит к их аннигиляции — исчезновению и возникновению других частиц. Именно благодаря аннигиляции частицы пары являются антиподами. Возможен и обратный процесс, когда при взаимодействии третьих частиц рождается пара частиц-антиподов. Любую из них можно назвать частицей, а другую — античастицей.

Лишь небольшая группа элементарных частиц не имеет частиц-антиподов. К ним относятся: фотон, нейтральный пион, эта-ноль-мезон; можно сказать, что они тождественны своим античастицам. В табл. 2.1 символы перечисленных частиц расположены на серединах соответствующих строк.

§ 2.3. Стабильные элементарные частицы

Стабильных элементарных частиц совсем немного. К ним относятся фотон, три нейтрино, три антинейтрино, электрон, позитрон (положительно заряженный электрон), протон и антипротон. Хотя нейтрон и не входит в этот список, однако его время жизни значительно больше, чем у других нестабильных частиц (≈ 900 с). В составе ядра нейтрон стабилен.

Устойчивость электрона принимается как его естественная особенность, так как частицы с меньшей массой и электрическим зарядом в природе не встречаются.

Среди стабильных частиц выделяется протон, обладающий массой, значительно большей по сравнению с массами других стабильных частиц. Устойчивость частицы со столь большой массой по теоретическим соображениям представляется несколько загадочной (остальные барионы с массами сравнительно мало отличающимися от массы протона распадаются).

Согласно теории Великого объединения протон следует считать нестабильной частицей, однако его «время жизни» согласно предсказанию одной из моделей этой теории превышает 10^{32} лет. Если эта оценка верна, то обнаружить распад протона практически невозможно (для сравнения укажем, что возраст Вселенной оценивается в 10^{10} лет).

§ 2.4. Распады элементарных частиц

Распады (превращения) частиц происходят спонтанно. При этом освобождается свободная энергия и, следовательно, уменьшаются их массы. Такие превращения происходят с неизбежностью, если отсутствуют ограничения со стороны законов сохранения классической механики и микрофизики. Например, в силу закона сохранения барионного заряда возможны лишь такие распады нестабильных барионов, при которых среди продуктов распада присутствуют частицы с $B = 1$ (для простоты мы исключаем случаи распада антибарионов). Например, наблюдаются следующие распады:

$$\Sigma^+ \to p + \pi^0 \ (52\,\% \text{ случаев});$$

$$\Sigma^+ \to n + \pi^+ \ (48\,\% \text{ случаев});$$

$$\Xi^0 \to \Lambda^0 + \pi^0 \ (100\,\% \text{ случаев});$$

$$\Xi^- \to \Lambda^0 + \pi^- \ (100\,\% \text{ случаев}) \text{ и т. д.}$$

За исключением нейтрона у остальных неустойчивых частиц среднее время жизни приходится на диапазон 10^{-24}–10^{-6} с. Наиболее коротким временем жизни (10^{-22}–10^{-24} с) обладают частицы, называемые резонансами, образующие наиболее многочисленные группы элементарных частиц. Частицы с существенно большими временами жизни называют квазистабильными (или

даже стабильными). Резонансы по существу представляют собой возбуждения квазистабильных частиц. Распады резонансов обусловлены сильным взаимодействием.

Впервые частицу, получившую название резонанса, наблюдал Э. Ферми в 1951 г. При рассеянии положительного пиона на протоне возникала промежуточная система $\pi^+ + p \to \Delta^{++}$ с зарядом $+2e$; она получила название Δ^{++}-резонанса; последний в течение ядерного времени распадается на исходные частицы: $\Delta^{++} \to \pi^+ + p$.

§ 2.5. Виртуальные переходы и виртуальные частицы

Введем используемые в микрофизике понятия о виртуальных переходах в виртуальных частицах. С этой целью рассмотрим развитие некоторой системы как последовательный переход через различные состояния. Назовем ее промежуточные состояния *виртуальными*. Энергии этих состояний могут не совпадать ни с энергией начального состояния, ни между собой. Из соотношения неопределенностей в координатах энергия-время $\Delta E\,\Delta t \geqslant h$ вытекает, что за произвольно малый промежуток времени Δt энергия изолированной системы может измениться на величину ΔE. На этом основании допустимо считать, что при *виртуальных переходах*, т. е. переходах между виртуальными состояниями, закон сохранения энергии не выполняется. Избыток энергии ΔE при выборе достаточно малого промежутка времени Δt может быть очень большим. Так, полагая $\Delta t = 10^{-21}$ с, получаем

$$\Delta E \approx 10^{-27}/10^{-21} = 10^{-6} \text{ эрг} \sim 1 \text{ МэВ}.$$

Если предположить, что таким избытком энергии обладает электрон, то он может в течение времени порядка 10^{-21} с испустить и поглотить фотон с энергией порядка 1 МэВ. Испущенный фотон и электрон в «диссоциированном» состоянии называются *виртуальными*. В свою очередь, этот фотон может образовать и электронно-позитронную пару, которая вновь превращается в виртуальный фотон, поглощаемый испустившим его электроном.

Обратимся к взаимодействию двух электронов. Известно, что они не могут взаимодействовать друг с другом непосредственно, а только путем обмена фотонами — переносчиками электромагнитного взаимодействия. Этот процесс протекает путем испускания одним электроном виртуального фотона, который поглощается вторым электроном.

Аналогичным образом два нуклона могут взаимодействовать между собой путем обмена виртуальным квантом сильного взаимодействия, например, виртуальным пионом.

Более подробно вопросы о виртуальных переходах и виртуальных частицах, а также о диаграммах Фейнмана, с помощью которых описываются виртуально протекающие процессы, рассматриваются во многих работах, например в [1, 3, 5].

§ 2.6. О «первейших сущностях» вещества

2.6.1. Взаимопревращаемость элементарных частиц. Вопрос о том, существует ли предел дробления вещества, интересовал еще древних ученых. Он непосредственно связан с представлением о дискретной структуре вещества, введенным в науку греческими философами античной эпохи, так называемыми «атомистами». Один из основателей школы атомистов Демокрит полагал, что основу всего сущего составляют атомы — неизменные и неделимые частицы (слово «атом» и означает по-гречески «неделимый»). Другой известный атомист Эпикур считал, что атомы непрерывно движутся в пустоте и причиной их движения является сама Вселенная. Такого рода рассуждения носили, однако, сугубо абстрактный характер, и в духе науки того времени обычно не предпринималось попыток подкрепить их данными наблюдений. Лишь после накопления в современной науке многообразной информации сложился достаточно обоснованный ответ на поставленный вопрос.

Было установлено, что атомы, молекулы и ядра являются не простыми (элементарными) частицами, а сложными структурными системами, в состав которых входят, в частности, элементарные частицы — электроны и нуклоны. Опыт показывает возможность расщепления сложных частиц. Например, простейшую атомную систему — атом водорода можно расщепить на протон и электрон, затратив энергию, равную их энергии связи — 13,6 эВ; простейшее сложное ядро — дейтрон аналогично можно разделить на нейтрон и протон, затратив энергию, равную их энергии связи — 2,23 МэВ.

С другой стороны, имеются экспериментальные доказательства того, что многие частицы, называемые по традиции элементарными, нельзя считать системами, состоящими из отдельных частей.

Например, вспомним эффект образования электрон-позитронной пары, когда в результате распада фотона образуется электрон и позитрон. Превращение фотона в пару частиц с ненулевой массой покоя никак не напоминает процесса распада более сложной системы на составляющие ее части. Обратный процесс — аннигиляцию электрона и позитрона, приводящую к возникновению электромагнитного излучения, нельзя рассматривать как процесс образования более сложной системы из более простых систем. Характерной особенностью этих эффектов является исчезновение исходных частиц. В рассмотренных процессах проявляется одно из важнейших свойств элементарных частиц — их взаимопревращаемость. Известно множество процессов, в которых наблюдается это явление. Например, протоны, ускоренные до энергии свыше 1 ГэВ, падая на мишень, превращаются («перезаряжаются») в нейтроны; последние, достигая другой мишени, в свою очередь, превращаются в протоны.

А возможно ли расщепить элементарную частицу — протон? Были проведены опыты, в которых в качестве бомбардирующих частиц использовались ускоренные электроны; последние, не участвуя в сильных взаимодействиях, как бы глубже зондируют протоны. Такие эксперименты проведены вплоть до энергий порядка сотен ГэВ; хотя в них достигалось глубоко неупругое

рассеяние протонов электронами, т. е. с передачей большого импульса, однако расщепить протон не удалось. По мере увеличения энергии бомбардирующих электронов, наряду с актами упругого рассеяния, наблюдается образование все новых и новых частиц:

$$\begin{aligned} &e^- + p \to e^- + p; \\ &e^- + p \to e^- + p + \pi^0; \\ &e^- + p \to e^- + n + \pi^+; \\ &e^- + p \to e^- + B + \text{разные частицы}; \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned} \tag{2.1}$$

В последней реакции через B обозначен какой-либо барион.

Разберем реакции (2.1) более подробно. Акты упругого рассеяния $e^- + p \to e^- + p$ были использованы в опытах Хофштадтера для анализа распределения электрического заряда в протоне, оказавшегося неточечным (подробнее этот вопрос рассматривается в § 7. 3). Остальные процессы (2.1) являются неупругими и демонстрируют возможность не только взаимных превращений одной частицы в другую, но и рождения новых частиц за счет прямого превращения кинетической энергии сталкивающихся частиц в вещество. Во второй реакции (2.1) нейтральный пион возник именно за счет кинетической энергии электрона, так как электрон и протон сохранились после реакции. В последующих взаимодействиях наблюдаются акты как рождения новых частиц, так и их превращения (в третьей реакции протон превращается в нейтрон, а в четвертой — в барион B).

Согласно табл. 2.1 все барионы кроме протона неустойчивы и спонтанно распадаются. Например, Λ^0-гиперон в 63% случаев распадается по схеме: $\Lambda^0 \to p + \pi^-$, его время жизни $\sim 10^{-10}$ с (см. табл. 2.1). Указывает ли это на то, что Λ^0-гиперон не элементарен и состоит из протона и отрицательного пиона? Одним из доводов против этого предположения является наличие и других схем распада: $\Lambda^0 \to n + \pi^0$ (30% случаев); $\Lambda^0 \to e^- + \widetilde{\nu}_e + p$ ($0{,}8 \cdot 10^{-3}$ случаев). Распад Λ^0-гиперона следует рассматривать как его превращение в другие частицы, а не развал на составные части.

Совместимо ли понятие «неразложимость» со спонтанным распадом? Как объяснить механизм возникновения кванта ядерных сил — нейтрального пиона во второй реакции (2.1), хотя электрон не участвует в сильных взаимодействиях? Последний вопрос еще более актуален в отношении экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках (см. § 5.3), в которых наблюдается схема распада $e^- + e^+ \to$ мезоны, несмотря на отсутствие нуклонных мишеней. Объяснение возможно только такое: порожденный в электрон-позитронном столкновении виртуальный фотон превращается в пару противоположно заряженных ядерных частиц (например, в протон и антипротон), которые, в свою очередь, прямо или через другие виртуальные превращения порождают мезоны, в том числе и нейтральные.

Сходные результаты были получены при бомбардировке протонных мишеней ускоренными протонами. Сталкивающиеся протоны не претерпевают изменений, которые можно было бы рассматривать как раздробление на более мелкие части; эти частицы так и остаются протонами, но среди продуктов их взаимодействия можно обнаружить и другие частицы различного типа.

Подводя итог сказанному, отметим, что в процессе дробления вещества на все более мелкие части достигается естественный предел, когда происходит уже не разделение частиц на их «осколки», а осуществляются качественно иные процессы образования новых и себе подобных частиц и их взаимопревращения.

Таким образом, кардинальное отличие элементарной частицы от любых других систем состоит в том, что частицы распада не являются составными частями исходной элементарной частицы, а возникают в момент ее распада. Этот обобщающий вывод, вытекающий из множества наблюдений, может рассматриваться в качестве эмпирического определения элементарной частицы.

2.6.2. Кварковая модель адронов. Радикальный шаг в рассматриваемой проблеме, приведший к углубленному пониманию предела дробления вещества, связан с созданием в 1964 г. М. Гелл-Манном и Дж. Цвейгом кварковой модели адронов. В последующие годы эта модель была существенно усовершенствована. Согласно этой модели адроны обладают структурой, но последняя радикально отличается от структуры атомов, молекул и ядер [3, 5].

На основе кварковой модели была разработана упоминавшаяся выше теория, названная квантовой хромодинамикой. Сколько-нибудь углубленное изложение это теории не является нашей дальнейшей целью. Мы ограничимся краткой, качественного характера информацией о некоторых ее положениях, необходимой для последующего рассмотрения вопроса о структуре «мельчайших» частицах вещества.

Считается, что в состав адронов входят супермалые частицы — *кварки* и *антикварки*. Число кварков равно шести; три кварка обладают электрическим зарядом $Q = +\frac{2}{3}e$, а три других — $Q = -\frac{1}{3}e$. Кварки обладают спином 1/2, т. е. являются фермионами. Барионный заряд всех кварков равно $\frac{1}{3}$. Число антикварков также равно шести. Для них Q принимает значения $-\frac{2}{3}e$ и $+\frac{1}{3}e$, а $B = -\frac{1}{3}$. Дробность значений электрического и барионного зарядов — один из удивительных парадоксов квантовой хромодинамики и примыкающей к ней кварковой модели. Другой удивительный парадокс связан с допущением, что сила взаимодействия между кварками с ростом разделяющего их расстояния не уменьшается, а увеличивается, поэтому кварк не может уйти из адрона.

Длительное время (до 1995 г.) было известно пять кварков, они обозначаются буквами u, d, s, c, b, причем более легкими являются три первых кварка. Все адроны состоят из различного сочетания кварков, образующих связанные состояния. В состав бариона входят три кварка, в состав мезона один кварк

и один антикварк, антибарионы формируются из трех антикварков. Например, протон и нейтрон состоят: первый из сочетания uud, второй — из udd, Λ-гиперон формируется из кварков uds; π^+-, π^0- и π^--мезоны «конструируются» из кварковых комбинаций: $u\bar{d}$, $d\bar{d}$, $\bar{u}d$ соответственно.

В 1995 г. был открыт шестой кварк, обозначенный буквой t. Этот кварк обладает значительно большей по сравнению с другими кварками массой, равной 174 ГэВ. Для сравнения укажем, что два других «тяжелых» кварка c и b обладают массами (1,1–1,4) ГэВ и (4,0–4,4) ГэВ соответственно. Благодаря быстрому распаду (порядка 10^{-25} с) исключено его участие в образовании адронов (даже простейшего связанного состояния $t\bar{t}$).

Каждый кварк представлен в трех разновидностях, различающихся между собой специфической квантовой характеристикой, условно называемой *цветом*. Различают кварки (антикварки) «желтые», «синие» и «красные». Введение этой характеристики позволяет избежать трудности, связанной с необходимостью удовлетворения принципа Паули (напомним, что адроны являются фермионами). Например, Ω^--барион и упоминавшийся выше Δ^{++}-резонанс обладают кварковыми структурами: sss и uuu соответственно. Поэтому, если отдельные кварки в этих композициях имеют разный цвет, то принцип Паули удовлетворяется. Общее число структурных частиц адронов с учетом антикварков, согласно связанному, равно 36.

Термин «кварк» введен М. Гелл-Манном. Стремясь подчеркнуть необычность свойств кварков, он воспользовался следующей аналогией. В романе Дж. Джойса «Поминки по Финнегану» встречается загадочный непонятный возглас «Три кварка для мистера Кларка».

Взаимодействие между кварками является сильным и осуществляется путем обмена квантами поля — глюонами [1]), создаваемыми самими кварками, на которые они и воздействуют. Обозначается глюон буквой g. Масса глюона равна нулю, а спин — единице, т. е. он является бозоном. Число разновидностей глюонов равно восьми. Размер кварков и глюонов меньше 10^{-16} см, и согласно современным представлениям они являются частицами, лишенными структуры.

Испускаемые кварками глюоны сосредотачиваются в узком пространстве между ними, образуя трубку глюонного поля, способствуя тем самым удержанию кварков. Но и глюоны в таких условиях не могут рассеиваться в окружающее пространство, что обуславливает невозможность их регистрации.

Вернемся к опытам по рассеянию высокоэнергетических электронов на протонах. Анализ выполненных наблюдений свидетельствует в косвенной форме о реальном существовании кварков. Приведем соответствующие результаты этих опытов.

1. В состав протонов входят точечные объекты, названные партонами [2]), размеры которых меньше 10^{-16} см.

---

[1]) Глюон — произв. от английского слова «glue» — клей.

[2]) Термин «партон» происходит от английского слова «part», означающего «часть».

2. Вся масса (внутренняя энергия) протонов сосредоточена в партонах.

3. Зарегистрированные партоны обладают теми же характеристиками, что и кварки; спин партона равен 1/2, а его электрический заряд равняется или $+\frac{2}{3}e$, или $-\frac{1}{3}e$.

Аналогичная внутренняя структура обнаружена и у нейтронов.

Говоря о проблеме простейших «элементов» — «кирпичиков вещества», академик В. Л. Гинзбург пишет: «... являются ли кварки последними, наконец, «кирпичиками», из которых построены адроны? Уже тот факт, что кварков много, породил гипотезы о существовании протокварков... В любом случае, когда-то, казалось бы, с дроблением нужно «кончать». Трудно поверить в существование бесконечной «матрешки» — открыл одну куклу, а в ней другая, и так без конца. Собственно говоря, такие факты, как взаимное превращение частиц друг в друга..., выясненное на предыдущем этапе развития микрофизики, и «удержание» кварков, фигурирующее на современном этапе, свидетельствуют о появлении в каждой следующей «матрешке» качественно новых черт. Это делает разговоры о «матрешках» в значительной мере условными. Но каков будет следующий этап? Во всяком случае, возможно, что на кварках «дробление» адронов остановится, но никаких реальных оснований против введения протокварков сейчас тоже нет».

Это замечание В. Л. Гинзбурга о протокварках, сделанное им после создания кварковой модели, оказалось оправдавшейся впоследствии догадкой.

2.6.3. Представление о фундаментальных фермионах и калибровочных бозонах. Кварки и лептоны (их принято называть *фундаментальными фермионами*) подразделяются на три поколения, каждое из них состоит из двух кварков и двух лептонов определенной модификации (табл. 2.2). Частицы данного поколения различаются между значением электрического заряда. Соответствующие частицы в трех семействах обладают идентичными свойствами за исключением массы, увеличивающейся в каждом последующем поколении (т. е. $m_u < m_c < m_t$, $m_d < m_s < m_b$ и т. д.). Стабильная материя, заполняющая окружающее нас пространство, содержит частицы только первого поколения (точнее говоря, она состоит из трех частиц: u, d и e^-). Роль в природе фундаментальных фермионов второго и третьего поколений требует дальнейших исследований.

Таблица 2.2

Перечень фундаментальных фермионов

Номер поколения	Электрический заряд			
	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1	0
1	u	d	e^-	ν_e
2	c	s	μ^-	ν_μ
3	t	b	τ^-	ν_τ

Фундаментальные фермионы считаются точечными (бесструктурными) объектами (их размеры не превышают 10^{-16} см). Любые более крупные

микрочастицы — адроны, ядра, атомы и т. д. состоят из фундаментальных фермионов.

Введем понятие калибровочных бозонов. К ним относятся частицы — переносчики фундаментальных взаимодействий, все они обладают спином равным единице. Группу калибровочных бозонов составляют: глюоны — переносчики сильных взаимодействий, фотоны — переносчики электромагнитных взаимодействий, переносчиками слабых взаимодействий являются бозоны, обозначаемые буквами W^+, W^-, Z, первый заряжен положительно, второй — отрицательно, а третий — электрически нейтрален. Массы покоя (mc^2) глюонов и фотонов, как отмечалось, равны нулю, а бозонов — переносчиков слабых взаимодействий весьма велики; для W^+ и W^- — бозонов они равны 80,4 ГэВ, а для Z-бозона — 91,2 ГэВ. Большая масса этих частиц обусловлена малым радиусом слабых сил. Все перечисленные фундаментальные бозоны обнаружены.

Ныне сформировалось представление, что число «истинно элементарных» (фундаментальных) частиц ограничивается фундаментальными фермионами и калибровочными бозонами.

Базисной основой современной микрофизики является Стандартная модель, опирающаяся на представление о перечисленных фундаментальных частицах и взаимодействиях между ними. В рамках Стандартной модели исследуются явления и процессы в широком диапазоне расстояний от малых порядка 10^{-8}–10^{-10} см до масштабов Вселенной. В Стандартной модели используется ряд новейших теорий, в том числе теория электрослабых взаимодействий, квантовая электродинамика, квантовая хромодинамика и некоторые представления Великого объединения.

2.6.4. Понятие о микровибраторах–струнах. Следующий шаг в поисках простейших объектов вещества связан с созданием упоминавшейся выше суперструнной теории (называемой иногда проще — «струнной»). Согласно этой теории в природе существуют «протокварки» (см. выше текст петитом), названные струнами (или суперструнами) — одномерные образования, которые наглядно можно представить в виде эластичных незамкнутых «палочек», замкнутых «колечек» или других фигур различной формы (более подробная информация о них приводится в § 20.8). Протяженность струн чрезвычайно мала, составляя 10^{-33} см, что совпадает с так называемой планковской длиной L_p (о ее роли в физике речь пойдет ниже).

Упругий характер струн дает возможность представить их вибрирующими объектами, наподобие струн музыкальных инструментов. Колебания струн с различной частотой позволяют рассматривать их в качестве различных частиц (принимая во внимание, что частота колебаний струны связана с ее энергией и массой). Таким образом, согласно теории струн, все виды вещества порождены вибрациями микроскопических струн.

Теория струн нашла применение не только в физике, но и в космологии (см. шестую часть книги).

На рис. 2.1 приведена «шуточная» схема структуры вещества, заимствованная из книги Б. Грина «Элегантная Вселенная» [4]. Изображено яблоко

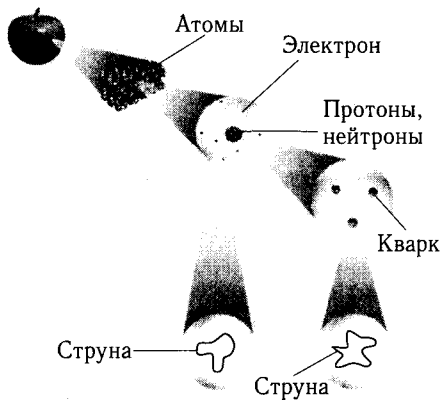


Рис. 2.1. Структура вещества согласно современным представлениям микрофизики

и иерархия микрообъектов, из которых оно состоит: атомы, протоны, нейтроны, электроны, кварки и струны.

Таково на сегодня представление о первичных «атомах», природу которых пытались «отгадать» еще древнегреческие философы.

ЛИТЕРАТУРА К ЧАСТИ I

1. *Барсуков О. А., Ельяшевич М. А.* Основы атомной физики. — М.: Научный мир, 2006.
2. *Вайнберг С.* Мечты об окончательной теории. Физика в поисках самых фундаментальных законов природы. 2-е изд / Пер. с англ. А. В. Беркова. — М.: Изд-во ЛКИ, 2008.
3. *Глэшоу Ш.* Кварки с цветом и ароматом // УФН. 1976. Т. 119, № 4. С. 715–722.
4. *Грин Б.* Элегантная Вселенная. Суперструны, скрытые размерности и посики окончательной теории. 3-е изд / Пер. с англ. под ред. В. О. Малышенко. — М.: Изд-во КомКнига, 2007.
5. *Капитонов И. М.* Введение в физику ядра и частиц. — М.: Едиториал УРСС, 2002.
6. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэнде М.* Фейнмановские лекции по физике. Т. 3. Излучение, волны, кванты / Пер. с англ. под ред. Я. А. Смородинского. — М.: Мир, 1967.
7. Физический энциклопедический словарь / Ред. коллегия: А. М. Прохоров (гл. ред.), И. И. Гуревич, Б. Б. Кадомцев, М. А. Ельяшевич и др. 2-е изд. — М.: Советская энциклопедия, 2002.
8. *Фрауэнфельдер Г., Хенли Э.* Субатомная физика / Пер. с англ. под ред. В. В. Толмачева. — М.: Мир, 1979.

Часть II

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ, ИХ ИСТОЧНИКИ И МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ

Глава 3

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

§ 3.1. Начальные сведения об ионизирующих излучениях и их источниках

В настоящее время для обозначения проникающей радиации применяется нормативный термин — *ионизирующее излучение*, определяемое как любое излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию зарядов разных знаков (т. е. положительных и отрицательных).

Различают ионизирующее излучение двух видов: корпускулярное и электромагнитное. Потоки частиц с ненулевой массой покоя (электроны, протоны, нейтроны и многие другие) относятся к первому виду, а потоки частиц с нулевой массой покоя (фотоны) — ко второму. К ионизирующему излучению не относятся ультрафиолетовое излучение и видимый свет.

Большая часть корпускулярных частиц обладают электрическими зарядами. Их удобно подразделить на две условные группы — «легкие» и «тяжелые». К первой относятся электроны и позитроны; массы этих частиц, как известно, на три порядка меньше массы легчайшего ядра — протона. Вторую составляют протоны, дейтроны, альфа-частицы и другие более тяжелые частицы. Из нейтральных корпускулярных частиц нас будут интересовать главным образом нейтроны.

Электромагнитное ионизирующее излучение представлено γ- и рентгеновским излучениями (или, в «корпускулярной» терминологии, γ-квантами и рентгеновскими квантами); γ-излучение состоит из фотонов с относительно большой энергией (обычно больше 500 кэВ). Оно испускается при ядерных превращениях и при аннигиляции частиц. Рентгеновское излучение состоит из фотонов с энергиями, промежуточными между энергиями фотонов ультрафиолетового и γ-излучений (приблизительно 0,5–500 кэВ).

Рентгеновское излучение подразделяется на характеристическое и тормозное. Первое представляет собой фотонное излучение с дискретным энергетическим спектром, испускаемое атомами при изменении их энергетического состояния. Энергетический спектр второго непрерывен; тормозное излучение испускается при изменении кинетической энергии заряженных частиц.

§ 3.2. Взаимодействие заряженных частиц с веществом

3.2.1. Особенности взаимодействий заряженных частиц со средой. Оценка энергий, при которых частицы могут считаться релятивистскими. Перечислим основные процессы взаимодействия заряженных частиц с веществом [1, 12].

1. Движущиеся в веществе заряженные частицы теряют свою энергию главным образом в результате кулоновских столкновений с атомами вещества. Благодаря большой разнице масс атомных электронов и ядер можно провести четкое различие между столкновением заряженной частицы с атомным электроном, приводящим к передаче последнему части энергии падающей частицы, в результате чего атом возбуждается или ионизируется (неупругое столкновение), и соударением заряженной частицы с атомным ядром, что обусловливает переход части ее кинетической энергии в поступательное движение атома как целого (упругое столкновение).

2. Для электронов (β-частиц) существенное значение имеет неупругое взаимодействие с атомными ядрами, приводящее к испусканию жесткого электромагнитного излучения. Падающий электрон (β-частица) может испытать также упругое рассеяние на электронах.

3. Тяжелая частица, обладающая энергией, достаточной для преодоления кулоновских сил отталкивания ядра, может испытать рассеяние на ядерных силах или вызвать ядерную реакцию, приводящую к испусканию различных частиц, γ-квантов и т. д.

4. Движение заряженной частицы в веществе со скоростью, большей скорости света в данной среде, сопровождается образованием излучения, называемого излучением Вавилова–Черенкова.

Остановимся на вопросе о том, при каких кинетических энергиях падающие частицы можно считать релятивистскими. Напомним, что кинетическая энергия релятивистской частицы с массой покоя m_0 равна

$$W = mc^2 - m_0c^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0c^2 = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right), \qquad (3.1)$$

где $\beta = v/c$, v — скорость частицы, c — скорость света в вакууме. Выразим кинетическую энергию в единицах энергии покоя $m_0c^2 = W^0$:

$$W^0 = \frac{W}{m_0c^2} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1. \qquad (3.2)$$

Из (3.1), (3.2) вытекает, что

$$\beta = \frac{\sqrt{W^0(W^0+2)}}{W^0+1}, \quad \frac{m}{m_0} = W^0 + 1. \tag{3.3}$$

Полагая, что приращение массы приобретает существенное значение с $m \geqslant 1{,}01 m_0$ ($W^0 \geqslant 0{,}01$), будем считать частицу релятивистской, если она обладает массой большей 1,01 m_0. Скорость такой частицы превышает 14% скорости света c. Так как энергия покоя электрона равна $\approx 0{,}5$ МэВ, протона ≈ 940 МэВ, а α-частицы $W \approx 3700$ МэВ, то при выбранном критерии (конечно, условном) электрон является релятивистским при $W > 5$ кэВ, протон при $W > 9{,}4$ МэВ, а α-частица при $W > 37$ МэВ. Таким образом, тяжелые частицы можно считать релятивистскими лишь начиная с энергий порядка десятков МэВ, в то время как электрон можно рассматривать как релятивистскую частицу уже при $E > 0{,}01$ МэВ.

Обсудим теперь подробно каждый из перечисленных выше процессов.

3.2.2. Ионизационные потери энергии тяжелых заряженных частиц. Расчет потерь энергии тяжелой заряженной частицы на единице длины пути, обусловленных взаимодействиями с электронами вещества, приводит к формуле Бете–Блоха [1]):

$$-\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m_e v^2}\left\{\ln\frac{2m_e v^2}{I} - \beta^2 - \ln\left(1-\beta^2\right)\right\}, \tag{3.4}$$

где n_e — плотность электронов в среде, ze — заряд частицы, v — ее скорость, $I = 13{,}5Z$ эВ — средний ионизационный потенциал атомов поглощающей среды. Величину $\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{ион}}$ называют *удельными ионизационными потерями* (сокращенно *ионизационными потерями*). С увеличением энергии частицы удельные ионизационные потери вначале быстро падают (приблизительно по закону $1/v^2$ (см. формулу (3.4), рис. 3.1). С физической точки зрения это

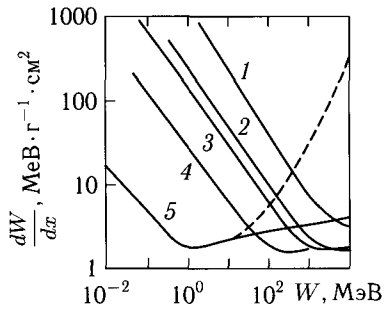


Рис. 3.1. Зависимость ионизационных потерь в воздухе различных частиц от их кинетической энергии: *1* — α-частицы; *2* — дейтроны; *3* — протоны; *4* — мезоны; *5* — электроны (пунктир — с учетом радиационных потерь)

[1]) В классической теории рассматриваемая зависимость была вычислена Бором, а в квантовой — Бете и Блоха.

объясняется тем, что по мере увеличения скорости частицы сокращается время ее пребывания в поле орбитальных электронов; в результате вероятность возбуждения и ионизации атомов уменьшается. Однако по мере приближения скорости частицы к скорости света удельные ионизационные потери убывают все медленнее. Наконец, при некоторой энергии кривая проходит через минимум (значение dW/dx в минимуме соответствует тому, что стоящий в знаменателе (3.4) квадрат скорости частицы приближенно равен постоянной величине c^2).

Анализ членов в фигурных скобках показывает, что при дальнейшем увеличении энергии ионизационные потери начинают вновь медленно (логарифмически) возрастать. Это связано с релятивистским эффектом деформации электрического поля движущейся частицы: оно сжимается в направлении движения и усиливается в перпендикулярном к нему направлении. В результате зона действия электрических сил частицы возрастает, что обусловливает возможность возбуждения и ионизации более удаленных от ее траектории атомов.

Хотя с увеличением энергии частицы ее электрическое поле сжимается все сильнее, рост удельных ионизационных потерь имеет предел. Это связано с поляризацией частицей среды. Сжатие поля сопровождается увеличением поляризации в поперечном направлении, поляризация же препятствует проникновению поля внутрь среды. Поляризация зависит от плотности вещества: в конденсированном веществе она оказывается сильнее, чем в газе. По этой причине воздействие поляризации на уменьшение удельных ионизационных потерь называют эффектом плотности. Обусловленное им насыщение ионизационных потерь наступает в разных веществах при различных энергиях (от $20mc^2$ и выше). Эффект плотности формула (3.4) не учитывает. Преобразовав ее с учетом этого эффекта, получим соотношение, из которого следует, что при достаточно больших скоростях dW/dx перестает зависеть от W и I. Формула (3.4) не учитывает также особенности хода зависимости $\dfrac{dW}{dx}\ (W)$ на начальном участке (см. ниже).

Если считать, что замедление частицы осуществляется только за счет неупругих взаимодействий с атомами, то для частицы, испытавшей полное замедление, сумма потерь энергии на возбуждение E_1 и ионизацию E_2 атомов должна равняться ее начальной кинетической энергии W: $W = E_1 + E_2$. Разделив W на число пар ионов N, образовавшихся при замедлении частицы, получим так называемую среднюю энергию образования пары ионов

$$w = \frac{W}{N} = \frac{E_1}{N} + \frac{E_2}{N}. \tag{3.5}$$

Энергия w приблизительно в два раза превосходит энергию ионизации атомов E_2/N. Важнейший опытный факт заключается в том. что величина w практически не зависит от природы и энергии ионизирующих частиц. Типичные значения w для различных газов равны 30–40 эВ.

Число пар ионов, образуемых частицей на единице пути, называется *удельной ионизацией* ε. Последняя равняется частному от деления удельных ионизационных потерь на среднюю энергию образования пары ионов:

$$\varepsilon = \frac{dW/dx}{w}. \tag{3.6}$$

Поскольку w слабо зависит от W, то с возрастанием энергии удельная ионизация изменяется пропорционально удельным ионизационным потерям. На рис. 3.2 показана экспериментально полученная зависимость удельной

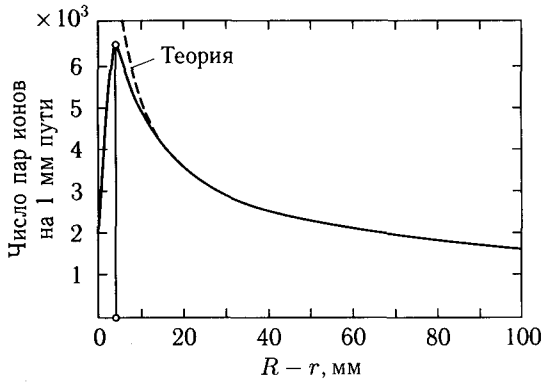


Рис. 3.2. Кривая Брега для α-частиц, испускаемых полонием-212

ионизации α-частиц от их остаточного пробега $R_{\text{ост}} = R - r$ (R — полный пробег α-частицы, а r — уже пройденное ею расстояние). Эта зависимость называется кривой Брегга. Рассмотрим ее характер подробнее.

Согласно теоретическим соображением dW/dx и ε должны возрастать по мере уменьшения скорости частицы (остаточного пробега). Характер кривой Брега согласуется с развитыми теоретическими представлениями, за исключением конечного участка пробега, где ход экспериментальной кривой резко противоречит предсказаниям теории. Действительно, удельная ионизация, достигнув максимума при $R_{\text{ост}} \approx 4$ мм, быстро уменьшается до нуля к концу пробега.

Эта особенность кривой Брега объясняется появлением эффекта, не учитываемого формулой (3.4), а именно перезарядкой замедляемой частицы. В данном случае указанный эффект сводится к следующему. α-частица с остаточным пробегом в 4 мм обладает энергией 0,75 МэВ. Скорость движения α-частицы с такой энергией равняется $6 \cdot 10^8$ см/с. Атомные электроны, с которыми взаимодействуют α-частицы, обладают приблизительно такой же скоростью. Сталкиваясь с атомами, α-частицы захватывают медленно движущиеся относительно них электроны, превращаясь в однократно ионизованные или нейтральные атомы гелия. При последующих столкновениях с атомами α-частицы опять могут потерять приобретенные электроны. На остаточной длине пробега в 4 мм α-частица обменивается электронами с атомами вещества свыше 1000 раз. Благодаря перезарядке α-частиц их эффективный заряд

понижается, а так как dW/dx пропорционально квадрату заряда частицы, то dW/dx и ε начинают быстро уменьшаться. Эффективный (средний) заряд α-частицы уже в максимуме кривой Брега равен не $2e$, а приблизительно $1{,}5e$; при дальнейшем замедлении он становится все меньше и меньше.

Эффекты захвата электронов среды и перезарядки имеют особенно большое значение для частиц с большим начальным ионным зарядом, например, для осколков деления.

В случае необходимости удельные ионизационные потери можно легко пересчитать на другие среды или частицы.

3.2.3. Пробеги заряженных частиц. Поскольку в результате столкновения с атомным электроном тяжелая частица очень незначительно отклоняется от направления своего первоначального движения, то пути движения тяжелых частиц в веществе практически прямолинейны, а средняя длина пути, проходимого частицей до полного замедления, является также средним смещением относительно источника, испускающего частицы. Это среднее смещение мы и будем называть *пробегом* частицы R. Здесь мы не принимаем во внимание кулоновское и ядерное взаимодействия частиц с ядрами (см. ниже). Пробег R, обусловленный только ионизационными взаимодействиями, можно вычислить с помощью формулы (3.4), на основании которой

$$R = \int_0^R dx = \frac{m_e}{4\pi z^2 e^4 n_e} \int_0^{W_0} \frac{v^2\, dW}{B(v)}, \tag{3.7}$$

где

$$B(v) = \ln \frac{2m_e v^2}{I} - \beta^2 - \ln(1-\beta^2),$$

а W_0 — начальная энергия частицы с пробегом R.

В нерелятивистском приближении, которым мы здесь и ограничимся,

$$B(v) = \ln \frac{2m_e v^2}{I}.$$

Принимая также во внимание, что $dW = Mv\,dv$ (M — масса тяжелой частицы), получим вместо (3.7)

$$R = \frac{m_e M}{4\pi z^2 e^4 n_e} \int_0^{v_0} \frac{v^3\, dv}{\ln \dfrac{2m_e v^2}{I}}. \tag{3.8}$$

Формула (3.4) не справедлива в области малых энергий (скоростей), соответственно и интеграл (3.8) не имеет смысла в диапазоне скоростей от нуля до некоторого значения скорости v_1, определяемого выражением $2m_e v_1^2 = I$, вследствие не учитываемых теорий процессов перезарядки тяжелых частиц. По сравнению с полным пробегом остаточный пробег (на протяжении которого происходят процессы перезарядки частиц) невелик и может быть определен с помощью эмпирической поправки (см. ниже).

Согласно выражению (3.8), пробег является функцией скорости, причем в коэффициент пропорциональности перед этой функцией входят характеристики частицы M/z^2 и среды n_e.

Пробег $R_1(v)$ исследуемой тяжелой частицы 1 может быть выражен через пробег $R_2(v)$ какой-либо другой тяжелой частицы 2, обладающей той же начальной скоростью, с помощью соотношения

$$R_1(v) = \frac{M_1 z_2^2}{M_2 z_1^2} R_2(v) + C. \tag{3.9}$$

Здесь использовано выражение (3.8) и введена поправка C, учитывающая различие процессов перезарядки для рассматриваемых частиц в конце пути. Поправка С сравнительно невелика. Например, для протона с энергией больше 500 кэВ, движущегося в воздухе, получается соотношение

$$R_p(v) = \frac{M_p z_\alpha^2}{M_\alpha z_p^2} R_\alpha(v) - 0{,}20 \text{ см} = 1{,}007 R_\alpha(v) - 0{,}20 \text{ см},$$

где $R_p(v)$ и $R_\alpha(v)$ — пробеги протонов и α-частиц с одинаковыми начальными скоростями в воздухе при 15 °С и давлении 760 мм рт. ст. Поправка $C = -0{,}20$ см определена экспериментально.

При равных скоростях частиц 1 и 2 выполняется соотношение

$$W_2 = \frac{M_2}{M_1} W_1, \tag{3.10}$$

где W_1 и W_2 — кинетические энергии частиц 1 и 2. С учетом (3.10) соотношение для пробега частицы можно записать в форме

$$R_1(W) = \frac{M_1 z_2^2}{M_2 z_1^2} R_2\left(\frac{M_2}{M_1} W\right) + C, \tag{3.11}$$

где $R_2\left(\frac{M_2}{M_1} W\right)$ — пробег частицы 2, обладающей кинетической энергией $\frac{M_2}{M_1} W$.

Для частиц с одинаковым зарядом, но разной массой поправочный член C в (3.9) и (3.11) исчезает, поскольку процессы перезарядки в конце пути для таких частиц протекают одинаково. Таким образом, при $z_1 = z_2$ имеем

$$R_1(W) = \frac{M_1}{M_2} R_2\left(\frac{M_2}{M_1} W\right). \tag{3.12}$$

Например, для протонов и дейтронов формула (3.12) дает $R_p(W) = \frac{1}{2} R_\alpha(2W)$. Полагая энергию протонов равной 10 МэВ, получаем, что последние обладают вдвое меньшим пробегом по сравнению с дейтронами с энергией 20 МэВ.

Пробеги тяжелых частиц данного сорта с одинаковой начальной энергией несколько отличаются друг от друга, что обусловлено статистическим характером процесса потери энергии. Энергия частиц расходуется в очень большом,

но конечном числе соударений с атомами среды. Разброс в значении пробегов возникает вследствие статистических флуктуаций как в числе соударений на единицу пути, так и в значении энергии, теряемой при каждом соударении.

О поглощающей способности вещества можно судить по зависимости $\frac{N}{N_0}(r)$ (кривой поглощения), где N_0 — падающий поток, а N — поток, прошедший поглотитель толщиной r. На рис. 3.3 показана кривая поглощения

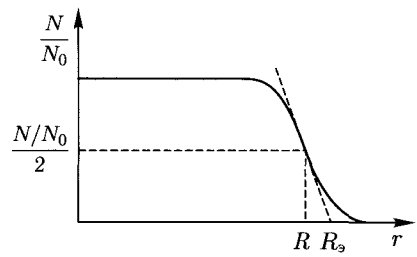


Рис. 3.3. Кривая поглощения для тяжелых частиц

для тяжелых моноэнергетических частиц. Как видно, поток не изменяется на протяжении большей части пробега и резко уменьшается в конце пути (приблизительно по линейному закону). Расстояние, на котором поток убывает в два раза, представляет собой средний пробег R. Разброс пробегов характеризуется отношением $\frac{R_э - R}{R}$, где $R_э$ — так называемый *экстраполированный пробег*, получаемый экстраполяцией ниспадающего линейного участка кривой до пересечения с осью абсцисс. Величина отношения $\frac{R_э - R}{R}$ невелика (обычно 1–2 %), поэтому приближенно можно считать, что тяжелые частицы с одинаковой скоростью обладают одинаковым пробегом R.

Вместо линейного пробега заряженной частицы R часто удобнее использовать ее массовый пробег R_m, выражаемый в г/см^2 и связанный с R выражением

$$R_m = \rho R, \tag{3.13}$$

где ρ — плотность вещества, г/см^3. Соответственно удельные ионизационные потери записывают в форме $dW/dR_m = (dW/dx)\rho$. Численно R_m равняется массе вещества, заключенного в цилиндре высотой R см и площадью поперечного сечения в 1 см^2. [1])

Целесообразность использования массового пробега объясняется тем, что последний слабо зависит от состава вещества. В самом деле, согласно (3.8) пробег R обратно пропорционален электронной плотности $n_e = nz$. С другой стороны, плотность вещества пропорциональна произведению плотности ядер n на атомную массу A: $\rho \sim nA$ (это вытекает из известной формулы $n =$

[1]) Отметим, что размерность ординаты на рис. 3.3 связана с представлением именно о массовом пробеге, согласно которому $\left[\frac{1}{dx}\right] = \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$.

$= \frac{\rho}{A} N_A$, где N_A — число Авогадро). Поэтому $R_m = \rho R \approx \frac{nA}{nz} = \frac{A}{z}$. Поскольку отношение A/z мало изменяется для многих веществ, то и значение R_m мало изменяется для этих веществ.

Определим в качестве примера массовый пробег α-частицы с энергией 5,5 МэВ. Учитывая, что пробег в воздухе α-частицы с такой энергией равен 1,70 см, а плотность воздуха при нормальных условиях $\rho_в = 1{,}29 \cdot 10^{-3}$ г/см^3, из (3.13) имеем:

$$R_{m\alpha} = 1{,}29 \cdot 10^{-3} \cdot 1{,}70 = 2{,}19 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3 = 2{,}19 \text{ мг/см}^3.$$

Зная $R_{m\alpha}$, можно легко определить и линейный пробег α-частицы в каком-либо другом веществе. Например, линейный пробег α-частицы с энергией 5,5 МэВ в алюминии найдем, принимая во внимание, что ее массовый пробег в воздухе и алюминии одинаков:

$$R_\alpha = \frac{R_{m\alpha}}{\rho_{Al}} = \frac{2{,}19 \cdot 10^{-3}}{2{,}70} = 0{,}81 \cdot 10^{-3} \text{ см}.$$

Приведенный пример показывает, что пробеги α-частиц очень малы.

3.2.4. Кулоновское взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом.

Выше упоминалось, что количественное рассмотрение процессов столкновения тяжелой частицы с электронами среды приводит к формуле (3.4), согласно которой

$$\frac{dW}{dx} \sim -\frac{(ze)^2 e^2 n_e}{m_e v^2}. \tag{3.14}$$

Рассуждения, приводящие к формуле (3.4) в равной мере могут быть отнесены и к ядрам, также обладающим электрическим зарядом. При этом следует лишь заменить массу электрона m_e на массу ядра $M_я$, квадрат заряда электрона e^2 на квадрат заряда ядра $(Ze)^2$, а плотность электронов на плотность ядер n. В таком случае для энергии, переданной тяжелой частицей атомным ядрам вещества, получим

$$\frac{dW_я}{dx} \sim -\frac{(ze)^2 (Ze)^2 n}{M_я v^2}. \tag{3.15}$$

Отношение энергии, переданной электронам, к энергии, переданной ядрам, мы найдем, разделив (3.14) на (3.15):

$$\frac{dW}{dx} \Big/ \frac{dW_я}{dx} = \frac{M_я}{m_e Z}. \tag{3.16}$$

Масса ядра $M_я$ возрастает с ростом порядкового номера элемента примерно пропорционально Z. Поэтому отношение (3.16) для любых веществ по порядку величины равно отношению масс протона и электрона m_p/m_e, так что во всех случаях энергия, передаваемая тяжелой частицей электронам, в несколько тысяч раз превосходит энергию, передаваемую ядрам. Таким образом, можно считать вполне оправданным высказывавшееся выше предположение о том, что потери энергии тяжелой частицы почти полностью обусловлены ее столкновениями с электронами среды.

3.2.5. Ядерные взаимодействия ядерноактивных частиц. Ядерноактивные частицы (протоны, пионы и др.), проходя через вещество, сравнительно часто вступают во взаимодействие с ядрами, рассеиваясь ядерными силами или вызывая ядерные реакции.

Для того, чтобы произошло ядерное взаимодействие, частица должна приблизиться к ядру на расстояние, на котором действуют ядерные силы. Это расстояние равняется по порядку величины размеру атомного ядра $\sim 10^{-12}$ см. Но на ядро приходится лишь $(10^{-12}/10^{-8})^3 = 10^{-12}$ часть объема атома. Поэтому падающие частицы вступают в непосредственный контакт с ядрами вещества достаточно редко, так что вероятность ядерных взаимодействий даже для ядерноактивных частиц оказывается значительно меньше вероятности ионизационных взаимодействий. Если, однако, все же произошло ядерное взаимодействие, то частица может потерять значительную долю своей энергии (или вообще поглотится ядром), тогда как при ионизационном взаимодействии она теряет лишь 30–40 эВ энергии.

§ 3.3. Взаимодействие электронов (β-частиц) с веществом

3.3.1. Ионизационные потери энергии электронов. Потери энергии электронов, движущихся в веществе, подразделяются на ионизационные и радиационные. Рассмотрим вначале первые из них.

При выводе формулы, описывающей ионизационные потери электронов, необходимо учесть некоторые особенности их взаимодействия с веществом. Одна из них заключается в том, что приведенная масса системы из двух электронов равна $m_e/2$ (тогда как приведенная масса системы из тяжелой частицы и электрона практически равна массе электрона). Следует также учитывать, что для электрона $z = 1$. Важная особенность состоит в необходимости учета квантомеханического эффекта обмена, связанного с тождественностью электронов. Принимая во внимание эти и некоторые другие уточняющиеся поправки, формула для удельных ионизационных потерь энергии электронов при их скорости, близкой к скорости света, приобретает вид

$$-\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2}\left\{\ln\frac{m_e v^2 W}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2\left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) + 1 - \beta^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{8}\left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)^2\right\}, \quad (3.17)$$

где W — кинетическая энергия релятивистского электрона. Зависимость удельных ионизационных потерь электронов в воздухе от их энергии показана на рис. 3.1. При низких энергиях эти потери обратно пропорциональны квадрату скорости электронов. Ионизационные потери минимальны при $W \sim 1$ МэВ, с дальнейшим ростом энергии они возрастают. Однако это возрастание, пропорциональное логарифму энергии, невелико, составляя при сколь угодно большой энергии проценты или десятки процентов от

минимального значения удельных ионизационных потерь [1]). Таким образом, электроны с кинетической энергией, равной $2m_ec^2$ являются наиболее слабо ионизирующими частицами. В воздухе при нормальных условиях электроны с такой энергией образуют на 1 мм пути 4 пары ионов, тогда как протоны с той же энергией на 1 мм пути образуют 800 пар ионов. В трековых приборах (например, в камере Вильсона [2])) движущиеся заряженные частицы образуют видимые следы различной плотности, причем электроны оставляют сравнительно тонкие следы (треки), легко отличимые от более толстых следов тяжелых заряженных частиц (рис. 3.4, *а, б*). Разумеется, электроны замедляются

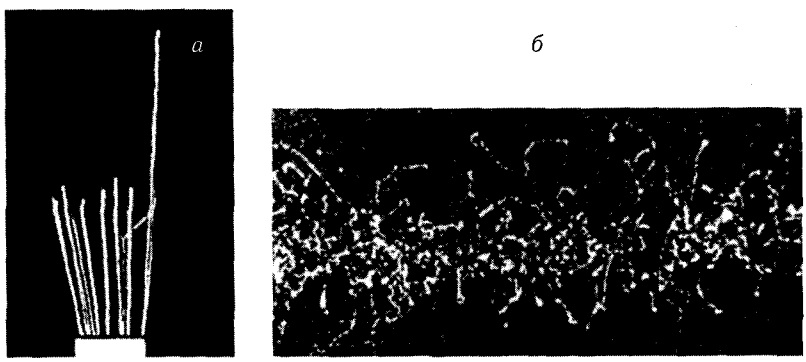


Рис. 3.4. Примеры фотографий, полученных с помощью камеры Вильсона: *а*– треки α-частиц, испускаемых полонием-212; наиболее протяженный след оставлен так называемой длиннопробежной частицей, остальные треки имеют приблизительно одинаковую длину; *б* — след, оставленный узким пучком рентгеновского излучения; тонкие следы образованы электронами, выбитыми рентгеновскими фотонами из атомов газа, заполняющего камеру

в веществе до скоростей, при которых их удельная ионизация становится столь же большой, что и удельная ионизация тяжелых частиц в области ниже 10 МэВ. Однако эти скорости соответствуют настолько малым остаточным пробегам, что их практически невозможно наблюдать (например, в воздухе они составляют доли мм). Таким образом, электроны, регистрируемые с помощью трековых приборов, всегда оставляют тонкие следы.

3.3.2. Радиационные потери энергии электронов. Перейдем к рассмотрению радиационных потерь энергии. Радиационное (или тормозное) излучение возникает при неупругом рассеянии заряженных частиц в электрическом поле ядра. Согласно электродинамическому расчету интенсивность излучения I прямо пропорциональна квадрату заряда ядра q^2 и обратно пропорциональна квадрату массы частицы m^2: $I \sim \frac{q^2}{m^2}$.

[1]) Рост ионизационных потерь в области высоких энергий электронов объясняется так же, как и в случае тяжелых частиц. Отметим в частности, что эффект плотности приводит к снижению ионизационных потерь.

[2]) Принцип работы камеры Вильсона см. в п. 6.6.2.

Если сравнивать электроны с тяжелыми частицами, то потери энергии на тормозное излучение у первых должны быть значительно больше, чем у вторых. Например, радиационные потери энергии электронов больше, чем у протонов в $\left(\frac{m_p}{m_e}\right)^2 = 3{,}5 \cdot 10^6$ раз (здесь m_p — масса протона). Падающие электроны испускают радиационное излучение также в поле атомных электронов. Однако его интенсивность в Z раз меньше, чем в поле ядра.

Угловое распределение радиационного излучения обладает ярко выраженной направленностью. Для электронов с релятивистскими энергиями средний угол испускания фотонов тормозного излучения равен $m_e c^2/W$. Формула для удельных радиационных потерь энергии $-\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{рад}}$ была установлена Бете и Гайтлером на основе квантовой электродинамики и имеет вид

$$-\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{рад}} = nZ^2 W\Phi(W), \tag{3.18}$$

где n — концентрация атомов среды, W — кинетическая энергия электрона, $\Phi(W)$ — линейная функция $\ln W$, Z — заряд ядер среды. Согласно (3.18) удельные радиационные потери пропорциональны энергии электрона и квадрату заряда ядер среды. Зависимость удельных потерь энергии электронов от кинетической энергии с учетом радиационных потерь показана на рис. 3.1 пунктиром. Если энергии электронов относительно малы, то $\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{ион}} \gg \left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{рад}}$, а если велики, то $\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{ион}} \ll \left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{рад}}$.

Представим формулу для удельных ионизационных потерь энергии электрона в форме, аналогичной (3.18):

$$\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{ион}} = nZ\Phi'(W), \tag{3.19}$$

где $\Phi'(W)$ — линейная функция $\ln W$. Сравнение формул (3.18) и (3.19) дает

$$\frac{(dW/dx)_{\text{рад}}}{(dW/dx)_{\text{ион}}} \sim WZ.$$

Измеряя W в МэВ, получим

$$\frac{(dW/dx)_{\text{рад}}}{(dW/dx)_{\text{ион}}} \sim \frac{WZ}{800}. \tag{3.20}$$

Согласно (3.20) для железа ($Z = 26$) удельные потери энергии на излучение и ионизацию сравниваются между собой при $W = 31$ МэВ, а для свинца ($Z = 82$) приблизительно при 9,8 МэВ. Энергия электронов, при которой удельные ионизационные и радиационные потери сравниваются между собой, называется *критической*. Электроны, обладающие энергией, превышающей критическую, теряют энергию главным образом путем испускания радиационного излучения. При условии, что потери энергии электрона в основном радиационные, его кинетическая энергия в веществе равна $W = W_0 \exp(-r/l_{\text{рад}})$, где W_0 — начальная кинетическая энергия электрона, $l_{\text{рад}}$ — радиационная

длина, равная расстоянию, на котором энергия электрона уменьшается в e раз. Для воздуха $l_{\text{рад}} = 300$ м, а для свинца $l_{\text{рад}} \approx 0{,}5$ см.

Укажем, что потери на тормозное излучение часто следует учитывать и в области сравнительно низких энергий. Например, при торможении в свинце электронов с энергией в несколько МэВ образующиеся фотоны тормозного излучения являются более проникающими, чем исходные носители энергии — электроны, и при расчете защиты это излучение следует принимать во внимание.

3.3.3. Характер движения электронов в веществе. Движение электронов в среде резко отличается по своему характеру от движения в ней тяжелых частиц. Особенности движения электронов обусловлены малостью электронной массы и определяются тем, что электроны, сталкивающиеся с атомными электронами и ядрами, сильно отклоняются от направления своего первоначального движения. Разберем более детально причины резких отклонений рассеивающихся электронов.

Во-первых, примем во внимание, что электрон является релятивистской частицей на протяжении почти всего пути (см. п. 3.2.1). Между тем перенос собственно релятивистской массы (т. е. массы, образованной энергией движения) связан с меньшим импульсом по сравнению с переносом массы покоя, причем, чем больше вклад релятивистской добавки к массе частицы, тем меньше импульс, приходящийся на единицу ее кинетической энергии, т. е. тем меньше величина $\gamma = mV/W$. Действительно, записывая v в виде βc и используя соотношения (3.2), (3.3), преобразуем выражение для γ к виду $\gamma = \frac{1}{c}\sqrt{\frac{W^0+2}{W^0}}$, откуда следует, что с ростом W^0 значение γ уменьшается. При прочих равных условиях угол рассеяния с уменьшением импульса увеличивается. Следовательно, при упругом рассеянии на ядре электрон должен рассеиваться на больший угол по сравнению с протоном, обладающим той же энергией и при том же прицельном расстоянии.

Во-вторых, при энергиях электронов, равных нескольким мегаэлектронвольтам, их скорости остаются близкими к скорости света. Путь, который предстоит пройти электронам с такими энергиями, еще очень велик по сравнению с остаточным пробегом тяжелых частиц, обладающих такими же энергиями. Поэтому значительную часть пути электроны проходят, обладая относительно небольшими энергиями, а при упругом рассеянии угол рассеяния тем больше, чем меньше энергия частицы.

В-третьих, неупругие столкновения электронов с атомами, сопровождающиеся большой передачей энергии δ-электронам [1], т. е. по существу акты рассеяния электронов на электронах, также приводят к отклонению электронов на большие углы, так как массы взаимодействующих электронов одинаковы.

[1] δ-электронами называются электроны, выбитые из атомов в процессе их ионизации и способные в свою очередь ионизировать другие атомы.

По указанным причинам электроны проходят довольно извилистые пути; длины этих путей могут значительно превышать пробег электронов, т. е. измеренное по прямой среднее смещение электронов от места их вылета.

Если толщина рассеивающего слоя вещества настолько велика, что рассеяние осуществляется многократно, то большое число низкоэнергетических электронов может рассеяться на углы, превышающие 90°. Этот эффект носит название *обратного рассеяния* (поскольку частицы, испытавшие рассеяние, движутся в направлении, противоположном первоначальному). Обратное рассеяние играет особо важную роль в веществах с большим атомным номером.

3.3.4. Пробеги электронов. Разработка строгой теории прохождения электронов через вещество наталкивается на сильнее трудности, обусловленные необходимостью учета многократного рассеяния и соответственно потерь энергии. Качественно процесс ослабления потока электронов может быть описан следующим образом. В начале пути быстрые электроны движутся прямолинейно, и поток электронов уменьшается главным образом за счет радиационных потерь энергии, причем число электронов в пучке снижается приблизительно по экспоненциальному закону. С уменьшением энергии электронов существенное значение приобретают потери энергии на ионизацию и многократное рассеяние, что обусловливает расплывание пучка. Уже у электронов с энергией ~ 1 МэВ пути движения сильно искривлены, а при дальнейшем замедлении направленное движение электронов сменяется диффузионным движением.

Путь, проходимый электронами в веществе с данной начальной энергией, можно вычислить с помощью формул для средних удельных потерь энергии (3.17) и (3.18). Заметим, что значения удельных потерь энергии подвержены значительным статистическим флуктуациям, что объясняется бóльшими потерями энергии при столкновениях, приводящих к образованию δ-электронов, и большими потерями на тормозное излучение. Поэтому различия в длинах путей электронов с одинаковой начальной энергией весьма велики, достигают 10–15 % от среднего значения (для α-частиц эти различия не превышают 1 %).

Обычно практический интерес представляет не полная длина пути электронов, а их пробег, который определяют, пропуская электроны через поглотитель различной толщины. Кривая поглощения моноэнергетических электронов в алюминии показана на рис. 3.5, *а*. Как видно, число электронов непрерывно уменьшается с ростом толщины поглотителя (тогда как число тяжелых частиц начинает снижаться только на некотором расстоянии от источника, см., например, рис. 3.3). Характерной особенностью кривой (рис. 3.5, *а*) является существование протяженного линейного участка. Пробег моноэнергетических электронов определяется следующим образом: линейный участок кривой продолжается до пересечения с осью абсцисс, тогда точка пересечения $R_э$ соответствуют пробегу, называемому экстраполированным.

На рис. 3.5, *б* показана кривая поглощения для электронов β-распада. β-частицы, соответствующие низкоэнергетической части β-спектра, поглоща-

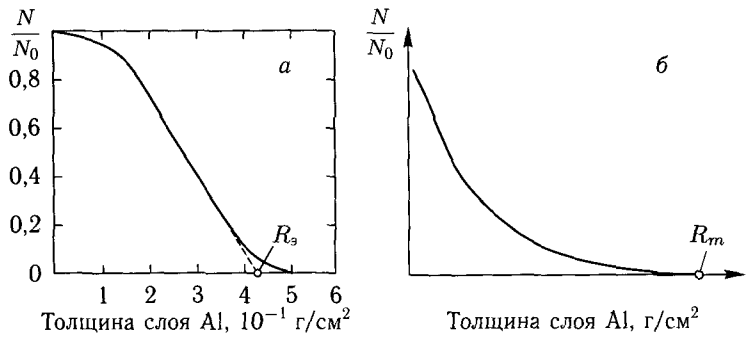


Рис. 3.5. Кривые поглощения, полученные при регистрации: *а* — моноэнергетических электронов ($W = 1$ МэВ); *б* — β-частиц

ются существенно быстрее, чем β-частицы, приходящиеся на его высокоэнергетическую часть. Поэтому кривые поглощения для электронов β-распада спадают круче, чем аналогичные кривые для моноэнергетических электронов. Кривая поглощения для β-частиц почти экспоненциальна на большей части своего протяжения.

Ввиду отсутствия линейного участка на кривой (см. рис. 3.5, *б*) определить пробег β-частиц изложенным выше способом невозможно. Часто их пробег определяют, используя метод сравнения. Последний заключается в сравнении данной кривой поглощения в алюминии (являющемся стандартным веществом) с кривой поглощения электронов стандартного источника β-частиц, для которых максимальный пробег в алюминии известен, для которых максимальный пробег в алюминии известен.

§ 3.4. Взаимодействие гамма-квантов с веществом

3.4.1. Классификация видов взаимодействия гамма-излучения с веществом. Хотя ниже речь будет идти о γ-квантах, однако γ- и рентгеновское излучения одинаковых частот обладают полностью идентичными свойствами; они отличаются лишь способом получения (первое возникает в основном при распаде ядер, второе обычно получают, бомбардируя быстрыми электронами антикатод рентгеновской трубки). Поэтому законы взаимодействия того и другого излучения одинаковой частоты с веществом одинаковы. В дальнейшем для простоты мы будем говорить только о γ-излучении.

В отличие от тяжелых заряженных частиц, для которых процесс потери энергии можно считать непрерывным, процесс взаимодействия γ-квантов с веществом протекает существенно иначе, поскольку в одном акте взаимодействия фотон может либо потерять всю свою энергию и поглотиться, либо потерять часть своей энергии и рассеяться. При рассеянии γ-кванта существенно меняется и направление его движения. Таким образом, γ-квант может быть выведен из падающего пучка в результате единичного акта взаимодействия. Из сказанного вытекает, что интенсивность пучка по мере прохождения через вещество будет постепенно ослабляться.

Закон его ослабления нетрудно получить. Пусть N — плотность монохроматического потока γ-квантов, равного числу фотонов, проходящих через 1 см^2 за 1 с. Пучок, прошедший малый слой вещества dr, уменьшится на величину dN; последняя пропорциональна плотности потока и толщине слоя:

$$dN = -\mu N\, dr, \tag{3.21}$$

где μ — коэффициент пропорциональности, имеющий размерность обратной длины и называемый *линейным коэффициентом ослабления*. При условии однородности среды μ — постоянная величина. Полагая, что при $r = 0$ $N = N_0$ и интегрируя уравнение (3.21), получаем

$$N = N_0 e^{-\mu r}. \tag{3.22}$$

Так как ослабление пучка может быть вызвано разными физическими процессами, то μ можно представить в виде суммы, где каждое слагаемое относится к соответствующему процессу:

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + \dots . \tag{3.23}$$

Вместо линейного коэффициента μ часто пользуются массовым коэффициентом μ/ρ. При теоретических расчетах удобно использовать также атомный коэффициент ослабления μ_a или электронный коэффициент ослабления μ_e. Первый из них получается путем умножения μ/ρ на абсолютную массу атома, равную отношению грамм-атома данного элемента A к постоянной Авогадро N_A: $\mu_a = \dfrac{\mu_1}{\rho}\dfrac{A_1}{N_\text{A}}$, т. е. μ_a характеризует ослабление в слое, содержащем один атом на см^2. Второй из указанных коэффициентов получается делением μ_a на число электронов в нейтральном атоме Z:

$$\mu_e = \frac{\mu_a}{Z} = \frac{\mu}{\rho}\frac{A}{N_\text{A} Z}.$$

Для процессов, характеризуемых линейными коэффициентами $\mu_1, \mu_2, \dots$, входящими в сумму (3.23), атомные и электронные коэффициенты вводятся аналогично. Атомные и электронные коэффициенты обладают размерностью см^2 и носят название *эффективных сечений* (или просто *сечений*). Эта величина характеризует вероятность определенного взаимодействия; более подробные разъяснения, раскрывающие ее физический смысл, будут даны в разделе 3.6.1 на примере взаимодействия нейтронов с ядрами вещества.

Проходящие через вещество γ-кванты теряют свою энергию в основном за счет следующих процессов:

1) фотоэлектрического поглощения (фотоэффекта);
2) рассеяния на свободных электронах (комптоновского рассеяния);
3) образования электронно-позитронных пар.

Обозначим линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения τ, линейные коэффициенты комптоновского рассеяния и образования пар σ и χ соответственно, тогда на основании (3.23) имеем:

$$\mu = \tau + \sigma + \chi. \tag{3.24}$$

В записи (3.24) не учтен член, связанный с ядерными реакциями, которые возможны под действием высокоэнергетического γ-излучения. Однако их вероятность значительно меньше вероятности трех перечисленных выше процессов.

3.4.2. Фотоэффект. Фотоэлектрическое поглощение заключается в том, что падающий γ-квант с энергией $\varepsilon = \hbar\omega$ ($h = 1{,}05 \cdot 10^{-34}$ Дж $\cdot$ с $= 1{,}05 \times \times 10^{-27}$ эрг $\cdot$ с — постоянная Планка) поглощается атомом; при этом испускается один из связанных на i-й оболочке электронов. Образовавшийся свободный электрон (называемый фотоэлектроном), покидая атом, уносит кинетическую энергию

$$W_e = \hbar\omega - eV_i, \tag{3.25}$$

где eV_i — энергия связи электрона на i-й оболочке. Согласно (3.25) фотоэффект возможен, если только $\hbar\omega > eV_i$. Поэтому массовый коэффициент фотоэлектрического поглощения τ/c, а следовательно и эффективное сечение фотоэффекта, рассчитанное на атом τ_a, испытывает резкие скачки при энергиях, равных энергиям связи электронов $K, L, \ldots$ оболочек.

Фотоэффект невозможен на свободном электроне; участие в этом процессе атома связано с тем, что в противном случае не могут быть выполнены законы сохранения энергии и импульса. Но хотя участие атома в фотоэффекте является необходимым, оно практически не сказывается на балансе энергии (3.25) из-за огромного различия масс электрона и атома.

Фотоэлектроны с энергией, значительно меньшей энергии покоя электрона (0,51 МэВ), испускаются главным образом перпендикулярно направлению движения γ-квантов. Угловое распределение фотоэлектронов описывается законом $\sin^2\theta$ (θ — угол между импульсами фотоэлектрона и γ-кванта). По мере роста энергии фотонов растет и энергия фотоэлектронов, а пространственное распределение их импульсов все более вытягивается в направлении движения падающих γ-квантов. Однако фотоэлектроны никогда не выбрасываются точно в направлении движения падающего фотона.

Теория предсказывает, что сечение фотоэффекта τ_a для легких ядер пропорционально Z^5, тогда как для тяжелых ядер зависимость τ_a от Z является несколько более слабой. На основании эмпирических данных $\tau_a \sim Z^{4{,}6}$ в широком интервале атомных номеров (от $Z = 29$ до $Z = 82$). Таким образом, сечение фотоэффекта очень резко зависит от заряда ядра. Согласующаяся с эмпирическими данными теория предсказывает также сильную зависимость сечения фотоэффекта от энергии фотонов при $\hbar\omega > eV_x$ (eV_x — энергия связи электрона в K-оболочке), а именно $\tau_a \approx 1/(\hbar\omega)^{7/2}$.

3.4.3. Эффект Комптона. Комптоновское рассеяние происходит при энергиях γ-квантов, существенно превосходящих энергию связи электрона в атоме. Поэтому электрон можно считать свободным. При упругом столкновении с электроном фотон передает ему часть своей энергии и импульса. Рассматривая процесс комптоновского рассеяния с применением законов

сохранения энергии и импульса частиц, участвующих в процессе, нетрудно получить формулу

$$\hbar\omega' = \frac{m_e c^2}{1 - \cos\varphi + \frac{m_e c^2}{\hbar\omega}} = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}(1 - \cos\varphi)}, \tag{3.26}$$

где ω и ω' — частота γ-кванта до и после рассеяния, φ — угол рассеяния. При $\hbar\omega \ll m_e c^2$ в знаменателе этой формулы можно пренебречь разностью $1 - \cos\varphi$ и тогда $\hbar\omega' \approx \hbar\omega$. При $\hbar\omega \gg m_e c^2$ член $m_e c^2/\hbar\omega$ очень мал; полагая его равным нулю, получим: $\hbar\omega' \approx m_e c^2/1 - \cos\varphi$, т. е. в данном случае энергия рассеянных γ-квантов не зависит от их первоначальной энергии. В частности, при $\varphi = 90°$ $\hbar\omega' \approx m_e c^2 = 0{,}51$ МэВ, а при $\varphi = 180°$ $\hbar\omega' \approx m_e c^2/2 = 0{,}255$ МэВ.

На рис. 3.6 показаны вычисленные с помощью формулы (3.26) потери энергии рассеянных γ-квантов в зависимости от энергии падающих γ-квантов

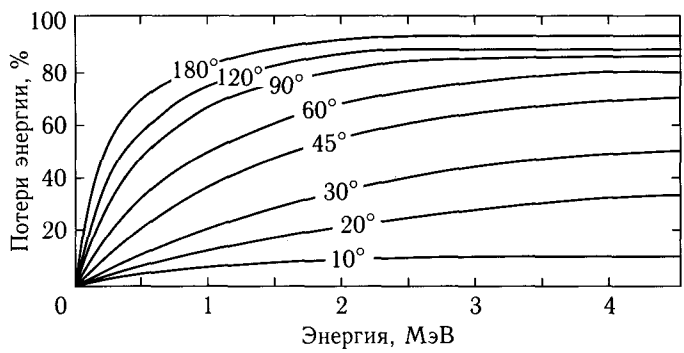


Рис. 3.6. Потери энергии рассеянных γ-квантов в зависимости от энергии падающего γ-излучения, вычисленные с помощью формулы (3.26)

для значений φ от 10° до 180°. Уменьшение энергии γ-кванта, испытавшего рассеяние, при значениях φ, равных 90–180°, очень велико. Например, γ-квант с энергией 4 МэВ в результате рассеяния на угол 90° будет обладать энергией 0,45 МэВ, т. е. потери энергии составят $\approx 89\,\%$.

3.4.4. Образование пар. Напомним, что образованием пар называют процесс превращения γ-кванта — частицы с нулевой массой покоя, в две корпускулярные частицы — электрон и позитрон: $\gamma = e^- + e^+$, так как электрон несет отрицательный элементарный заряд, а позитрон — положительный элементарный заряд, то в целом система электрон-позитрон электрически нейтральна. Взаимодействуя между собой, эти частицы аннигилируют, превращаясь в два γ-кванта: $e^- + e^+ \to 2\gamma$.

Для того, чтобы распределение энергии и импульса γ-кванта не противоречило законам их сохранения, в процессе образования пары необходимо участие третьего тела. Его роль в подавляющем числе случаев выполняет атомное ядро (гораздо реже — электрон). В кулоновском поле «третьего тела» и возникает пара электрон-позитрон. Образование пар имеет порог,

равный удвоенной массе покоя электрона; в энергетической шкале он равен $E = 2m_ec^2 = 2 \cdot 0{,}51$ МэВ $= 1{,}02$ МэВ. Сечение образования пары в расчете на один атом σ_a равно нулю при $\hbar\omega < 2m_ec^2$, медленно растет при энергиях, несколько превышающих пороговую энергию, а в интервале 3–40 МэВ увеличивается пропорционально логарифму $\hbar\omega$. При $\hbar\omega > 40$ МэВ рост сечения σ_a замедляется (в первую очередь у тяжелых ядер) из-за экранировки поля ядра атомными электронами при рождении пар в периферийном объеме атома. В предельно релятивистском случае σ_a не зависит от энергии γ-квантов. Эффективное сечение весьма резко зависит от заряда ядра (как Z^2).

Итак, образование пар идет особенно интенсивно на тяжелых ядрах и при сравнительно больших энергиях. Вклад электронов в общее эффективное сечение образования пар значительно меньше, чем ядер, в особенности при низких энергиях и больших Z.

3.4.5. Общий характер взаимодействия γ-квантов со средой. Знание эффективных сечений τ_a, σ_a, χ_a позволяет рассчитать соответствующие коэффициенты ослабления(см. запись (3.24). Зависимость эффективных сечений (коэффициентов ослабления) трех рассмотренных процессов от энергии γ-излучения такова, что в области относительно небольших энергий доминирующую роль играет фотоэффект, в промежуточной области — эффект Комптона, а в области более высоких энергий — образование пар.

Для тяжелых и легких веществ границы перечисленных областей приходятся на существенно разные энергии. Так, для тяжелого элемента — свинца, фотоэлектрическое поглощение является преобладающим процессом при $\hbar\omega < 0{,}5$ МэВ, а образование пар преобладает при $\hbar\omega > 5$ МэВ. В промежуточной области (0,5 МэВ $< \hbar\omega <$ 5 МэВ) доминирует комптоновское рассеяние. Для легкого элемента — алюминия, фотоэффект играет основную роль при весьма малых энергиях $\hbar\omega < 50$ кэВ, тогда как комптоновское рассеяние преобладает в широкой области простирающейся от 0,05 МэВ до 15 МэВ; наконец, при $\hbar\omega > 15$ МэВ основную роль играет образование пар.

На рис. 3.7 показана зависимость массового коэффициента ослабления μ от энергии γ-кванта для элементов с $Z > 12$. Некоторые из них (Cu, Pb и др.) широко применяются в лабораторной практике в качестве поглотителей γ-излучения. Как видно, коэффициент μ имеет характерный минимум, приходящийся на интервал энергий, где фотоэффект и Комптон-эффект уже существенно уменьшились, а образование пар еще не играет большой роли. Приведенные зависимости свидетельствуют также о том. что вещества с большим Z ослабляют γ-излучение сильнее, чем вещества с малым Z, в особенности при небольших энергиях, т. е. в области преобладания фотоэффекта.

3.4.6. Пробеги γ-квантов. Так как фотоны электрически нейтральны, то они способны ионизировать среду лишь опосредованно. По пути своего перемещения γ-кванты передают часть своей энергии заряженным частицам; последние и ионизируют при своем движении вещество. Обратимся вновь к рис. 3.4, *б*, на котором приведена фотография следа, оставленного узким

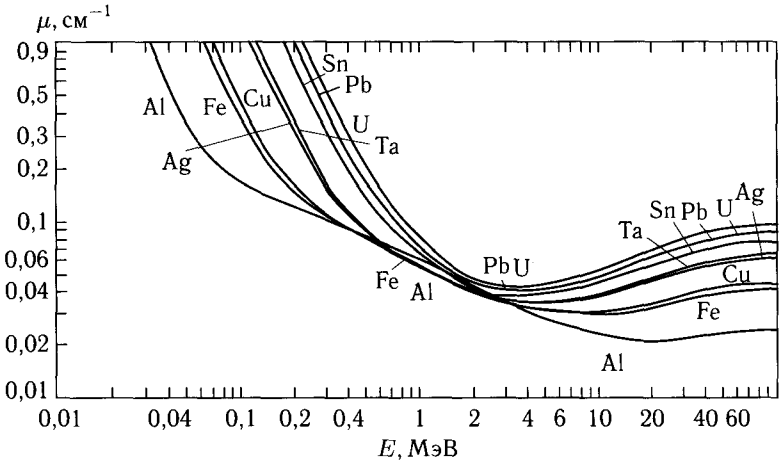


Рис. 3.7. Зависимость массового коэффициента ослабления от энергии γ-квантов для элементов с $Z > 12$. Точки — данные опытов

пучком рентгеновского излучения, полученная в камере Вильсона (напомним, что свойства рентгеновского и γ-излучения одинаковых энергий идентичны). Как видно, при своем перемещении фотоны образуют в разных направлениях большое число следов δ-электронов. Итак, понятие пробега γ-кванта коренным образом отличается от аналогичного понятия для заряженных частиц. Невозможно предсказать, какой путь пройдет γ-квант до взаимодействия с атомом или ядром. Может быть лишь найдена вероятность того, что γ-квант пройдет путь, не превышающий некоторого расстояния R. Эту вероятность нетрудно установить, воспользовавшись формулой (3.22). Полагая в ней $r = R$, перепишем ее в виде

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\mu R}, \tag{3.27}$$

где N/N_0 — доля γ-квантов, остающихся в пучке после прохождения слоя вещества толщиной R. Тогда искомая вероятность $w = 1 - e^{-\mu R}$.

Для характеристики свободного пробега γ-кванта вводится понятие среднего пробега $\overline{R}$, равного среднему расстоянию, проходимому γ-квантом до взаимодействия. Используя формулу для среднего значения физической величины, получаем:

$$\overline{R} = \frac{\int\limits_0^\infty re^{-\mu r}\mu\, dr}{\int\limits_0^\infty e^{-\mu r}\mu\, dr} = \frac{1}{\mu}. \tag{3.28}$$

Нетрудно убедиться (подставив в (3.27) среднее значение R из (3.28)), что $\overline{R}$ равно расстоянию, на котором первоначальный падающий на вещество поток γ-квантов убывает в e раз.

§ 3.5. Излучение Вавилова–Черенкова и переходное излучение

Известны два вида электромагнитных волн, возникающих при равномерном движении в веществе заряженных частиц: излучение Вавилова–Черенкова (часто называемое также черенковским излучением) и переходное излучение [3, 14].

Рассмотрим вначале первое из них. Оно было открыто П. А. Черенковым, работавшим под руководством С. И. Вавилова, в 1934 г. Изучая свечение растворов под действием γ-лучей радия, Черенков установил, что кроме люминесценции раствора наблюдается малоинтенсивное излучение, испускаемое самими растворителями. Рядом дополнительных опытов было доказано, что это свечение вызывается не γ-квантами радия, а релятивистскими электронами, образующимся под их воздействием в изучаемой среде.

Объяснили физическую сущность этого эффекта И. Е. Тамм и И. М. Франк. Напомним, что согласно классической электродинамике заряженная частица, движущаяся без ускорения, не испускает электромагнитных волн. Однако это справедливо лишь при условии, что скорость частицы v меньше скорости света $c' = c/n$ в среде с показателем преломления $n > 1$. Если же $v > c/n$, то даже при равномерном движении частица будет испускать электромагнитные волны. В действительности излучающая частица вследствие потери энергии будет двигаться с отрицательным ускорением. Однако это ускорение в данном случае не является причиной излучения. Допустим, что заряженная частица движется с постоянной сравнительно небольшой скоростью в прозрачном диэлектрике. Движение заряженной частицы сопровождается поляризацией атомов среды, расположенных близ его траектории. Под действием электрического поля пролетающей частицы электроны атомов, расположенных близ ее траектории, смещаются относительно своих ядер. В результате атомы поляризуются. Сразу же после ухода заряженной частицы из данной области поляризованные атомы возвращаются в начальное состояние, испуская короткие электромагнитные импульсы. Существенным моментом является то, что поляризованные атомы распределены симметрично относительно местонахождения частицы, поскольку ее электрическое поле способно поляризовать все атомы, расположенные вокруг частицы, в том числе и атомы, находящиеся впереди частицы. В этих условиях каждому поляризованному атому соответствует симметричный поляризованный атом. Излучения этих атомов противоположны по фазе и потому погасят друг друга. В итоге результирующее электромагнитное поле излучающих атомов окажется равным нулю.

Допустим теперь, что заряженная частица движется со скоростью, большей скорости света в среде. Поскольку в этом случае частица будет опережать сигнал о своем появлении, то поляризация не будет полностью симметричной. Нарушение симметрии обусловливает возникновение вдоль траектории частицы мгновенных не скомпенсированных электромагнитных

импульсов. Из этих импульсов может сложиться распространяющаяся в пространстве электромагнитная волна при условии, что между импульсами, образующимися в разных точках пути частицы, выполняется условие когерентности. Это условие можно найти, воспользовавшись элементарным построением Гюйгенса.

Рассмотрим заряженную частицу, движущуюся в среде с показателем преломления n в направлении AB со скоростью $v > c/n$ (рис. 3.8).

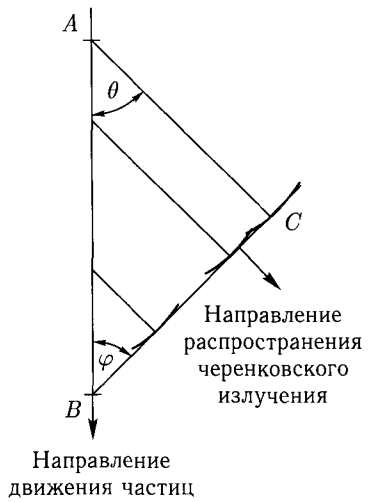


Рис. 3.8. Элементарное построение, иллюстрирующее процесс образования излучения Черенкова–Вавилова

Из произвольных точек траектории частицы испускаются электромагнитные импульсы (гюйгенсовы волны). Эти волны достигнут некоторой плоскости BC в одинаковой фазе, распространяясь под таким углом θ относительно траектории частицы, при котором время, необходимое заряженной частице на прохождение пути AB равняется времени, необходимому волне, испущенной из точки A на прохождение пути AC. Волны, испущенные во всех других направлениях, погасят друг друга благодаря интерференции. На основании равенства времен прохождения путей AB и AC получаем

$$\frac{AB}{v} = \frac{AB\cos\theta}{c/n}, \quad \text{откуда} \quad \cos\theta = \frac{1}{\beta n}, \tag{3.29}$$

где $\beta = v/c$. Используя построение (см. рис. 3.8), нетрудно заключить, что в пространстве волновой фронт черенковского излучения имеет вид конуса с углом раствора 2φ и осью, совпадающей с траекторией частицы. Направление распространения волнового фронта задается углом θ.

Аналогом черенковского излучения является ударная волна, создаваемая в воздухе самолетом, движущимся со сверхзвуковой скоростью.

Согласно выражению (3.29) излучение может возникнуть, если $\beta n > 1$, или $v > c/n$. Пороговая скорость, при которой излучение становится воз-

можным, определяется условием $\beta n = 1$. Таким образом, пороговые скорость и энергия зависят от показателя преломления n.

За открытие и интерпретацию эффекта Черенкова И. Е. Тамму, И. М. Франку и П. А. Черенкову в 1958 г. была присуждена Нобелевская премия.

Переходное излучение было теоретически открыто В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком. Механизм его возникновения может быть описан следующим образом. При равномерном движении заряженной частицы в среде ее электромагнитное поле обладает определенным пространственным распределением, зависящим от коэффициента преломления вещества. При переходе частицы из одной среды в другую происходит перестройка поля частицы, сопровождающаяся испусканием излучения, получившего название переходного. В отличие от излучения Вавилова–Черенкова, оно возникает при любой скорости движения заряженной частицы. Спектр переходного излучения непрерывный, и для релятивистских частиц его интенсивность в оптической области спектра растет с энергией логарифмически. К. А. Барсуков и Г. М. Гарибян показали, что в рентгеновской части спектра полная энергия переходного излучения растет прямо пропорционально энергии частиц.

Эксперименты не только подтвердили существование переходного излучения, но и позволили установить, что оно довольно часто возникает в различных природных ситуациях. Однако это излучение отличается низкой интенсивностью (один фотон приходится примерно на 1000 заряженных частиц, пересекающих границу двух сред), что сильно затрудняет его регистрацию. Тем не менее к настоящему времени разработаны детекторы, позволяющие надежно регистрировать переходное излучение. Мы вернемся к этому вопросу в § 6.5.

§ 3.6. Взаимодействие нейтронов с веществом

3.6.1. Закон ослабления нейтронного потока в веществе. Закономерности поведения нейтронов в среде совершенно иные, нежели заряженных частиц и γ-квантов. Кулоновское поле ядра или орбитальных электронов атома не оказывает воздействия на нейтрон, лишенный электрического заряда. Поэтому нейтрон может беспрепятственно приблизиться к ядру и либо рассеяться на нем, либо, поглотившись ядром, вызвать ядерную реакцию. Нейтрон и γ-квант объединяет лишь то, что оба являются электрически нейтральными частицами, однако первый является корпускулярной частицей, а второй имеет нулевую массу покоя.

Распространим введенное в разделе 3.4.1 понятие эффективного сечения на случай взаимодействия нейтронов с ядрами. Допустим, что однородный пучок нейтронов падает перпендикулярно на гипотетическую пластинку толщиной в одноатомный слой, образованную атомами одинакового сорта. На каждом см^2 поверхности пластинки расположено $N_я$ ядер. Обозначим через J плотность потока нейтронов, т. е. число нейтронов, падающих на 1 см^2 поверхности пластинки в 1 с, а через C — число актов определенного

ядерного взаимодействия, происходящих ежесекундно на той же площадке. Тогда эффективное сечение можно выразить формулой $\sigma = \frac{C}{N_я J}$, согласно которой доля падающих нейтронов, вызывающих взаимодействия, равна $\frac{C}{J} = N_я \sigma$. Правую часть этого соотношения можно интерпретировать как долю поверхности в 1 см^2, попав на которую, взаимодействие должно произойти. Так как по условию на 1 см^2 пластинки приходится $N_я$ ядер, то, следовательно, каждому ядру соответствует эффективная площадь, равная σ (в случае некоторых взаимодействий эту площадь можно положить равной просто геометрическому поперечному сечению ядра $\sigma = \pi R^2$, где R — его радиус; с этим и связано появление термина «сечение»).

Допустим теперь, что на реальную платину перпендикулярно ее поверхности падает пучок нейтронов. Плотность потока в расчете на 1 см^2 поверхности в 1 с обозначим через J_0 (рис. 3.9). Пусть N — число ядер-мишеней в 1 см^3

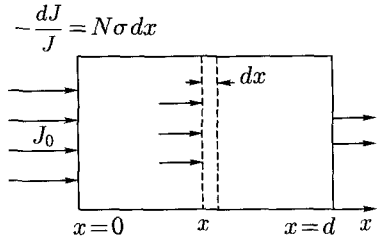


Рис. 3.9. Схема прохождения параллельного пучка нейтронов через пластину толщиной d

вещества. Тогда на 1 см^2 слоя малой толщины dx приходится $N\,dx$ мишеней. Относительное уменьшение плотности потока нейтронов dJ/J при их прохождении через этот слой равна $N\sigma\,dx$, т. е.

$$-\frac{dJ}{J} = N\sigma\,dx. \tag{3.30}$$

Проинтегрировав это уравнение по толщине d, получаем

$$J = J_0 e^{-N\sigma d}. \tag{3.31}$$

Соотношение (3.31) представляет собой закон ослабления нейтронного потока в веществе.

Эффективное сечение имеет размерность см^2/ядро. Единица сечения $\sigma = 10^{-24}$ см^2/ядро носит название *барн*. Полное эффективное сечение $\sigma \equiv \sigma_t$ можно представить в виде суммы из сечения рассеяния σ_s и сечения поглощения (захвата) σ_c [1]).

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_c. \tag{3.32}$$

[1]) Индексы t, s, c соответствуют первым буквам английских слов total — полное, skatter — рассеяние, capture — захват.

Так как величина σ_t относится к определенному ядру, то ее называют иногда микроскопическим эффективным сечением. *Макроскопическим эффективным сечением* называют величину

$$\Sigma_t = N\sigma_t, \tag{3.33}$$

имеющую размерность см^{-1}. С учетом (3.33) уравнение (3.30) можно переписать в форме $-\frac{dJ}{J} = \Sigma_t\, dx$.

Согласно этому соотношению Σ_t есть вероятность взаимодействия нейтрона на единице длины. Эта величина обратно пропорциональна среднему расстоянию λ, проходимому нейтроном до точки взаимодействия с ядром:

$$\Sigma_t = \frac{1}{\lambda}. \tag{3.34}$$

Выражение (3.34) аналогично соотношению (3.28) для γ-квантов, связывающему между собой его пробег R с коэффициентом ослабления μ.

До сих пор предполагалось, что нейтроны образуют параллельный пучок. Допустим теперь, что нейтроны движутся в веществе по всевозможным направлениям. Обозначим через n число нейтронов в 1 см^3 вещества. Выделим нейтрон, движущийся со средней скоростью v; отношение v/λ есть вероятность для данного нейтрона в течение одной секунды принять участие в ядерном взаимодействии. Тогда скорость протекания взаимодействия (реакции) в 1 см^3 G определится выражением

$$G = \frac{nv}{\lambda} = nv\Sigma_t = J\Sigma_t, \tag{3.35}$$

где $nv = J$ плотность потока нейтронов, причем выражение (3.35) не зависит от направления движения нейтронов.

3.6.2. Характер взаимодействия нейтронов различных энергий с веществом. В зависимости от энергии нейтроны принято разделять на следующие группы. Нейтроны, находящиеся в тепловом (термодинамическом) равновесии с атомами (молекулами) среды, называются тепловыми. Статистическое распределение их скоростей аппроксимируется законом Максвелла, согласно которому наиболее вероятной скоростью обладают нейтроны с энергией κT. Учитывая, что постоянная Больцмана $\kappa = 8{,}61 \cdot 10^{-5}$ эВ на градус, получим для температуры 20 °С (293 К): $\kappa T = 8{,}61 \cdot 10^{-5} \cdot 293 \approx 0{,}025$ эВ. Тепловые нейтроны широко используются в ядерной технике. Так как в ядерных энергетических установках температура может быть значительно больше комнатной, то к тепловым нейтронам относят и нейтроны с энергиями приблизительно до 0,5 эВ. Нейтроны с энергией ниже $5 \cdot 10^{-3}$ эВ называют *холодными*. Нейтроны с энергией выше 0,5 эВ и до 10^5 эВ называют *медленными*. В свою очередь, медленные нейтроны подразделяются на *резонансные* и *промежуточные*. К резонансным относят нейтроны с энергиями от 0,5 до 10^4 эВ. Это название связано с тем, что в указанной области энергии графики зависимости $\sigma_t(W)$

зачастую имеют вид острых максимумов (резонансов). В области промежуточных нейтронов (10^4–10^5 эВ) отдельные резонансы сливаются (за исключением легких ядер), а в среднем эффективные сечения уменьшаются по мере роста энергии. Нейтроны с энергиями от 0,1 МэВ до 10–20 МэВ называют *быстрыми*, с большей энергией до 10^3 МэВ — *очень быстрыми*, а с энергией свыше 10^3 МэВ — *релятивистскими*. В этой главе нас будут интересовать нейтроны с энергией, не превышающей несколько десятков МэВ.

Приведенное деление нейтронов по энергетическим группам довольно условно, причем в литературе это деление несколько варьируется. Тем не менее приведенная классификация может быть оправдана по двум причинам: характер взаимодействия разных групп нейтронов с веществом весьма специфичен; методы получения и детектирования нейтронов различных групп существенно отличается друг от друга. Так, наиболее распространенные источники нейтронов генерируют в большинстве случаев нейтроны с энергией 1–10 МэВ. Характерными процессами для этих нейтронов являются неупругое и упругое рассеяния, приводящие к их замедлению. Наиболее типичным процессом взаимодействия для медленных нейтронов является упругое рассеяние. В более низкой энергетической области наблюдается поглощение нейтронов ядрами, причем сечение этого процесса у разных ядер может существенно различаться.

Перейдем к более развернутой характеристике зависимости эффективных сечений от кинетической энергии нейтронов на ряде конкретных примеров [7]. Начнем с обсуждения зависимости $\sigma_t(W)$ для бериллия (рис. 3.10).

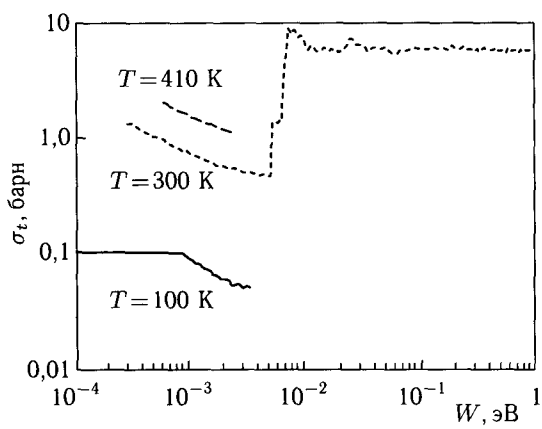


Рис. 3.10. Полное нейтронное сечение бериллия в области холодных и тепловых нейтронов. Точки — экспериментальные данные

В области холодных нейтронов значения σ_t резко зависят от температуры. Например, ее изменение от 440 К до 100 К приводит к уменьшению сечения примерно в 15 раз. Этот эффект объясняется неупругим рассеянием нейтронов на кристаллической решетке (холодный нейтрон, сталкиваясь с узлом, увеличивает свою кинетическую энергию). Среднее приращение его энергии

тем больше, чем выше температура. Резкие скачки в ходе сечения при энергиях порядка $5 \cdot 10^{-4}$–$5 \cdot 10^{-3}$ эВ (соответствующих температурам порядка сотен кельвинов) обусловлены упругим рассеянием нейтронных волн на узлах решетки. При энергиях $W > 10^{-2}$ эВ сечение практически постоянно. Описанная картина хода сечения $\sigma_t(W)$ наблюдается и для иных легких элементов (C, O и др.). Практическая независимость значений σ_t от энергий по порядку величины превосходящих 10^{-2} эВ связана с относительно большими расстояниями между уровнями соответствующих ядер ($\sim 0{,}1$–1 МэВ). Поэтому отчетливые резонансы в ходе кривых $\sigma_t(W)$ для этих элементов наблюдаются лишь в области быстрых нейтронов (рис. 3.11). С другой стороны, благодаря значительно более тесному расположению уровней тяжелых ядер

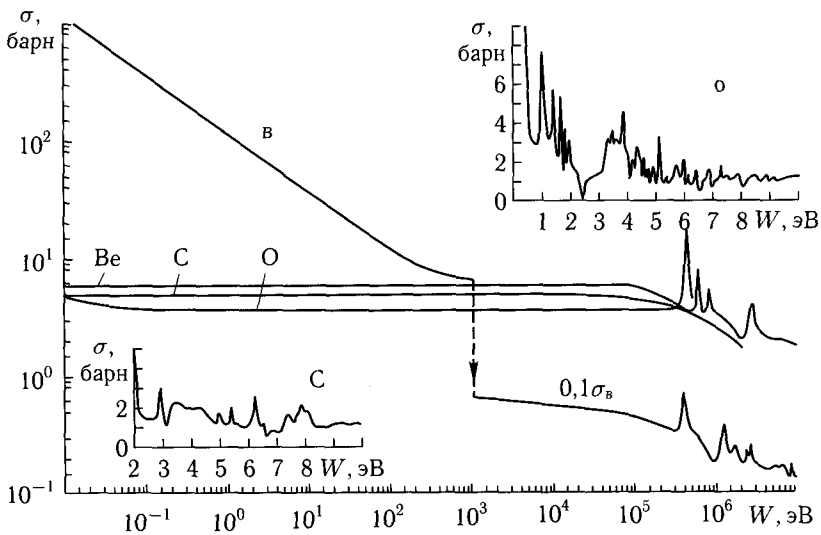


Рис. 3.11. Зависимость полных нейтронных сечений бериллия, бора, углерода и кислорода от энергии в интервале $0{,}01$–10^7 эВ

резонансы для тяжелых элементов зачастую наблюдаются даже при энергиях $\leqslant 1$ эВ. Примером может служить резонансный захват кадмием нейтронов с энергией 0,2 эВ (подробнее об этом см. ниже).

Энергии нейтронов, не превышающие нескольких сотен электронвольт, меньше энергии первого возбужденного уровня ядер, поэтому под действием таких нейтронов эндоэнергетические процессы, например неупругие соударения с ядрами, невозможны. Нейтроны указанных энергий могут лишь вызывать экзоэнергетические реакции и упруго рассеиваться на ядрах. Напомним, что экзо- и эндоэнергетическими реакциями называют реакции, идущие с выделением и поглощением кинетической энергии соответственно; подробнее о них рассказывается в главах 7 и 9. Из различных экзоэнергетических реакций (n, x) наиболее универсальной является реакция радиационного захвата

$$n + {}^{A}_{Z}X \to {}^{A+1}_{Z}X^* \to {}^{A+1}_{2}X + \gamma,$$

идущая на всех ядрах, кроме ${}^4_2\mathrm{He}$ и ${}^3_2\mathrm{He}$. Энергия возбуждения промежуточного ядра ${}^{A+1}_{Z}X^*$ составляет обычно 5–10 МэВ. Эта энергия уносится одним или несколькими γ-квантами.

Например, в естественной смеси изотопов кадмия содержится изотоп ${}^{113}\mathrm{Cd}$, обладающий огромным сечением захвата тепловых нейтронов в 21000 барн, в результате реакции $n + {}^{113}_{48}\mathrm{Cd} \to {}^{114}_{48}\mathrm{Cd} + \gamma$ испускается каскад γ-квантов, уносящих энергию 9,04 МэВ. Кадмий является эффективным поглотителем тепловых нейтронов и широко используется для защиты от нейтронов и для управления ядерными реакторами.

В результате реакций (n, γ) в некоторых случаях образуются стабильные изотопы, а в некоторых — радиоактивные. Например, реакция $n + {}^1_1\mathrm{H} \to {}^2_1\mathrm{H} + \gamma$ приводит к образованию стабильного ядра, а в реакции $n + {}^{115}_{49}\mathrm{Jn} \to {}^{116}_{49}\mathrm{Jn} + \gamma$ возникает радиоактивное ядро. Нуклид ${}^{116}_{49}\mathrm{Jn}$ распадается с периодом полураспада в 54 мин:

$$ {}^{116}_{49}\mathrm{Jn} \to {}^{116}_{50}\mathrm{Sn} + e^- + \widetilde{\nu} $$

($\widetilde{\nu}$ — символ антинейтрино).

Сечения радиационного захвата тепловых нейтронов могут различаться между собой на много порядков. Так, сечение захвата для ${}^2_1\mathrm{H}$ в тепловой области равно всего $4{,}6 \cdot 10^{-4}$ барн (сравните с сечением для кадмия).

Для ряда ядер реакции (n, p), (n, α) являются экзоэнергетическими. Их вероятность особенно велика для некоторых наиболее легких ядер, обладающих сравнительно невысоким кулоновским барьером. К важным реакциям указанных типов относятся ${}^3_2\mathrm{He}(n,p){}^3_1\mathrm{H}$, ${}^{10}_5\mathrm{B}(n,\alpha){}^7_3\mathrm{Li}$, ${}^6_3\mathrm{Li}(n,\alpha){}^3_1\mathrm{H}$, ${}^{14}_7\mathrm{N}(n,p){}^{14}_6\mathrm{C}$. Три первые реакции, характеризуемые особенно большими сечениями, используются для регистрации нейтронов. Реакция ${}^6\mathrm{Li}(n,\alpha){}^3\mathrm{H}$ применяется также для получения нуклида ${}^3\mathrm{H}$, являющегося компонентом термоядерного топлива.

Очень важную роль в ядерной энергетике играет также экзоэнергетическая реакция деления ядра (n, f) [1]. Под действием тепловых нейтронов реакция деления идет на некоторых тяжелых ядрах (${}^{235}_{92}\mathrm{U}$, ${}^{239}_{94}\mathrm{Pu}$ и др.). В результате поглощения нейтрона ядро делится на два ядра (осколка) с приблизительно равной массой, при этом испускается один или несколько быстрых нейтронов. При делении ядра ${}^{235}\mathrm{U}$ выделяется огромная энергия порядка 200 МэВ.

Рассмотрим зависимость $\sigma_t(W)$ для бора (см. рис. 3.11). Как видно, сечение σ_t в области тепловых нейтронов достигает значения в 3800 барн, что объясняется интенсивным поглощением этих нейтронов ядрами ${}^{10}B$. В интервале от 10^{-2} до 10^3 эВ сечение изменяется по закону $1/v$, где v — скорость нейтрона. Объяснение этого закона в модельном представлении заключается в следующем. Время, проводимое нейтроном в области воздействия ядра, тем больше, чем меньше v. Поэтому с уменьшением скорости нейтрона

[1] Вторая буква соответствует английскому слову «fission» — деление.

вероятность его захвата увеличивается. При $W > 10^3$ эВ сечение для бора уменьшается с ростом энергии более монотонно.

Закон $1/v$ наблюдается и во многих других случаях. Обсудим, например, приведенные на рис. 3.12 кривые $\sigma_t(W)$ для Cd, Jn и Ag. До энергии

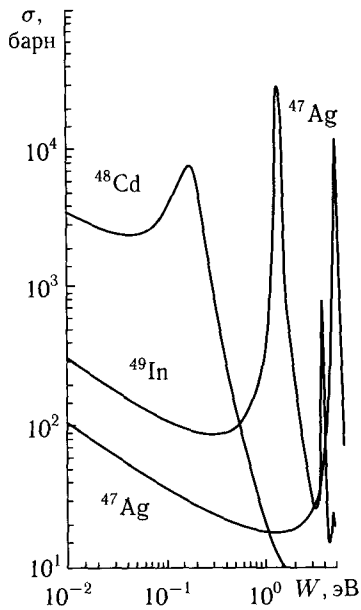


Рис. 3.12. Зависимость полных нейтронных сечений от энергии для кадмия, индия, серебра в области тепловых и резонансных нейтронов

$\approx 4 \cdot 10^{-2}$ эВ сечение Cd уменьшается по закону $1/v$, однако при $W \approx 0{,}2$ эВ наблюдается резонанс и сечение достигает значения примерно в 8000 барн. Ход кривых для индия и серебра в общих чертах тот же, с тем исключением, что резонансы расположены при больших энергиях, чем в случае кадмия (для индия при 1,46, а для серебра при 5,2 эВ). Эти элементы имеют и другие сравнительно большие резонансы. Например, для индия в интервале 1–100 эВ наблюдаются многочисленные резонансы с сечением в максимуме 10^4–10^2 барн (рис. 3.13). С дальнейшим увеличением энергии кривая $\sigma_t(W)$ для индия приобретает гладкий вид, а эффективное сечение становится сравнительно небольшим, близким к геометрическому сечению ядра.

В области быстрых нейтронов энергия возбуждения ядра, поглотившего нейтрон, достигает значений, при которых роль кулоновского барьера становится относительно несущественной. Помимо реакций с испусканием заряженных частиц в рассматриваемом случае могут наблюдаться такие пороговые реакции, как $(n, 2n)$ или $(n, 3n)$. Например, энергия порога первой из этих реакций для водорода, бора и углерода равна соответственно 3.34 МэВ; 9,4 МэВ и 20,3 МэВ. Для большинства других изотопов она имеет порядок 10 МэВ. Сечение реакции $(n, 2n)$ резко увеличивается близ порога, достигая в максимуме 0,2–1 барн.

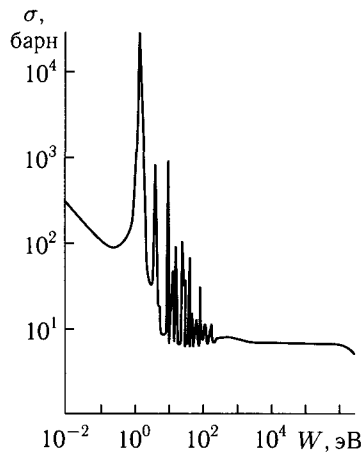


Рис. 3.13. График полного нейтронного сечения для индия в широкой области спектра

3.6.3. Рассеяние и замедление нейтронов.

3.6.3.1. ***Упругое рассеяние.*** Аналогией упругого рассеяния нейтрона на ядре является упругое столкновение двух шаров: между нейтроном и ядром осуществляется перераспределение кинетической энергий без изменения внутреннего энергетического состояния последнего. Используя законы сохранения энергии и импульса, можно связать энергию падающего нейтрона с энергией отдачи ядра или энергией нейтрона после рассеяния.

Допустим, что нейтрон падает на неподвижное ядро с массой M_A. После соударения нейтрон отклоняется на угол θ относительно своего первоначального направления движения, а ядро отдачи — на угол φ относительно этого направления. Запишем законы сохранения энергии и импульса

$$W_n = W_{n'} + W_A, \quad \mathbf{p}_n = \mathbf{p}_{n'} + \mathbf{p}_A, \tag{3.36}$$

где W_n, $\mathbf{p}_n$ — энергия и импульс падающего нейтрона, $W_{n'}$, $\mathbf{p}_{n'}$ — энергия и импульс нейтрона после соударения, W_A, $\mathbf{p}_A$ — энергия и импульс ядра отдачи. В скалярной форме соотношение для импульса можно представить в виде

$$p_{n'}^2 = p_n^2 + p_A^2 - 2p_n p_A \cos\varphi.$$

Воспользовавшись нерелятивистской формулой $p_n^2 = 2m_n W_n$ и переписав первое из уравнений (3.36) в форме $W_{n'} = W_n - W_A$, после полученных преобразований получаем

$$W_A = \alpha W_n \cos^2\varphi, \tag{3.37}$$

где

$$\alpha = 4m_n M_A (m_n + M_A)^2 \approx 4A(1+A)^2. \ ^{1)} \tag{3.38}$$

---

[1]) Здесь использовано представление о дефекте масс (§ 7.5), в соответствии с которым погрешность равенства $m_n/M_A = 1/A$ составляет приблизительно всего 0,5–1 %.

Используя приведенные результаты нетрудно также получить два важных расчетных соотношения:

$$W_{n'} = W_n \frac{m_n}{(M_A + m_n)^2}\left(\cos\theta + \sqrt{\frac{M_A^2}{m_n^2} - \sin^2\theta}\right);$$

$$\sin\theta = \sqrt{\frac{\alpha M_A}{m_n(1-\alpha\cos^2\varphi)}}\cos\varphi\cdot\sin\varphi.$$

Применяя эти формулы можно вычислить энергию нейтрона, зная энергию ядра отдачи. Для ядра максимальная энергия отдачи составляет $\frac{4AW_n}{(1+A)^2}$, а минимальная — нуль.

На практике регистрация нейтронов по ядрам отдачи используется весьма широко (см. п. 6.7.3). Наиболее подходящим для этой цели является водород, так как массы ядра водорода и нейтрона практически одинаковы. В данном случае на основании выражений (3.37) и (3.38) получаем

$$W_p = W_n\cos^2\varphi,$$

где W_p — энергия отдачи ядра водорода при упругом соударении с нейтроном. Как видно в результате соударения нейтрона с протоном возможна либо полная потеря кинетической энергии нейтрона, либо частичная (соответственно при «лобовом» или нецентральном ударе). Отмеченная особенность процессов рассеяния нейтронов объясняет относительно интенсивное замедление последних в водородосодержащих средах.

Сечение упругого рассеяния σ_s большинства элементов зависит от энергии W лишь в области быстрых нейтронов и почти постоянно в области нейтронов меньших энергий. Исключение представлено водородом. В области тепловых нейтронов σ_s водорода резко уменьшается (от 50 до 25 барн), в интервале медленных нейтронов оно постоянно, и вновь падает (до 1–5 барн) в области быстрых нейтронов. Отметим также, что упругое рассеяние нейтронов на водороде при энергии нейтронов больше 100 эВ является практически единственным процессом взаимодействия.

3.6.3.2. ***Неупругое рассеяние.*** При неупругом рассеянии ядро переходит в возбужденное состояние, на что затрачивается часть кинетической энергии нейтрона. Затем энергия возбуждения ядра выделяется в виде γ-излучения. Неупругое рассеяние можно представить в виде реакции (n, n', γ) Таким образом, при неупругом рассеянии кинетическая энергия системы нейтрон–ядро не сохраняется. Неупругое рассеяния имеет энергетический порог, определяемый расстоянием E_1 между основным и первым возбужденным уровнями. Для легких ядер этот интервал обычно превышает 1 МэВ, а для тяжелых ядер он равен десяткам и сотням кэВ. Поэтому неупругое рассеяние для нейтронов с энергией порядка 1 МэВ на легких ядрах невозможно. Однако нейтроны с энергией порядка 1 МэВ и выше с большой вероятностью испытывают неупругое рассеяние на тяжелых ядрах.

Неупругое рассеяние невозможно полностью описать единственным сечением. Если нейтрон обладает энергией W, достаточной для возбуждения нескольких уровней, то возбуждение каждого из них характеризуется собственным парциальным сечением $\sigma_{in}(W \to \varepsilon)$, где ε — энергия нейтрона, испытавшего рассеяние. Обычно в таблицах приводят интегральные сечения σ_{in}, представляющие собой вероятность того, что нейтрон потеряет некоторое количество энергии, помимо энергии, связанной с отдачей взаимодействующего с ним ядра.

3.6.3.3. ***Замедление нейтронов.*** Среднее число столкновений с ядрами, необходимое нейтрону для замедления от начальной энергии W_i до некоторой «конечной» W_k, равно

$$\beta = \frac{\ln(W_i/W_k)}{\xi},$$

где $\xi = \ln(W_n/W_{n'})$ — средняя логарифмическая потеря энергии на одно столкновение. Если, например, $W_i = 2$ МэВ, $W_k = 0{,}025$ эВ, то

$$\beta = \frac{\ln \dfrac{2 \cdot 10^6}{2{,}5 \cdot 10^{-2}}}{\xi} = \frac{18{,}2}{\xi}. \tag{3.39}$$

Значение ξ можно вычислить по следующей приближенной формуле

$$\xi = \frac{2}{A + 2/3}, \tag{3.40}$$

где A — массовое число. В табл. 3.1 приведены значения ξ и β для некоторых элементов, вычисленные по формулам (3.39) и (3.40). Как видно, водород обладает максимальным значением ξ и минимальным значением β (равным всего 18). С ростом A ξ уменьшается, а β растет. В случае урана число соударений, требующихся для замедления быстрого нейтрона до тепловой энергии, превышает 2000.

Таблица 3.1

Значение ξ и β для некоторых элементов

Элемент	A	ξ	β (2 МэВ–0,025 эВ)
Водород	1	1,000	18
Гелий	4	0,425	43
Бериллий	9	0,209	86
Углерод	12	0,158	114
Кислород	16	0,120	150
Уран	238	0,00838	2172

До сих пор учитывалось только замедление нейтронов за счет их упругих соударений с ядрами. Нейтроны с обычной начальной энергией W_i в несколько МэВ могут также достаточно эффективно замедляться и благодаря неупругим соударениям с тяжелыми ядрами, поскольку с таком случае выполняется

условие $W_i > E_1$. Однако число неупругих соударений для нейтрона не может быть большим: после первых столкновений с ядрами нейтрон теряет настолько значительную долю энергии W_i, что указанное условие перестает выполняться. Дальнейший процесс замедления идет только благодаря упругим соударениям.

Когда энергия замедляющегося нейтрона оказывается сравнимой с химической связью атомов замедлителя ($W \sim 1$ эВ), характер замедления меняется. Это связано в основном с увеличением эффективной массы частиц, с которыми соударяются нейтроны. При энергиях $W > 1$ эВ атомы водорода, входящие в состав молекул замедлителя, можно считать свободными. С другой стороны, нейтрон с энергией около 1 эВ не выбивает протон из молекулы, а возбуждает в ней колебательно-вращательные движения. При меньших энергиях он упруго рассеивается на молекуле как на едином целом. Поэтому приведенная масса сталкивающихся частиц увеличивается вдвое, что приводит к изменению сечения рассеяния и других параметров процесса рассеяния.

Помимо химической связи на этот процесс при энергиях нейтронов меньше ≈ 1 эВ влияет также тепловое движение частиц среды. Процесс замедления в области энергии меньше ≈ 1 эВ [1]) называют термализацией. Последняя завершается установлением теплового (термодинамического) равновесия между нейтронами и средой. Практически тепловое равновесие полностью не успевает установиться из-за поглощения нейтронов, так что в среде все время находится сравнительно большое число замедляемых нейтронов.

3.6.3.4. ***Характеристики замедлителей.*** Для замедления быстрых нейтронов до тепловых энергий используют замедлители — вещества, состоящие из элементов с небольшой атомной массой, сравнительно слабо поглощающие нейтроны. В качестве замедлителей применяют обычную и тяжелую воду, бериллий, углерод, парафин, полиэтилен и др.

Мерой смещения нейтронов в процессе замедления является длина замедления, обозначаемая через $\sqrt{\tau}$; величина τ называется *возрастом нейтронов*. Обозначим через r_3^2 средний квадрат смещения нейтрона по прямой при замедлении от энергии W_i до энергии W_k. Величины τ и r_3^2 связаны соотношением $\tau = \dfrac{1}{6r_3^2}$, поясняющим физический смысл возраста нейтронов. Для хороших замедлителей τ равно многим десяткам и сотням см^2 (см. ниже). Поскольку для быстрых нейтронов сечение захвата значительно меньше сечения рассеяния, то поглощение нейтронов ядрами замедлителя не оказывает существенного влияния на процесс замедления.

Нейтроны, замедленные до тепловых энергий, начинают диффундировать в веществе. Процесс их диффузии можно описать с помощью обычного уравнения диффузии, учитывающего поглощения нейтронов. Мерой смещения тепловых нейтронов в процессе их диффузии в данной среде является *длина*

[1]) Для воды при $W < 0{,}3$ эВ.

диффузии

$$L^2 = \frac{1}{6} r_д^2,$$

где $r_д^2$ — среднеквадратичное смещение теплового нейтрона (по прямой) от места «рождения» до места захвата.

Значения τ и L для некоторых из упомянутых выше замедлителей приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Возраст и длина диффузий для некоторых замедлителей (конечная энергия замедления $W = 0{,}025$ эВ)

Источник нейтронов	Замедлитель	τ, см^2	L, см	Сечение захвата для тепловых нейтронов, барн
Спектр деления	H_2O	$30{,}2 \pm 1{,}5$	$2{,}767 \pm 0{,}008$	$0{,}332 \pm 0{,}002$ (водород H)
P_0–Be	H_2O	62 ± 5	—	—
Спектр деление	D_2O	120	116 ± 4	$(0{,}46 \pm 0{,}10) \cdot 10^4$
Спектр деление	Be	97,2	$20{,}8 \pm 0{,}5$	$(10 \pm 1) \cdot 10^{-3}$
Спектр деление	C (графит)	350	51 ± 3	$(3{,}8 \pm 0{,}04) \cdot 10^{-3}$

Как видно, для воды $\sqrt{\tau} \gg L$, что свидетельствует о сравнительно сильном поглощении нейтронов. Наоборот, для тяжелой воды $L \gg \sqrt{\tau}$. Это указывает на то, что тяжелая вода является весьма эффективным замедлителем. Достаточно хорошими замедляющими свойствами отличаются бериллий и графит.

Глава 4

ОБЗОР ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

§ 4.1. Классификация источников ионизирующих излучений и представление о «поколениях» генерируемых частиц

Источники микрочастиц субатомного уровня весьма разнообразны. К ним относятся источники естественного происхождения, создающие, как принято говорить, естественный радиационный фон. Эти источники подразделяются по своему происхождению на земные и внеземные (космические).

Научно-технический прогресс привел к появлению искусственных источников ионизирующего излучения. К ним относятся все ядерно-технические установки, например, ядерные реакторы, ускорители заряженных частиц, искусственные радиоактивные вещества, например, радионуклиды, применяемые в медицине и др. Ниже мы будем придерживаться следующей, вытекающей из сказанного, классификацией источников ионизирующего излучения: радиоактивные источники естественного и искусственного происхождения, ядерные реакторы, космические лучи и ускорители заряженных частиц. Из перечисленных видов источников излучений в этом разделе книги более подробно (в рамках отдельной главы) будут рассмотрены ускорители, так как последние играют особо важную роль в качестве источников широкого класса частиц разнообразных энергий. Более углубленное изучение ядерных реакторов и космических лучей, также играющих исключительно важную роль в ядерной физике, вынесено в другие части книги.

Обычно первичный пучок частиц, испускаемый источником, падает на изучаемый объект (мишень), вызывая в нем те или иные вторичные процессы. Во многих случаях под действием первичного потока в мишени возникают пучки частиц «второго», «третьего» и т. д. поколений. Особая экспериментальная ценность этих вторичных процессов связана со следующими обстоятельствами. Генерируемые мишенью вторичные частицы при условии, что их количество достаточно велико, могут с большой вероятностью вызывать ядерные реакции в других мишенях. Так, используя ускоритель, с помощью этого метода получают разнообразные вторичные частицы — нейтроны, γ-кванты, пионы, антинуклоны и др. Нестабильные частицы во вторичных пучках при своем распаде могут образовывать третичные частицы, также являющиеся зачастую источниками различных излучений. Таким путем по-

лучают, например, мюоны и нейтрино. Своеобразная ситуация возникает при изучении космических лучей, проходящих через атмосферу Земли. В ее пределах наблюдаются сразу частицы двух, трех и более поколений.

§ 4.2. Источники радионуклидов естественного и искусственного происхождения

4.2.1. Естественные радионуклиды. Распад естественных радионуклидов, содержащихся в природной среде (горных породах, воде, воздухе, строительных материалах и т. д.), приводит к образованию α-частиц, β-частиц и γ-квантов. Среди естественно-радиоактивных источников особое место занимают α-активные нуклиды ^{238}U и ^{232}Th, испускающие α-частицы с энергиями, равными соответственно 4, 15 МэВ и 3,95 МэВ. Эти радионуклиды содержатся в виде малых примесей в разнообразнейших веществах, встречающихся в природе. Другим широко распространенным радионуклидом является ^{40}K, испускающий γ-кванты с энергией 1,46 и 0,511 МэВ. Периоды полураспада урана-238, тория-232 и калия-40 равны соответственно $4{,}51 \times \times 10^9$ лет, $1{,}41 \cdot 10^{10}$ лет и $1{,}26 \cdot 10^9$ лет. Перечисленные радионуклиды существовали в земной коре практически на всем протяжении истории Земного шара (геологический возраст Земли считается равным $2{,}5 \cdot 10^9$ лет).

В результате распада ядер ^{238}U и ^{232}Th образуются цепочки дочерних элементов. Конечными продуктами распада радиоактивных рядов являются стабильные изотопы свинца: ^{206}Pb (в урановом ряду) и ^{208}Pb (в ториевом ряду). Основные физические характеристики радионуклидов ряда урана приведены в табл. 4.1, а ряда тория — в табл. 4.2.

В отличие от ряда ^{232}Th ряд ^{238}U содержит не один, а несколько долгоживущих изотопов. Среди них своими свойствами отличается α-активный изотоп ^{226}Ra с периодом полураспада 1600 лет. Иногда урановый ряд называют рядом урана-радия. Отличительная особенность нуклида $^{226}_{88}Ra$ заключается в том. что он является «сильным» γ-излучателем; радий и его сравнительно

Таблица 4.1

Основные физические характеристики радионуклидов ряда урана–радия

Нуклид	Историческое название	Период полураспада	Основная энергия излучения, МэВ (интенсивность, %)		
			α	β	γ
$^{238}_{92}U$	Уран I	$4{,}51 \cdot 10^9$ лет	4,15 (25)	—	—
$^{234}_{90}Th$	Уран X_1	24,1 сут	—	0,103 (21)	0,063 (3,5)
$^{234m}_{91}Pa$ 99,87 % 0,3 %	Уран X_2	1,17 мин	—	2,29 (98)	0,765 (0,30) 1,001 (0,60)
β $^{234}_{91}Pa$	Уран Z	6,75 ч	—	1,13 (13) 0,53 (66)	0,100 (50) 0,70 (24)
$^{234}_{92}U$ β	Уран II	$2{,}47 \cdot 10^5$ лет	4,72 (28) 4,77 (72)	— —	0,053 (0,2) —

Таблица 4.1 (*окончание*)

Нуклид	Историческое название	Период полураспада	Основная энергия излучения, МэВ (интенсивность, %)		
			α	β	γ
$^{230}_{90}$Th	Ионий	$8{,}0 \cdot 10^4$ лет	4,62 (24) 4,68 (76)	—	0,068 (0,6) 0,142 (0,07)
$^{226}_{88}$Ra	Радий	1602 года	4,60 (6) 4,78 (95)	—	0,186 (4)
$^{222}_{86}$Rn	Радон (Rn)	3,823 сут	5,49 (100)	—	0,510 (0,07)
$^{218}_{84}$Po 99,98 % 0,02 % α α $^{214}_{82}$Pb	Радий A	3,05 мин	6,00 ($\sim$ 100)	0,33 ($\sim$ 0,019)	—
β $^{218}_{85}$At	Радий B	26,8 мин	—	0,65 (50) 0,71 (40) 0,98 (6)	0,242 (4) 0,295 (19) 0,352 (36)
$^{214}_{83}$Bi α 99,98 % 0,02 % β α	Астат	$\sim$ 2 с	6,65 (6)	? ($\sim$ 0,1)	—
$^{214}_{84}$Po	Радий C	19,9 мин	5,45 (0,012) 5,51 (0,008)	1,0 (23) 1,51 (40) 3,26 (19)	0,609 (47) 0,769 (5) 1,120 (17) 1,238 (6) 1,378 (5) 1,764 (17) 2,445 (2)
$^{210}_{81}$Tl α β $^{210}_{82}$Pb	Радий C′	164 мкс	7,69 (100)	—	0,799 (0,014)
	Радий C″	1,3 мин	—	1,3 (25) 1,9 (56) 2,3 (19)	0,296 (80) 0,795 (100) 1,31 (21)
	Радий D	20,4 год	3,72 (0,00002)	0,010 (85) 0,061 (15)	0,047 (4)
$^{210}_{83}$Bi 100 % 0,0013 % β α $^{210}_{84}$Po	Радий E	5,01 сут	4,65 (0,0007) 4,69 (0,0005)	1,161 ($\sim$ 100)	—
α $^{206}_{81}$Tl $^{206}_{82}$Pb β	Радий F	138,4 сут	5,305 (100)	—	0,803 (0,00110)
	Радий E″	4,19 мин	—	1,571 (100)	—
	Радий G	Стабильный	—	—	—

Примечания к первой колонке. 1. Цепочка радиоактивных превращений ядер осуществляется в результате испускания нуклидами либо α-частиц (переходы типа $^A_Z X \to {}^{A-4}_{Z-2}Y$), либо β^--частиц (переходы типа $^A_Z X \to {}^A_{Z+1}Y$). Эти распады зачастую сопровождаются испусканием γ-квантов. 2. Альтернативные типы распадов отмечены стрелками; вероятности соответствующих переходов указаны в процентах. 3. Буквой «*m*» отмечен ядерный изомер (у ядер-изомеров одинаковы порядковые номера и массовые числа, но различны периоды полураспада). Подробно ядра-изомеры рассматриваются в § 13.3.

Таблица 4.2

Основные физические характеристики радионуклидов ряда тория

Нуклид	Историческое название	$T_{1/2}$	Основная энергия излучения, МэВ (интенсивность, %)		
			α	β	γ
$^{232}_{90}Th$	Торий	$1{,}41 \cdot 10^{10}$ лет	3,95 (24)	—	—
$^{228}_{88}Ra$	Мезоторий I	5,8 лет	—	0,055 (100)	—
$^{228}_{89}Ac$	Мезоторий II	6,13 ч	—	1,18 (35) 1,75 (12) 2,09 (12)	0,34 (15) 0,908 (25) 0,96 (20)
$^{228}_{90}Th$ α	Радиоторий	1,10 лет	5,34 (28) 5,43 (71)	—	0,084 (1,6) 0,214 (0,3)
$^{224}_{88}Ra$ α	Торий X	3,64 сут	5,45 (6) 5,68 (94)	—	0,241 (3,7)
$^{220}_{86}Rn$ α	Торон	55 с	6,29 (100)	—	0,55 (0,07)
$^{216}_{84}Po$ α	Торий A	0,15 с	6,78 (100)	—	—
$^{212}_{82}Pb$ β	Торий B	10,64 ч	—	0,346 (81) 0,586 (14)	0,239 (47) 0,300 (3,2)
$^{212}_{83}Bi$ 64,0 % β 36,0 % α	Торий C	60,6 мин	6,06 (25) 6,09 (10)	1,55 (5) 2,26 (55)	0,040 (2) 0,727 (7) 1,620 (1,8)
$^{212}_{84}Po$	Торий C′	304 нс	8,78 (100)	—	—
α $^{208}_{81}Tl$ β	Торий C″	3,10 мин	—	1,28 (25) 1,52 (21) 1,80 (50)	0,511 (23) 0,583 (86) 0,860 (12) 2,614 (100)
$^{208}_{82}Pb$	Торий D	Стабильный	—	—	—

короткоживущие дочерние элементы в равновесии с ним, испускают спектр γ-излучения, состоящий из многочисленных линий. Наиболее интенсивные линии обладают энергией порядка десятых долей МэВ. На практике чаще других используют препараты, содержащие ^{226}Ra и продукт его распада ^{210}Po.

В рассматриваемых таблицах наряду с современными обозначениями естественных радионуклидов приводятся и их первоначальные («исторические») обозначения. Приведенная информация является плодом длительных исследований, выполненных в основном в первые десятилетия прошлого века блестящей плеядой ученых, многие из которых упоминаются в этой книге.

Естественные радионуклиды использовались в эпоху до создания ускорителей в качестве источников ионизирующих излучений в многочисленных экспериментальных работах. Некоторые из них сыграли выдающуюся роль в развитии ядерной физики.

Ограничимся двумя примерами.

В 1919 г. Э. Резерфорд, изучая столкновения α-частиц с ядрами легких атомов, открыл протон и впервые наблюдал искусственное расщепление ядер, т. е. ядерную реакцию.

В 1934 г. И. И. Ф. Жолио-Кюри, облучая γ-квантами полония бор, магний и алюминий обнаружили, что эти элементы после прекращения облучения испускают позитроны, т. е. сами становятся радиоактивными. Таким путем была открыта искусственная радиоактивность [18].

4.2.2. Искусственные радионуклиды. Начиная со второй половины 20-го века широкое развитие получило применение искусственных радионуклидов. Это связано с тем, что с помощью ядерных реакторов и серийных ускорителей было налажено в промышленных масштабах производство множества радиоактивных препаратов, испускающих частицы (излучения) различного сорта с разными временами жизни и зачастую с высокой активностью. Однако энергетический спектр радионуклидов такого происхождения приходится на сравнительно узкий диапазон от долей МэВ до нескольких МэВ. Как мы убедимся далее, для изучения большого числа явлений ядерной физики требуются источники, обладающие большими энергиями. Поэтому источники рассматриваемого типа могут быть использованы в исследованиях определенного локального типа. Тем не менее, в науке и технике разработано много методов, основанных на применении искусственных радионуклидов. В зависимости от характера решаемой задачи используются те или иные радионуклиды с периодами полураспада от нескольких часов до нескольких лет и более.

Описывать сколько-нибудь подробно исследования, выполняемые в рамках этого научного направления, не входит в нашу задачу; с соответствующей информацией можно ознакомиться по литературным источникам.

В иллюстративных целях мы лишь кратко рассмотрим следующий изящный и эффективный метод — метод меченых атомов (другое его название — метод изотопных индикаторов), заключающийся в следующем. К изучаемому элементу добавляется небольшое количество его радиоактивного изотопа, играющего роль «метки». Присутствие этого изотопа в исследуемом веществе может быть обнаружено с помощью сцинтилляционного счетчика или какого-либо другого детектора. В частности, метод меченых атомов позволяет получать сведения о скорости обмена веществ в различных тканях и органах человеческого тела. Разработано множество вариантов рассмотренного метода.

Перейдем к описанию источников нейтронов [7]. Один из часто используемых способов получения нейтронов основан на облучении ядер $^{9}_{4}\mathrm{Be}$ каким-либо α-активным нуклидом ($^{226}\mathrm{Ra}$, $^{239}\mathrm{Ru}$, $^{210}\mathrm{Po}$ и др.). В результате взаимодействия между α-частицами и ядрами $^{9}\mathrm{Be}$ образуются нейтроны и малоинтенсивное γ-излучение:

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + n + \gamma.$$

Большое распространение получили источники, в которых в качестве α-излучателя используются изотоп полоний-210. Источник состоит из тщательно перемешанной смеси измельченного полония и порошкообразного бериллия. Смесь заключена в герметизированную металлическую ампулу. Благодаря малости пробегов α-частиц, последние не выходят из ампулы, а возникающие нейтроны свободно покидают ее. Энергетический спектр нейтронов полониево-бериллиевго источника сплошной, простирающийся от энергии меньшей 1 МэВ до энергии ≈ 11 МэВ (рис. 4.1). Недостатком Po–Be источника яв-



Рис. 4.1. Энергетический спектр Po–Be-источника

ляется сравнительно малый период полураспада ^{210}Po, равный 138 суткам (см. табл. 4.1). В этом отношении он уступает радиево-бериллиевому источнику, так как период полураспада ^{226}Ra составляет 1602 года. Однако Ra–Be источник отличается от Po–Be значительно большей интенсивностью γ-лучей. Общим недостатком того и другого источника является протяженный спектр нейтронов.

Получение нейтронов со сравнительно «узким» спектром, близком к монохроматическому, может быть достигнуто с помощью какой-либо эндоэнергетической реакции, например, при облучении дейтрона γ-излучением с энергией равной или большей его энергии связи, равной 2,23 МэВ. Реакция протекает по схеме

$$^2\mathrm{H} + \gamma \rightarrow p + n.$$

Более высокая степень монохроматизации может быть достигнута с помощью специальных установок, которые мы опишем в следующем разделе.

Нейтронные источники описываемого типа нашли себе разнообразное применение в научных и технических задачах. Ограничимся двумя примерами.

Нейтронные препараты с успехом используются для активационного элементного анализа. Методика измерений заключается в облучении одинаковым потоком нейтронов эталонного образца, содержащего известное количество элемента — объекта исследования и образца, в составе которого предполагается присутствие этого элемента. Наличие в нем данного элемента и его количество можно определить, зная тип испускаемых частиц, их энергию и период полураспада.

В нефтепромысловой практике важной задачей является различение в условиях обсаженной скважины нефтеносных пластов от водоносных. За-

дача была решена с помощью так называемого нейтронного каротажа [1]). Одна из методик измерений сводится к следующему. В скважину опускается герметизированный прибор, содержащий нейтронный источник (обычно полониево-бериллиевый) и два счетчика; один из них регистрирует замедленные нейтроны, а второй — γ-кванты, возникающие в (n,γ)-реакциях. Между источником и детекторами устанавливается экранирующий фильтр из парафина и свинца. Сигналы, возникающие в счетчиках, с помощью соответствующей электронной аппаратуры передаются через кабель на пульт управления, установленный на поверхности. Взаимодействие нейтронов в воде и нефти носит сходный характер (поскольку обе среды обладают примерно одинаковой концентрацией водорода и, следовательно, потоки замедленных в них нейтронов приблизительно одинаковы). Однако вода обычно содержит в сравнительно большой концентрации атомы хлора (в составе NaCl). Ядра хлора интенсивно поглощают замедленные нейтроны, испуская γ-кванты. Поэтому при прохождении прибора мимо водоносного пласта скорость счета счетчика медленных нейтронов будет меньше, чем при его перемещении мимо нефтеносного, а скорость счета счетчика γ-квантов будет иметь противоположный характер. Сопоставление показаний нейтронного и γ-детекторов позволяет различать водоносные горизонты от нефтеносных [4].

§ 4.3. Ядерные реакторы

Физика ядерных реакторов и типы этих устройств рассматриваются в 17-й главе. Здесь нас реакторы интересуют лишь как источники нейтронов. На сегодня ядерный реактор является наиболее мощным источником этих частиц. В среднем поток нейтронов равен 10^{15} частиц на $см^2 \cdot с$; в зависимости от типа реактора эта цифра может существенно варьировать в сторону увеличения или уменьшения. Нейтронный спектр реакторных нейтронов сплошной, различаясь в реакторах разного типа формой и диапазоном энергий. Обычно он простирается от долей эВ до десяти МэВ.

Как уже отмечалось, реакторы используются для получения самых разнообразных радионуклидов. Кроме того, реактор является источником мощно-

[1]) После того как скважина пробурена, обычно проводится ее каротаж, заключающийся в том, что с помощью соответствующей геофизической аппаратуры измеряется ряд важнейших параметров (пористости, плотности, электропроводности и др.). Однако после установки в скважине стальной трубы и ее цементирования (что обеспечивает механическую прочность скважины) непосредственный контакт между измерительным геофизическим прибором и породой становится невозможным. В этих условиях на помощь приходит нейтронный каротаж (предложенный Б. Понтекорво в 1941 г.), основанный на применении нейтронного источника; испускаемые им быстрые нейтроны способны проникать через обсадную трубу и цементный слой и взаимодействовать с веществом горных пород. Помимо нейтронного каротажа применяют и γ-каротаж, при котором используется источник γ-квантов. Взаимодействие испускаемых им γ-квантов с веществом пластов позволяет определить плотность горных пород. Нейтронный и γ-каротажи позволяют определять и другие свойства пластов (их пористость, литологию и т. д.).

го потока антинейтрино, образующихся при β^--распаде ядер, возникающих в процессе деления частиц ядерного горючего (^{235}U, ^{232}Th).

В экспериментальной ядерной физике большое значение имеют наблюдения потоков монохроматических нейтронов достаточно большой интенсивности [7]. Пучки таких нейтронов часто получают с помощью специальных устройств, позволяющих выделять из общего потока нейтронов реактора те из них, энергии которых приходятся на узкий энергетический интервал. Опишем два таких устройства.

Для получения пучка нейтронов с относительно высокой степенью монохроматизации используется механический монохроматор. Выходящий из реактора пучок нейтронов с непрерывным энергетическим спектром поступает через прорезь в защите в механический монохроматор (рис. 4.2). В простей-

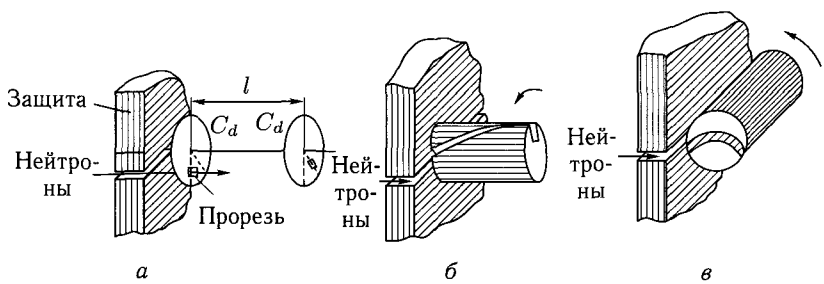


Рис. 4.2. Схема механического монохроматора: *а* — простейший вариант; *б*, *в* — усовершенствованные варианты

шем варианте последнего имеется два диска из кадмия толщиной в 1 мм, насаженных на общую ось длиной l (в зависимости от условий эксперимента значения l могут составлять от нескольких метров до десяти метров). В дисках имеются узкие радиальные прорези, смещенные друг относительно друга на некоторый угол α (рис. 4.2, *а*). Кадмий указанной толщины поглощает, как известно, практически все падающие на него тепловые нейтроны (см. п. 3.6.2, рис. 3.12). Если вращать ось с постоянной угловой скоростью щ, то через прорези смогут пройти лишь нейтроны, для которых выполняется условие

$$\frac{\alpha}{\omega} = \frac{l}{\vartheta}, \tag{4.1}$$

где ϑ — скорость прошедших нейтронов. Меняя ω, можно получать нейтроны разной скорости.

Монохроматор может быть усовершенствован путем замены дисков стальным цилиндром (ротором), в котором прорезаны винтообразные щели (рис. 4.2, *б*, *в*). Скорость проходящих через них нейтронов также определяется выражением (4.1). Сталь удаляет из пучка нейтроны более высоких энергий, чем кадмий. При использовании еще некоторых поглотителей нейтронов верхний энергетический предел монохроматора может быть доведен до 1 эВ.

Другой метод пригоден для реакторов или ускорителей, работающих в импульсном режиме. Нейтроны, испускаемые импульсным источником, попадают в вакуумированную трубу длиной l порядка нескольких сотен метров. В процессе полета нейтронов происходит их разделение по скоростям. На конце трубы поставлена заслонка, которая синхронно открывается лишь в моменты, когда нейтроны с данной скоростью ϑ пройдут расстояние l. Этим обеспечивается выход из трубы нейтронов со строго определенной энергией.

§ 4.4. Космические лучи

Космическими лучами (или *космическим излучением*) называют поток стабильных частиц высоких энергий, заполняющих мировое пространство, и вторичное излучение. образуемое этими частицами в земной атмосфере. К настоящему времени накоплена обширная информация о физических характеристиках космических лучей (энергетических спектрах, угловых распределениях, создаваемых ими дозах и т. д.) [13].

Различают первичные космические лучи, состоящие из галактических космических лучей (ГКЛ) с энергией от сотых долей ГэВ до ста и более ГэВ, и испускаемые Солнцем солнечные космические лучи (СКЛ) со значительно меньшими энергиями; типичные значения энергии СКЛ составляют 40–50 МэВ. Отметим, что кинетические энергии космических частиц на много порядков превышают кинетические энергии излучений земного происхождения, равных, как мы знаем, по порядку величины 0,1–10 МэВ.

ГКЛ состоят из протонов с малой примесью других частиц. Ядерный состав СКЛ, отличаясь от ядерного состава ГКЛ, приближенно соответствует составу солнечной атмосферы.

В отличие от ГКЛ, создающих постоянный фон высокоэнергетических частиц, СКЛ возникают апериодически, во время так называемых солнечных хромосферных вспышек, сопровождающихся выбросом в окружающее пространство потоков частиц, главным образом протонов.

В результате взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атомов атмосферы образуется огромное количество вторичных, третичных и т. д. частиц.

Остановимся на роли космического излучения как источника микрочастиц. До сравнительно недавнего времени космическое излучение являлось единственным источником частиц с энергией, достаточной для образования мезонов и гиперонов. В его составе встречаются все известные в настоящее время элементарные частицы, причем многие из них были обнаружены именно при исследовании космического излучения. Однако с появлением ускорителей, позволяющих получать протоны в десятки, сотни и тысячи ГэВ, космическое излучение потеряло свое исключительно значение для физики микрочастиц. Но оно пока что остается единственным источником частиц сверхвысоких энергий, хотя значимость этой функции космических лучей

по мере создания все более мощных ускорителей на встречных пучках (см. п. 5.3.11) постепенно понижается.

Тем не менее, интерес к изучению космических лучей по ряду причин не уменьшается. Это в первую очередь связано с проблемой происхождения космических лучей. Ее решение будет способствовать углублению представлений о механизмах формирования звезд и галактик и эволюционных процессах во Вселенной. Остаются нерешенными и ряд проблем менее масштабных. К ним относится, например, проблема отражения (альбедо) космических лучей от атмосфер и поверхностей космических тел, причины повышенного содержания ядер лития, бериллия и бора в составе космических лучей (в 10^5 раз превышающего их содержание в среднем во Вселенной). Отметим также, что физика космических лучей тесно связана с новыми быстро развивающимися ветвями астрономии, основанными на измерениях нейтрино и фотонов (в гамма- и рентгеновском диапазонах), с помощью которых возможно получение уникальной научной информации. Мы вернемся к изучению космических лучей в гл. 23.

Глава 5

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

§ 5.1. Физические принципы работы ускорителей и их классификация

Ускорители представляют собой устройства, позволяющие многократно увеличивать энергию электронов и положительных ионов. Нижний предел энергии ускоренных ионов должен быть достаточным для преодоления силы кулоновского отталкивания между падающей частицей и ядром-мишенью. Эта энергия, соответствующая высоте кулоновского барьера ядра, составляет несколько мегаэлектронвольт. С помощью частиц, ускоренных до энергии не свыше двух-трех десятков МэВ, возможно изучение главным образом свойств ядра как целого, например, системы его уровней энергии, особенностей сечения взаимодействия, характеристик продуктов реакции и пр. При ускорении частиц до энергии порядка сотен МэВ возможно их взаимодействие с отдельными нуклонами в составе ядер, что позволяет исследовать внутреннюю структуру последних. При ускорении до указанных энергий электронов возможно изучение неядерных (электромагнитных) свойств ядер.

Микрочастицы, ускоренные до больших энергий (порядка 1 ГэВ и выше) представляют интерес главным образом не для физики атомных ядер, а для физики элементарных частиц; именно при таких энергиях осуществляются взаимодействия между ними, важной особенностью которых является, как мы знаем, их взаимопревращаемость.

Тем не менее, принимая во внимание тематику настоящей книги, в этой главе основное внимание мы уделим методам ускорения микрочастиц до упомянутого выше энергетического предела около 1 ГэВ. Ускорители на большие энергии будут рассмотрены в конце главы лишь фрагментарно (с той целью, чтобы у читателя сложилось целостное представление о современном уровне техники ускорения частиц). Отметим также, что настоящая глава не является полным обзором ускорительной техники; мы будем описывать только некоторые устройства из множества ускорителей, созданных к настоящему времени.

Важнейшей характеристикой ускорителя является помимо полной энергии ускоренных частиц E также интенсивность их пучка N, т. е. число частиц, испущенных в единицу времени; альтернативный интенсивности параметр — ток $I = qN$, где q — заряд частицы.

Простейший способ ускорения заключается в прохождении заряженной частицей промежутка, в котором создана высокая разность потенциалов. Другой прием ускорения основан на многократном прохождении частицей промежутков, где созданы сравнительно небольшие разности потенциала. Движущаяся через них частица постепенно увеличивает свою скорость, ускоряясь до заданного высокого значения энергии.

С конструктивной точки зрения ускорители можно разбить на две основные группы. Первая из них представлена установками, в которых частицы в процессе ускорения движутся под действием сил электрического поля по прямолинейной (или почти прямолинейной) траектории. Среди ускорителей первой группы различают устройства, в которых ускорение частиц осуществляется постоянным по времени электрическом полем; примером служит ускоритель Ван-де-Граафа и установки, в которых для ускорения используется переменное электрическое поле; к ним относятся линейные ускорители.

В ускорителях второго типа на частицу действуют как электрические, так и магнитные силы. С помощью электрического поля осуществляется ускорение. Магнитное поле не влияет на кинетическую энергию частиц, а применяется как средство, позволяющее изменять их направление движения [1]). Траектории частиц в ускорителях этого типа, называемых *циклическими*, являются криволинейными. Циклические ускорители, в которых ускорение осуществляется переменным электрическим полем, синхронным частоте обращения частицы, называются *резонансными* (циклотрон, фазотрон и др.). Иной принцип ускорения, осуществляемый в циклическом индукционном ускорителе — бетатроне, заключается в воздействии на частицу (электрон) вихревого электрического поля. Наконец, в микротроне электрон ускоряется за счет высокочастотной энергии резонатора.

По другому признаку циклическое ускорители разделяются на установки, в которых частицы движутся под действием переменного электрического поля по спирали (циклотрон, фазотрон, микротрон), и устройства, в которых частицы имеют неизменную замкнутую (в частности, круговую) траекторию (бетатрон, синхротрон, синхрофазотрон). Синхротрон, бетатрон и микротрон предназначены для ускорения электронов, а циклотрон, фазотрон и синхрофазотрон — тяжелых частиц.

Ускоритель любой системы состоит из источника заряженных частиц (инжектора), ускоряющей камеры, в которой создается высокий вакуум (обычно порядков 10^{-6}–10^{-8} мм рт. ст.) и выходного отверстия, через которое выводится либо ускоренный пучок, либо созданное им в мишени излучение.

Отметим, что большие современные ускорители являются часто комбинированными устройствами. Например, линейный ускоритель протонов может быть использован для предварительного ускорения этих частиц, которые разгоняются потом на фазотроне.

---

[1]) Магнитное поле невозможно использовать для ускорения, поскольку вектор магнитной силы $\mathbf{f}_л = \frac{e}{c}(\mathbf{v}, \mathbf{B})$ направлен перпендикулярно скорости частицы $\mathbf{v}$, поэтому работа, выполняемая этой силой, равна нулю.

В процессе ускорения некоторые из частиц могут выйти из пучка (за счет столкновений с молекулами остаточного газа в камере, в результате флуктуационного изменения индукции магнитного поля в силу других причин), что приводит к уменьшению (иногда значительному) интенсивности пучка. Поэтому одна из основных проблем, которую приходится решать при конструировании ускорителей, состоит в обеспечении устойчивого движения частиц по орбите. Эта важная проблема обсуждается в следующем параграфе.

§ 5.2. Проблема устойчивого движения ускоряемых частиц

5.2.1. Принцип автофазировки. Слабая фокусировка. Работа резонансных ускорителей основана на так называемом *принципе автофазировки*, установленным в 1945 г. В.И. Векслером (СССР) и независимо от него Э. Макмилланом (США) [9, 17]. Согласно этому принципу в процессе ускорения частицы распределяются по группам, причем в каждой группе имеется так называемая равновесная частица, находящаяся в наиболее благоприятных условиях ускорения. Остальные частицы группы называются неравновесными. Испытывая малые возмущения в продольном направлении движения, они совершают небольшие колебания около траектории равновесной частицы (рис. 5.1). Обсудим более детально проблему устойчивости [1] движения ча-

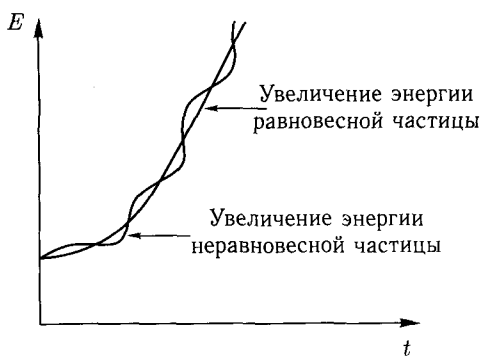


Рис. 5.1. Поведение равновесной и неравновесной частицы в процессе ускорения согласно принципу автофазировки

стиц в циклическом ускорителе с аксиально-симметричным магнитным полем; схема межполюсного зазора показана на рис. 5.2. Горизонтальная (медианная) плоскость, в которой движется частица с массой m и скоростью v, представляет собой плоскость симметрии магнитного поля. Остановимся на поведении неравновесных частиц, движущихся близ равновесной орбиты. Допустим вначале, что они не выходят за пределы медианной плоскости. В постоянном магнитном поле с индукцией B радиус равновесной окружности

[1] В теории ускорителей термин «устойчивость» часто заменяется термином *«фокусировка»*. Соответственно вместо «неустойчивости» говорят о «дефокусировке».

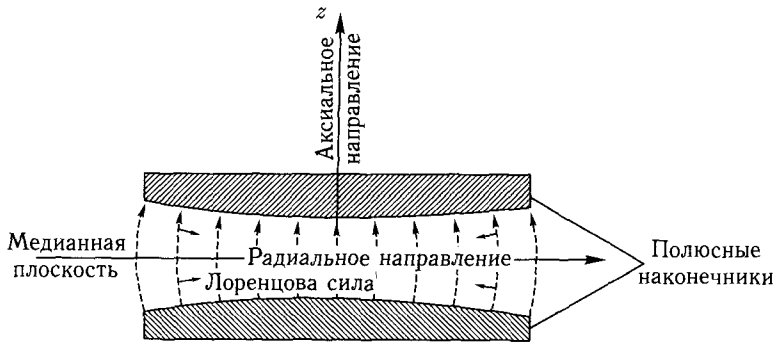


Рис. 5.2. Магнитное поле циклического ускорителя. Плоскость равновесной орбиты лежит посередине зазора перпендикулярно чертежу

$r = r_0$ можно найти, приравняв силу Лоренца $f_л = \frac{e}{c} vB$ (направленную по радиусу к центру) центробежной силе инерции $f_n = \frac{mv^2}{r}$ (направленной в противоположную сторону).

Частицы, испытывающие радиальные колебания, будут возвращаться на равновесную орбиту при условии, что изменения индукции задаются соотношением

$$B = \frac{B_0}{r^n} \quad (n < 1), \tag{5.1}$$

где n — постоянная, называемая показателем магнитного поля, B_0 — некоторый параметр, обеспечивающий сохранение размерности в этом равенстве. Чтобы убедиться в справедливости условия (5.1), подставим его в соотношение для силы Лоренца

$$f_л = \frac{e}{c} v \frac{B_0}{r^n} \tag{5.2}$$

и построим зависимости $f_ц(r)$ и $f_л(r)$ для $n < 1$ и $n > 1$ (рис. 5.3). Их анализ показывает, что радиальные колебания будут устойчивы в первом случае

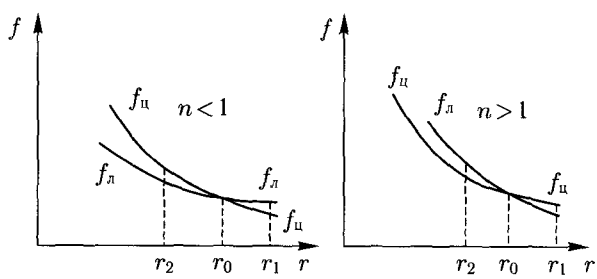


Рис. 5.3. Зависимость сил, действующих на частицу в циклическом ускорителе от расстояния; $f_ц$ — центробежная сила, $f_л$ — лоренцова сила

и неустойчивы во втором. Действительно, в случае $n < 1$ при $r > r_0$ сила Лоренца превышает центробежную силу, благодаря чему частица вернется на равновесную орбиту. Наоборот, при $r < r_0$ центробежная сила преобладает

над силой Лоренца. Это также приведет к возврату частицы на равновесную орбиту. Учитывая еще ее инерцию, из всего сказанного вытекает, что при своем орбитальном движении частица будет совершать небольшие последовательные колебания вокруг равновесной окружности. Аналогичное соображение для случая $n > 1$ показывает, что частица, покинувшая равновесную орбиту, уже не сможет вернуться на нее (так как при $r > r_0$ будет преобладать центробежная сила, уводящая частицу еще дальше от центра, а при $r < r_0$ — преобладает сила Лоренца, уводящая частицу на расстояние, меньшее равновесного).

Рассмотрим теперь возможные смещения частицы в вертикальном направлении. Для ее возврата в плоскость симметрии магнитное поле должно спадать с увеличением радиуса орбиты, что достигается при подстановке в (5.1) $n > 0$. Действительно, обратимся вновь к рис. 5.2. Форма полюсных наконечников и рассеяние поля на краях магнита обеспечивают его монотонное ослабление в радиальном направлении, причем силовые линии поля постепенно становятся несколько криволинейными. Допустим, что ион движется по спирали вне медианной плоскости. Тогда, согласно правилу левой руки, на него будет действовать сила $\frac{e}{c}[\mathbf{vB}]$ (указана стрелками), направленная к этой плоскости.

Таким образом, устойчивость движения частицы в межполюсном пространстве магнита обеспечивается условием

$$0 < n < 1. \tag{5.3}$$

Фокусировка, отвечающая требованию (5.3) называется *слабой*. Отметим, что не все значения n, приходящиеся на интервал 0–1, являются допустимыми. Дело в том, что при некоторых из них возникают паразитические резонансы, нарушающие устойчивость движения. Представим, например, что за счет недостаточно хорошей стабилизации индукция магнитного поля все время несколько изменяется, колеблясь около своего среднего значения. Если при этом в магнитном поле имеется местная неоднородность, то может случиться, что частота систематических флуктуаций внешнего поля окажется в фазе с частотой обращения частицы через неоднородность, в результате чего возникнет так называемый внешний резонанс, и устойчивость движения нарушится. Резонансы могут возникать и по ряду других причин. В итоге допустимые значения n укладываются в пределах узкого диапазона от 0,1 до 0,2. Поэтому к степени однородности магнитного поля и его стабилизации электромагнитов предъявляются очень жесткие требования.

Другим крупным недостатком ускорителей со слабой фокусировкой является большая амплитуда колебаний неравновесных частиц вокруг равновесной орбиты. Например, в советском синхрофазотроне на 10 ГэВ (г. Дубна) эта амплитуда достигает 2 м.

5.2.2. Сильная фокусировка. Отмеченные недостатки ускорителей со слабой фокусировкой в значительной мере устраняются при отказе от аксиально-симметричных магнитных полей и переходе к *сильной* (или жесткой)

фокусировке, предложенной в 1950 г. Н. Кристафиласом и в 1952 г. независимо Э. Курантом, М. Ливингстоном и Х. Снайдером (США) [11, 17].

Рассмотрим ее действие подробнее. Допустим, что магнит разбит на большое число секторов, имеющих одинаковый раствор и образующих окружность (рис. 5.4, *а*). По характеру изменения поля в радиальном направлении сектора

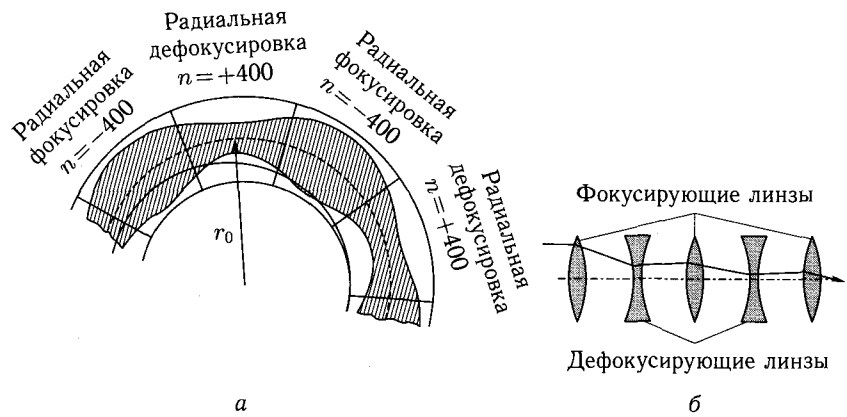


Рис. 5.4. *а* — Расположение секторов магнита при сильной фокусировке; штриховкой выделена область движения частиц, фокусирующихся в радиальном направлении; *б* — оптическая аналогия сильной фокусировки

можно разбить на две группы: у первых поле резко уменьшается с ростом r (поэтому n гораздо больше единицы), а у вторых — резко увеличивается с ростом r (поэтому n гораздо меньше нуля). Секторы этих групп расположены вперемешку через один. В секторах первого типа осуществляется фокусировка по аксиальной оси и дефокусировка по радиальной оси, в секторах второго типа наоборот, частицы фокусируются в радиальном направлении и дефокусируются в аксиальном. Учитывая одинаковые размеры всех секторов и одинаковое время действия фокусировки и дефокусировки, можно, казалось бы, сделать вывод о неэффективности такой установки как фокусирующего устройства.

Однако это не так. Дело в том, что до сих пор мы не учитывали один специфический эффект, сущность которого удобно пояснить с помощью оптического примера. На рис. 5.4, *б* показано устройство из последовательно расположенных собирающих и рассеивающих линз одинаковой силы. В определенных условиях они способны сфокусировать луч света за счет того, что в фокусирующих линзах он проходит дальше от главной оси, чем в дефокусирующих линзах.

Аналогично обстоит дело и в разбираемом случае. Обсудим вначале процесс отклонения частиц в радиальном направлении. В данном случае фокусирующими являются сектора с $n \ll 1$, а дефокусирующими — с $n \gg 1$. В дефокусирующих секторах частицы, отталкиваясь магнитными силами от орбиты, проходят благодаря этому соседний фокусирующий сектор на большем расстоянии от нее. В этом секторе магнитная сила стремится приблизить

частицу к орбите. Поэтому в следующем дефокусирующем секторе частица вновь приблизится к орбите и т. д.

Проведя по максимальным отклонениям частиц огибающие линии, убедимся, что они отходят от орбиты в фокусирующих секторах и подходят к ней в дефокусирующих (см. рис. 5.4, *а*). Таким образом, частица в фокусирующих секторах с $n \ll 1$ в среднем проходит на больших расстояниях от орбиты, чем в секторах с $n \gg 1$. Это и свидетельствует о преобладании суммарного фокусирующего эффекта в радиальном направлении. Иначе говоря, для пучка частиц, движущихся через рассматриваемые магнитные поля, создается ситуация подобная ситуации для луча света, проходящего через систему фокусирующих и дефокусирующих линз, показанную на рис. 5.4, *б*.

Аналогично обстоит дело и в азимутальном направлении, с той разницей, что фокусирующим действием будут обладать секторы с $n \gg 1$, а дефокусирующим — $n \ll 1$. Совместное действие фокусировок в радиальном и азимутальном направлениях приводит к уменьшению амплитуды колебаний неравновесных частиц приблизительно в 20 раз по сравнению с их отклонением при слабой фокусировке.

§ 5.3. Устройство ускорителей различных типов

До сих пор речь шла в основном о принципах действия ускорителей. Теперь мы перейдем к описанию их устройств и особенностей процесса ускорения в некоторых наиболее распространенных ускорителях.

5.3.1. Ускоритель Ван-де-Граафа. Используя идею электростатической машины, Ван-де-Грааф сконструировал в 1931 г. генератор, названный по его имени. Схема генератора показана на рис. 5.5. Высоковольтный электрод

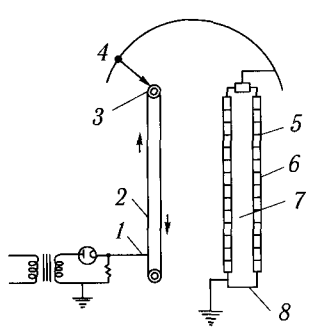


Рис. 5.5. Схема ускорителя Ван-де-Граафа: *1* — точка нанесения заряда; *2* — движущаяся лента; *3* — точка съема заряда; *4* — сфера; *5* — промежутки, где происходит коронный разряд; *6* — изоляторы; *7* — ускоряющая откачанная трубка; *8* — выходное отверстие

в виде металлического полого шара диаметром в 1–2 м и более [1]) укрепляется на цилиндрической изолирующей колонне, внутри которой устанавливается

[1]) Форма шара придается электроду для уменьшения коронирующего разряда.

приспособление для зарядки сферы. Источником напряжения служит обычный высоковольтный выпрямитель, создающий напряжение порядка 10^5 В. С помощью движущейся ленты заряд переносится от источника до электрода. Такой прием позволяет зарядить сферу до высокого потенциала, превышающего 1 МВ. Его предельное значение определяется, во-первых, тем, что при высоких значениях потенциала возникают коронные разряды у поверхности сферы, и, во-вторых, возможностью пробоя изолирующих материалов. Для предохранения от электрического пробоя и повышения потенциала установку помещают в стальную оболочку, внутри которой создается повышенное давление. При таких условиях сферу можно зарядить до потенциала равного 8–10 млн вольт. Специальный электронный регулятор позволяет поддерживать потенциал неизменным с точностью до 0,1 %. Генератор соединяется с вакуумной ускорительной трубкой, в которой осуществляется ускорение частиц. Последние фокусируются в узкий пучок, падающий на мишень.

В ускорителе Ван-де-Граафа в режиме непрерывного ускорения достигаются токи порядка сотен микроампер, а в условиях импульсного режима — десятков миллиампер.

С помощью ускорителей рассматриваемого типа была получена обширная информация о свойствах протонов, дейтронов и других ядерных частиц в области низких и средних энергий, отличающаяся высокой точностью.

5.3.2. Линейный ускоритель со стоячей волной. Для получения протонов и тяжелых ионов высоких энергий используется так называемый линейный ускоритель со стоячей волной. Его схема показана на рис. 5.6. Протоны

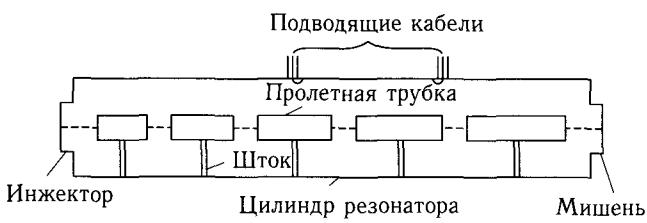


Рис. 5.6. Схема линейного ускорителя со стоячей волной

или тяжелые ионы, испускаемые соответствующим инжектором, попадают в откачанный металлический цилиндр, вдоль оси которого на штоках укреплены так называемые пролетные трубки, представляющие собой пустотелые металлические цилиндры без днищ. Для того, чтобы сделать время пролета протоном каждой трубки одинаковым, их длина растет по мере движения ускоряемой частицы к приемному устройству. Внешний корпус ускорителя является резонатором и возбуждается высокочастотным генератором через подводящий кабель. Между пролетными трубками образуется высокочастотное напряжение, ускоряющее частицы.

Мощность высокочастотных генераторов со стоячей волной сравнительно велика, достигая десятков и сотен киловатт. Примером установки рассматриваемого типа является ускоритель со стоячей волной Калифорнийского уни-

верситета на энергию 140 МэВ, получивший большую известность. В частности, на этом ускорителе в результате бомбардировки урана протонами был получен трансурановый элемент нобелий.

5.3.3. Линейный ускоритель с бегущей волной. Для ускорения электронов используется *линейный ускоритель с бегущей волной*, отличающийся от описанного выше тем, что само электромагнитное поле передвигается вместе с частицей, ускоряя ее. Аналогом, поясняющим механизм передачи энергии в этой установке, служит человек, плывущий на гребне волны и подгоняемый ею. Благодаря малости массы электрона он является подходящей частицей для такого способа ускорения.

Процесс ускорения осуществляется в волноводе, представляющего собой откачанную полую цилиндрическую трубку, перегороженную диафрагмами с отверстиями посередине. Условия ускорения возникают для электронов, попавших в положительную полуволну.

Для того чтобы избежать применения волноводов слишком больших размеров, используют электромагнитные колебания в диапазоне 10 см. Мощность в импульсе питающего генератора — клистрона достигает десятков тысяч киловатт, что эквивалентно мощности крупной коротковолновой электростанции. Внутри волновода в каждой секции электрическое поле по длине резко убывает. Это объясняется тем, что в ускоряющей системе происходит интенсивное рассеяние высокочастотной мощности, что связано с ее поглощением в стенках волновода.

Приведем сведения об отечественном линейном электронном ускорителе средней мощности. В качестве инжектора в нем используется электронная пушка, дающая пучок электронов с энергией 80 кэВ (что соответствует их скорости $v \approx 0{,}5$ с). Энергия электронов на выходе может меняться в пределах от 8 до 30 МэВ при среднем токе 10–15 мкА. Кроме электронов ускоритель позволяет получать при установке урановой мишени нейтроны. Ускоритель применяется как для чисто физических измерений, так и для исследований в биологии и медицине (в качестве источника проникающего излучения при облучении внутренних органов).

Так как в линейном ускорителе электроны движутся по прямолинейной траектории и с почти постоянной скоростью, то тормозное излучение не служит серьезным препятствием для их ускорения до очень высоких энергий. Если в бетатроне, благодаря образованию интенсивного тормозного излучения электронов, невозможно добиться ускорения свыше 300–400 МэВ (см. п. 5.3.1), то линейные ускорители с бегущей волной позволяют ускорять электроны до значительно больших энергий. Например, в Стэнфорде (США) построен ускоритель с бегущей волной, позволяющий получать электроны с энергией 36 ГэВ.

Большим преимуществом линейных ускорителей перед циклическими является отсутствие магнитов. Другое существенное преимущество линейных ускорителей состоит в простоте инжекции и выпуска частиц на мишень. Токи в линейных ускорителях могут достигать сотен мкА, что на несколько

порядков превышает токи в ускорителях с криволинейной траекторией. Недостатком линейных ускорителей является их сравнительно большая длина. Например, Стенфордский ускоритель имеет длину более 3 км.

5.3.4. Циклотрон. В настоящее время циклические ускорители получили большое распространение. Впервые ускоритель этого типа, получивший название циклотрона, был создан Э. Лоуренсом и М. Ливингстоном в 1931 г. [2, 5]. В дальнейшем циклотрон был значительно усовершенствован и ныне занимает, пожалуй, лидирующее положение среди ускорительных установок.

Упрощенная схема циклотрона показана на рис. 5.7. В вакуумированной камере размещены две полукруговые пустотелые полости, называемые *дуантами*, разделенные друг от друга прямолинейным промежутком. Дуанты находятся в зазоре магнита, создающего постоянное магнитное поле. Ускорение частиц осуществляется за счет переменного электрического поля с частотой в десятки МГц, вырабатываемого специальным генератором.

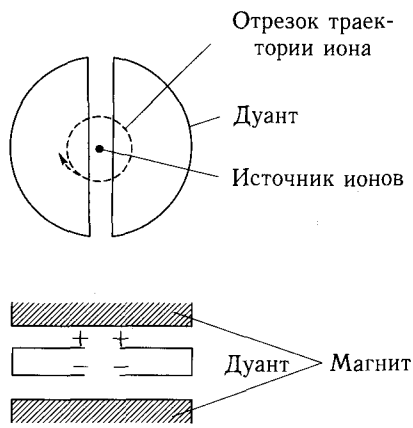


Рис. 5.7. Схема циклотрона

Процесс ускорения частиц протекает следующим образом. Между дуантами в центре установки помещается дуговой источник, испускающий ионы, подлежащие ускорению. Попадая в зазор между дуантами и двигаясь по направлению к отрицательно заряженному (в данный момент) дуанту, ион испытывает ускорение. Действие электрического поля прекращается сразу после попадания иона внутрь этого дуанта, где на него воздействует только магнитное поле. Под действием последнего частица опишет полуокружность и вновь выйдет в зазор. Если частота генератора подобрана так, что при этом напряжение на дуантах изменится на обратное, то ион вновь испытывает ускорение в электрическом поле и попадет в полость другого дуанта с еще большей кинетической энергией. Этот процесс многократно повторяется, в результате чего ион ускоряется до расчетного значения энергии.

Подсчитаем энергию, приобретаемую ионом в электрическом поле. Если заряд частицы q, а разность потенциалов между дуантами равна V_0, то в

результате n оборотов энергия иона $E_э$, приобретенная им в электрическом поле, равна:

$$E_э = qV = 2nqV_0. \tag{5.4}$$

Подставляя в (5.4) $V_0 = 100$ кВ, $n = 10^2$, $q = 1$, получаем

$$E = 2 \cdot 10^2 \cdot 10^5 = 2 \cdot 10^7 \text{ эВ} = 20 \text{ МэВ}.$$

Приравнивая силу Лоренца центробежной силе инерции, получим выражение для радиуса равновесной орбиты:

$$r_0 = \frac{cmv}{qB}. \tag{5.5}$$

Выражение (5.5) показывает, что радиус орбиты иона будет расти с увеличением скорости частицы (предлагается при этом, что $m = \text{const}$). Поскольку все ионы на выходе из циклотрона движутся по одной и той же орбите одинакового радиуса, то, следовательно, их скорость и кинетическая энергия согласно (5.5) будут одинаковы.

Найдем условие резонансы между движением иона и частотой генератора. Ускоряемые частицы будут находиться в фазе с переменным электрическим полем при условии, что угловая частота поля ω равна угловой скорости частицы

$$\omega = 2\pi f = \frac{v}{r_0}, \tag{5.6}$$

где f — частота генератора, выраженная в герцах.

Выражение (5.6) дает условие резонанса, который возникает, если время одного полного оборота иона совпадает с полным периодом колебаний генератора. Решая совместно уравнения (5.5) и (5.6), получим

$$f = \frac{1}{2\pi}\frac{qB}{mc}, \tag{5.7}$$

или

$$\omega = B\frac{q}{mc}. \tag{5.7'}$$

Условие (5.7′) показывает, что угловая скорость частиц при данном значении B зависит лишь от отношения $\frac{q}{m}$ и не зависит от их линейной скорости, а, следовательно, время, в течение которого ион описывает окружность, не зависит от ее радиуса. Физически это означает, что чем больше скорость частицы, тем больший круг она проходит за одно и то же время.

Сохранению пучка ионов в медианной плоскости помогает «естественная» фокусировка, обусловленная особенностями конструкции циклотрона. Так, щель между дуантами действует на ион подобно электростатической линзе, «поджимающей» частицу к плоскости симметрии (5.8), а на краю установки фокусирующим действием обладает магнитное поле (см. рис. 5.8). Ток ускоренных протонов, падающих на мишень внутри вакуумной камеры, составляет единицы миллиампер. Важнейшим ограничителем интенсивности пучка является термостойкость мишени и условия ее охлаждения.

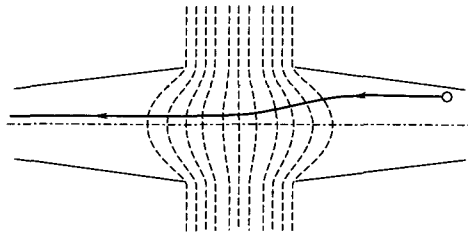


Рис. 5.8. Условия электростатической фокусировки циклотрона

Ускоренные частицы выводятся из вакуумной камеры циклотрона при установке мишени вне его с помощью дополнительного локального электрического поля, срывающего их с кругового пути в щель. При этом неизбежны значительные потери ионов, поэтому ток выведенного пучка обычно в 5–10 раз меньше ионного тока в циклотроне. Щель обладает фокусирующим действием, позволяя получить очень узкие пучки.

Циклотроны дают возможность получить протоны с энергией не выше 20–22 МэВ. При дальнейшем увеличении энергии протонов происходит значительное возрастание их массы, что имеет своим следствием расстройство резонанса (см. следующий раздел).

С помощью циклотронов были получены ускоренные ионы большого числа элементов периодической системы и изучено огромное число ядерных реакций. Применяя специальные мишени, на ускорителях рассматриваемого типа могут быть получены мощные потоки жестких γ-лучей. Циклотроны пригодны также для изготовления целого ряда искусственных радиоактивных изотопов.

Типичным представителем ускорителей этого класса является полутораметровый циклотрон Физико-энергетического института имени А. И. Лейптунского в г. Обнинске (Россия), позволяющий ускорять протоны до 10 МэВ, дейтроны — до 20 МэВ и α-частицы — до 40 МэВ. Циклотрон потребляет электрический ток мощностью до 300 кВт. Ускоритель предназначен как для научных исследований, так и для получения радиоактивных изотопов.

Один из наиболее крупных циклотронов был построен под руководством Ливингстона в Окридже (США). Эта установка, предназначенная только для ускорения протонов, имеет большой диаметр полюсов (210 см). На циклотроне были получены протоны с рекордной энергией 24 МэВ при токе частиц в 1 мА.

5.3.5. Мезонные фабрики. Изохронные циклотроны. Помимо увеличения энергии ускоряемых частиц важную роль играет, как отмечалось, и повышение интенсивности их пучков. Начиная со второй половины прошлого века началось активное сооружение сильноточных ускорителей пионов, мюонов, протонов и других частиц. Ускорители этого типа получили экзотическое название *мезонных фабрик*. Их создание означало качественный скачок в экспериментальной ядерной физике, поскольку такие установки позволили поднять интенсивность пучков ускоренных частиц в сотни и тысячи раз.

Первая мезонная фабрика, построенная в Лос-Аламосе (США) представляла собой линейный резонансный ускоритель протонов, энергия которых достигала 800 МэВ при интенсивности пучка 1 мА.

В дальнейшем в качестве мезонных фабрик стали широко использовать так называемые *изохронные циклотроны*, которые также применялись и для ускорения частиц с массой значительно большей массы мезонов.

Напомним, что в «обычном» циклотроне потери интенсивности пучка связаны с уходом из него частиц, для которых перестает выполняться условие резонанса. В изохронном ускорителе возможно как повышение предельной энергии ускоряемых частиц, так и увеличение интенсивности их пучка (на 2–3 порядка по сравнению с ускорителями других типов). Особенностью изохронного ускорителя является реализация азимутальной вариации магнитного поля. Для обеспечения синхронизма между частотой ускоряющего поля и частотой обращения частицы в условиях роста ее массы согласно формуле (5.7), следует увеличить индукцию B вдоль радиуса. Но на частицу, движущуюся в таком поле, в вертикальном направлении воздействует, как известно, дефокусирующая сила. Для избежания этого необходимо изменять по определенному закону индукцию магнитного поля в азимутальном направлении.

К настоящему времени создано несколько изохронных ускорителей, в которых была реализована эта идея. Соответствующий результат достигается с помощью конструктивных преобразования того или иного рода. Например, на некоторых изохронных циклотронах на полюсах магнита устанавливаются дополнительные сектора. В других вариантах ускорителей на полюсах магнита устанавливаются спиральные накладки; используются и раздельные секторные магниты, образующие кольцо. Например, такой секторный кольцеобразный магнит установлен на изохронном ускорителе в Цюрихе (Швейцария), предназначенным для ускорения протонов до энергии 600 МэВ при интенсивности пучка до ≈ 100 мкА.

Были созданы сильноточные циклотроны для ускорения частиц с массой существенно большей массы протона. Один из первых ускорителей тяжелых ионов был разработан в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне. Использовался тандем из двух ускорителей. Инжектором ионов служил «обычный» циклотрон с диаметром полюса магнита 300 см, далее частицы поступали в изохронный циклотрон с диаметром полюса магнита 200 см. Частицы, ускоренные в первом циклотроне, отличались относительно слабой ионизацией. Во втором циклотроне ионы пропускались через фольгу; проходя ее, они «стряхивали» с себя дополнительные электроны, что приводило к возрастанию отношения Z/A. Этот метод позволил получать пучок ускоренных ионов ксенона ($Z = 54$) с энергией 800 МэВ.

Мезонные фабрики используются в различных экспериментах (например, при исследовании экзотических атомов и в медицинских целях при облучении раковых опухолей). Благодаря малому времени жизни пионов и мюонов при соответствующей

фокусировке пучка они распадаются в пределах раковой опухоли, интенсивно разрушая ее клетки, при этом практически не поражая здоровые ткани; с другой стороны, при использовании иных излучений (например, рентгеновского или электронного) радиационному поражению подвергаются как раковые, так и здоровые ткани.

5.3.6. Синхроциклотрон (фазотрон). В дальнейшем при рассмотрении процессов ускорение частиц до релятивистских скоростей мы будем вместо формул (5.5) и (5.7) пользоваться соответствующими релятивистскими формулами:

$$r = \frac{mv}{qB\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \tag{5.8}$$

$$2\pi f = \omega = \frac{qB\sqrt{1 - v^2/c^2}}{m}. \tag{5.9}$$

Воспользуемся ими предположив, что в циклотроне осуществляется ускорение частиц до релятивистских скоростей. В таком случае резонанс между частотой обращения частиц и частотой генератора расстроится. Для его восстановления необходимо перестроить работу установки таким образом, чтобы в соответствии с формулой (5.9) ускорение осуществлялось бы в постоянном магнитном поле ($B = \text{const}$) электрическим полем переменной частоты ($\omega = \omega(t)$), которая должна уменьшаться по мере роста массы частицы m.

Этот принцип осуществлен в *синхроциклотроне* (термин «синхроциклотрон» указывает на то, что работа установки основана на синхронизации частоты обращения частицы и частоты ускоряющего напряжения (другое название этого ускорителя — *фазотрон* указывает на модулирование фазы).

Фазотрон позволяет ускорить протоны до многих сотен тысяч МэВ и поэтому его диаметр превосходит, как правило, диаметр циклотрона (см. формулу (5.8)), согласно которой $r_0 \sim mv$). В остальном устройство фазотрона и циклотрона является почти однотипным. Применяется фазотрон для ускорения тех же частиц, что и циклотрон. Частицы в процессе ускорения движутся по спиралевидной траектории.

Однако в фазотронах имеется лишь один дуант. Вместо второго используется металлическая заземленная рамка. На рис. 5.9 показана блок-схема фазотрона. Генератор подсоединен через высоковольтную линию к дуанту. Правый дуант заменен рамкой, между ней и дуантом расположена ускоряющую щель. Частота колебаний генератора может изменяться с помощью специального устройства.

5.3.7. Бетатрон. Принцип работы индукционного ускорителя электронов — *бетатрона* заключается в следующем. При изменении магнитного потока Ф, согласно закону электромагнитной индукции Фарадея, возникает вихревое поле. Его напряженность E определяется из соотношения

$$-\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} = \Phi E\, ds.$$

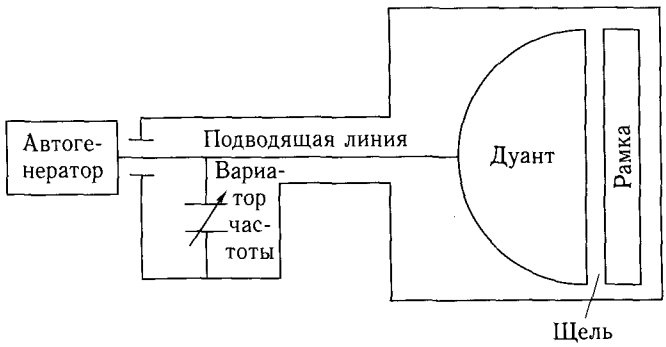


Рис. 5.9. Блок-схема фазотрона

При условии, что магнитное поле имеет осевую симметрию, силовые линии электрического поля имеют вид кругов. При движении по кругу радиуса r электрон под действием электродвижущей силы приобретает при одном обходе энергию $\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} = 2\pi r\varepsilon E$, а при n оборотах

$$E = 2\pi rneE. \tag{5.10}$$

Впервые идея использования индукции для ускорения электронов в соответствии с формулой (5.10) была реализована Д. Керстом в 1941 г. Созданный им прибор и получил название бетатрона.

Схема конструкции бетатрона приведена на рис. 5.10. В расположенной между полюсами электромагнита тороидальной откачанной камере происхо-

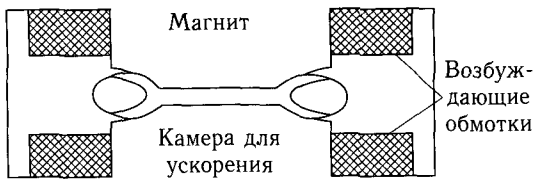


Рис. 5.10. Схема конструкции бетатрона

дит ускорение электронов. Напряженность электрического поля возрастает в течение всего времени ускорения. При правильно выбранной конфигурации полюсов равновесная орбита ускоряющихся электронов имеет вид круга (рис. 5.11). Электроны инжектируются электронной пушкой, распложенной над равновесной орбитой.

Рассмотрим более детально процесс ускорения. В начальный момент цикла ($t = 0$, $B = 0$; см. рис. 5.11) электроны движутся по прямой; с увеличением магнитного поля линии мгновенных орбит электронов все более искривляются (кривые *2* и *3* на рис. 5.11).

На равновесную орбиту попадает лишь малая часть испущенных электронов, приходящаяся на заштрихованный участок на рис. 5.12. Эти электроны, двигаясь по спирали *2*, попадают на стабильную круговую траекторию. Частота питающего напряжения в бетатронах бывает различной (от 50 до

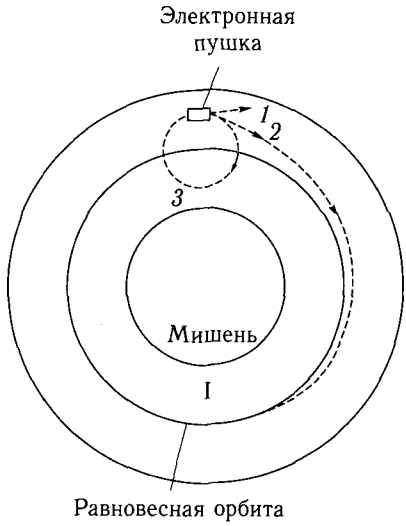


Рис. 5.11. Движение электронов в ускорительном кольце бетатрона: *1–3* — мгновенные орбиты электронов, испускаемых электронной пушкой в различные моменты времени

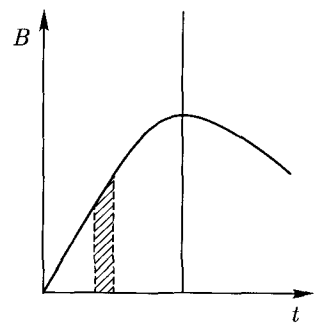


Рис. 5.12. Нарастание индукции магнитного поля B в бетатроне (t — время)

600 Гц). Ускорение длится первую четверть периода (0,004 с для частоты 60 Гц). За это время электроны совершают огромное число оборотов. Например, в бетатроне на 100 МэВ электроны движутся по орбите радиусом 84 см. При частоте генератора 60 Гц на полный оборот прирост энергии составляет 400 эВ, так что электрон до полного ускорения должен совершить около 275 000 оборотов, что составляет 1300 км!

До истечения первой четверти периода процесс ускорения заканчивается, так как во второй четверти поле будет убывать, что приведет к торможению электронов. В конце цикла ускорения в специальную обмотку на сердечнике подается импульс тока, благодаря чему условие равновесного кругового движения нарушается, и электроны, двигаясь по расширяющейся спиралевидной траектории, падают на мишень. Последняя иногда укрепляется на тыльной стороне инжектора. Благодаря торможению в веществе мишени электроны испускают рентгеновское или гамма-излучение. В необходимых случаях ускоренные электроны выводятся из бетатрона через специальное отверстие.

Для того, чтобы равновесная орбита была расположена в медианной плоскости, индукция магнитного поля в центре должна быть больше, чем на краях магнита (т. е. предъявляется то же самое требование, что и для циклотрона). В бетатроне это достигается применением полюсных наконечников, в которых зазор в центре уже, чем на краях. При этом ход силовых линий магнитного поля таков, что на электроны, сошедшие с медианной плоскости, будут действовать силы, возвращающие их на нее. Радиальная фокусировка также обеспечивается за счет действия магнитного поля. С этой целью градиент

его радиального убывания должен подбираться так, чтобы n было меньше единицы.

Остановимся на вопросе о предельных энергиях, до которых может быть ускорен электрон в бетатронном режиме. Напомним, что электрон уже при энергиях в несколько кэВ можно считать релятивистской частицей (см. п. 3.2.1); а при энергиях в десятки и сотни МэВ его скорость становится очень близкой к скорости света в пустоте. Поскольку электрон на равновесной орбите движется с ускорением, то он испускает электромагнитное (синхротронное) излучение [1]). При высоких скоростях, близких к скорости света, потери энергии на излучение становятся столь большими, что процесс ускорения перестает быть эффективным. Д. Д. Иваненко и И. Я. Померанчук теоретически показали, что предельно возможная энергия ускорения на бетатроне составляет 500 МэВ.

На практике удалось создать бетатроны, ускоряющие электроны до энергий равных нескольким сотням МэВ. Примером может служить бататрон на 340 МэВ (Иллинойс, США).

Бетатроны применяются для исследовательских целей. Велико также его клиническое значение (при лечении рака и лучевой болезни).

5.3.8. Микротрон. Прибор, называемый *микротроном*, представляет собой откачанную камеру с полым резонатором, создающим высокочастотное поле с постоянной частотой ω_0 (рис. 5.13). Камера микротрона помещает-

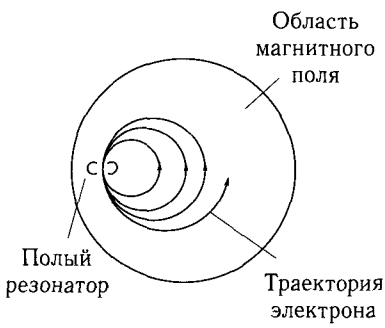


Рис. 5.13. Схема работы микротрона

ся в поперечное постоянное магнитное поле (направлено перпендикулярно чертежу). Высокочастотное поле вырывает электроны из стенок резонатора. Кинетическая энергия таких электронов равна их массе покоя (0,511 МэВ). Сделав первый оборот в магнитном поле, электроны проходят через резонатор в ускоряющей фазе. Получая новое приращение энергии, равное 0,511 МэВ. Благодаря этому частота их обращения при последовательных оборотах принимает значение ω_0, $\frac{\omega_0}{2}$, $\frac{\omega_0}{3}$ и т. д. Таким образом, механизм ускорения

[1]) Синхротронным принято называть электромагнитное излучение релятивистских заряженных частиц, которые движутся по круговым траекториям под действием поперечного магнитного поля.

в микротроне напоминает механизм ускорения в фазотроне (хотя в первом высокочастотное поле и не модулируется).

Приведем описание микротрона Физико-энергетического института (г. Обнинск): максимальная энергия электронов 30 МэВ, $\omega_0 = 3000$ мГц, диаметр полюсов электромагнита более 1 м. Ускоренные электроны попадают в реактор, вызывая образование нейтронов, под действием которых происходит импульсная вспышка реакции деления. Последняя сопровождается возникновением интенсивного вторичного потока нейтронов, которые попадают в нейтронопровод — вакуумированную трубу длиной около 1 км, где и исследуются.

5.3.9. Синхротрон. Ускорение электронов до более высоких энергий осуществляется в *синхротроне*. Для пояснения принципа работы этого ускорителя рассмотрим еще раз соотношение (5.9). Выше мы видели, что в фазотроне медленное уменьшение частоты ускоряющего генератора позволяет синхронизировать процесс в условиях значительного релятивистского роста массы. Нельзя ли поступить аналогичным образом и для ускорения электронов, движущихся со скоростями, близкими к скорости света? Если, однако, в фазотроне для получения равновесной орбиты, соответствующей большей равновесной энергии, целесообразно уменьшить частоту, то для электронов, масса которых быстро возрастает с увеличением скорости, процесс удобнее проводить путем такого изменения магнитного поля, при котором отношение B/m оставалось бы неизменным (т. е. при выполнении условий $\omega = \text{const}$, $B/m = \text{const}$, $B = B(t)$).

Эта идея реализована в синхротроне. В отличие от фазотрона радиус движения электронов в синхротроне постоянен (см. формулу (5.8)), что позволяет применять кольцевой электромагнит и откачанную камеру, имеющую вид полого кольца. Электромагнит можно питать промышленным переменным током частотой 50 Гц, создающим изменяющийся во времени магнитный поток. Однако применяют и резонансную схему питания. С этой целью параллельно обмотке электромагнита подключается батарея конденсаторов и этот контур настраивается на частоту 50 Гц. Во многих типах синхротронов начальный период ускорения происходит в бетатронном режиме, а уже затем напряженность магнитного поля модулируется в соответствии с возрастанием массы. Для уменьшения тепловых потерь от токов Фуко используются камеры из неметаллических материалов (фарфор, стекло), а сердечник электромагнита изготавливается из раздельных стальных пластин.

Синхротроны создаются для получения электронов, ускоренных до энергий порядка 10^2–10^4 МэВ. Например, синхротрон Физического института им. П. Н. Лебедева (Россия) обеспечивает ускорение электронов до 680 МэВ. В Итака (США) создан синхротрон, ускоряющий электроны до энергии $1{,}2 \cdot 10^4$ МэВ. Достижению более высоких энергий препятствует синхротронное излучение, возникающее, как и в бетатроне, в процессе ускорения электронов.

5.3.10. Синхрофазотрон. Существующие в настоящее время циклические ускорители на энергии свыше 1 ГэВ предназначены для ускорения,

главным образом, протонов (но иногда и других более тяжелых заряженных частиц). Эти устройства получили название *синхрофазотронов*. Как показывает термин «синхрофазотрон», в этой установке осуществлено своеобразное сочетание принципов, заложенных в основу работы синхротрона и фазотрона.

Целесообразность создания синхрофазотрона вытекает из следующих соображений. До энергий порядка 1–10 ГэВ и выше протоны можно ускорить, вообще говоря, и на фазотроне. Однако это потребует значительного увеличении размера ускорителя и связанного с ним резкого роста веса магнитов, что сопряжено с неоправданно большими финансовыми затратами.

В синхрофазотроне переменными величинами являются частота электрического поля $\omega = \omega(t)$ (как в фазотроне) и индукция магнитного поля $B = B(t)$ (как в синхротроне). Изменения этих величин строго синхронизированы между собой с таким расчетом, чтобы режим ускорения все время соблюдался. Изменение индукции (уменьшающейся по мере роста массы ускоряемой частицы) обеспечивает постоянство радиуса равновесной орбиты. Это дает возможность использовать ускорительную камеру в форме кольца и позволяет применять магниты сравнительно малого веса, что значительно уменьшает финансовые затраты. Особенно перспективно использование сверхпроводящих магнитов, позволяющих увеличить индукцию в 3–5 раз при резком уменьшении их веса (по сравнению с весом «обычных» магнитов). Например, реконструкция в ОИЯИ (г. Дубна) синхрофазатрона в так называемый нуклотрон приведет к уменьшению погонного веса кольца более чем в 500 раз [15].

Современные синхрофазотроны — мощные и дорогостоящие установки, и в мире их сравнительно мало. Обычно они имеют многоступенчатую структуру. В качестве инжектора используется, например, линейный резонансный ускоритель, в котором частицы получают первоначальное ускорение. Далее они попадают в малый синхрофазотрон, называемый бустером, где частицы проходят второй цикл ускорения и только затем достигают основного ускорителя, приобретая на его выходе максимальную энергию.

Диаметр крупнейших ускорителей этого типа весьма велик. Например, синхрофазотрон в Батавии (США) ускоряет протоны до 1000 ГэВ, а его диаметр равен 2 км.

Ток протонов, ускоренных в типичном синхрофазотроне, в сотни и тысячи раз меньше тока в циклотроне, не превышает 2–3 мкА, а наружу выводится ток, равный всего нескольким процентам от внутреннего тока.

5.3.11. Коллайдеры. Для получения частиц сверхвысоких энергий разработаны установки, получившие название *коллайдеров*. Резкое увеличение энергии частиц достигается за счет их встречного соударения [10, 16].

В качестве примера опишем устройство коллайдера со встречными пучками протонов ISR, созданного в Европейском центре ядерных исследований (сокращенно ЦЕРНе), расположенном в Женеве (Швейцария). Для получения высокоэнергетических протонов используется рассмотренная выше ускорительная система, состоящая из линейного ускорителя (инжектора), бустера

и большого синхрофазотрона. Энергия протонов на его выходе равна 31 ГэВ. Вследствие низкой интенсивности потока ускоренных протонов вероятность столкновения двух частиц, летящих навстречу друг другу, чрезвычайно мала. Для увеличения числа столкновений используются так называемые накопительные кольца, представляющие собой замкнутые круговые полости, в которых поддерживается высокий вакуум. В описываемом коллайдере близ большого синхрофазотрона расположено два накопительных кольца. Протоны, поступающие из ускорителя в кольца, благодаря существующему в них высокому разрежению способны сохраняться длительное время (порядка 1000 часов).

Ввод протонов в кольца осуществляется поочередно с таким расчетом, чтобы в них создавались потоки противоположных направлений. Эта процедура продолжается до достижения токов в 30 ампер. Затем ускоритель отключается. Столкновения встречных потоков происходят на участках пересечения колец, в которых с помощью специальной аппаратуры наблюдаются события, вызываемые сталкивающимися частицами. При соударении двух протонов с энергией 31 ГэВ достигается такой же эффект, что и при ударе летящего протона с энергией 2000 ГэВ по неподвижному протону.

Описанный коллайдер ISR был введен в строй в 1971 г. В последующие годы были построены ускорительно-накопительные комплексы для изучения эффектов столкновения как одинаковых, так и отличающихся по какому-либо признаку частиц. Приведем несколько примеров.

В 1987 г. был построен протон-антипротонный коллайдер TEVATRON (лаборатория им. Ферми, США) с энергией частиц в пучках 1000×1000 ГэВ (длина кольца 6,3 км). В 1989 г. вступил в строй электрон-позитронный ускоритель-накопитель LEP (ЦЕРН, Швейцария), энергия электронов и позитронов равняется 101×101 ГэВ (длина кольца 26,7 км) [1]. В 1992 г. был введен в эксплуатацию электронно-протонный коллайдер HERA (Германия) с энергией частиц 30×920 ГэВ (длина кольца 6,3 км). В 2005 г. введен в строй модернизированный протон-протонный коллайдер LHC (ЦЕРН, Швейцария) с энергией частиц 7000×7000 ГэВ (длина кольца 26,7 км).

Еще более грандиозный научный установкой явится Большой адронный коллайдер (ЦЕРН), который предположительно вступит в строй во втором десятилетии текущего века (пробный запуск был осуществлен уже в 2008 г.). Он создавался учеными многих стран мира, включая Россию, в течение почти двух десятилетий. С помощью Большого адронного коллайдера ученые надеются проверить справедливость существующих представлений о первых мгновениях возникновения Вселенной (см. гл. 21).

[1] Пучки античастиц генерируются специальными системами, в которых осуществляются соответствующие ядерные реакции.

Глава 6

МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

§ 6.1. Классификация и основные характеристики детекторов ионизирующих излучений

Детекторы излучения принято классифицировать на две группы. Под действием ядерных излучений в детекторах первой группы возникают импульсы тока или импульсы напряжения, регистрируемые электронной аппаратурой, а в детекторах второй — образуются следы (треки), параметры которых исследуются одним из рассматриваемых ниже методов. Детекторы первого типа обычно называют счетчиками, а второго — трековыми детекторами.

Первую группу детекторов составляют:

— газовые ионизационные счетчики, в том числе ионизационная камера, пропорциональный счетчик и счетчик Гейгера–Мюллера; отметим, что ионизационная камера может работать не только в импульсном, но и в токовом режиме;

— сцинтилляционные счетчики;

— полупроводниковые счетчики;

— черенковские счетчики;

— счетчики переходного излучения.

Во вторую группу входят:

— камеры Вильсона;

— пузырьковые камеры;

— искровые камеры;

— ядерные эмульсии, эмульсионные камеры;

— диэлектрические детекторы.

В приведенном перечне отсутствует ряд регистрирующих устройств рассматриваемого назначения, но он охватывает все наиболее распространенные детекторы ионизирующих излучений.

Рассмотрим важнейшие характеристики детекторов первой группы.

1. Эффективность η — отношение числа зарегистрированных счетчиком сигналов (импульсов, световых вспышек и т. д.) к числу частиц, попавших в счетчик; η принято выражать в процентах. Значение η зависит от свойств счетчика, энергии падающих частиц, геометрии опыта. В любом корректно поставленном эксперименте должно быть обеспечено постоянство или контроль изменения эффективности в течение всей серии измерений.

2. Временное разрешение определяется как способность счетчика регистрировать события, разделенные некоторым минимальным временным промежутком, называемым *разрешающим временем*. Если за это время произойдет событие, то оно либо не зарегистрируется вовсе, либо зарегистрируется «неправильно».

3. *Энергетическое разрешение* — процентное отношение ширины ΔE пика амплитудного распределения импульсов к энергии E, отвечающей вершине этого пика при облучении детектора потоком моноэнергетических частиц.

4. *Амплитуда сигнала на выходе детектора* должна быть выше уровня шумов, т. е. собственного фона детектора при отсутствии регистрируемых частиц. Уровень шумов характеризуется значением порога дискриминации, который выражается либо в вольтах, либо в энергетических единицах.

5. Детекторы характеризуются также стабильностью, надежностью, стоимостью и пр.

Перейдем к основным характеристикам трековых детекторов, начав с трековых камер.

1. *Эффективный объем*. Измеряется в литрах, $см^3$ и т. д. Чем он больше, тем большее число событий может быть зарегистрировано.

2. *Чувствительность*. Зависит от ионизационных потерь частиц. Чем они выше, тем четче трек частицы.

3. *Быстродействие*, т. е. число периодов работоспособности камеры за единицу времени. Чем оно выше, тем быстрее осуществляется набор необходимой информации (особенно при выявлении редких событий).

4. *Управляемость*. Определяется быстротой перехода камеры в работоспособное состояние (в идеальном случае — практически мгновенно).

5. *Стоимость*. Из трековых камер наиболее дешевы камеры Вильсона малых размеров. Стоимость крупных пузырьковых и искровых камер настолько велика, что их в состоянии приобретать лишь крупные научные центры с хорошим финансовым обеспечением.

Остановимся теперь на характеристиках ядерной эмульсии.

1. *Чувствительность*. Для ядерных эмульсий чувствительность является основной характеристикой, определяющей способность этого детектора различать частицы с разной удельной ионизацией.

Для ядерной эмульсии существует специфический порог чувствительности. Частицы определенного сорта с энергией выше пороговой не регистрируются эмульсией с данной чувствительностью. Например, эмульсия, содержащая кристаллы AgBr размером примерно 0,15 мкм чувствительна к α-частицам, энергии которых не превышают 10 МэВ, тогда как α-частицы с большими энергиями тормозятся и не регистрируются.

2. *Особенности обработки фотоматериалов*. После проявления облученной фотоэмульсии наступает период кропотливой и длительной работы, в которой обычно задействовано много участников. В ее процессе необходимо выявить на фотографиях типы зарегистрированных частиц, определить их пробеги, рассчитать энергии, проанализировать особенности столкновений и пр. В настоящее время эта трудоемкая работа все шире заменяется так

называемым бесфильмовым съемом информации, при котором обработка осуществляется на ЭВМ в экспрессном режиме почти одновременно с текущими измерениями.

3. *Габариты*. Определяются размерами фотопластинки с толщиной чувствительного слоя значительно большего по сравнению с обычной фотографической пластинкой.

4. *Стоимость*. Ядерная эмульсия — самый дешевый трековый детектор.

В заключение остановимся на некоторых характеристиках диэлектрического детектора. Последний обладает многими особенностями, свойственными фотоэмульсионному детектору. Так, для выявления треков после экспозиции требуется специальная химическая обработка, после которой на детекторе выявляются достаточно четкие треки; стоимость диэлектрического детектора также невелика и т. д. Он обладает и рядом специфических достоинств, например, диэлектрический детектор целесообразно использовать для обнаружения редких событий.

§ 6.2. Газовые ионизационные счетчики

Наиболее распространенными счетчиками заряженных частиц и γ-квантов являются газовые ионизационные счетчики — ионизационные камеры, газоразрядные счетчики (из последних наибольшее распространение получили счетчики Гейгера–Мюллера). Перечисленные счетчики представляют собой конденсаторы той или иной формы, заполненные газом; их свойства зависят от формы электродов, значения и распределения электрического поля между электродами и давления газа.

6.2.1. Ионизационная камера. Ионизационные камеры позволяют регистрировать частицы (излучения) различного типа: электроны, γ-кванты, протоны и пр. Газ в камере ионизируется либо непосредственно первичными частицами, либо опосредованно — вторичными частицами (например, γ-кванты выбивают из стенок быстрые электроны, которые и ионизируют газ). Наполняющим газом может служить как воздух, так и другие газы. Давление газа в зависимости от поставленной задачи может быть равным атмосферному давлению либо отличаться от него.

Разработаны ионизационные камеры самых различных форм и габаритов. Широкое распространение получили камеры с плоскими параллельными электродами. В дальнейшем предполагается, что ионизационная камера имеет именно такую форму.

Рассмотрим принцип работы ионизационной камеры. Под действием первичной частицы газ в камере ионизируется. Образующиеся положительно и отрицательно заряженные частицы достигают соответствующих электродов, электрическая цепь замыкается и по ней течет ток, регистрируемый измерительным электронным устройством. Камеру, работающую в описанном режиме, называют *токовой*, или *интегрирующей*. С ее помощью измеряют средний ионизационный ток в газе. Ионизационная камера может работать

и в импульсном режиме (рис. 6.1). В таком случае она называется *импульсной*. В этом случае регистрируются отдельные частицы, попавшие в рабочий объем ионизационной камеры.

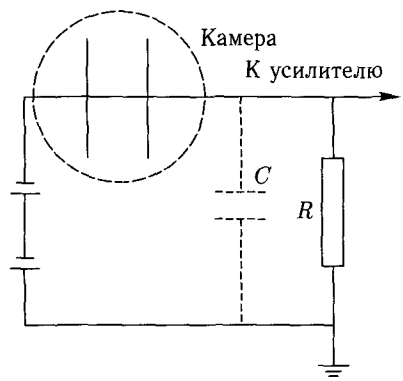


Рис. 6.1. Схема включения ионизационной камеры в импульсном режиме

Разность потенциалов между электродами подбирается с таким расчетом, чтобы все ионы доходили до них, обеспечивая тем самым измерение полной ионизации, произведенной первичным излучением. Если пробеги частиц, составляющих это излучение, полностью укладываются в объеме камеры, то в принципе можно определить их кинетическую энергию.

Частица создает в камере W/w пар ионов (W — ее кинетическая энергия, а w — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов). Полное число ионов одного знака, образованных частицей, можно получить, умножив W/w на элементарный заряд e. Собственная емкость камеры (емкость электродов относительно друг друга) плюс емкость монтажа называется *эквивалентной емкостью* C.

Изменение ΔV напряжения на электродах камеры при прохождении через нее ионов одного знака равно

$$\Delta V = \frac{We}{wC}. \tag{6.1}$$

Как видно, энергия частицы пропорциональна ΔV. Поэтому, измеряя значение ΔV, можно определить энергию частицы.

Обозначим через T время собирания зарядов на электродах. При размерах камеры порядка 1 см время собирания для электронов $T_e \approx 10^{-6}$ с, а для положительных ионов $T_и \approx 10^{-3}$–10^{-4} с (так как их скорость существенно меньше скорости электронов) [1]. Форма импульса зависит от соотношения

[1] Различают электроотрицательные и электроположительные газы. Примером первых является бром, хлор и пары воды; а вторых — аргон и гелий. В электроотрицательных газах при наличии свободных электронов велика вероятность их захвата атомами (молекулами); в результате образуются тяжелые отрицательные ионы. Их образование в электроположительных газах является довольно редким явлением. Здесь предполагается, что газ в детекторе — электроположительный, и что указанное явление не имеет места.

между временем собирания и постоянной времени RC, где R — так называемое сопротивление утечки (см. рис. 6.1), служащее для восстановления потенциала. На рис. 6.2 показана форма импульса на выходе камеры при

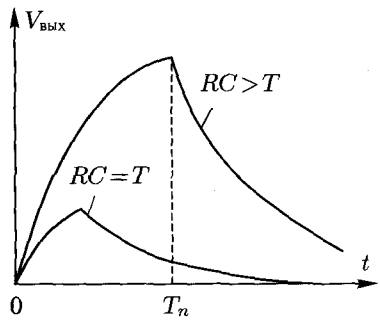


Рис. 6.2. Форма импульсов, снимаемых с ионизационной камеры при различных значениях постоянной времени; $V_{вкл}$ — напряжение на выходе камеры; T_n — момент достижения максимума импульса при $RC > T$

разных соотношениях между временем собирания и постоянной времени.

Допустим, что источник испускает α-частицы с энергией 5 МэВ, причем их пробеги полностью укладываются в рабочем объеме камеры, заполненной аргоном. Для аргона $w = 25$ эВ. Типичное значение эквивалентной емкости равно 10^{-11} Ф. Тогда

$$\Delta V = \frac{5 \cdot 10^6 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}}{25 \cdot 10^{-11}} = 3{,}2 \cdot 10^{-3} \text{ В} = 3{,}2 \text{ мВ},$$

т. е. получается весьма слабый импульс порядка милливольта, близкий к уровню шумов. Его нельзя увеличивать за счет уменьшения эквивалентной емкости, так как должно выполняться условие $RC > T$ (при $RC \approx T$ импульс формируется в процессе собирания зарядов, см. рис. 6.2). Малость импульса является главным недостатком ионизационных камер. При их использовании необходимо применять электронные усилители с малыми амплитудами шумов. В рассматриваемом случае можно добиться энергетического разрешения порядка одного процента.

Ионизационная камера в импульсном режиме используется и для измерения числа заряженных частиц. Эффективность камер может иметь значения от долей процента (γ-кванты) до нескольких десятков процентов (заряженные частицы). Разрешающее время определяется временем собирания ионов и временем, за которое потенциал восстанавливается до исходного значения. При работе камеры на полном импульсе (включающем электронную и ионную компоненты) она позволяет регистрировать скорость счета, не превышающую несколько сотен частиц в секунду. При работе ионизационной камеры на электронном импульсе можно регистрировать сотни тысяч частиц в секунду. Однако в таком случае ухудшается энергетическое разрешение, поскольку значение электронного импульса зависит как от энергии частиц, так и от того, через какой участок камеры пролетает частица.

До сих пор мы рассматривали работу ионизационной камеры в импульсном режиме. В токовом режиме ионизационная камера применяется для определения дозы и мощности дозы, причем роль этого прибора в дозиметрии исключительно важна (см. п. 25.1.3).

6.2.2. Газоразрядные счетчики. От ионизационной камеры эти счетчики отличаются тем, что для них важное значение имеет вторичная ионизация, возникающая при столкновениях первичных ионов с атомами (молекулами) газа и стенок детектора. За редким исключением устройство этих счетчиков таково: герметизированная цилиндрическая трубка заполняется инертным газом (или смесью газов). По оси трубки натянута тонкая металлическая нить (диаметром около 0,05 мм). Стенки трубки сделаны из металла (Al, Cu и др.) или из стекла с металлизированным внутренним покрытием. Нить служит анодом, а стенки — катодом. При такой геометрии электродов напряженность электрического поля в счетчике крайне неравномерна: она велика близ нити в области, составляющей лишь малую часть общего объема детектора и значительно меньше в остальном его объеме. Описанная конструктивная особенность электродов обуславливает характерные черты процессов в рассматриваемых детекторах.

На рис. 6.3 показана зависимость амплитуды импульса ΔV на выходе от напряжения V. Одна из кривых соответствует начальной ионизации, образованной α-излучением, а другая — β-излучением. Обсуждаемую зависимость можно условно разбить на шесть областей (обозначенных на рис. 6.3 цифрами *1–6*).

При работе счетчика в области *1* часть возникающих ионов рекомбинирует; этот процесс конкурирует, очевидно, с собиранием заряда на электродах. С ростом V скорость движения ионов увеличивается, а вероятность рекомбинации уменьшается, поэтому растет доля заряда, собираемого на электродах и, следовательно, возрастает амплитуда импульса. При значениях V, соответствующих области *2*, число рекомбинирующих ионов становится пренебрежимо малым. Все ионы, возникающие при пролете частицы, достигают электродов. Амплитуда импульса в области *2* не зависит от напряжения. Ионизационная камера работает при напряжении, отвечающем именно области *2*. Возрастание импульса в области *3* обусловлено вторичной ударной ионизацией, причем его амплитуда пропорциональна начальной ионизации. Поэтому детектор с напряжением, соответствующим этой области, называется пропорциональным (аналогично называется и область *3*). Область *4*, называемая областью ограниченной пропорциональности, характеризуется тем, что с ростом V различие между амплитудами импульсов, соответствующих различной начальной ионизации, становится все меньше и меньше. В области *5* (называемой гейгеровской) амплитуда импульсов уже не зависит от начальной ионизации, а значение ΔV существенно больше, чем в области *2* или *3*. Детектор, работающий при напряжении, приходящемся на область *5*, называется счетчиком Гейгера–Мюллера (другое название — гейгеровский счетчик).

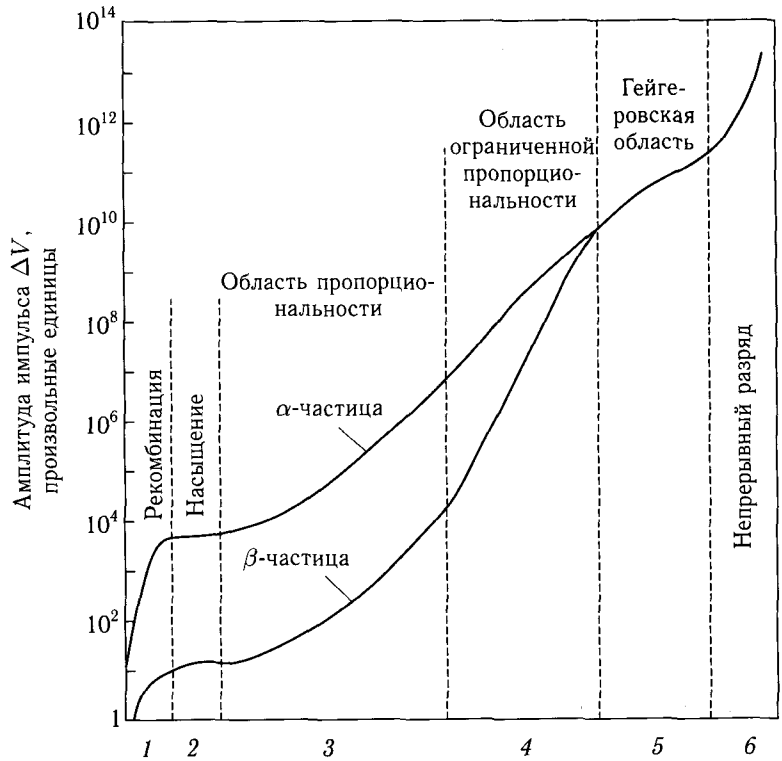


Рис. 6.3. Зависимость амплитуды импульса от напряжения для газовых ионизационных счетчиков

В отличие от пропорционального счетчика, в котором разряд несамостоятельный, т. е. гаснущий при прекращении внешней ионизации, в счетчике Гейгера–Мюллера разряд самостоятельный; раз возникнув, он существует и без внешней ионизации. Наконец, при напряжении, соответствующем области *6*, идет непрерывный самостоятельный разряд. В дальнейшем нас будут интересовать области *3* и *5*, так как соответствующее им напряжение является рабочим для газоразрядных счетчиков.

Разберем особенности процессов, идущих в пропорциональном счетчике. Различают три процесса, последовательно развивающихся во времени.

1. Первичная ионизация. Возникает вдоль траектории заряженной частицы, пролетающей через детектор, причем первичные ионы могут образоваться в любом месте рабочего объема счетчика, и если путь частицы уместится внутри этого объема, то число ионов будет пропорционально ее энергии.

2. Вторичная ионизация. Под действием электрического поля первичные электроны и положительные ионы начинают двигаться к соответствующим электродам. В области вокруг нити (радиусом порядка 10^{-2} см) напряженность электрического поля значительно больше, чем в остальном объеме детектора. Электрон, достигший этой области, резко ускоряясь, приобретает энергию, достаточную для ударной ионизации; выбитый им из атома (моле-

кулы) электрон ускоряется до энергии, при которой он также может выбить электрон из атома (молекулы) и т. д. В результате таких процессов образуется лавина электронов, причем под действием одного первичного электрона могут возникать сотни, тысячи и более электронов; соответственно увеличивается и число положительных ионов. Время развития лавины составляет примерно 10^{-8} с. Рассмотренный процесс называют *газовым усилением*.

Обратим внимание на относительную малость области газового усиления, расположенной вокруг нити. Можно полагать, что первичная ионизация практически всегда осуществляется вне ее и, следовательно, любой первичный электрон образует одинаковую лавину. Но поскольку их число пропорционально энергии регистрируемой заряженной частицы, то число электронов в лавине пропорционально W.

3. Повторные лавины. Возможны два различных механизма возникновения повторных лавин. Первый связан с тем, что электроны в начале развития лавины возбуждают нейтральные атомы (молекулы); возвращаясь в исходное состояние, эти атомные системы испускают фотоны. Последние выбивают из катода фотоэлектроны, которые и образуют новые лавины. Длительность рассматриваемого процесса с учетом времени движения фотоэлектрона от катода до области газового разряда составляет $\sim 10^{-6}$ с. Второй механизм заключается в следующем. Положительные ионы, дошедшие до катода, в процессе нейтрализации могут выбить из него электроны. Потенциал ионизации газа в счетчике V_{il} всегда значительно больше работы выхода материала катода, равного 4–5 эВ. Например, для аргона $V_{il} = 15{,}8$ эВ. Следовательно, энергия, выделяемая при нейтрализации, равна примерно 11 эВ; такое значение энергии существенно больше порога фотоэффекта. Длительность обсуждаемого процесса определяется значением времени движения положительных ионов.

Обозначим N и N_0 — числа вторичных и первичных электронов в рабочем объеме счетчика. Их отношение $N/N_0 = M$ называют коэффициентом газового усиления. Для различных счетчиков $M = 10^3$–10^7. При не слишком высоких напряжениях интенсивность каждой последующей лавины меньше, чем предыдущей, и процесс разряда завершается серией лавин убывающей интенсивности.

Введем коэффициент поверхностной ионизации γ, равный отношению числа свободных электронов, вырываемых из катода за счет вторичных процессов, к полному числу положительных ионов, приходящих на катод. Для применяемых металлов и газов $\gamma \sim 10^{-4}$.

Пусть mN_0 — число положительных ионов, образованных за счет ударной ионизации. Они вызовут появление $\gamma m N_0$ свободных электронов. Последние образуют в области ударной ионизации еще $\gamma m^2 N_0$ пар ионов, те вызовут появление у катода $\gamma^2 m^2 N_0$ свободных электронов, под действием которых образуется $\gamma^2 m^3 N_0$ пар ионов и т. д. Полное число пар ионов, возникающих в результате газового усиления с учетом вторичных процессов, окажется равным $N = mN_0 + \gamma m^2 N_0 + \gamma^2 m^3 N_0 + \ldots$, или $N = mN_0(1 + \gamma m + \gamma^2 m^2 + \ldots)$. Поскольку $\gamma \ll 1$, то при не слишком больших m $(m < 10^4)$ $\gamma m < 1$

и $N = N_0 \dfrac{m}{1-\gamma m}$, следовательно

$$M = \frac{m}{1-\gamma m}. \tag{6.2}$$

Согласно экспериментальным данным соотношение (6.2) выполняется, если справедливо неравенство

$$WM < 10^2, \tag{6.3}$$

где W — энергия регистрируемой частицы, МэВ. В таком случае M не зависит от N_0, а амплитуда импульса напряжения пропорциональна энергии регистрируемой частицы. Условие (6.3) выполняется для пропорциональных счетчиков. С ростом V значение M увеличивается, и условие (6.3) нарушается.

Остановимся теперь на некоторых характеристиках пропорциональных счетчиков. Эти счетчики позволяют не только регистрировать заряженные частицы, но и измерять их энергии (что очевидно из изложенного выше). Энергетическое разрешение пропорциональных счетчиков несколько хуже, чем ионизационных камер из-за флуктуаций величины m. Коэффициент газового усиления пропорциональных счетчиков равен 10^2–10^4. Поэтому и амплитуда импульса на их выходе сравнительно невелика ($\approx 10^{-2}$ В, если использовать лишь электронную компоненту импульса). В этом случае разрешающее время удается делать малым (10^{-6}–10^{-8} с). Эффективность регистрации заряженных частиц пропорциональными счетчиками может достигать 100%. Пробег высокоэнергетических частиц превышает размер счетчика, к тому же условие (6.3) существенно ограничивает область его применения. Поэтому такие счетчики используются при изучении заряженных частиц лишь сравнительно низких энергий.

При значениях V, приходящихся на область *5*, разряд, как упоминалось, становится самостоятельным. Напряжение $V = V_3$, при котором разряд приобретает самостоятельный характер, называется потенциалом зажигания; ему соответствует условие $\gamma m = 1$, $M = \infty$ (однако в действительности M хотя и велико, но конечно). При $V = V_3$ газовый разряд, начавшись в каком-либо месте счетчика, охватывает весь его рабочий объем. В области ударной ионизации накапливается большое число положительных ионов, образующих пространственный заряд («чехол» вокруг нити, снижающий напряженность поля близ нее до значения, при котором образование лавин становится невозможным. Далее этот чехол приходит к катоду, и составляющие его частицы нейтрализуются. Напряжение восстанавливается, а под действием электронов, выбитых при рекомбинации, возникает новая серия лавин. Таким образом, встает задача гашения разряда.

В так называемом несамогасящемся счетчике Гейгера–Мюллера это достигается включением последовательно с ним высокоомного сопротивления, что приводит к снижению напряжения ниже значения V_3 на время, необходимое для исчезновения в рабочем объеме всех свободных электронов.

Значительно шире, чем несамогасящиеся счетчики, распространены самогасящиеся, заполненные смесью из инертного и гасящего газов (гасящая добавка состоит из 10–15% спирта, этилена и др., или же из 0,1–5% галогенов — йода, брома). Молекулы примесей нейтрализуют ионы основного газа и интенсивно поглощают фотоны с энергией, достаточной для выбивания из катода фотоэлектронов, диссоциируя при этом. Если гасящий газ — органический, то число его молекул по указанной причине постепенно уменьшается, чем определяется ресурс счетчика (приблизительно 10^9 регистраций). Поскольку молекулы галогенов рекомбинируют, то их число почти не уменьшается, поэтому галогенные счетчики имеют большой срок службы.

Импульс счетчика Гейгера–Мюллера составляет 0,2–40 В и не зависит от энергии детектируемых частиц. Разрешающее время счетчиков Гейгера–Мюллера равно 10^{-3}–10^{-5} с, а некоторых до 10^{-7} с.

Рассмотрим коротко конструктивные особенности счетчиков Гейгера–Мюллера, предназначенных для регистрации α-, β-, γ-излучений.

Счетчик α-частиц. Так как пробег α-частиц в воздухе сравнительно мал (≈ 1 см), то для регистрации используют счетчики с тонким слюдяным окошком толщиной около 0,1 мкм. Иногда источник α-частиц помещают внутри счетчика.

Счетчик β-частиц. Для регистрации β-частиц используют тонкостенные счетчики с катодом из легкого металла. Это обусловлено сравнительно небольшим пробегом β-частиц. Эффективность регистрации α- и β-частиц близка к 100%.

Счетчик γ-квантов. Регистрация осуществляется с помощью электронов, выбиваемых падающими γ-квантами из стенок счетчика. Эффективность регистрации γ-квантов мала (1–2%), поскольку она определяется вероятностью выбивания электрона и выхода его в рабочий объем детектора. С целью увеличения эффективности стенки счетчиков часто делают медными или стеклянными с медным покрытием.

§ 6.3. Сцинтилляционный счетчик

При прохождении через некоторые вещества, называемые сцинтилляторами или фосфо́рами, ионизирующее излучение способно возбуждать сцинтилляции — вспышки (импульсы) видимого или ультрафиолетового света. Этот эффект и лежит в основе работы сцинтилляционных счетчиков. Для регистрации вспышек используют фотоэлектронные умножители (сокращенно ФЭУ) [5].

Интенсивность свечения возбужденных атомов или молекул фосфора изменяется во времени по экспоненциальному закону: $J = J_0 e^{-t/\tau}$, где J_0 — начальная интенсивность, τ — время высвечивания, которое определяется временем жизни частицы в возбужденном состоянии.

В органических сцинтилляторах элементарные акты высвечивания происходят внутри отдельных молекул. Под действием пролетающей частицы молекулы возбуждаются; обратный переход из возбужденного электронного

состояния в основное сопровождается испусканием света. Этот «быстрый» процесс протекает за время порядка 10^{-9} с и не зависит от агрегатного состояния вещества. Помимо «быстрого» процесса в ряде случаев наблюдается «медленный» процесс (10^{-8}–10^{-7} с), связанный с рекомбинацией ионизированных молекул и высвечиванием молекул, находящихся в нестабильных состояниях. Чем выше плотность ионизации, тем больше число таких молекул. Таким образом, отношение между быстрой и медленной компонентами зависит от ионизирующей способности падающих частиц. Эта особенность органических сцинтилляторов может быть использована для идентификации регистрируемых частиц различных типов.

Процессы высвечивания в неорганических кристаллах-диэлектриках связаны с их зонной структурой: они многообразны и часто сложны. Один из возможных механизмов возникновения излучения иллюстрируется на рис. 6.4.

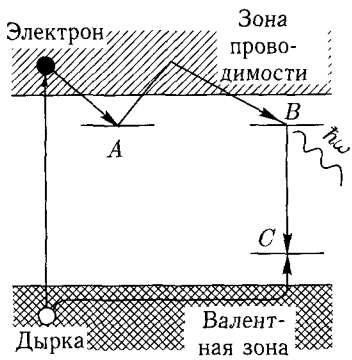


Рис. 6.4. Схема, поясняющая роль атома-активатора в процессе высвечивания кристалла

На этом рисунке показаны локальные уровни, связанные с дефектами и называемые электронными ловушками. Последние обычно расположены сравнительно близко от дна зоны проводимости (на расстоянии, равном десятым или сотым долям эВ). Особую роль в рассматриваемом случае играют примеси-активаторы (Tl, Ag, Eu, Sn) [1]. При введении примеси–активатора в сравнительно широкой запрещенной зоне кристалла-диэлектрика появляются энергетические уровни, называемые центрами люминесценции.

Допустим, что под действием падающей частицы электрон перешел из валентной зоны в зону проводимости. В процессе столкновений с решеткой электрон может потерять часть своей энергии, занять некоторую ловушку A, опять перейти в зону проводимости и т. д. Как видно, ловушки играют двоякую роль: аккумулируют энергию поглощенного излучения и способствуют задержке высвечивания. Квазисвободный электрон может быть захвачен также на возбужденный уровень атома-активатора B. Переходя далее на

[1] Принято обозначать элемент — активатор его химическим символом, проставляемым в скобках после символа вещества сцинтиллятора. Например, кристалл йодистого натрия, активированного таллием, обозначается так: NaJ(Tl).

основной уровень С этого атома электрон испускает фотон и рекомбинирует с дыркой. Описанный механизм является сравнительно медленным (длительностью τ порядка мкс). Итак, время высвечивания неорганических кристаллов на 2–3 прядка больше, чем органических сцинтилляторов (табл. 6.1).

Число фотонов m с энергией $E_ф$, которые образуются при поглощения сцинтиллятором энергии падающего излучения E, равно

$$m = \frac{E}{E_ф} k, \tag{6.4}$$

где k — доля энергии регистрируемой частицы, которая превращается в световую энергию, называемая конверсионной эффективностью; k обычно выражают в процентах.

Обобщенная информация о времени высвечивания τ, длине волны в максимуме спектра λ и конверсионной эффективности k для некоторых наиболее распространенных сцинтилляторов приведена в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Характеристики некоторых кристаллических, жидких и пластиковых сцинтилляторов

Кристаллы	τ, 10^{-9} с	λ, нм	k, %
Антрацен $C_{14}H_{10}$	30	445	4
Стильбен $C_{14}H_{12}$	6	410	3
LiJ(Sn)	1200	450	1
NaJ(Tl)	250	410	10
ZnS(Ag)	11	450	2
CsJ(Tl)	700	560	2
Жидкости:			
раствор р-терфинила в ксилоле (5 г/л) с добавлением POPOP (0,1 г/л)	2	350	2
раствор р-терфинила в толуоле (4 г/л) с добавлением POPOP (0,1 г/л)	2,7	430	2,5
Пластики:			
полистирол с добавлением р-терфинила (0,9 %) и α-NPO (0,05 весовых %)	2,2	400	1,6
поливинилтолуол с добавлением 3.4 % р-терфинила и 0,1 весовых % POPOP	3	430	2

Согласно данным табл. 6.1, наблюдается упоминавшийся выше большой разброс значений τ; излучение, испускаемое большинством сцинтилляторов, приходится на видимую часть спектра; значения k у всех фосфоров сравнительно невелики: максимальное значение равно 10% у NaJ(Tl), минимальное составляет 1 % у LiJ(Sn).

Фотоэлектронный умножитель представляет собой откачанный баллон, в котором находятся фотокатод, анод (коллектор) и промежуточные электроды — диноды. Фотоны вспышки, падая через прозрачное окно на фо-

токатод, вырывают из него фотоэлектроны рис. 6.5). Последние с помощью электрического поля ускоряются и фокусируются таким образом, что падают

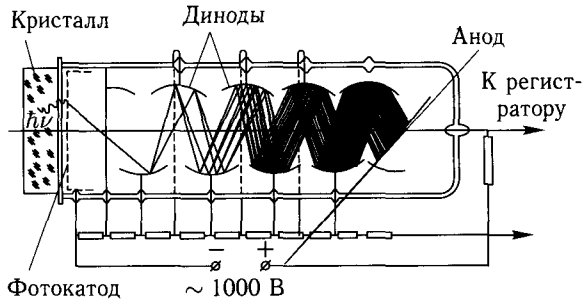


Рис. 6.5. Блок-схема сцинтилляционного счетчика

на ближайший к фотокатоду динод. Работа выхода материала динода относительно невелика, поэтому падающие электроны способны выбивать из динода вторичные электроны. Каждый первичный электрон выбивает из него от 3 до 10 вторичных электронов. Электроны с первого динода направляются на второй динод и т. д. В ФЭУ обычно устанавливается до 10 динодов, поэтому коэффициент усиления фототока может достигать значения 10^6. Исключительно важное свойство ФЭУ состоит в хорошо соблюдаемой линейности усиления. Поступая на анод, усиленный поток электронов создает электрический импульс, регистрируемый с помощью радиоэлектронного устройства.

Основными преимуществами сцинтилляционных счетчиков являются высокая временная разрешающая способность, большая эффективность, близкая к 100% для заряженных частиц и десяткам процентов для γ-квантов, а также линейность зависимости амплитуды импульса от энергии, теряемой детектирующей частицей в сцинтилляторе. Однако в органических кристаллах и пластинках зависимость интенсивности вспышки от энергии первичной частицы в ряде случаев отклоняется от линейной, поэтому для измерения энергии более подходят неорганические кристаллы. В детекторах с неорганическими кристаллами точность измерения энергии по ряду причин составляет 10% при энергии свыше сотен килоэлектронвольт и 50% при энергии в десятки килоэлектронвольт. Электроны и γ-кванты высокой энергии регистрируются с помощью сравнительно крупногабаритных кристаллов NaJ(Tl), обладающих относительно большой плотностью (3,67 г/см^3).

Рассмотрим более подробно процессы собирания света фотокатодом ФЭУ и фотоэлектронное умножение. Число фотонов m_1, попадающих на фотокатод, всегда меньше числа испущенных сцинтиллятором фотонов m:

$$m_1 = mF\zeta f = \chi m. \tag{6.5}$$

В (6.5) учитывается роль следующих факторов.

1. Поглощение части фотонов в кристалле; $F = e^{-\mu x}$, где μ — коэффициент поглощения света в фосфоре.

2. Потеря света за счет поглощения в контакте сцинтиллятор–ФЭУ и отражение света от этого контакта; ζ — коэффициент, меньший единицы, учитывающий два указанных процесса.

3. Потеря света за счет геометрии установки (взаимного расположения ФЭУ и фосфора), учитываемая коэффициентом f. Для его увеличения сцинтиллятор целесообразно окружать отражателем; пригодным веществом является MgO.

Величина $\chi = F\zeta f$, называемая коэффициентом светособирания, постоянная для данного сочленения.

При попадании в фотокатод m_1 фотонов образуется n фотоэлектронов, причем

$$n = m_1 G p(\omega), \tag{6.6}$$

где $p(\omega) \leqslant 1$ учитывает отклонение частоты фотонов от оптимальной частоты для данного фотокатода. При соответствии спектральной чувствительности фотокатода спектральному распределению света сцинтилляций $p(\omega) = 1$; G — так называемый квантовый выход, равный числу фотоэлектронов, приходящихся на один падающий на фотокатод фотон. Значение G определяется применительно к оптимальной для данного фотокатода частоте и достигает 15–20%. С учетом (6.4), (6.5) предыдущее выражение перепишется в виде

$$n = \frac{E}{E_\text{ф}} k\chi G p(\omega), \tag{6.7}$$

откуда видно, что $n \propto E$.

Для расчетов, выполняемых с точностью до нескольких процентов, можно принять, что $\chi = 1$, $p(\omega) = 1$, так как эти коэффициенты отклоняются от единицы на сотые доли процента. Поэтому

$$n = \frac{E}{E_\text{ф}} kG. \tag{6.8}$$

Обозначим ток с фотокатода ФЭУ через i, ток с его анода через I. Коэффициент усиления ФЭУ, очевидно, равен

$$M = \frac{I}{i}. \tag{6.9}$$

Обозначим заряд, собранный на аноде через Q. Комбинируя очевидные соотношения $Q = It$, $Q = enM$ (e — элементарный заряд); принимая во внимание, что ток, создаваемый за время $t = 1$ с одним электроном, соответствует $1{,}6 \times \times 10^{-19}$ А, и учитывая равенства (6.8) и (6.9), получаем связь между энергией первичного излучения и анодным током ФЭУ:

$$I = 1{,}6 \cdot 10^{-19} M \cdot \frac{E}{E_\text{ф}} kG. \tag{6.10}$$

Допустим, например, что кристалл NaJ(Tl) зарегистрировал γ-квант с энергией $E = 1$ МэВ. Согласно табл. 6.1 $k = 0{,}1$; примем значение G равным 0,2, энергию одного фотона — 2 эВ, $M = 10^6$. Тогда ток

$$I = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-6} \cdot \frac{10^6}{2} \cdot 0{,}1 \cdot 0{,}2 = 1{,}6 \cdot 10^{-9} \text{ А}.$$

Как видно, в рассматриваемом случае, благодаря большому значению коэффициента усиления, ФЭУ значение тока, создаваемое γ-квантом, получилось сравнительно большим.

§ 6.4. Полупроводниковый счетчик

Для изготовления полупроводниковых счетчиков используют кремний или германий, содержащие примесные атомы с тремя или пятью валентными электронами, что позволяет резко увеличить их электропроводность по сравнению с беспримесными полупроводниками такого же типа (6.1, 6.2). Напомним, что атомы кремния и германия обладают четырьмя валентными электронами.

Допустим, что в кристаллической решетке такого полупроводника один из его атомов замещен атомом, обладающим пятью валентными электронами (например, атомом фосфора). Четыре электрона атома примеси образуют связи с соседними атомами полупроводника; пятый «лишний» электрон, слабо связанный со «своим» атомом оказывается свободным и под действием электрического поля принимает участие в упорядоченном движении. Полупроводник, приобретший такую дополнительную электронную примесную проводимость, называется полупроводником n-типа (n — начальная буква латинского слова «negativus» — отрицательный). Атомы примеси, поставляющие электроны, называются донорами (от латинского «donare» — дарить, жертвовать).

Предположим теперь, что в кристалле кремния или германия один из его атомов замещен атомом примеси с тремя валентными электронами (например, атомом бора). Для образования связей с соседними атомами полупроводника у атома примеси «не хватает» одного электрона. Однако атом бора может заимствовать «недостающий» для связи электрон у ближайшего атома, в результате чего у последнего образуется вакантное место — дырка, которой можно приписать положительный заряд. Вакантное место может быть занято другим электроном из соседнего атома и т. д. Последовательное заполнение дырок электронами может быть истолковано как перемещение положительных зарядов. Под действием электрического поля дырки будут упорядочено двигаться в направлении, противоположном направлению движения электронов, т. е. в полупроводнике возникает дырочная примесная проводимость; последний называют полупроводником p-типа (p — начальная буква латинского слова «positivus» — положительный). Атомы примесей, обуславливающие дырочную проводимость, называют акцепторами (от латинского «asseptor» — приемщик).

Рассмотрим принцип действия полупроводникового счетчика. Допустим, что на поверхность слаболегированного кристалла p-типа [1] нанесен слой

[1] Легированием называется введение различных элементов в кристалл для получения материала с определенными физическими, химическими или механическими свойствами. В данном случае легирование осуществляют с целью получения примесных полупроводников n-типа или p-типа.

сильнолегированного полупроводника n-типа (целесообразность этого станет ясной чуть позже). Тогда электроны из кристалла n-типа начнут диффундировать в кристалл p-типа, а дырки — в противоположном направлении, так что первый начнет заряжаться положительно, а второй — отрицательно. Этот процесс завершится тем, что со стороны n-кристалла возникнет неподвижный слой положительных ионов-доноров, а со стороны p-кристалла — неподвижный слой отрицательных ионов-акцепторов (рис. 6.6, *а*). Таким образом,

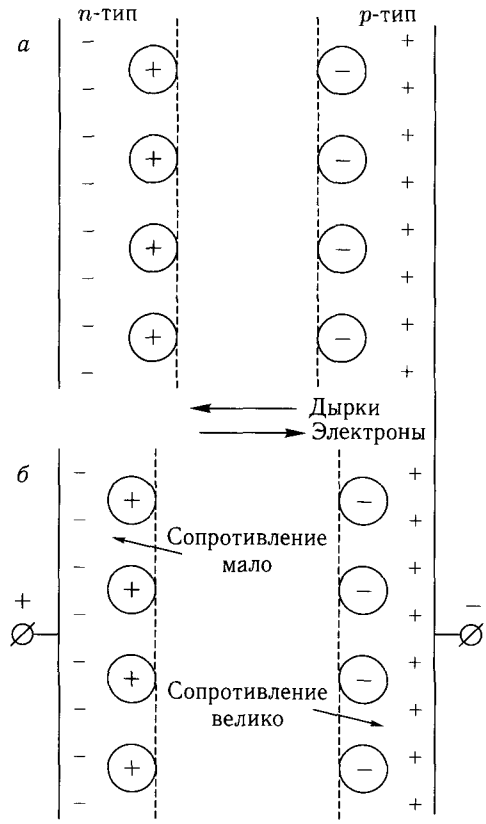


Рис. 6.6. Схема двойного заряженного переходного слоя (p–n)-перехода: *а* — до подачи внешнего напряжения; *б* — после подачи разности потенциалов («обратного напряжения»). Обозначения: – — электроны, + — дырки. Крупномасштабно (в кружках) выделены электрические носители на границах (p–n)-перехода

близ границы создается двойной заряженный переходный слой, называемый (p–n)-*переходом*. Поскольку между слоями доноров и акцепторов существует некоторое электрическое поле, то эту систему можно рассматривать в качестве аналога ионизационной камеры. Однако из-за очень малой толщины (порядка микрометра), а также благодаря большой эквивалентной емкости (что приводит к снижению амплитуды сигнала) она не имеет практической ценности как счетчик.

Приложим к такой системе внешнее напряжение (плюс к n-области, а минус — к p-области, такое включение называют обратным). Внешнее напряжение «помогает» потенциалу, существующему в двойном слое, удалять свободные носители из переходной области — «обеднять» ее, в результате ширина обедненного слоя увеличивается (рис. 6.6, *б*).

Вспомним теперь, что в (p–n)-переходе p-кристалл легирован слабо (его сопротивление относительно велико). Поэтому почти все приложенное обратное напряжение приходится на высокоомную p-область, и обедненный слой распространяется именно в ее сторону, так что ширина обедненной области имеет порядок 0,1–1 мм. Обедненный слой и является рабочим объемом полупроводникового счетчика.

Заряженная частица, попадающая в обедненный слой, создает пары электрон–дырка. Под действием электрического поля двойного слоя носители быстро удаляются из обедненной области. При достижении ими электродов на последних образуется импульс. Процесс завершается рекомбинацией электронов и дырок. Как видно, полупроводниковый счетчик работает подобно ионизационной камере, отличаясь от нее тем, что рабочей средой является не газ, а твердое тело. Средняя энергия ионизации в полупроводнике w на порядок меньше, чем в газе, поэтому образующиеся при регистрации частиц импульсы ΔV окажутся соответственно на порядок больше (см. формулу (6.1). Это облегчает регистрацию и увеличивает точность измерения. Разрешающее время полупроводникового счетчика достигает 10^{-7} с. Полупроводниковые детекторы обладают хорошим энергетическим разрешением. Например, для α-частиц с энергией 5 МэВ оно равно 0,25–0,3 %.

Существенным недостатком полупроводниковых счетчиков является малая толщина рабочей области, что не позволяет применять их при измерении высокоэнергетических частиц. Однако эти счетчики позволяют регистрировать сравнительно низкоэнергетические частицы (электроны до 2 МэВ, протоны до 20 МэВ) практически со стопроцентной эффективностью при хорошем временном разрешении. Полупроводниковые счетчики превосходят счетчики других типов по точности измерения и компактности (типичный полупроводниковый счетчик имеет примерно такие же габариты, что и монета средних размеров).

При комнатной температуре особенно удобно работать со счетчиком из кремния, не нуждающимся в охлаждении, тогда как германиевый счетчик в этих условиях обладает высоким уровнем шума, и поэтому для него необходимо глубокое охлаждение. Но, с другой стороны, пробеги заряженных частиц в кремнии — материале с меньшим порядковым номером и плотностью — больше, чем в германии.

§ 6.5. Черенковский счетчик и счетчик переходного излучения

Принцип действия черенковского счетчика основан на эффекте Вавилова–Черенкова (см. раздел 3.5). Основными частями счетчика являются прозрачный радиатор (вещество с определенным коэффициентом преломления)

изобретателя — Ч. Вильсона (1912 г.) [6]. Устройство камеры Вильсона в схематическом виде показано на рис. 6.9. Стеклянный цилиндр *6*, закрытый

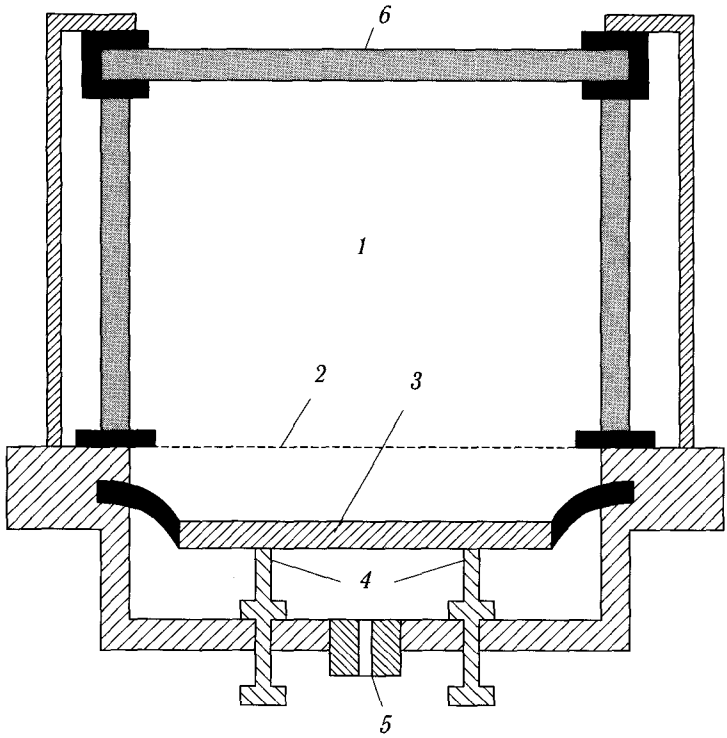


Рис. 6.9. Камера Вильсона: *1* — рабочий объем; *2* — сетка; *3* — подвижная диафрагма (поршень); *4* — ограничители хода диафрагмы; *5* — отверстие для изменения давления под диафрагмой; *6* — стеклянные стенки камеры

сверху стеклянной крышкой, заполняется нейтральным газом (гелием, аргоном и др.), в который добавляется небольшое количество воды (часто в смеси со спиртом). Для изменения давления в нижней части цилиндра вставлен поршень *3*. Рабочий (чувствительный) объем *1* занимает пространство между крышкой и поршнем. С целью удаления случайно возникающих в рабочем объеме ионов, в нем создается постоянное электрическое поле порядка десятков В/см. Камера освещается сбоку импульсным осветителем. Над крышкой камеры располагаются стереокамеры (на рисунке не показаны).

В рабочем объема создается давление, при котором пар находится в состоянии насыщения. Электрическое поле отключается перед началом рабочего цикла (в противном случае треки могут оказаться размазанными). Затем производится быстрое (адиабатическое) расширение газа на 20–30% (путем опускания поршня), что приводит пар в пересыщенное состояние. Попадание заряженной частицы в пересыщенный пар приводит к образованию следа (трека), состоящего из капелек жидкости, возникающих в результате конденсации пара на образованных ею ионах. Треки фотографируются при

включенном боковом осветителе. Через время, равное для разных камер от 0,1 до 1 с, пересыщенное состояние пара разрушается (благодаря притоку тепла через стенки камеры). После этого камера приводится в исходное состояние. В течение одной минуты можно произвести от одного до трех расширений.

Как упоминалось, использование нескольких фотообъективов позволяет получить стереоскопическое изображение. Полученные данные дают возможность установить природу и свойства заряженных частиц. Так, по плотности почернения определяют удельную ионизацию, энергию и массу частицы, оставившей след. Мы уже приводили пример треков α-частиц и электронов, выбитых рентгеновскими фотонами из атомов газа, заполняющего камеру (рис. 3.4). Плотность капель вдоль треков пропорциональна плотности ионизации. Поэтому α-частицы оставляют «толстые» следы, а электроны — «тонкие». Если поместить камеру Вильсона в однородное магнитное поле B, то заряженные частицы будут двигаться по спирали. Измеряя радиус кривизны трека можно по формуле (5.5) определить импульс частицы. Знак заряда определяют по направлению трека.

Камера Вильсона может быть использована и для исследования быстрых нейтронов. Энергия последних может быть определена по длине треков протонов отдачи, образуемых нейтронами.

Для наблюдения длиннопробежных частиц, треки которых не укладываются в рабочем объеме камеры, последнюю перегораживают рядом параллельных металлических пластин. Частицы, проходя через них, замедляются, и их пробег сокращается.

Разработаны методы автоматического управления камерой Вильсона. На пути заряженной частицы устанавливается какой-либо детектор, например, счетчик Гейгера–Мюллера. Синхронно с импульсом от него запускается управляющий механизм, приводящий камеру в рабочее состояние. Благодаря возможности управления камера Вильсона является гибким прибором в том отношении, что с ее помощью можно регистрировать редкие события, происходящие, например, в космических лучах.

В истории ядерной физики камера Вильсона сыграла выдающуюся роль. С ее помощью был сделан ряд фундаментальных открытий. К ним относятся, например, открытия позитрона и мюона. Однако с середины 20-го века камера Вильсона потеряла свое лидирующее значение в качестве трекового детектора, уступив место пузырьковым и искровым камерам.

Недостатком камеры Вильсона является сравнительная малость размеров ее рабочего объема. Наиболее распространены камеры с рабочим объемом 1–10 литров. Объем крупных камер достигает ~ 100 литров. В камерах с большим рабочим объемом при его расширении образуется сильное турбулентное движение жидкости, приводящее к быстрому расплыванию треков.

6.6.3. Пузырьковая камера. Частица высокой энергии (порядка 1 ГэВ и более), пролетая через камеру Вильсона, оставляет в ее рабочем объеме прерывистый тонкий след, который не позволяет определить ее природу и свойства. К тому же камера Вильсона представляет собой мишень с невы-

сокой плотностью ядер, благодаря чему затрудняется исследование ядерных реакций.

Указанные недостатки отсутствуют в пузырьковой камере, изобретенной Д. Глезером в 1952 г. и с тех пор играющей выдающуюся роль в экспериментальной ядерной физике [2]. Современная пузырьковая камера представляет собой сложное дорогостоящее устройство. Этот детектор целесообразно применять, если только ему нет приемлемой альтернативы, например, при регистрации таких редких событий, как реакции с образованием нейтрино, или при изучении сложных многокаскадных процессов с участием частиц высокой энергии.

Простейшая пузырьковая камера состоит из металлического корпуса в котором имеются застекленные отверстия; через них осуществляется освещение и фотографирование треков частиц, возникающих в ее рабочем объеме. Последний заполняется жидкостью, которая обязательно должна быть прозрачной (для обеспечения возможности фотографирования треков). В нижней части пузырьковой камеры, как и в камере Вильсона, находится поршень. Рабочим веществом является жидкий водород (реже дейтерий, пропан или другие наполнители в жидкой фазе). В результате резкого понижения давления, достигаемого при перемещении поршня, рабочий объем камеры увеличивается, и жидкость переходит из равновесного состояния в перегретое, в котором она остается чувствительной к излучению в течение нескольких миллисекунд. По следу заряженной частицы при ее пролете через камеру возникают зародышевые центры кипения. Их образование вызвано нагревом малой области вокруг зародышевого центра, происходящего благодаря поглощению в ней δ-электронов, выбиваемых движущейся частицей из жидкости. Зародышевые центры за время 0,5–3 мс вырастают до размеров 300–500 мкм, образуя цепочку пузырьков пара, воспринимаемую как след (трек) частицы. Возникающая картина треков освещается электронной фотовспышкой и производится стереофотосъемка. Длительность рабочего цикла не превышает 0,1 с. После его завершения давление и температура жидкости уменьшается до их начальных значений, после чего можно приступать к новому рабочему циклу.

Расширение жидкости в пузырьковой камере составляет всего 1–2%, тогда как в камере Вильсона оно равно, как упоминалось, 20–30%. Поэтому движение жидкости в пузырьковой камере не влияет на искажение трека.

Достоинством пузырьковой камеры является высокая скорость работы, достигающая десятков расширений в секунду. Ее недостаток состоит в невозможности внешнего управления, что связано с относительно быстрым рассасыванием пузырьков. Однако этот недостаток компенсируется тем, что камеру, обычно располагаемую на выходе импульсного ускорителя, включают синхронно с его импульсом.

Пузырьковые камеры, как упоминалось, используют для регистрации заряженных частиц высоких энергий. Нейтральные нестабильные частицы регистрируются опосредованно, анализируя последствия их взаимодействия с ядрами жидкости, или, в случае их распада на заряженные частицы, изучая треки последних. Для измерения импульса заряженной частицы пузырьковую

камеру помещают в сильное магнитное поле. Например, на мощном ускорителе Аргонской национальной лаборатории (США) установлен сверхпроводящий магнит с индукцией 1,8 Тл. Зная радиус кривизны трека частицы в магнитном поле можно с помощью формулы (5.8) определить ее импульс.

Размеры пузырьковых камер зависят от характера поставленных задач. Во многих случаях используются камеры размером 1–2 м. Но на особо мощных ускорителях устанавливаются камеры значительно больших размеров. Так, пузырьковая камера на упомянутом выше ускорителе Аргонской национальной лаборатории имеет объем 25 $м^3$ и содержит 20 000 литров водорода.

6.6.4. Искровая камера. Серьезный недостаток пузырьковой камеры связан с отсутствием «управляемости» — невозможности в процессе измерений отбирать события, представляющие интерес. Поэтому при необходимости изучения определенных редких событий приходится анализировать большое число фотографий. Этого недостатка лишена искровая камера [8].

Простейшая искровая камера (рис. 6.10) состоит из плоскопараллельных металлических электродов, находящихся в замкнутом объеме, заполненным

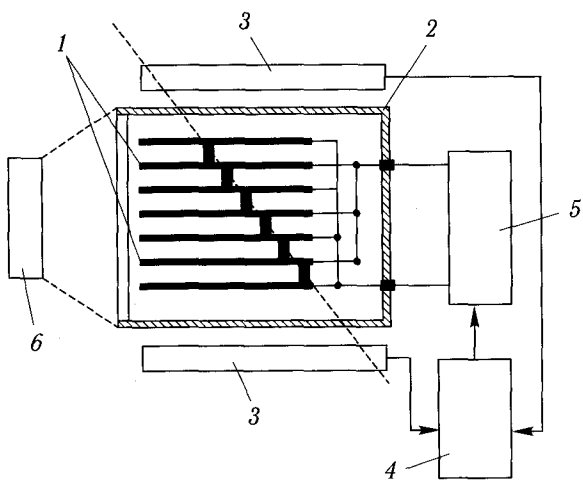


Рис. 6.10. Схема искровой камеры: *1* — электроды камеры; *2* — герметический кожух; *3* — управляющие счетчики; *4* — схема совпадений; *5* — источник импульсного питания; *6* — стереофотоаппарат

газом (обычно смесью гелия и неона). Расстояния между соседними электродами равны нескольким миллиметрам, а площадь пластин может достигать одного квадратного метра. Пластины объединены в две группы, причем электроды той и другой чередуются между собой. Пластины первой группы заземлены, а на пластины второй подается высоковольтный импульс порядка кВ/см, вызывающий образование искр, которые отмечают путь частицы.

Рассмотрим механизм работы камеры. Допустим, что на торцах камеры установлено несколько счетчиков (например, сцинтилляционных), регистрирующих влет и вылет частиц. Пролетая через камеру, они образуют на своем пути ионные пары. Скорость перемещения пар такова, что приближенно можно

считать их «остающимися на своих местах» в течение нескольких микросекунд. Счетчики практически одновременно регистрируют влет и вылет частиц. Импульсы от счетчиков поступают на логическое устройство, которое определяет, произошло ли в камере «нужное» событие, и если оно имело место, то запускается генератор, подающий на электроды высоковольтный импульс длительностью порядка 10^{-7} с. Искровой разряд длительностью ~ 50 нс формируется на пути, который прошла частица (его «зародышами» являются упомянутые выше ионные пары). Как видно, особенностью процесса является то, что треки (искры) образуются уже после пролета частиц через искровую камеру, которая может считаться автоматически запускаемым детектором.

Искровые разряды либо фотографируют, либо регистрируют с помощью ультразвуковых детекторов, сигналы с которых подаются на специально запрограммированную ЭВМ, позволяющую рассчитывать параметры исследуемых взаимодействий.

Важным достоинством искровых камер является их быстродействие (в секунду они могут совершать сотни циклов), поэтому искровые камеры с успехом используются в условиях облучения потоками большой интенсивности. Размер искровых камер не имеет ограничений, так как они могут складываться из отдельных блоков, каждый из которых является небольшой камерой. Огромные искровые камеры имеют вес порядка 1000 тонн.

Как и крупные пузырьковые камеры, большие искровые камеры имеют сложное устройство и, как упоминалось, очень дороги.

Разработан целый ряд других модификаций искровых камер. Мы коротко опишем две из них: широкозазорную и стримерную. Конструкция той и другой напоминает плоский конденсатор при расстоянии между пластинами в десятки сантиметров. Основное различие между этими камерами заключается в длительности импульса. Искровой разряд длительностью ~ 50 нс в широкозазорной камере может возникнуть только в случаях, когда угол между направлениями движения частицы и электрического поля не превышает 40–50°. Длительность импульса напряжения в стримерной камере очень мала — порядка $2 \cdot 10^{-8}$ с. За столь короткое время образуется лишь зародыш искры — стример, оставляющий вдоль трека частицы тонкий светящийся след. Достоинством стримерной камеры является возможность регистрации частиц, влетающих в камеру из любых направлений. Широкозазорные и стримерные камеры созданы в нашей стране (А. И. Алиханяном, Б. И. Лучковым и др.), и потому они в иностранной литературе часто называются «русскими камерами».

6.6.5. Метод ядерных эмульсий. Эмульсионная камера. Метод ядерных эмульсий (иногда называемый фотоэмульсионным методом) является одним из старейших трековых методов, до сих пор не потерявший своего значения. Он позволяет получать точные сведения о многих свойствах ядерных частиц — их массе, энергии, заряде и др. При изучении частиц космического происхождения, особенно за пределами атмосферы, ядерные эмульсии часто являются важнейшими поставщиками информации, в особенности касающейся актов расщепления ядер.

Ядерная эмульсия отличается от рассмотренных выше трековых приборов простотой (это всего лишь фотопластинка или набор фотопластинок) и непрерывностью регистрации падающих на нее частиц.

Рассмотрим структуру ядерной эмульсии и механизм образования следов частиц, возникающих при ее облучении (экспозиции).

Как известно, фотоэмульсия состоит из желатина и закрепленных в нем зерен бромистого серебра AgBr. Носителем скрытого изображения в каждом зерне считается микрочастица металлического серебра, возникающая в процессе экспозиции на его поверхности или вблизи от него (при более глубинном расположении кристаллика серебра он не доступен воздействию химического проявителя). Механизм проявления заключается в восстановлении галоидного серебра до металлического состояния. В процессе восстановления вокруг центров скрытого изображения, содержащихся в облученных зернах, происходит накопление серебра, освобождаемого при проявлении. В фиксирующем растворе непроявленное бромистое серебро удаляется из эмульсии.

Отличие ядерной эмульсии от обычной фотографической состоит в следующем.

1. Зерна AgBr в ядерной эмульсии при меньших размерах обладают большей плотностью.

2. Толщина чувствительного слоя в ядерной эмульсии больше.

3. Ядерная эмульсия обладает большей чувствительностью; это связано с тем, что энергия, затрачиваемая на образование скрытого изображения в ядерной эмульсии значительно меньше, чем в фотографической эмульсии.

Сравнительно малый размер зерен в ядерной эмульсии в сочетании с их относительно тесным расположением обеспечивает достаточно хорошее пространственное разрешение, выражающееся в четком разграничении треков от различных частиц. Зерна бромистого серебра в ядерных эмульсиях в зависимости от их назначения имеют размеры в пределах 0,05–0,4 мкм. Содержание AgBr в ядерной эмульсии равно по весу приблизительно 80 %. Толщина ядерных эмульсий достигает 1000 мкм, что в сотни раз выше толщины оптических эмульсий. Для еще большего роста эффективной толщины чувствительного слоя используют так называемые *эмульсионные камеры*, состоящие из набора наложенных друг на друга слоев ядерной эмульсии при толщине каждого слоя в несколько сотен микрон. Толщина эмульсионной камеры может составлять десятки сантиметров. Каждый слой камеры после ее облучения проявляется отдельно. Для отождествления треков частиц, проходящих через несколько слоев, применяется координатная сетка, предварительно наносимая на все слои с помощью узкого луча света. Если частица полностью затормозилась в пределах эмульсионных слоев, то можно определить кроме длины ее пробега в данном веществе и начальную энергию частицы.

Важнейшей характеристикой ядерной эмульсии является зависимость числа проявленных зерен в следе частицы на единице пути dN/dx от ее удельной ионизации dE/dx. Анализ зависимости $\frac{dN}{dx} = f\left(\frac{dE}{dx}\right)$ показывает, что ядерные эмульсии можно подразделить на три типа.

1. Эмульсии низкой чувствительности. Пригодны для регистрации сильно ионизирующих частиц; например, к ним относятся многозарядные ионы и осколки деления. Удельные ионизации таких частиц имеют порядок сотен МэВ $\cdot$ г$^{-1}$ $\cdot$ см^2.

2. Эмульсии средней чувствительности. Предназначены для регистрации треков частиц с удельной ионизацией меньше 20 МэВ $\cdot$ г$^{-1}$ $\cdot$ см^2, например, к ним принадлежат протоны с энергией до 50 МэВ.

3. Эмульсии высокой чувствительности. Способны регистрировать треки частиц с минимальной ионизацией, например, электроны и мюоны, для которых удельные ионизации равны 5–10 МэВ $\cdot$ г$^{-1}$ $\cdot$ см^2.

Таким образом, достоинством метода ядерной эмульсии является непрерывность сохранения чувствительности и связанная с ней возможность накопления информации на протяжении длительного срока. Однако это достоинство превращается в недостаток при необходимости временного исследования события. Метод ядерных эмульсий широко используется в дозиметрии (см. п. 25.6).

6.6.6. Диэлектрический детектор. Заряженные частицы с достаточно большой массой и энергией во многих твердых диэлектриках (слюде, цирконии, кварце, тектиловом стекле и др.) образуют области радиационных повреждений. Облученный диэлектрик подвергается затем травлению определенным химическим соединением, под действием которого неповрежденные области разъедаются значительно меньше, чем поврежденные. Последние приобретают вид полых трубок — треков, форма которых зависит от материала диэлектрика, химического состава травителя, его температуры и времени травления.

Если, например, пластину из слюды после облучения поместить в раствор фтористиводородной кислоты, то она сравнительно быстро проникает на всю глубину поврежденных областей, что приводит к образованию трубок цилиндрической формы. В слюде и многих других диэлектриках диаметр протравленного следа увеличивается до 2 нм линейно со временем травления, а при достаточно длительном воздействии травителя может возрасти до ≈ 5 нм. Трубки таких диаметров хорошо видны в оптическом микроскопе. В ряде диэлектрических детекторов диаметры трубок получаются значительно меньшими, и в таких случаях для наблюдений используется электронный микроскоп.

Важнейшей характеристикой диэлектрического детектора является «трековая чувствительность», зависящая лишь от одного параметра — минимальной (критической) удельной потери энергии dE/dx заряженных частиц, при которой еще могут выявляться (после травления) поврежденные области. Знание критического значения dE/dx позволяет предсказать, какие именно частицы и при каких энергиях способны создавать следы. Так, например, для слюды согласно расчету при dE/dx меньше $12 \cdot 10^3$ МэВ $\cdot$ г$^{-1}$ $\cdot$ см^2 следы вообще не образуются, в диапазоне значений dE/dx от $12 \cdot 10^3$ до $14{,}5 \times$ $\times\, 10^3$ МэВ $\cdot$ г$^{-1}$ $\cdot$ см^2 наблюдаются частично развитые следы, а при dE/dx больше $14{,}5 \cdot 10^3$ МэВ $\cdot$ г$^{-1}$ $\cdot$ см$^{-2}$ треки возникают с вероятностью, практически равной единице.

Подсчет числа следов в протравленном диэлектрике можно осуществлять не только визуально, но и с помощью тех же автоматизированных методов, которые используются для регистрации треков в пузырьковых, искровых камерах и фотоэмульсиях.

Диэлектрические детекторы неприхотливы, их можно применять в условиях высоких и низких температур. Они широко используются для регистрации тяжелых частиц в опытах, связанных с присутствием интенсивных потоков фоновых частиц с низкой трековой чувствительностью (например, при наблюдении осколков деления в присутствии потока γ-квантов). В частности, эти детекторы очень удобны для выявления редких случаев спонтанного деления; особенно важны такие наблюдения в опытах по синтезу трансурановых элементов (см. § 5.2).

§ 6.7. Методы регистрации нейтронов

6.7.1. Общие представления о методах регистрации нейтронов. В основе всех существующих методов регистрации нейтронов лежит один и тот же принцип: нейтроны, взаимодействуя с веществом счетчика, образуют заряженные частицы или γ-кванты, регистрируемые затем одним из описанных в § 6.2–6.4 методов. Благодаря такой двухступенчатости процесса детектирования регистрировать нейтроны в принципе труднее, чем заряженные частицы. Соответственно эффективность регистрации счетчиков нейтронов зачастую составляет несколько процентов, тогда как эффективность регистрации счетчиков заряженных частиц обычно близка к 100%.

Для регистрации нейтронов принято использовать либо их упругое рассеяния на легких ядрах (водород, гелий), либо ядерные реакции (n, x). Регистрация тепловых и медленных нейтронов, вообще говоря, проще регистрации быстрых (из-за действия закона $1/v$). Поэтому мы рассмотрим раздельно методы регистрации нейтронов малых и больших энергий. Нейтронные потоки, падающие на счетчик, часто содержат примеси — заряженные частицы и γ-кванты; в этих условиях качество счетчика определяется и тем, насколько надежно позволяет он выделять нейтроны на фоне сопутствующих излучений [1, 12].

6.7.2. Счетчики тепловых и медленных нейтронов. Начнем с описания методов регистрации тепловых и медленных нейтронов. Для регистрации тепловых нейтронов используются рассмотренные выше экзоэнергетические реакции

$$n + {}^{10}_{5}\mathrm{B} \to {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + \alpha \quad (Q = 2{,}79\ \text{МэВ}), \tag{6.11}$$

$$n + {}^{3}_{2}\mathrm{He} \to {}^{3}_{1}\mathrm{H} + p \quad (Q = 0{,}764\ \text{МэВ}), \tag{6.12}$$

$$n + {}^{6}_{3}\mathrm{Li} \to {}^{3}_{1}\mathrm{H} + \alpha \quad (Q = 4{,}79\ \text{МэВ}), \tag{6.13}$$

а также (n, f) — реакции на некоторых тяжелых изотопах ${}^{235}_{92}\mathrm{U}$, ${}^{239}_{94}\mathrm{Pu}$ и др. Подходящими счетчиками, в которых могут быть зарегистрированы вторич-

ЛИТЕРАТУРА К ЧАСТИ II

1. *Абрамов А. И., Казанцев Ю. А., Матусевич Е. С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. — М.: Атомиздат, 1986.
2. *Александров Ю. А. и др.* Пузырьковые камеры / Под ред. Н. В. Долоне. — М.: Госкомиздат, 1963.
3. *Барсуков К. А., Рязанцева Н. В.* Переходное излучение модулированного тока в волноводе // Изв. АН Арм. ССР. Физика. 1987. Т. 22, вып. 2. С. 69–74.
4. *Барсуков О. А. и др.* Радиоактивные исследования нефтяных и газовых скважин. — М.: Гостоптехиздат, 1958.
5. *Вартанов Н. А., Самойлов П. С.* Прикладная сцинтилляционная гамма-спектрометрия. 2-е изд. — М.: Атомиздат, 1975.
6. *Вильсон Дж.* Камера Вильсона. Перев. с англ. — М.: Изд-во иностр. лит. 1954.
7. *Власов В. А.* Нейтроны. — М.: Гостехиздат, 1955.
8. *Дайон М. И. и др.* Искровая камера. — М.: Атомиздат, 1967.
9. *Долбинкин Б. С., Ратнер Б. С.* Векслер и развитие ядерной физики в Советском Союзе // УФН. 2001. Т. 177, № 8. С. 845–905.
10. *Коваленко А. Д.* От синхрофазатрона к нуклотрону // УФН. 2007. Т. 177, № 8. С. 914–918.
11. *Комар Е. Г.* Ускорители заряженных частиц. — М.: Атомиздат, 1964.
12. *Левин В. Е., Хамьянов Л. П.* Измерение ядерных излучений. — М.: Атомиздат, 1979.
13. *Мурзин В. С.* Введение в физику космических лучей. 3-е изд., перераб. — М.: Изд-во МГУ, 1988.
14. *Мухин К. Н.* Экспериментальная ядерная физика. — М.: Энергоатомиздат, 1993.
15. *Никитин В. А.* Исследования на синхрофазатроне // УФН. 2007. Т. 177, № 8. С. 905–913.
16. *Перкинс Д.* Введение в физику высоких энергий. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
17. Сборник трудов Международной конференции по ускорителям. — М.: Атомиздат, 1964.
18. *Трифонов Д. Н., Кривомазов А. Н., Лисневский Ю. И.* Учение о периодичности и учение о радиоактивности, 1974. — М.: Атомиздат, 1974.

Часть III

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И МОДЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ АТОМНЫХ ЯДЕР. СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ СИЛ

Глава 7

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕРНЫХ СИСТЕМ В СТАЦИОНАРНЫХ И КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЯХ

§ 7.1. Вводные представления о статических свойствах ядер и ядерных моделях

Различают динамические и статические свойства атомных ядер. Первые проявляются при ядерных превращениях и взаимодействиях. Динамические характеристики ядер будут рассмотрены в 4-й части книги. Представления о статических свойствах ядер распространяются на стабильные ядра, находящиеся не только в основных, но и в возбужденных квазистабильных состояниях, для которых время жизни τ (и, соответственно, период полураспада $T_{1/2}$) значительно больше — на порядки — характерного ядерного времени $\tau_{\text{яд}} = 10^{-22}$ с. В таком временно́м масштабе они могут считаться достаточно прочными.

Например, значения $T_{1/2}$ для трех нижайших уровней радиоактивного ядра ^{80}Br (основного и двух возбужденных) на много порядков превышают величину $\tau_{\text{яд}}$. Они равны соответственно 17,6 мин, $37 \cdot 10^{-9}$ с и 4,38 ч (см. рис. 13.2). Всем трем уровням приписывают определенные значения рассматриваемых ниже статических характеристик — спина и четности (см. ниже).

Мы рассмотрим следующие статические свойства этих частиц:

1) электрический и барионный заряды ядер;
2) размеры ядер и распределение в их объеме электрического заряда;
3) массы ядер;
4) энергия связи ядер;
5) моменты ядер: спиновые, магнитные и квадрупольные;
6) статистика ядер;
7) четность ядер.

Информация об еще одном важном свойстве — изотопическом спине ядра будет приведена в следующей части книги.

Получаемые экспериментально сведения о статических свойствах ядер, представляя большую познавательную ценность сами по себе, играют исключительно важную роль и при построении ядерных моделей.

Остановимся на особенностях последних несколько подробнее. В разделе 1.3.3 указывалось, что одна из трудностей разработки теории атомного ядра состоит в том, что неизвестен точный вид сил, действующих между нуклонами ядра. Но если бы даже эти силы были известны, оставалась бы трудность решения квантовой задачи многих тел. Известно, что уже задача трех тел является математически очень сложной.

В теории атомного ядра эти трудности обходят, используя модельные представления, т. е. заменяя ядро поддающейся расчету упрощенной системой, которая обладает некоторой совокупностью его свойств. Иногда для описания свойств одного и того же ядра применяют ряд моделей.

При разработке ядерных моделей часто используют заимствованные из физики сплошных сред понятия температуры, поверхности, свободного пробега и агрегатного состояния. Применительно к ядерным системам эти понятия имеют ограниченный смысл. Дело в том, что число нуклонов в любом ядре не столь велико, чтобы можно было рассматривать его в качестве сплошной среды (напомним, что понятие сплошной среды применимо в случае, когда не только во всей системе, но и в любом малом ее объеме, который можно принять за «бесконечно — малый» элемент объема, содержится число частиц, значительно большее единицы; для ядра это требование не выполняется).

Другой возможный подход, оправданный при изучении систем малого числа частиц, основан на учете всех существующих степеней свободы. Однако число нуклонов в ядре слишком велико, чтобы можно было учесть все степени свободы.

Поэтому обычно при разработке ядерных моделей ограничиваются учетом некоторого определенного числа его степеней свободы. Различают одночастичные и коллективные степени свободы. Первые описывают движение отдельных частиц, а вторые относятся к коррелированному движению совокупности n частиц ($n \gg 1$). Соответственно различают модели коллективные, одночастичные и обобщенные (в последних учитываются как одночастичные, так и коллективные степени свободы).

Помимо моделей указанных типов разработаны и другие ядерные модели, позволяющие анализировать определенные особенности ядерного вещества (оптическая, каскадная и др.). Некоторые из них будут описаны в 4-й части книги.

В данной главе помимо рассмотрения перечисленных выше статических характеристик будет приводиться модельная информация, необходимая для понимания тех или иных физических свойств ядер, обсуждаемых как в этой, так и в нескольких последующих главах.

Более подробно изложение затронутых тем читатель найдет во многих книгах по физике атомных ядер и элементарных частиц, например, в [3–5, 9, 10] и др.

§ 7.2. Электрический и барионный заряды ядер

Как указывалось выше, атомный номер Z равен числу протонов в ядре; значение Z дает представление о кулоновском потенциале ядра и определяет химические свойства элемента. Заряд Ze является простейшей интегральной характеристикой электрических свойств ядра.

Электрический заряд аудитивен: суммарный электрический заряд сложной системы равен сумме электрических зарядов Q всех частиц системы. Закон сохранения электрического заряда $Q = \text{const}$ как и законы сохранения энергии, импульса и момента импульса относится к точным законам природы.

Напомним, что приписываемый протону и остальным барионам барионный заряд B равен 1, а их античастицам -1 (для остальных частиц $B = 0$) (см. § 2.1). Поэтому сумма протонов и нейтронов в ядре (массовое число A) равно B, т. е. массовое число можно рассматривать в качестве барионного заряда ядра.

Барионный заряд, как и электрический заряд, аддитивен. Закон сохранения барионного заряда $B = \text{const}$ также относится к точным законам природы и был введен на основании наблюдательных данных.

Если бы этот закон не выполнялся, то оказался возможным распад протона на более легкие частицы, например на позитрон и γ-квант, это превращение разрешено законами сохранения момента импульса и электрического заряда. Результатом такого рода превращений должен явиться распад ядер и атомов, т. е. распад вещества.

Из закона сохранения барионного заряда вытекает также условие образования антибариона лишь совместно с барионом. Это возможно, например, в реакции $p + p \to p + p + p + \tilde{p}$ [1]).

§ 7.3. Изучение размеров атомных ядер и распределение в их объеме электрического заряда

7.3.1. Понятие радиуса ядра. Исторически впервые сведения о размере ядра были получены из экспериментов по рассеянию α-частиц на фольгах, выполненных Резерфордом и его сотрудниками. Остановимся коротко на этих исследованиях. Перепишем формулу Резерфорда в виде

$$dN \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = nN \left(\frac{zZe^2}{Mv^2} \right)^2 d\Omega. \quad [2]) \tag{7.1}$$

[1]) Возможно также образование двух антипротонов в паре с двумя протонами.

[2]) Вывод этой формулы приведен, например, в книге [2] (п. 2.3.4).

Если в опыте меняется только угол θ, а остальные условия сохраняются неизменными, то согласно (7.1) $dN \cdot \sin^4(\theta/2) = \text{const}$. Опыты полностью подтвердили справедливость этой зависимости при рассеянии α-частиц веществом.

Выполнение закона $1/\sin^4(\theta/2)$ указывает на то, что рассеяние обусловлено исключительно электрическими силами, и что геометрические размеры электрических зарядов взаимодействующих частиц по крайней мере меньше минимального расстояния $r_{\text{мин}}$ в акте рассеяния (см. § 2.3 в [2]. Расстояние $r_{\text{мин}}$ уменьшается с ростом угла θ, достигая наименьшей величины при $\theta = \pi$ ($\rho = 0$). Было установлено, что наблюдавшиеся максимальные отклонения α-частиц соответствуют прицельным расстояниям 10^{-12}–10^{-13} см. Следовательно, ядро занимает область, размеры которой не превышают указанных значений.

Изучение рассеяния α-частиц на легких ядрах показало также, что закон рассеяния $1/\sin^4(\theta/2)$ начинает резко нарушаться, когда расстояние между взаимодействующими частицами уменьшается до 10^{-12} см. Это может быть объяснено действием сил, отличных от кулоновских — ядерных сил.

Для количественной оценки размера атомных ядер удобно использовать понятие типа *радиуса ядра*. Однако подобно всем микрочастицам, подчиняющимся квантовым законам, ядра не обладают четко определенной границей. Вполне естественно поэтому, что существует несколько различных определений радиуса ядра, каждое из которых основывается на каком-либо конкретном методе измерения.

Например, в только что рассмотренных опытах расстояние $\gamma_{\min}$, при достижении которого начинает нарушаться закон $1/\sin^4(\theta/2)$, можно считать радиусом ядра.

Но, пожалуй, наиболее ясен физический смысл среднеквадратичного электрического радиуса $R_{\text{эл}}$, определяемого следующим образом. Считая ядро равномерно заряженной сферой со среднеквадратичным радиусом R, теоретически рассчитывается какой-либо процесс, обусловленный электромагнитными взаимодействиями, например, взаимодействиями между мюонами и ядрами в мезоатомах (§ 16.2, [2]) или упругое рассеяние электронов на ядрах. Результаты теоретических расчетов сравниваются с результатами экспериментов. За электрический радиус ядра принимается величина $R = R_{\text{эл}}$, соответствующая наилучшему согласию теории и эксперимента. Очевидно, $R_{\text{эл}}$ есть радиус объема, в котором распределены протоны ядра.

7.3.2. Методы определения радиусов ядер по данным о рассеянии быстрых электронов. Рассмотрим результаты экспериментов Р. Хофштандера с сотр., в которых изучалось рассеяние электронов на ядрах. Эти опыты проводились, начиная с 1955 г. В начале в экспериментах применялись электроны, ускоренные до энергии порядка десятков МэВ ($\lambda \sim 10^{-12}$ см) [1]),

[1]) В большом числе случаев удобнее оперировать не с длиной λ дебройлевской волны, а с величиной в 2π раз меньшей: $\lambda\!\!\!^{-} = \lambda/2\pi$, так как при использовании $\lambda\!\!\!^{-}$ вместо λ часто

позднее опыты проводились с электронами значительно больших энергий, равных сотням МэВ ($\lambda\!\!\!^{-} \sim 10^{-13}$ см) и 10–20 ГэВ ($\lambda\!\!\!^{-} \sim 10^{-15}$ см).

Электроны с энергиями порядка 10 МэВ и меньше не подходят для определения R вследствие того, что длина $\lambda\!\!\!^{-}$ дебролевской волны электронов с такими энергиями значительно больше радиуса ядра ($\lambda\!\!\!^{-} \gg R$). Поэтому электроны рассеиваются на ядре практически как на точечном заряде. Начиная с энергий порядка 100 МэВ $\lambda\!\!\!^{-}$ становится соизмеримой с размером ядра. Например, при $W_e = 200$ МэВ

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{p} \approx \frac{\hbar c}{W_e} = \frac{1{,}05 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{1{,}60 \cdot 10^{-6}} \approx 10^{-13} \text{ см}.$$

Данные опыта сравнивались с теоретическими данными, полученными с помощью уравнения Дирака, решаемого в предположении о равномерном распределении заряда ядра. Было установлено, что

$$R = r_0 A^{1/3}, \tag{7.2}$$

где r_0 изменяется от $1{,}32 \cdot 10^{-13}$ см для Ca до $1{,}18 \cdot 10^{-13}$ см для Au.

Таким образом,

$$R = (1{,}2\text{–}1{,}3) \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}. \tag{7.3}$$

7.3.3. Метод определения радиусов ядер по данным о нейтронном эффективном сечении. Нейтроны лишены электрического заряда, поэтому кулоновское поле атомных ядер электронов не оказывает на них влияния. Взаимодействие нейтронов с веществом сводится в основном к их ядерному взаимодействию с атомными ядрами [1]).

Для количественного описания процессов взаимодействия нейтронов с веществом используется понятие *эффективного сечения* σ, введенное в разделе 3.6.1. Напомним, что каждому ядру мишени соответствует для данного взаимодействия эффективная площадь равная именно σ. Поскольку интересующие нас процессы носят вероятностный характер, то величина σ может рассматриваться как вероятность данного взаимодействия.

На основании формулы (3.31)

$$\sigma = -\frac{\ln [N(d)/N_0]}{nd}. \tag{7.4}$$

Согласно (7.4) для определения эффективного сечения достаточно измерить ослабление интенсивности пучка нейтронов $N(d)/N_0$, проходящих через мишень толщиной d [2]).

нет необходимости писать множитель 2π. Например, модуль волнового вектора выражается через $\lambda\!\!\!^{-}$ следующим образом: $k = 1/\lambda\!\!\!^{-}$.

[1]) Между нейтронами с одной стороны и электронами и ядрами с другой осуществляются также электромагнитные взаимодействия. Одной из причин таких взаимодействий является магнитный момент нейтрона (см. п. 7.7.3). Однако эти взаимодействия, будучи значительно слабее ядерных, не играют существенной роли при рассмотрении процессов миграции нейтронов в веществе.

[2]) Этот метод определения сечения называют методом пропускания.

Если использовать наглядное представление об эффективном сечении как о площади сечения ядра, то радиус ядра может быть определен из соотношения

$$\sigma_{\text{кл}} = \pi R^2, \tag{7.5}$$

где $\sigma_{\text{кл}}$ — «классическое» эффективное сечение.

Поскольку эта формула написана без учета возможных квантовых эффектов, то результат вычисления R из (7.5) может содержать значительную погрешность. Квантовые эффекты особенно существенны при сравнительно небольших энергиях падающих нейтронов, соответствующих условию $\lambda\!\!\!^{-} > R$. Было установлено, что сечение в области малых энергий могут достигать огромных значений. Например, для нейтронов с энергией 0,01 эВ, рассеивающихся на ядре ^{113}Cd, значение эффективного сечения таково, что определенный по формуле (7.5) радиус ядра оказывается равным явно завышенному значению $0{,}3 \cdot 10^{-11}$ см. Дело в том, что благодаря квантовым свойствам нейтронов в области малых энергий верхний предел сечения равен не πR^2, а $4\pi\lambda\!\!\!^{-2}$.

Для нейтронов с энергиями равными десяткам МэВ выполняется условие $\lambda\!\!\!^{-} < R$ и приобретает существенное значение так называемое *дифракционное рассеяние*, сводящиеся к изменению направления движения нейтрона за счет дифракции его дебролевской волны. Согласно расчету, сечение дифракционного рассеяния равно $\sigma_{\text{дифр}} = \pi R^2$, поэтому полное сечение можно считать равным сумме $\sigma_{\text{кл}}$ и $\sigma_{\text{дифр}}$:

$$\sigma = \sigma_{\text{кл}} + \sigma_{\text{дифр}} = 2\pi R^2. \tag{7.6}$$

Приведем несколько примеров определения радиуса ядра, полученных с помощью рассматриваемого метода. Изучая ослабление пучка нейтронов с энергиями 14 и 25 МэВ было установлено, что $R = 1{,}4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см. Приблизительно такой же результат был получен при использовании нейтронов с энергией 90 МэВ. В опытах по изучению ослабления пучка нейтронов с энергией 1,4 ГэВ радиус ядра оказался несколько меньшим: $R = 1{,}28 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см. Это связано с тем, что для нейтронов с энергиями порядка ГэВ ядро является уже не «черным» (непроницаемым для нейтронов), а «серым» (частично прозрачным).

Итак, значения радиусов атомных ядер, определенные методом пропускания, равны

$$R = (1{,}3\text{–}1{,}4) \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}, \tag{7.7}$$

т. е. $r_0 = (1{,}3\text{–}1{,}4) \cdot 10^{-13}$ см, тогда как при исследовании электромагнитных свойств ядер значения r_0 получаются несколько меньшими (см. (7.3)). Большие значения r_0 во втором случае получаются, по-видимому, благодаря тому, что в данном случае измеряется не $R_{\text{эл}}$, а несколько большая величина, соответствующая радиусу области ядерного взаимодействия.

Понятие эффективного сечения, введенное выше при рассмотрении частного случая прохождения нейтронов через вещество, применимо и к другим

случаям взаимодействия частиц; в ядерной физике оно является одним из важнейших понятий, и в дальнейшем мы будем им широко пользоваться.

7.3.4. Изучение распределения электрического заряда в опытах Хофштандера. Опыты Хофштандера позволяют исследовать и распределение электрического заряда в ядрах. Прежде чем рассматривать методику этих экспериментов, необходимо ознакомиться с понятием дифференциального сечения. Допустим, что на мишень падает пучок параллельных моноэнергетических частиц. Под действием поля рассеивающего ядра, находящегося в центре сферы, направление движения некоторой части падающих частиц изменяется. Обозначим через J число падающих частиц, проходящих за 1 с через площадку в 1 см^2, нормальную к направлению их движения, а через dJ — число частиц, рассеянных в элемент телесного угла $d\Omega$, образованного двумя конусами с углами раствора θ, $\theta + d\theta$ и прошедших за 1 с через элемент ds, который вырезает телесный угол $d\Omega$ на сфере произвольного радиуса r с центром в начале координат (рис. 7.1). Естественно считать dJ пропорциональным J и $d\Omega$:

$$dJ = \chi J\, d\Omega, \tag{7.8}$$

где χ — коэффициент пропорциональности. Величина

$$d\sigma = \frac{dJ}{J} = \chi\, d\Omega, \tag{7.9}$$

равная доле первичного потока частиц, рассеянной в данный телесный угол, называется дифференциальным сечением рассеяния.

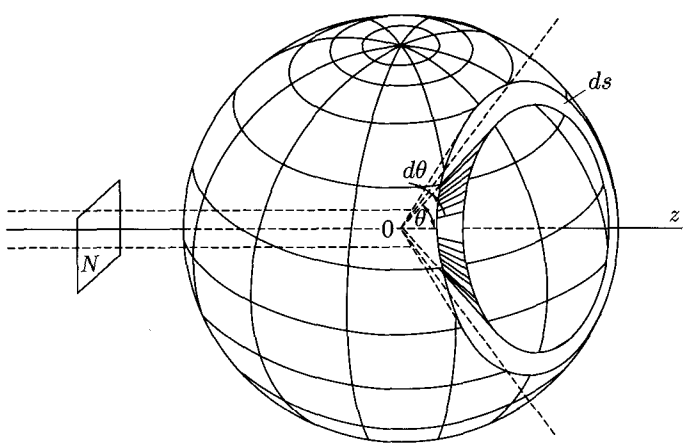


Рис. 7.1. Схема, иллюстрирующая понятие дифференциального сечения

Зная число частиц, упавших за какой-либо промежуток времени на мишень, и число частиц, рассеянных за тот же промежуток времени на угол θ, можно найти дифференциальное сечение рассеяния (7.9).

Экспериментально определенная зависимость $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right]_{\text{эксп}}$ сравнивалась с аналогичной теоретической функцией, выведенной на основании тех или

иных соображений. Н. Мотт теоретически рассчитал зависимость $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right]_{\text{теор}}$ для рассеяния ультрарелятивистского электрона на точечном ядре с нулевым спином и нулевым магнитным моментом в предположении, что $Z\alpha \ll 1$ (α — постоянная тонкой структуры).

В опытах с ультрарелятивистскими электронами, длина волны которых $\lambda\!\!\!^{-}$ значительно меньше R, было установлено, что

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right]_{\text{эксп}} < \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right]_{\text{теор}},$$

тогда как при существенно меньших энергиях электронов

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right]_{\text{эксп}} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right]_{\text{теор}}.$$

Сравнение радиационных поправок к магнитному моменту электрона с результатами соответствующих экспериментов показывает, что электрон может считаться точечной частицей по крайней мере до $\lambda\!\!\!^{-} \approx 10^{-16}$ см (достигнутый к настоящему времени предел). Поэтому расхождение между $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right]_{\text{эксп}}$ и $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right]_{\text{теор}}$ при ультрарелятивистских энергиях электронов можно объяснить неучетом размеров ядра и связанных с этим особенностей распределения электрического заряда.

Для учета структуры ядра в расчет функции $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ необходимо ввести соответствующую поправку. Последняя вычисляется следующим образом. Ядро конечных размеров разбивается на большое число «элементарных» объемов. На каждом из них электронная волна $\lambda\!\!\!^{-}$ испытывает когерентное рассеяние. Уточненное значение сечения для протяженного ядра получается в результате суммирования (интегрированием) рассеянных волн с учетом фазы.

Уточненный расчет дает

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{эксп}} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right]_{\text{теор}} \left[\int_0^\infty \rho(r)\frac{\sin qr}{qr}\cdot 4\pi r^2\,dr\right]^2 = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right]_{\text{теор}} \cdot F^2(q). \quad (7.10)$$

В (7.10) q — импульс, передаваемый ядру электроном при рассеянии, r — расстояние между центром ядра и элементарным объемом, $\rho(r)$ — плотность электрического заряда в ядре; безразмерная величина

$$F(q) = \frac{4\pi}{q}\int_0^\infty \rho(r)\sin(qr)r\,dr \quad (7.11)$$

носит название форм-фактора ядра.

Таким образом, величина F^2 представляет собой меру неточечности ядра. Как видно из формулы (7.11), $\rho(r)$ и $F(q)$ связывает синус-преобразование Фурье. Следовательно, обращая это выражение, можно получить распределение $\rho(r)$, если известна функция $F(q)$, причем ее необходимо знать во всем

диапазоне изменения q. В действительности он ограничен сверху благодаря тому, что для электронов существует максимальная энергия: $0 \leqslant q \leqslant q_{\text{макс}}$.

Обычно $\rho(r)$ определяют методом подбора, добиваясь наилучшего совпадения с опытом.

На рис. 7.2 приведены различные мыслимые виды распределения электрического заряда в ядре (модели A, B, C, D). Теоретическая зависимость

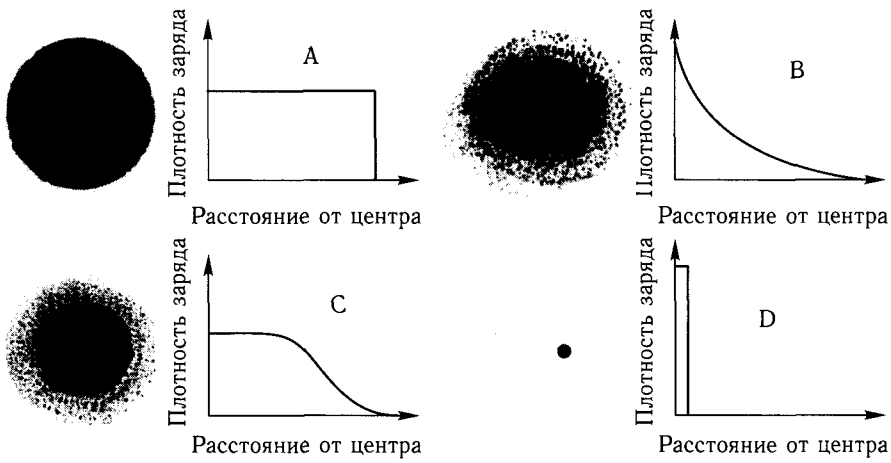


Рис. 7.2. Различные мыслимые распределения электрического заряда в ядре: A — модель ядра в виде однородной капли; B, C — промежуточные модели между капельной и точечной моделями; D — модель точечного ядра

$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right]_{\text{теор}}$, построенная на основе модели C, показана на рис. 7.3 в виде сплошной кривой; точки соответствуют эксперименту. Как видно, получается идеальное согласие между теорией и экспериментом, что и указывает на справедливость распределения C.

На рис. 7.4 приведены сводные данные, полученные при изучении сферически-симметричных ядер с массовыми числами от 1 (протон) до 209 (висмут). Протон и α-частицу отличает от других ядер существенно большая плотность заряда в их центре. Распределение заряда у остальных более тяжелых ядер имеет одинаковый вид. Для его описания вводится два параметра: расстояние R_0 (откладываемое от центра ядра), на протяжении которого ρ уменьшается на 50%, и расстояние t, в пределах которого ρ изменяется от 90% своего максимального значения до 10% от него (см. рис. 7.5). Для средних и тяжелых сферически-симметричных ядер ($A = 40$–238) указанные параметры составляют:

$$R_0 = (1{,}07 \pm 0{,}02) \cdot A \cdot 10^{-13} \text{ см};$$

$$t = (2{,}4 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-13} \text{ см} = \text{const}.$$

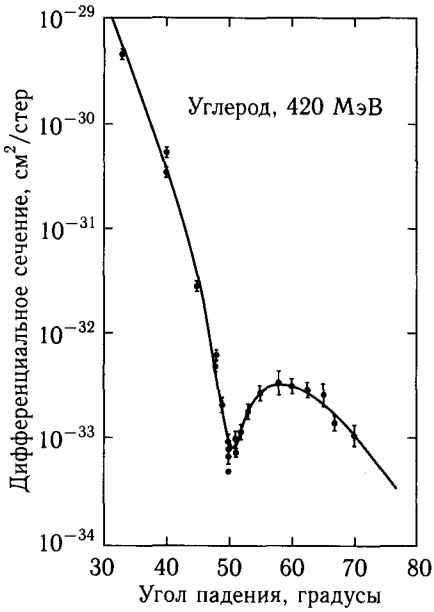


Рис. 7.3. Зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ для упругого рассеяния электронов на углероде. Кривая — теория; точки — эксперимент

Как видно, ядро состоит из двух частей: плотной сердцевины, толщина которой монотонно растет с возрастанием A, и рыхлого поверхностного слоя с толщиной, постоянной для всех рассматриваемых ядер.

7.3.5. Распределение протонов и нейтронов по объему ядра. Представляет интерес сравнение распределения электрического заряда внутри ядра, полученное с помощью экспериментов, описанных в предыдущем разделе, с распределением электрического потенциала, действующего на падающий протон, изученного в опытах по рассеянию протонов, взаимодействующих, как известно, и с протонами и с нейтронами ядра.

На рис. 7.6 приведено такое сопоставление для ядра золота. Как видно, область распределения заряда несколько меньше области распределения потенциала, действующего на падающий протон. Это, по-видимому, объясняется тем, что в центре ядра плотность протонов больше плотности нейтронов, а на его периферии — наоборот.

§ 7.4. Методы измерения масс атомных ядер

7.4.1. Методы, используемые для определения масс микрочастиц. В экспериментальной ядерной физике разработан целый ряд методов измерения масс микрочастиц. Пожалуй, главенствующую роль среди них играет масс-спектроскопический метод; наряду с ним используются метод ядерных превращений и метод микроволновой радиоспектроскопии. Известны и другие

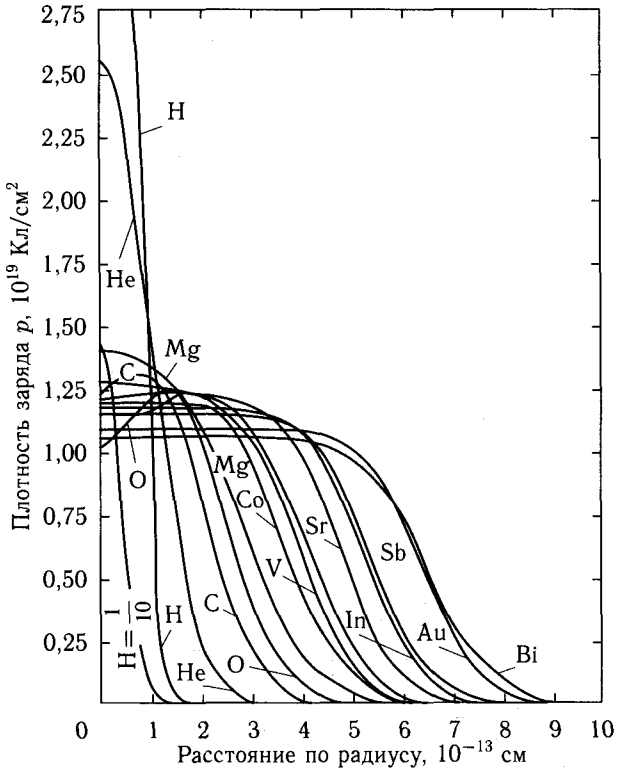


Рис. 7.4. Распределение электрического заряда в некоторых ядрах

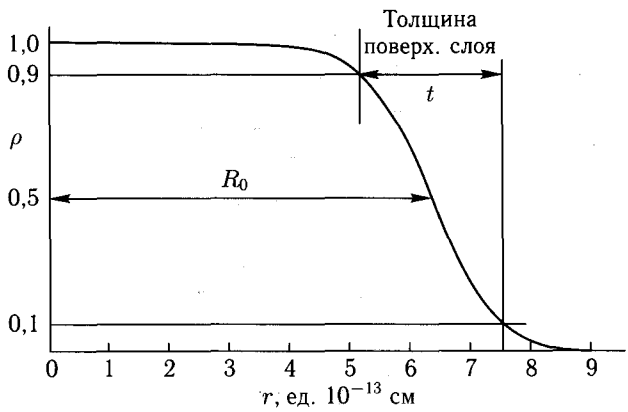


Рис. 7.5. Параметры ядра

методы определения масс микрочастиц. Например, с этой целью применяются камера Вильсона и пузырьковая камера.

Мы ограничимся обсуждением двух первых методов. Более подробное изложение методов измерения масс микрочастиц интересующийся читатель найдет в книгах [1, 2, 4, 6].

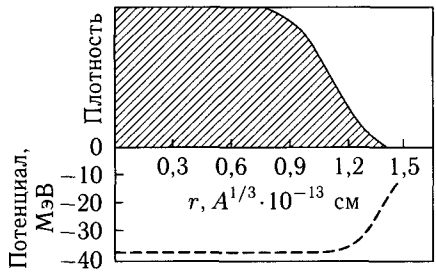


Рис. 7.6. Распределение электрического заряда (сплошная кривая) и ядерного потенциала (пунктирная кривая) для ядра золота

7.4.2. Единица измерения масс нуклидов. В ядерной физике принято использовать значения масс нуклидов, но не ядер. Это связано с тем, что экспериментально (обычно методом масс-спектрометрии) измеряются именно массы нуклидов, потерявших один или несколько внешних электронов (исключение составляют наиболее легкие атомы, которые в процессе опыта полностью ионизируются). Масса нуклида — постоянная величина, являющаяся его основной характеристикой.

Массы нуклидов измеряют в относительных единицах — *атомных единицах массы* (сокращенно обозначаем а. е. м. или u). Атомная единица массы равна 1/12 части массы нуклида $^{12}_{6}C$. Так как масса этого нуклида равна $1{,}993 \cdot 10^{-26}$ кг, то

$$1 \text{ а. е. м.} = \frac{1{,}993 \cdot 10^{-26}}{12} = 1{,}661 \cdot 10^{-27} \text{ кг}. \qquad (7.12)$$

Энергетический эквивалент u составляет: $1\,u \equiv 1$ а. е. м. $= 931{,}494$ МэВ. Масса углерода-12 используется в масс-спектроскопии в качестве эталона (см. подробности о его роли в измерении масс нуклидов в следующем разделе).

7.4.3. Масс-спектроскопический метод. Начальные сведения об этом методе приведены в § 2.6 [2]. Здесь мы несколько углубим и расширим указанную информацию. Напомним, что масс-спектроскопический метод позволяет предварительно ионизированные атомы исследуемого вещества, находящегося в газообразном состоянии, при их прохождении через область электрического или магнитного поля (либо через область, в которой совмещены оба поля) пространственно разделить на отдельные пучки, различающиеся удельными зарядами q/M (q — положительный заряд иона, M — его масса). Знание удельного заряда дает возможность определить массу иона, а, следовательно, и массу нуклида. Регистрация ионов осуществляется либо фотографическим, либо электрческим методом: в первом случае регистрируются линии на фотопластинке, а во втором — максимумы ионного тока [1]. Данной линии (максимуму) соответствует группа ионов с определенным значением

[1] Иногда масс-спектроскопические приборы, основанные на использовании фотометрических методов регистрации, называют масс-спектрографами, а основанные на регистрации ионов электрическими методами — масс-спектрометрами.

q/M, присутствующая в первоначальном ионном пучке. Совокупность линий (максимумов) называют массовым спектром.

Первый масс-спектроскопический прибор был разработан Дж. Дж. Томсоном в 1907–1912 гг. Ему принадлежит честь открытия изотопии. Исследуя в 1913 г. с помощью своего прибора ионы неона, Томсон установил, что в природе существуют две химически неразличимые разновидности неона, несколько различающиеся по своей массе (им соответствуют массовые числа 20 и 22). Ф. Астон и А. Демстер создали в 1919 г. более совершенные масс-спектроскопические приборы.

В масс-спектрометре Астона (названного им «положительным лучевым спектрографом») пучок ионизированных частиц обладал различными начальными скоростями; в приборе осуществлялась их фокусировка по скоростям под воздействием электрического и магнитного полей. С 1919 г. по 1924 г. с помощью этого масс-спектрометра был исследован изотопический состав 53 нерадиоактивных элементов. Было установлено, что изотопия элементов — явление весьма распространенное.

В масс-спектрометре Демстера испускаемые источником ионы обладали практически одинаковой скоростью и осуществлялась их фокусировка по направлениям. Схема этого довольно простого в техническом отношении прибора показана на рис. 7.7. Анодом A служит нить, на которую нанесен

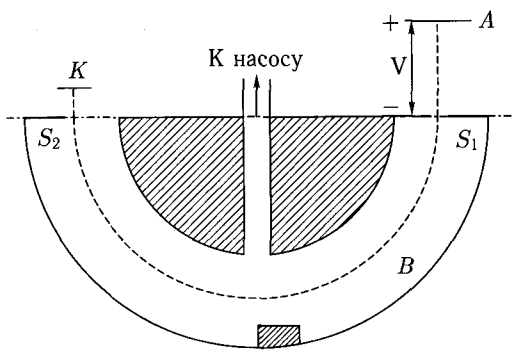


Рис. 7.7. Схема масс-спектрометра Демстера

тонкий слой изучаемого вещества. При накаливании нити от нее идет поток положительных ионов, ускоряемый разностью потенциалов V, приложенной между источником (нитью) и щелью S_1 (все детали установки, показанные на рисунке, находятся в откачиваемом объеме). Пренебрегая первоначальной энергией ионов (которая очень мала), будем считать, что энергия всех ускоренных ионов одинакова и равна

$$qV = \frac{Mv^2}{2} \tag{7.13}$$

(v — скорость ионов). После выхода из щели S_1 моноэнергетический пучок попадает в камеру, где создано однородное поперечное магнитное поле

с индукцией B. В таком поле частицы движутся по круговой траектории с радиусом, который можно найти, приравнивая центробежную силу лоренцовой силе. Найденный таким образом радиус равен

$$R = \frac{v}{(q/M)B}. \tag{7.14}$$

Согласно (7.14) частицы, различающиеся удельным зарядом q/M (при $v = \text{const}$) опишут в магнитном поле дуги различных радиусов и таким образом пучок окажется пространственно разделенным на отдельные пучки, различающиеся параметром q/M.

Исключая из соотношений (7.13) и (7.14) скорость v, получим

$$R = \frac{\sqrt{2V}}{B\sqrt{q/M}}.$$

Как видно, варьируя значения V или B, можно сфокусировать на выходную щель S_2 ионы с различными значениями q/M (Демстер в своих опытах поддерживал постоянное магнитное поле, изменяя ускоряющий потенциал). Ионы, прошедшие щель S_2, попадают в приемник (коллектор) K. Сила тока через коллектор служит мерой количества ионов с данным значением q/M.

Разрешающая способность масс-спектрометров Астона и Демстрера по порядку величины равнялась 10^2 [1]. В дальнейшем были разработаны масс-спектрометры с двойной фокусировкой — по направлениям и скоростям; их разрешающая способность на несколько порядков выше указанной.

Для особо точного определения масс нуклидов используется так называемый *метод дублетов*, основанный на сравнении положения линий двух ионов, близких между собой по массе (например, пары однократно заряженных ионов $^{12}CH_4$–^{16}O). Одна из линий выбирается в качестве реперной (опорной). Методика измерения сводится к определению расстояния в долях массы между репером и исследуемой линией. Опорная линия обычно соответствует соединению, в состав которого входит в качестве эталона нуклид ^{12}C.

До 1961 г. за эталон массы принимался нуклид ^{16}O. Одна из важных причин замены эталона массы связана со следующим обстоятельством. Нуклид ^{16}O образует мало доступных соединений-ионов. Примерами таких соединений являются $^{16}O_2$, $^{16}O^1H$, $^{16}O^2H$ и несколько других. Между тем, нуклид $^{12}C_1$ образует молекулы $^{12}C_m$ с числом атомов более десяти. Это позволяет методом дублетов сравнивать массы соединений, содержащих ^{12}C, с массами тяжелых изотопов. Примером могут служить дублеты тяжелых ионов $^{12}C_{10}$–^{120}Sn, $^{12}C_{10}$–$\frac{1}{2}$ (^{240}Pu) [2]. Нуклиды ^{12}C легко ионизируются дважды, трижды и четырежды. Благодаря этому получающиеся ионы удобно

[1]) Разрешающая способность масс-спектроскопических приборов определяется как отношение $\delta M/M$, где δM — наименьшая разница в массах, при которой линии еще разрешаются одна от другой, M — полусумма масс атомов, соответствующих этим линиям.

[2]) $\frac{1}{2}$ (^{240}Pu) — обозначение дважды ионизованного плутония-240.

сравнивать методом дублетов и с ионами легких нуклидов, таких как $^2H_2$, ^3He, ^4He, ^6Li и др. Кроме того, нуклид ^{12}C входит в состав молекул гидридов и дейтеридов $^{12}C_m{}^1H_n$ и $^{12}C_m{}^2H_n$. Массы ионов этих соединений можно сравнивать с массами ионов нуклидов, соответствующих широкому диапазону массовых чисел от 1 до 120. Использование метода дублетов может обеспечить разрешающую способность не хуже 10^7.

Метод дублетов — один из примеров общей методики, применяемой в физике при различных измерениях. Эта методика основана на определении разности между неизвестной величиной и эталоном. Допустим, что отсчет по шкале некоторого прибора за счет флуктуаций и неточностей может быть сделан с погрешностью до 1 %. Если неизвестная величина отличается от эталона на 0,1 %, то при измерении этой величины по разностной методике точность измерения может достигнуть 0,001 %, тогда как при раздельном определении эталона и неизвестной величины точность ее измерения составила бы 1 %. В частности, метод дублетов обеспечивает точность определения массы, приблизительно в 1000 раз превышающую точность прямых измерений.

Отметим следующие ограничительные особенности масс-спектроскопического метода. Во-первых, он позволяет измерять только массы заряженных частиц, к тому же достаточно долгоживущих (их время жизни должно по крайней мере превышать время пролета частицами спектрометрического тракта; во-вторых, с помощью этого метода невозможно определить массу фундаментальной частицы — нейтрона.

7.4.4. Метод ядерных превращений. Отмеченных выше недостатков масс-спектроскопического метода лишен метод определения масс микрочастиц, основанный на анализе энергетического баланса ядерных превращений. В п. 3.6.2 мы кратко рассмотрели некоторые ядерные реакции. В этом разделе мы расширим и углубим информацию такого рода, необходимую для дальнейшего изложения.

Распространенным типом ядерной реакции является взаимодействие между падающей частицей α и покоящимся ядром-мишенью A, что приводит к образованию частицы b и ядра-продукта B:

$$\alpha + A \to b + B.$$

(Если в результате ядерной реакции образовалось более двух частиц, то число слагаемых справа должно быть соответственно больше.)

Количества свободной энергии, выделяющиеся и поглощающиеся при ядерных реакциях, могут составить заметную часть от энергии покоя частиц, участвующих во взаимодействиях. Поэтому закон сохранения энергии для ядерных реакций следует формулировать в наиболее общем виде: полная энергия частиц до взаимодействия и полная энергия частиц, образующихся в реакции, равны между собой.

Обозначим через E_α и E_A полные энергии частиц α и A, а через E_b и E_B — полные энергии частиц b и B. Запишем закон сохранения для

рассматриваемого взаимодействия:

$$E_\alpha + E_A = E_b + E_B. \tag{7.15}$$

Принимая во внимание, что полная энергия частицы складывается из ее энергии покоя и кинетической энергии W, баланс энергии можно представить в форме

$$m_\alpha c^2 + M_A c^2 + W_\alpha + W_A = m_b c^2 + M_b c^2 + W_b + W_B, \tag{7.16}$$

где W_α — кинетическая энергия падающей частицы, W_b и W_B — кинетические энергии продуктов реакции.

Энергией реакции называют величину

$$Q = (W_b + W_B) - (W_\alpha + W_A), \tag{7.17}$$

Кинетическую энергию частицы-мишени W_A можно положить равной нулю, так как она обычно, как отмечалось, покоится.

Поэтому

$$Q = (W_b + W_B) - W_\alpha. \tag{7.18}$$

Комбинируя выражения (7.16) и (7.18) и пренебрегая членом W_A, получим

$$m_\alpha + M_A = m_b + M_B + Q.$$

Здесь и далее массы частиц и энергии выражаются в энергетических единицах.

Зная кинетическую энергию бомбардирующей частицы $W_б$ и измеряя кинетические энергии продуктов реакции, можно найти Q, а затем массу любой частицы, если массы трех остальных известны.

Закон сохранения импульса дает дополнительную возможность «экспериментального маневра»: если допустим, трудно определить кинетическую энергию ядра B, то достаточно определить импульс частицы b, чтобы найти кинетическую энергию частицы B:

$$W_B = \frac{(p_b - p_a)^2}{2m_b},$$

где p_b и p_a — импульсы частиц b и a соответственно.

Ядерная реакция, подобно химической реакции, идущей с выделением кинетической энергии ($Q > 0$), называется экзоэнергетической, а идущая с ее поглощением ($Q < 0$) — эндоэнергетической. Если сумма масс частиц — продуктов реакции меньше суммы исходных частиц, то ядерная реакция является экзоэнергетической, поскольку кинетическая энергия может быть выделена лишь за счет уменьшения масс частиц, вступающих во взаимодействие. Если же сумма масс образующихся частиц больше суммы масс реагирующих частиц, то реакция может произойти только при затрате некоторого количества кинетической энергии на увеличение массы покоя. Обычно эта кинетическая энергия составляет часть кинетической энергии падающей на мишень частицы. Таким образом, эндоэнергетическая реакция возможна при условии, что W_a по крайней мере больше энергии реакции Q.

Пороговой энергией $W_{\text{пор}}$ называется минимальная энергия W_a, начиная с которой возможна эндоэнергетическая реакция. Наиболее просто энергию реакции можно определить в случае эндоэнергетической реакции, исследуя ее на «энергетическом пороге», поскольку при этом требуется измерить лишь энергию бомбардирующей частицы, соответствующей порогу реакции

$$W_{\text{пор}} = [Q]\frac{m_a + M_A}{M_A}. \quad [1)] \tag{7.19}$$

Если исследуется самопроизвольный распад покоящегося ядра, то измеряются кинетические энергии продуктов превращения.

Особо остановимся на определении массы нейтрона. С этой целью рассмотрим следующий пример. Допустим, что произошла реакция между тепловым нейтроном [2)] и ядром азота $^{14}_{7}\text{N}$:

$$^{14}_{7}\text{N} + n \rightarrow {}^{1}_{1}\text{H} + {}^{14}_{6}\text{C}. \tag{7.20}$$

Согласно измерениям кинетическая энергия протона, образующегося в этой реакции, равна $W_p = 0{,}585$ МэВ.

Запишем энергетический баланс ядерной реакции (7.16):

$$m_n = M(^{14}_{6}\text{C}) - M(^{14}_{7}\text{N}) + M(^{1}_{1}\text{H}) + W_p + W_{^{14}\text{C}}. \tag{7.21}$$

В (7.20) приведены массы не ядер, а массы соответствующих им атомов (нуклидов). Однако такая запись вполне корректна, так как если перейти к записи масс ядер, то необходимо от масс нуклидов, водорода, углерода и азота «отнять» соответственно одну, шесть и семь масс электронов; при этом энергетический баланс, очевидно не нарушается. Найденная масс-спектроскопическим методом разность масс нуклидов $^{14}_{6}\text{C}$ и $^{14}_{7}\text{N}$ равна 0,156 МэВ, а масса нуклида водорода равна 0,782 МэВ.

Выражение, позволяющее определить кинетическую энергию нуклида $W_{^{14}\text{C}}$ можно получить, воспользовавшись законом сохранения импульса: $p_n = p_p + p_{^{14}\text{C}}$. Поскольку для теплового нейтрона $p_n \approx 0$, то это уравнение упрощается: $p_p = -p_{^{14}\text{C}}$. Отсюда после несложных преобразований (с учетом известной формулы $p = \sqrt{2MW}$), получается расчетная формула

$$W_{^{14}\text{C}} = \frac{m_p}{M_{\text{яд}}(^{14}\text{C})} W_p,$$

где $M_{\text{яд}}(^{14}\text{C})$ — масса ядра углерода-14.

Подставляя определенные величины в (7.21), получаем, что $\Delta m = m_n - M(^{1}\text{H}) = 0{,}782$ МэВ, а зная массу нуклида ^{1}H определяем и массу нейтрона. Согласно современным измерениям она равна

$$m_n = 1{,}0086652 \pm 1 \cdot 10^{-7} \text{ а. е. м.},$$

[1)] Вывод этой формулы приводится в § 14.2.

[2)] Напомним, что тепловыми называются нейтроны, находящиеся в тепловом (термодинамическом) равновесии с атомами (молекулами) среды. При комнатной температуре 20 °С (293 К) их кинетическая энергия равна приблизительно 0,025 эВ. Подробнее о тепловых нейтронах см. п. 3.6.2.

или приближенно

$$m_n = 1{,}00867 \text{ а. е. м.} = 939{,}55 \text{ МэВ} = 1838{,}68 m_e. \qquad (7.22)$$

Согласно (7.22) масса нейтрона на $2{,}5 m_e$ (на 1,3 МэВ) превышает массу протона, что указывает на энергетическую возможность распада нейтрона на протон и электрон (этот процесс называется β-распадом; его схема приведена ниже).

Таким образом, метод ядерных превращений позволяет не только с высокой точностью определять массу нейтрона, но и в 1000 раз меньшую величину — разность масс нейтрона и протона.

Полученный результат указывает на важное достоинство метода ядерных превращений — возможность прецезионных измерений малых разностей больших величин.

В заключение отметим, что применяя аналогичную методику, можно измерить массу нейтрона и по анализу его β-распада:

$$n \to p + e + \widetilde{\nu}_e,$$

где символами e и $\widetilde{\nu}_e$ обозначены соответственно электрон и антинейтрино.

7.4.5. Изотопный состав элементов. Химические элементы представляют собой чаще всего смесь изотопов. «Химическая» атомная масса элемента определяется по формуле

$$M_x = \frac{M_1 a_1 + M_2 a_2 + \ldots + M_n a_n}{a_1 + a_2 + \ldots + a_n},$$

где a_n — процентное содержание (относительная распространенность или просто распространенность) n-го изотопа в природной смеси, M_x — атомная масса этого изотопа. Значения M_x представлены в таблице Менделеева.

Приведем в качестве иллюстрации значения масс изотопов с массовыми числами от A=1 (водород) до A=16 (сера) и их распространенность (табл. 7.1). Массы всех изотопов определены с высокой точностью. Большинство приведенных элементов состоит из смеси изотопов (кислород, кремний, сера и др.). Встречаются, однако, и «одноизотопные» элементы (бериллий, фтор, алюминий и др.). Аналогичная картина наблюдается и среди более тяжелых элементов.

Особо остановимся на изотопах водорода, играющих огромную роль в природе и в технике. Существует три изотопа водорода: «легкий» водород ^{1}H, «тяжелый» водород — дейтерий ^{2}H, обозначаемый также символом D (без индексов) и «сверхтяжелый» водород — тритий, обозначаемый символами ^{3}H или T. Ядро дейтерия называется дейтоном (или дейтроном), а ядро трития — тритоном. Дейтерий составляет малую примесь в естественной смеси изотопов водорода. Тритий образуется под действием космических лучей в атмосфере, однако основным «поставщиком» трития в настоящее время являются ядерные установки на АЭС. Тритий радиоактивен и накапливается в окружающей среде (о роли трития в природе см. § 23.2).

Таблица 7.1

Массы изотопов и их относительная распространенность

Изотоп	Масса M_n, u	Распространенность, в %	Изотоп	Масса M_n, u	Распространенность, в %
$^{1}_{1}$H	1,007 825 22(±8)	99,9849–99,9861	$^{19}_{9}$F	18,998 404 6(±7)	100
$^{2}_{1}$H ≡ D	2,014 102 19(±11)	0,015	$^{20}_{10}$Ne	19,992 440 4(±5)	90,92
$^{3}_{1}$H ≡ T	3,016 049 71(±10)	–	$^{21}_{10}$Ne	21,991 384 5(±6)	0,251
$^{3}_{2}$He	3,016 029 94(±23)	$1{,}3 \cdot 10^{-4}$	$^{22}_{10}$Ne	22,989 772 6(±16)	9,823
$^{4}_{2}$He	4,002 603 61(±37)	100	$^{23}_{11}$Na	23,985 044 6(±19)	100
$^{6}_{3}$Li	6,015 126 3(±10)	7,42	$^{24}_{12}$Mg	24,985 839 7(±20)	78,98
$^{7}_{3}$Li	7,016 005 3(±11)	92,58	$^{25}_{12}$Mg	25,982 590 9(±24)	11,29
$^{9}_{4}$Be	9,012 185 8(±9)	100	$^{27}_{13}$Al	26,981 153 49(±21)	100
$^{10}_{5}$B	10,012 938 9(±7)	19,6–19,8	$^{28}_{14}$Si	27,976 927 1(±31)	92,18
$^{11}_{5}$B	11,009 305 09(±43)	80,2–80,4	$^{29}_{14}$Si	28,976 490 8(±36)	4,69
$^{12}_{6}$C	12,000 000	98,892	$^{30}_{14}$Si	29,973 760 7(±43)	3,12
$^{13}_{6}$C	13,003 354 3(±7)	1,108	$^{31}_{15}$P	30,973 763 4(±15)	100
$^{14}_{7}$N	14,003 074 38(±17)	99,635	$^{32}_{16}$S	31,972 073 8(±11)	95,0
$^{15}_{7}$N	15,000 108 1(±9)	0,365	$^{33}_{16}$S	32,971 460 5(±30)	0,760
$^{16}_{8}$O	15,994 014 94(±28)	99,759	$^{34}_{16}$S	33,967 864 5(±31)	4,22
$^{17}_{8}$O	16,999 133 4(±9)	0,0374	$^{36}_{16}$S	35,967 091(±9)	0,014
$^{18}_{8}$O	17,999 159 83(±34)	0,2039			

Примечание. Указанные в скобках погрешности относятся к последним значащим цифрам.

В ряде случаев наблюдаются колебания изотопного состава элементов. Например, было установлено, что атомная масса кислорода разных источников, подвержена определенным колебаниям. Это, в частности явилось одним из аргументов отмены нуклида ^{16}O в качестве эталона в масс-спектроскопии. Например, если принять атомную массу кислорода из воды Атлантического океана равной 16,0000, то атомная масса кислорода из воды озера Мичиган составляет 15,99998, а из углекислых пород — 16,00015. Аналогичная картина наблюдается у водорода и бора. Колебания изотопного состава наблюдаются, в частности, у радиогенных элементов, т. е. у элементов, образованных либо в результате ядерных реакций, идущих в природе, либо в результате распада естественно-радиоактивных веществ. Например, у гелия, образовавшегося в железном метеорите из Маунт-Айлифа в результате ядерной реакции, вызванной действием космических лучей, атомная масса составляет 3,767, тогда как атомная масса «обычного» гелия равна 4,003. Если атомная масса «обычного» свинца равна 207.21, то атомная масса свинца из минерала кюрита составляет 206,03.

§ 7.5. Энергия связи ядер

7.5.1. Энергия связи, дефект массы ядер. Энергия связи ядра равна разности между суммой масс отдельных нуклонов и массой ядра $M_{\text{яд}}(A, Z)$:

$$E(A, Z) = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{яд}}(A, Z)]\, c^2 \tag{7.23}$$

(все массы выражены в энергетической шкале). Энергия связи $E(A, Z)$ является одной из важнейших величин, определяющих прочность ядра. Зная ее, можно рассчитать энергетический баланс для любых случаев распада и взаимных превращений ядер (включая и довольно экзотический случай полного расщепления ядра). Согласно (7.23) масса ядра меньше суммы масс нуклонов, составляющих ядро, на $E(A, Z)/c^2$.

Наряду с полной энергией связи в ядерной физике используется дефект массы Δ, выражаемый в атомных единицах массы u, равный разности между массой атома (или нуклида) и массовым числом:

$$\Delta = M(A, Z)c^2 - A\,u, \tag{7.24}$$

где $M(A, Z)$ — масса атома (нуклида), состоящего из Z протонов, Z электронов и $(A - Z)$ нейтронов, u — атомная единица массы (в МэВ). Очевидно, дефект массы нуклида ^{12}C равен нулю. Отметим, что различие масс протона и нейтрона нашло свое отражение в различии их дефектов масс: для протона $\Delta_p = 0{,}007276\,u$, а для нейтрона $\Delta_n = 0{,}008665\,u$.

Учитывая, что на опыте обычно измеряется масса не ядер, а нуклидов (атомов), целесообразно преобразовать соотношение (7.23), перейдя от масс ядер к массам нуклидов. Необходимое нам выражение, эквивалентное этому соотношению, имеет вид

$$E(A, Z) = [ZM_{\text{н}} + (A - Z)m_n - M(A, Z)]\, c^2, \tag{7.25}$$

где $M_{\text{н}}$ — масса нуклида водорода. Выражение (7.25) получается из (7.23) путем прибавления и вычитания в правой части последнего члена Zm_e.

Величины $E(A, Z)$ и Δ нетрудно связать между собой. С этой целью введем в (7.25) дополнительный член $A - Z - (A - Z)$; после несложных преобразования получаем

$$E(A, Z) = [Z\Delta_{\text{н}} + (A - Z)\Delta_n - \Delta(A, Z)]\, c^2. \tag{7.26}$$

Использование формулы (7.26) вместо (7.25) зачастую оказывается практически удобным, так как в некоторых книгах по ядерной физике приводятся таблицы значений именно дефектов масс.

7.5.2. Капельная модель ядра. Полуэмпирическая формула Вайцзеккера. Мы вернемся к обсуждению вопроса об энергии связи ядра, рассмотрев предварительно простейшую коллективную ядерную модель — капельную, сыгравшую в свое время выдающуюся роль в эволюции ядерной физики.

Аналогия между ядром и каплей жидкости видна из следующего. Согласно эмпирическому соотношению (7.2) масса и объем V ядра пропорциональны

между собой (так как $A \sim R^3$). Это указывает на одинаковую плотность нуклонов в ядрах:

$$n_{\text{яд}} = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi(1{,}5 \cdot 10^{-13})3 \cdot A} = 10^{38}\ \frac{\text{нуклона}}{\text{см}^3}.$$

Следовательно, и плотность ядерного вещества одинакова:

$$\delta = n_{\text{яд}} m_N = 10^{38} \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24} \approx 10^{14}\ \text{г/см}^3 = 10^8\ \text{Т/см}^3,\ ^{1)}$$

что свидетельствует о его несжимаемости. С другой стороны, и жидкость практически несжимаема.

На аналогию между ядерным веществом и жидкостью указывает также установленная выше пропорциональность энергии связи $E(A, Z)$ массовому числу A (тогда как энергия испарения жидкости линейно зависит от ее массы).

Аналогию между ядерным веществом и жидкостью углубляет то, что ядерные силы подобно химическим обладают свойством насыщения. Опираясь на приведенные аналогии, в капельной модели ядро рассматривается как статистический ансамбль сильно взаимодействующих частиц. Ядро имеет форму сферы, радиус которой определяется эмпирическим соотношением $R = r_0 A^{1/3}$, а энергия связи описывается рассматриваемой ниже полуэмпирической формулой Вайцзеккера.

Возбуждение ядра связывают с его «нагревом», причиной которого является рост кинетической энергии нуклонов ядра и усиление колебаний ядерной поверхности. Однако понятие поверхности ядра может быть принято «с натяжкой». Действительно, число частиц на поверхности макроскопической капли значительно меньше общего числа частиц, входящих в ее состав, тогда как на поверхности «модельного ядра» с $A \gg 1$ расположена примерно половина составляющих его частиц. Для ядер же с $A \sim 1$ представление о поверхности ядра–капли вообще становится неопределенным.

Таким образом, капельная модель ядра практически может быть использована для описания некоторых закономерностей средних и тяжелых ядер.

Привлекая понятия этой модели, рассмотрим теперь полуэмпирическую формулу К. Вайцзеккера, установленную им в 1935 г. Последняя записывается в следующем виде:

$$E(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} - \varsigma \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4}. \qquad (7.27)$$

Каждое из слагаемых этой формулы обладает определенным физическим смыслом. Так, поскольку энергия связи пропорциональна массовому числу A, то выражение для $E(A, Z)$ можно записать в виде $E(A, Z) = \alpha A$ (α —

[1]) Для сравнения укажем, ч то плотность наиболее твердого «атомного» материала — алмаза равна 3,5 г/см^3, т. е. на 14 порядков меньше! Укажем попутно, что существуют сверхплотные ядра. Этот вопрос рассматривается в гл. 22.

коэффициент пропорциональности), если считать все нуклоны ядра равноценными. Поскольку же это не так, то необходимо ввести в рассматриваемую формулу поправочные члены.

Первым из них является член $\beta A^{2/3}$, равный поверхностной энергии ядра. Эта характеристика является общей для любых конечных систем: она отражает то обстоятельство, что частицы, находящиеся на поверхности, имеют меньше соседей, чем внутренние частицы. Поэтому энергия связи ядра будет меньше αA на величину, пропорциональную его поверхности.

Третье слагаемое полуэмпирической формулы — кулоновская энергия равномерно заряженной сферы радиусом $R = R_0 A^{1/3}$. Кулоновские силы не обладают насыщением, каждый из Z протонов взаимодействует с остальными $(Z-1)$ протонами, поэтому кулоновская энергия пропорциональна $Z(Z-1) \sim Z^2$ и обратно пропорциональна R. Решая задачу об электростатической энергии E_c шара, по объему которого с равномерной плотностью распределено Z одноименных зарядов, получим

$$E_c = \frac{3}{5}\frac{(Ze)^2}{R} = \gamma Z^2 A^{-1/3},$$

где $\gamma = \dfrac{3e^2}{5R_0}$.

Четвертое слагаемое в полуэмпирической формуле — энергия симметрии ядра отражает тенденцию к стабильности ядер с $N = Z$, проявляющуюся в «явном виде» в области легких ядер; отклонение от равенства $Z = A/2 = N$ в любую сторону приводит к уменьшению энергии связи, что и учитывается в формуле (7.27) членом вида $\varsigma \dfrac{(A/2-Z)^2}{A}$. Отметим, что у стабильных средних и тяжелых ядер $Z < N$, т. е. они обладают большей концентрацией нейтронов по сравнению с легкими ядрами. Это способствует компенсации ядерными силами кулоновского расталкивания протонов, энергия которого пропорциональна, как отмечалось, Z^2. Однако эффект кулоновского расталкивания учитывается третьим членом, так что для средних и тяжелых ядер также следует учитывать эффект симметрии, вводя член $\varsigma \dfrac{(A/2-Z)^2}{A}$.

Пятый член в (7.27) связан с существованием у нуклонов так называемого *парного взаимодействия*. О его существовании свидетельствует следующее обстоятельство.

Будем рассматривать полную энергию связи как функцию переменных N и Z. Наглядно можно представить математическую функцию $E(N, Z)$ в виде нескольких поверхностей, расположенных друг над другом. Четно-четные ядра (Z, N — четные) лежат на наиболее высоко расположенной поверхности, посредине расположена поверхность, содержащая ядра с нечетным A (с четным Z и нечетным N, либо же наоборот); нижайшая поверхность содержит нечетно-нечетные ядра (Z и N нечетны). Это и указывает на то, что в ядрах существует эффект спаривания (соединения в пары) одинаковых нуклонов. Расстояния, разделяющие соседние поверхности, имеют порядок 1 МэВ, следовательно, благодаря эффекту спаривания энергия связи увели-

чивается приблизительно на 1 МэВ. Дополнительное увеличение энергии, связанное с этим эффектом получило название *энергии спаривания* или парной энергии.

Весьма наглядно эффект спаривания иллюстрирует рис. 7.8, где представлена зависимость энергии отделения нейтрона $\varepsilon_n = E(A, Z) - E(A-1, Z)$

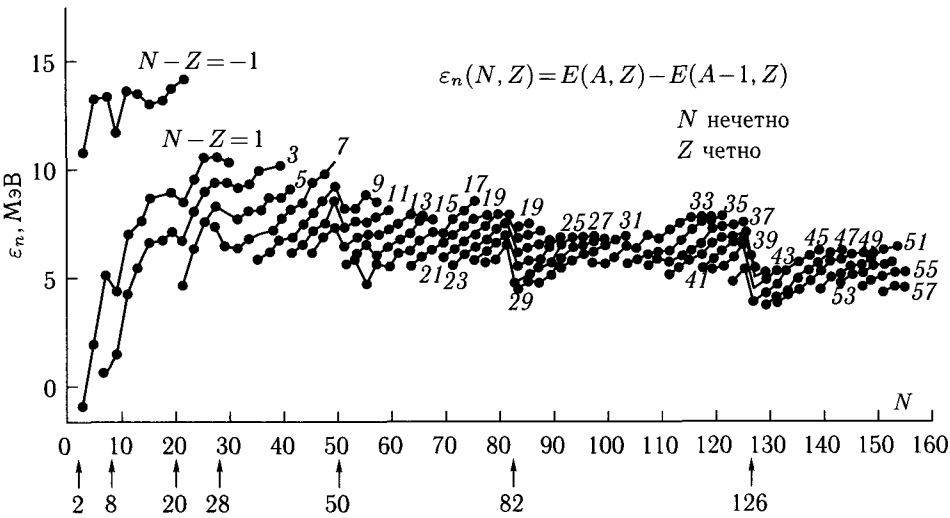


Рис. 7.8. Зависимость энергии отделения нейтрона ε_n от числа нейтронов N. Линиями соединены ядра с одинаковым нейтронным избытком $N - Z$

от числа нейтронов N; линиями соединены ядра с одинаковым нейтронным избытком $N - Z$. Характерной особенностью зависимости $\varepsilon_n(N)$ являются систематические резкие скачки, причем ядрам с четным N соответствуют существенно большие значения ε_n, чем с нечетным N. Ниже мы покажем, что ядра имеют оболочечную структуру. Оказывается, что вариация при $N = 82$, связанная с заполнением определенной нейтронной оболочки, имеет тот же порядок, что и скачки, связанные с эффектом спаривания.

Постоянные $\alpha, \ldots, \delta$, определенные с учетом результатов наблюдений, равны

$$\alpha = 15{,}6 \text{ МэВ}, \quad \beta = 17{,}2 \text{ МэВ}, \quad \gamma = 0{,}72 \text{ МэВ},$$

$$\zeta = 23{,}6 \text{ МэВ}, \quad \delta = 34 \text{ МэВ},$$

причем

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{для четно-четных ядер,} \\ 0 & \text{для четно-нечетных ядер,} \\ -|\delta| & \text{для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases}$$

Формула Вайцзеккера с этими коэффициентами позволяет вычислять значения $E(A, Z)$ как для стабильных, так и для квазистабильных ядер с погрешностью, не превышающей 10–20 МэВ. Если учесть, что значения $E(A, Z)$ для ядер с $A \gg 1$ составляют сотни МэВ, то видно, что эта формула обеспечивает

довольно высокую расчетную точность. Например, при A около 10^2 относительная точность равна $\sim 10^{-4}$.

7.5.3. Энергия связи как мера устойчивости изобар. Иногда целесообразно рассматривать атомы разных элементов с одинаковым массовым числом — изобары. Энергию связи можно считать мерой устойчивости изобар: среди ядер, состоящих из A нуклонов наиболее устойчиво то, для которого $E(A, Z)$ имеет наибольшее значение (и, следовательно, которое обладает наименьшей массой). Используя формулы (7.23) и (7.27), можно найти условие, связывающее A и Z таких ядер. Действительно, комбинируя эти формулы и выражая все члены по-прежнему в энергетической шкале, имеем

$$M_{\text{яд}}(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \varsigma \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \delta A^{3/4}. \tag{7.28}$$

Продифференцировав (7.28) по Z при $A = \text{const}$ и приравняв производную нулю, получим

$$Z = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}015A^{2/3}}. \tag{7.29}$$

Формула (7.29) позволяет по известному A найти «равновесное» значение Z для стабильного изобара. Экспериментальная проверка формулы (7.29) показала, что она обеспечивает определение значений Z, отличающихся от найденных эмпирически не более, чем на $\Delta Z = \pm 1$.

7.5.4. Удельная энергия связи. Величина

$$\varepsilon = \frac{E(A, Z)}{A} \tag{7.30}$$

называется *удельной энергией связи*. На рис. 7.9 показана эмпирическая зависимость $\varepsilon(A)$, отображенная ломаной линией с точками. На нее наложена теоретическая зависимость, построенная с помощью полуэмпирической формулы Вайцзеккера (7.27) (сплошная кривая). Отметим, что последняя в целом довольно хорошо аппроксимирует наблюдательные данные. Однако эмпирическая зависимость $\varepsilon(A)$ отличается от вычисленной плавной кривой изломами, особенно резкими и большими в области малых A. В дальнейшем мы обсудим эти особенности экспериментальной кривой $\varepsilon(A)$. Пока же, игнорируя их, объясним общий характер рассматриваемой зависимости.

График $\varepsilon(A)$ обладает максимумом ($\approx 8{,}8$ МэВ) при $A = 56$, спадая в сторону больших и меньших значения A. Спадание в сторону малых значений массового числа объясняется проявлением поверхностных эффектов (отображаемых вторым членом полуэмпирической формулы). Действительно, в области легких ядер эффекты кулоновского расталкивания протонов слабы (относительно мал третий член (7.27)). Четвертый член при $A/2 = Z$ равен нулю. Роль же поверхностных эффектов увеличивается с ростом отношения поверхности ядра к его объему.

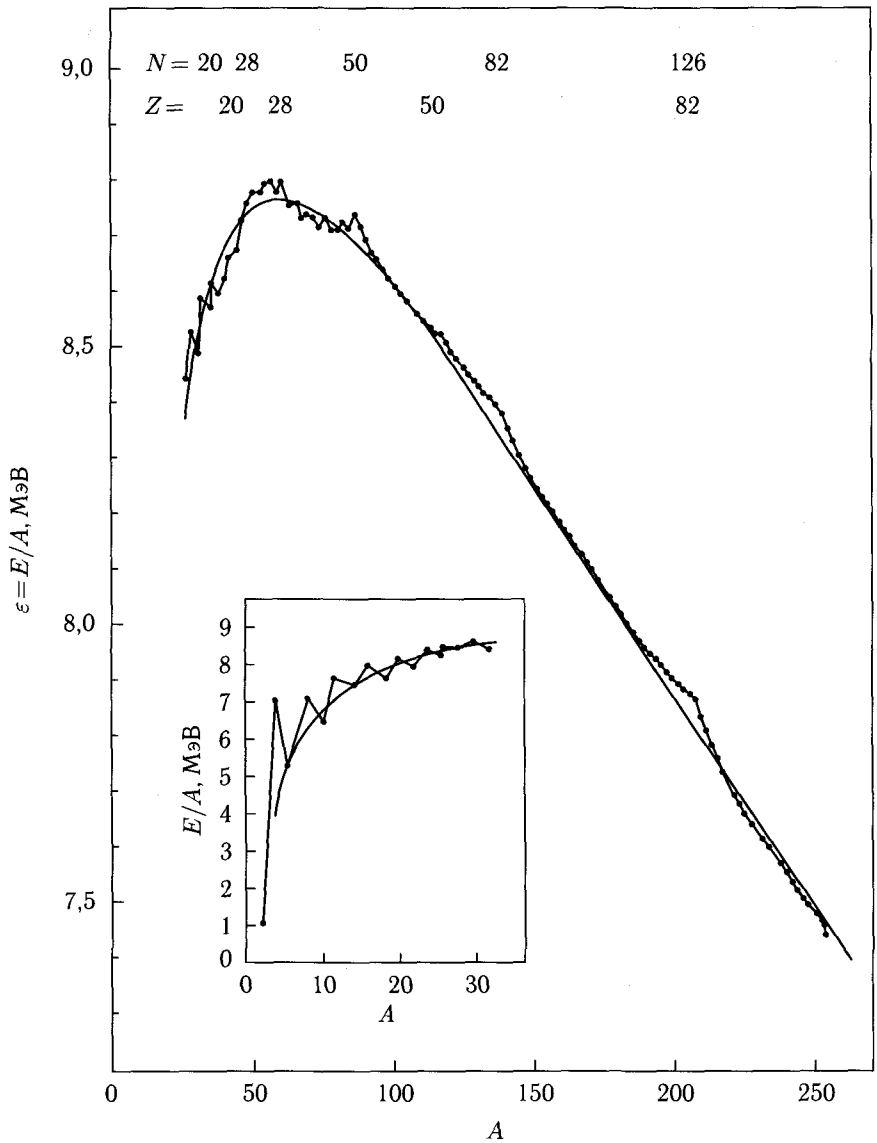


Рис. 7.9. Зависимость удельной энергии связи ε от массового числа A: плавная кривая — результат вычислений по формуле (7.27); ломаная линия с точками построена по экспериментальным значениям

Спадание кривой $\varepsilon(A)$ в сторону больших A обусловлено возрастанием относительной роли кулоновских эффектов, как об этом мы уже говорили выше.

Важной особенностью хода кривой $\varepsilon(A)$ является то, что ее среднее значение $\bar{\varepsilon}$ сравнительно мало отличается от минимального и максимального значений удельной энергии. Энергия связи может быть положена равной $E(A, Z) \approx \varepsilon A$, и, следовательно, $E(A, Z)$ пропорциональна массе ядра. Это

указывает на то, что каждый из нуклонов образует связь лишь с ближайшим партнером (если бы осуществлялось взаимодействие каждого нуклона со всеми остальными нуклонами ядра, то полная энергия связи была бы пропорциональна числу взаимодействующих нуклонных пар):

$$E(A,Z) \sim A(A-1) \sim A^2.$$

Отсюда следует, что в ядре существует *насыщение ядерных сил*.

§ 7.6. Моменты ядер

Свойства моментов ядер подробно рассмотрены нами в книге [2, гл. 15], там же описаны и экспериментальные методы их исследования. Читатель может либо обратиться к материалам указанной главы, либо ограничиться кратким пересказом свойств ядерных моментов, приводимых в этом параграфе.

7.6.1. Моменты импульса ядер. В соответствии с законом квантования механических моментов микрочастиц, квадрат момента импульса ядра равен

$$\mathbf{M}^2 = \hbar^2\mathbf{I}^2 = \hbar^2(I(I+1)),$$

где I — квантовое число, называемое спином ядра. По исторической традиции спином часто называют и квантовый вектор $\mathbf{I} = \dfrac{\mathbf{M}}{\hbar}$ (т. е. момент импульса ядра, выраженный в единицах $\hbar$). Однако благодаря однозначности связи между $\mathbf{I}$ и I ибо $\mathbf{I} = \sqrt{I(I+1)}$, эта особенность терминологии не отражается на ясности изложения. Протон и нейтрон обладают спином $\dfrac{1}{2}$, а для разных ядер $I = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, \ldots$.

В общем случае момент импульса ядра определяется не суммой $\mathbf{I} = \sum\limits_i \mathbf{I}_i$ спиновых моментов нуклонов, а суммой их спиновых и орбитальных моментов

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2 + \ldots + \mathbf{I}_A + \mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2 + \ldots + \mathbf{l}_A,$$

где $\mathbf{l}_i$ — орбитальный момент i-го нуклона, характеризуемый подобно электрону атома целочисленным орбитальным квантовым числом l. Для ядер с четным массовым числом A спин I принимает целые значения, а для ядер с нечетным A — полуцелые.

Проекция $I_z = m_I$ момента I на произвольное направление z может принимать значения

$$m_I = I, I-1, \ldots -I,$$

всего $2I+1$ значений.

Как и для электронов атома, для нуклонов ядра осуществляется LS-связь или jj-связь. В первом случае все орбитальные моменты нуклонов складываются в суммарный момент $\mathbf{L}$, а все их спины в суммарный спиновой момент $\mathbf{S}$, момент импульса ядра равен $\mathbf{I} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Во втором случае орбитальный момент нуклона складывается с его спиновым моментом $\mathbf{I}_i + \mathbf{l}_i = \mathbf{j}_i$, а полный

момент импульса равен $\mathbf{I} = \sum \mathbf{j}_i$. Согласно наблюдениям, в ядрах преобладает jj-связь. Только в наиболее легких ядрах осуществляется LS-связь. Характер связи нуклонов в ядре определяется свойствами ядерных сил.

7.6.2. Магнитный и квадрупольный моменты ядер. В теории электричества существует понятие о 2^L-поле (мультиполе), где L может принимать значения $1, 2, 3, \ldots$; в L-польном приближении получается магнитное 2^L-польное и электрическое 2^{L+1}-польное излучения. В рамках представления об L-польном излучении вводятся понятия излучающих систем: диполя — совокупности из двух зарядов — положительного и отрицательного, квадруполя, состоящего из двух противоположно направленных диполей, октуполя — совокупности двух квадруполей и т. д. (подробнее этот вопрос рассматривается в книге [2, § 9.3].

В ядерной спектроскопии, опираясь на это представление, вводятся понятия магнитных и электрических моментов атомных ядер порядка $n = 2^L$ ($L = 1, 2, 3, \ldots$), причем для первых L нечетно, а для вторых L четно. Однако практическое значение имеют лишь моменты нижайших порядков: магнитный дипольный момент ($n = 2^1 = 2$), называемый обычно *магнитным моментом* и электрический квадрупольный момент ($n = 2^2 = 4$), сокращенно называемый просто *квадрупольным моментом*. Роль магнитных и электрических моментов более высоких порядков в подавляющем числе случаев незначительна и в дальнейшем, за редчайшими исключениями, не рассматривается.

Ядра обладают магнитными моментами в силу двух следующих причин: во-первых, благодаря тому, что нуклоны, входящие в состав ядра, обладают собственными магнитными моментами, а, во-вторых, вследствие существования орбитального движения протонов.

Усредненный по движению частиц в ядре магнитный момент μ_I направлен вдоль или против момента импульса ядра $\mathbf{I}$, задающего единственное выделенное внутри ядра направление. Эти векторы связаны соотношением

$$\boldsymbol{\mu} = g\mu_{\text{яд}}\mathbf{I}. \tag{7.31}$$

В (7.31) $\mu_{\text{яд}}$ — ядерный множитель, значение которого определяется типом ядра (g — величина порядка 1),

$$\mu_{\text{Б}} = \frac{e\hbar}{2m_p c}, \tag{7.32}$$

ядерный магнетон (m_p — масса протона). В качестве единицы измерения электронных магнитных моментов используется, как известно, магнетон Бора $\mu_{\text{Б}}$ описываемый формулой

$$\mu_{\text{Б}} = \frac{e\hbar}{2m_e c}, \tag{7.33}$$

где m_e — масса электрона. Сравнение значений $\mu_{\text{яд}}$ и $\mu_{\text{Б}}$, показывает что

$$\frac{\mu_{\text{Б}}}{\mu_{\text{яд}}} = \frac{m_p}{m_e} = 1836,$$

т. е. $\mu_{\text{яд}}$ в 1836 раз меньше $\mu_{\text{Б}}$. Соответственно значения ядерных магнитных моментов оказываются на три порядка меньше значений электронных магнитных моментов. Ядерный магнетон является естественной единицей измерения магнитных моментов атомных ядер. Последние, однако, не кратны $\mu_{\text{яд}}$.

Энергия взаимодействия момента $\boldsymbol{\mu}_I$ и магнитного поля $\mathbf{B}$ определяется формулой

$$\Delta E = -(\boldsymbol{\mu}_I \mathbf{B}) = -\mu_I B \cos(\boldsymbol{\mu}_{I_Z}, \mathbf{B}) = \mu_{I_Z} B,$$

где μ_{I_Z} — проекция магнитного момента на выделенное направление Z. Максимальное значение этой проекции равно

$$(\mu_{I_Z})_{\text{макс}} = g_I \mu_{\text{яд}} (I_z)_{\text{макс}} = g_I \mu_{\text{яд}} I.$$

Скаляр

$$\mu_I = g_I \mu_{\text{яд}} I, \tag{7.34}$$

равный $(\mu_{I_Z})_{\text{макс}}$, обычно называют магнитным моментом ядра. Если векторы $\boldsymbol{\mu}_I$ и $\mathbf{I}$ одинаково направлены, то магнитный момент μ_I положителен, если же эти векторы противоположно направлены, то μ_I отрицателен.

Остановимся теперь на вопросе о связи между распределением электрического заряда в ядре и его квадрупольным моментом. Ядро с асимметрично распределенным электрическим зарядом обладает осевой симметрией и имеет вытянутую (сплюснутую) форму.

Расположим начало координат в центре тяжести ядра. Обозначим через ρ плотность электрического заряда, расположенного в точке с координатами ξ, η, ζ, находящейся на расстоянии r от начала координат и выберем ось симметрии ядра за ось ζ. Квадрупольный момент ядра определяется выражением

$$eQ = e \int (3\zeta^2 - r^2) \rho \, dV, \tag{7.35}$$

где интегрирование производится по всему объему ядра.

Квадрупольный момент обладает размерностью заряда, умноженного на квадрат длины. Однако обычно он выражается в единицах, имеющих размерность квадрата длины. По порядку величины квадрупольные моменты равны 10^{-26}–10^{-24} см^2, что приближенно соответствует значениям поперечного сечения ядра.

Для ядра сферической формы квадрупольный момент равен нулю. Действительно, в этом случае имеем:

$$\int \zeta^2 \rho \, dV = \bar{\zeta}^2 = \bar{\xi}^2 = \bar{\eta}^2 = \frac{1}{3} \bar{r}^2 = \frac{1}{3} \int r^2 \rho \, dV,$$

откуда

$$\int 3\zeta^2 \rho \, dV = \int r^2 \rho \, dV,$$

поэтому интеграл (7.35) обращается в нуль. Для ядра, вытянутого вдоль оси ζ (сигарообразное ядро)

$$\int 3\zeta^2 \rho \, dV > \int r^2 \rho \, dV,$$

и квадрупольный момент положителен; для ядра, сплюснутого вдоль этой оси (дискообразное ядро)

$$\int 3\zeta^2 \rho\, dV < \int r^2 \rho\, dV,$$

и квадрупольный момент отрицателен. Таким образом, квадрупольный момент является мерой отклонения распределения заряда ядра от сферической симметрии.

Ядра со спином I, равным 1/2, также обладают сферически-симметричным распределением заряда, поэтому и для них квадрупольный момент Q равен нулю. Итак, квадрупольными моментами обладают ядра с $I \geqslant 1$.

7.6.3. Сравнительный анализ экспериментальных значений ядерных спинов и магнитных моментов. Обобщим экспериментально определенные значения ядерных спинов и магнитных моментов на ряде примеров. Начнем с простейших ядерных частиц — протонов и нейтронов. Как известно, спины этих частиц равны 1/2, магнитный момент протона $\mu_p = 2{,}79\,\mu_{\text{яд}}$, а нейтрона $\mu_n = -1{,}91\,m_{\text{яд}}$.

Приведенные экспериментальные значения μ_p и μ_n не соответствуют их значениям, ожидаемым на основании релятивистской квантовой механики. Действительно уравнение Дирака, описывающее движение частиц со спином 1/2, применимо не только к электрону, но и к нуклонам. Согласно теории Дирака, магнитные моменты электрона и протона равны, соответственно, одному магнетону Бора (7.33) и одному ядерному магнетона (7.32), тогда как магнитный момент лишенного заряда нейтрона должен равняться нулю. В книге [2] мы показали, что наблюдаемые «аномальные» значения магнитных моментов электрона, протона и нейтрона связывают с эффектом поляризации вакуума (другие эффекты, связанные с воздействием вакуума: самодействие электрона, сдвиги уровней атома водорода, мюонного атома и др., также описаны в книге [2, § 11.2]).

Обсудим теперь результаты измерений спинов и магнитных моментов, приведенных в табл. 7.2. Заметим, что погрешности содержащихся в ней значений магнитных моментов равны одной или нескольким единицам последнего знака.

Таблица 7.2

Спины и магнитные моменты некоторых ядер

Ядро	I	$\mu/\mu_{\text{яд}}$	Ядро	I	$\mu/\mu_{\text{яд}}$	Примечание
$^{2}_{1}$H	1	0,85742	$^{63}_{29}$Cu	3/2	2,2259	Ядро $^{3}_{1}$H радиоактивно, остальные ядра стабильны
$^{3}_{1}$H	1/2	2,9788	$^{65}_{29}$Cu	3/2	2,3846	
$^{3}_{2}$He	1/2	−2,1275	$^{111}_{48}$Cd	1/2	−0,5922	
$^{4}_{2}$He	0	0	$^{113}_{48}$Cd	1/2	−0,6196	

Спин дейтрона — ядра, состоящего из одного протона и одного нейтрона, равен единице, следовательно, моменты импульса составляющих его нуклонов складываются. Соответственно и магнитный момент дейтрона должен

складываться из магнитных моментов протона и нейтрона. Однако в действительности сумма $\mu_p + \mu_n$ близка к магнитному моменту дейтрона, но не равна ему точно ($\mu_p + \mu_n > \mu_d$ на значение $0{,}0222\,\mu_{\text{яд}}$; это отклонение выходит далеко за пределы ошибок измерений). Следовательно, суммарный магнитный момент $(n$–$p)$-системы не вполне аддитивен магнитному моменту дейтрона.

Далее заметим, что спин ядра ${}^{3}_{1}\mathrm{H}$, состоящего из одного протона и двух нейтронов, равен 1/2, а значение его магнитного момента близко к значению магнитного момента протона. Ядро ${}^{3}_{2}\mathrm{He}$, состоящее из двух протонов и одного нейтрона, обладает спином s и магнитным моментом, близким к магнитному моменту нейтрона. Эти наблюдения можно объяснить, предположив, что в указанных ядрах *взаимно компенсируются как спины, так и магнитные моменты двух однотипных нуклонов* (нейтронов в первом случае и протонов во втором). Приведенное соображение подтверждается данными о моментах высокоустойчивого ядра ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$. Спин и магнитный момент ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$ равны нулю.

Переходя к более тяжелым стабильным ядрам отметим, что их спины не превышают 9/2 [1]). Сравнительная малость ядерных спинов также свидетельствует о компенсации моментов импульса нуклонов в ядрах. Действительно, если допустить, что спины всех нуклонов ядра направлены в одну сторону, то его спин должен быть не менее $A/2$. Например, для ядра ${}^{111}\mathrm{Cd}$ спин был бы не менее 55. В действительности же он равен 1/2 (см. табл. 7.2).

Существование явления компенсации моментов нуклонов в ядрах можно обнаружить, сравнивая спины и магнитные моменты ядер двух изотопов, отличающихся на два нейтрона. Оказывается, что в большинстве случаев происходит взаимная компенсация моментов последовательно добавляемых нейтронов, поскольку такие ядра обладают одинаковыми спинами и приблизительно совпадающими магнитными моментами. В табл. 7.2 приведены две пары таких ядер: ${}^{63}_{29}\mathrm{Cu}$–${}^{65}_{29}\mathrm{Cu}$ и ${}^{111}_{48}\mathrm{Cd}$–${}^{113}_{48}\mathrm{Cd}$.

Отметим, наконец, что как и у ядра ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$, спины и магнитные моменты остальных ядер с четными A и Z равны нулю, т. е. соответствующие моменты составляющих их нуклонов полностью компенсируются.

Мы видим, что ядерные моменты определенным образом зависят как от четности общего числа нуклонов в ядре A, так и от четности числа протонов Z и четности числа нейтронов $N = (A - Z)$.

§ 7.7. Статистика атомных ядер

7.7.1. Классическая и квантовая статистика. До сих пор мы лишь вскользь затрагивали вопрос о статистике микрочастиц. В этом параграфе мы углубим информацию такого рода. Начнем с обсуждения различия между тремя статистиками: классической и квантовыми — Ферми–Дирака и Бозе–Эйнштейна [2]).

[1]) Для радиоактивных ядер I может быть больше. Например, для ${}^{13}\mathrm{CsI}$=8.

[2]) Сокращенно первая называется статистикой Ферми, а вторая — Бозе.

1. В отличие от классической статистики в статистиках Ферми–Дирака и Бозе–Эйнштейна индивидуальное распознавание тождественных частиц невозможно (в силу принципа неразличимости частиц).

2. Волновая функция $\psi_{(q_1,q_2)}$, зависящая от пространственных и спиновых координат q_1 и q_2 тождественных частиц 1 и 2, не меняет знак при перемене частиц местами, если эти частицы подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна и меняет его, если они подчиняются статистике Ферми–Дирака:

$$\psi\psi_{(q_2,q_1)} = \begin{cases} +\psi_{(q_1,q_2)} & \text{(статистика Бозе–Эйнштейна),} \\ -\psi_{(q_1,q_2)} & \text{(статистика Ферми–Дирака).} \end{cases}$$

В первом случае функция $\psi_{(q_1,q_2)}$ симметрична, а во втором — антисимметрична.

3. Если частицы подчиняются статистике Ферми–Дирака, то в каждом состоянии может находиться не более одной частицы (в силу принципа Паули), а если — статистике Бозе–Эйнштейна, то в одном и том же состоянии может быть находиться любое число частиц.

Как мы знаем, системы, содержащие только тождественные частицы — фермионы (например, электроны атома), подчиняются принципу Паули и описываются статистикой Ферми–Дирака. Для сложных частиц, состоящих из нетождественных элементарных частиц, вид статистики зависит от четности числа фермионов. В самом деле, представим, что система состоит из двух сложных тождественных частиц, образованных из «элементарных» бозонов и «элементарных» фермионов. Допустим, что мы переставили сложные частицы. Это равносильно перестановке некоторого числа пар бозонов и фермионов. Однако перестановка бозонов никак не скажется на знаке волновой функции системы; перестановка же фермионов либо не изменит этого знака (если число пар фермионов четно), либо изменит (если их число нечетно). Таким образом, сложные частицы с четным числом «элементарных» фермионов описываются статистикой Бозе, а с нечетным числом последних — статистикой Ферми. Например, атом водорода состоит из двух частиц — фермионов — протона и электрона — и потому подчиняется статистике Бозе; α-частица, состоящая из четырех нуклонов, также подчиняется этой статистике. Напротив, ядро лития ^{7}Li, состоящее из семи нуклонов, подчиняется статистике Ферми.

7.7.2. Статистика и моменты ядер. В зависимости от четности числа протонов Z и числа нейтронов $(A–Z)$ стабильные ядра можно разбить на четыре группы (табл. 7.3).

Первая группа состоит из четно-четных ядер. Эти ядра подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна. Спины, магнитные и квадрупольные моменты у ядер первой группы равны нулю. Большая часть всех устойчивых ядер принадлежит к первой группе.

Вторая группа состоит из четно-нечетных ядер. Эти ядра подчиняются статистике Ферми–Дирака. Поскольку у ядер второй группы A нечетное, то они обладают полуцелыми спинами. За некоторым числом исключений

Таблица 7.3

Моменты и статистика ядер

Тип ядер	Спин	Магнитный момент, $\mu_{яд}$	Квадрупольный момент, $Q \cdot 10^{-24}$ см^2	Статистика	Число устойчивых ядер данного типа
1. Четно-четные (A и Z — четные)	0	0	0	Бозе–Эйнштейна	162
2. Четно-нечетные (Z — четное, A — нечетное)	Полуцелый, от 1/2 до 9/2	От −2,13 до +0,936	От −0,21 до 10. При $I = 1/2$ $Q = 0$	Ферми–Дирака	56
3. Нечетно-четные (Z и A — нечетные)	Полуцелый, от 1/2 до 9/2	От 0,283 до 6,17	От −0,69 до 6. При $I = 1/2$ $Q = 0$	Ферми–Дирака	50
4. Нечетно-нечетные (Z — нечетное, A — четное)	Целый, от 1 до 6	От 0,40 до 3,35	От 0,0008 до 0,4	Бозе–Эйнштейна	4

магнитные моменты у четно-нечетных ядер отрицательны. Квадрупольные моменты ядер этой группы, имеющих спин 1/2, в согласии с теоретическими представлениями равны нулю; среди остальных ядер встречаются ядра как с положительными, так и с отрицательными квадрупольными моментами.

Третья группа состоит из нечетно-четных ядер, подчиняющихся статистике Ферми–Дирака. Значение A у ядер этой группы нечетно, поэтому их спины полуцелые. У большинства ядер магнитные моменты положительны. Квадрупольные моменты у некоторых ядер этой группы положительны, у других отрицательны; а у ядер с $I = 1/2$ они равны нулю. Число устойчивых ядер второй и третьей групп несколько больше ста.

Четвертая группа состоит из нечетно-нечетных ядер. Последние подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна. Стабильных ядер этого типа насчитывается всего четыре: ^{2}H, ^{6}Li, ^{10}B, ^{14}N. Массовые числа ядер этой группы четны, и они обладают целыми спинами. Магнитные моменты нечетно-нечетных ядер положительны, а квадрупольные моменты отличны от нуля, хотя и относительно невелики.

Как видно из табл. 7.3, существует непосредственная связь между типом квантовой статистики, которой подчиняются ядра, и их спином: *ядра с целым спином подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна, а с полуцелым — Ферми–Дирака*. Этот результат можно легко объяснить на основе развитых выше теоретических соображений.

§ 7.8. Четность ядер

Понятием четности мы неоднократно пользовались в [2]. Напомним, что четность характеризует свойство симметрии микросистем по отношению к зеркальному отражению. Важность этого фундаментального понятия связана с законом сохранения четности: *физическая система, обладающая*

зеркальной симметрией в начальном состоянии сохраняет ее и во все последующие моменты времени. Закон сохранения четности справедлив для электромагнитных и сильных взаимодействий. В слабых взаимодействиях этот закон нарушается (см. ниже).

Частицам с ненулевой массой покоя можно приписать характеристику, называемую внутренней четностью (или просто четностью). Четность частицы выражается числом $\pi = +1$ или $\pi = -1$. Если для частицы $\pi = +1$, то она называется *четной*, а если $\pi = -1$, то *нечетной*.

Четность сложной (составной) частицы часто может быть определена следующим образом. Допустим, что имеется система двух невзаимодействующих частиц 1 и 2, описываемых волновой функцией

$$\Psi_{1+2} = \psi_1\psi_2\psi_{l_1}\psi_{l_2}, \tag{7.36}$$

где волновые функции ψ_1 и ψ_2 описывают внутреннее состояние частиц 1 и 2 соответственно (последние могут быть, естественно, сложными системами), ψ_{l_1} и ψ_{l_2} — волновые функции относительного движения этих частиц. Для определения четности необходимо проверить, меняется ли знак перед соответствующей волновой функцией при инверсии координат. Проведение такой операции по отношению к функциям ψ_1, ψ_2, ψ_{l_2} и ψ_{l_2} дает $\pi_{1+2} = \pi_1\pi_2\pi_{l_1}\pi_{l_2}$. Здесь π_{1+2} — четность системы частиц 1 и 2.

Итак, четность сложной системы π_{1+2} равна произведению внутренних четностей составляющих ее частиц и четностей волновых функций, которые описывают движение этих частиц относительного общего центра инерции. Операция инверсии приводит к преобразованию $\pi = (-1)^l$ (см., например, [2, § 12.4]). Учитывая это соотношение, имеем

$$\pi_{1+2} = \pi_1\pi_2(-1)^{l_1}\cdot(-1)^{l_2}. \tag{7.37}$$

С помощью правила (7.36) можно определить четность рассматриваемой системы, если внутренние четности частиц 1 и 2 известны. Если же они неизвестны, то по отношению к каждой из них можно применить аналогичное рассуждение. В конце-концов мы представим рассматриваемую систему в виде совокупности элементарных частиц. Например, ядро в рамках соответствующего приближения (модели ядерных оболочек) можно считать системой, состоящей из невзаимодействующих движущихся нуклонов, четность ядра равна

$$\pi = \pi_{N_1}\pi_{N_2}\ldots\pi_{N_A}(-1)^{\sum l_i}, \tag{7.38}$$

где l_i — квантовое число, характеризующее движение i-го нуклона. В обычных ядерных процессах число нуклонов сохраняется. Поэтому для нуклона с четным l $\pi = +1$, а для нуклона с нечетным l $\pi = -1$.

В общем случае для квантовой системы, характеризуемой орбитальным квантовым числом L, ее четность определяется четностью этого числа и равна

$$\pi = (-1)^L. \tag{7.39}$$

Таким образом, зная спины l_i нуклонов ядра, с помощью выражений (7.37) или (7.38) можно определить его четность. Конкретные примеры оценки четности ядер мы приведем в последующих главах.

Изложенное правило определения четности различных состояний неприменимо для частиц с нулевой массой покоя и ненулевым спином, в частности, для фотонов.

Спин и четность данного состояния (уровня) атомного ядра называют его *характеристикой*. Спин указывают в виде числа, а четность знаком плюс для четных состояний (уровней), и знаком минус — для нечетных. Знак «+» или «−» ставится справа вверху от числа, определяющего спин. Так, характеристика 0^+ означает четный уровень с нулевым спином, а характеристика 3^- — нечетный уровень со спином $I = 3$.

Глава 8

ОБОЛОЧЕЧНАЯ И ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛИ ЯДЕР. ЭЛЕМЕНТЫ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

§ 8.1. Оболочечная модель ядра

8.1.1. Доказательства оболочечной структуры ядра. Оболочечная модель ядра строится с учетом одночастичных степеней свободы, являясь в определенной мере аналогом оболочечной модели атома. Обоснованием оболочечной модели ядра могут служить приводимые ниже результаты наблюдений. Так, мы знаем, что наиболее устойчивы атомы со значениями Z, равными атомным номерам инертных газов $Z = 2$, 10, 18, 36, 54, 86; с другой стороны, наиболее устойчивы ядра с $Z = 2$, 8, 20, 50, 82 и $N = 2$, 8, 20, 50, 82, 126. Эти числа и соответствующие им ядра, называются *магическими*. Благодаря своей высокой устойчивости магические ядра отличаются рядом характерных свойств. Рассмотрим еще раз экспериментальную зависимость $\varepsilon(A)$ (рис. 7.9). Магическим числам N и Z соответствуют максимумы значений ε, т. е. магические ядра обладают большей удельной энергией связи по сравнению со своими соседями. Ядра, обладающие магическим числом и нейтронов и протонов, называются *дважды магическими*. К ним относятся ядра $^{4}_{2}\mathrm{He}$, $^{16}_{8}\mathrm{O}$, $^{40}_{20}\mathrm{Ca}$, $^{48}_{28}\mathrm{Ca}$, $^{208}_{82}\mathrm{Pb}$. Дважды магические ядра особенно устойчивы. Об этом, в частности, свидетельствует сравнительно высокое расположение их первых возбужденных уровней.

Подобно тому, как вариации потенциала ионизации V_{I} свидетельствуют о слоистом строении электронной оболочки атома, вариации энергии отделения нейтрона ε_n и протона ε_p отражают оболочечную структуру ядра. Магические ядра отличаются повышенной распространенностью (см. § 22.7) и обладают наибольшим число стабильных изотопов и изотонов [1]). Например, на упоминавшемся выше графике зависимости энергии отделения нейтрона $\varepsilon_n = (E(A, Z) - E(A-1, Z))$ от числа нейтронов для ядер с нечетным N и четным Z (рис. 7.8), максимумы энергии отделения нейтронов наблюдаются при всех значениях магических чисел, начиная с 8. Аналогичная картина получается и для зависимости энергии отделения протона $\varepsilon_p = E(A, Z) - E(A, Z-1)$ (рис. 8.1). Линиями соединены точки, соответствующие ядрам с четным N и нечетным Z. Видно, что скачки энергии имеют примерно такие же значения, что и для зависимостей $\varepsilon_n(N)$. Благодаря

[1]) Изотонами называют атомы разных элементов с одинаковым числом нейтронов ($N =$ = const). Например, изотонами являются $^{38}_{18}\mathrm{Ar}$, $^{39}_{19}\mathrm{K}$, $^{40}_{20}\mathrm{Ca}$.

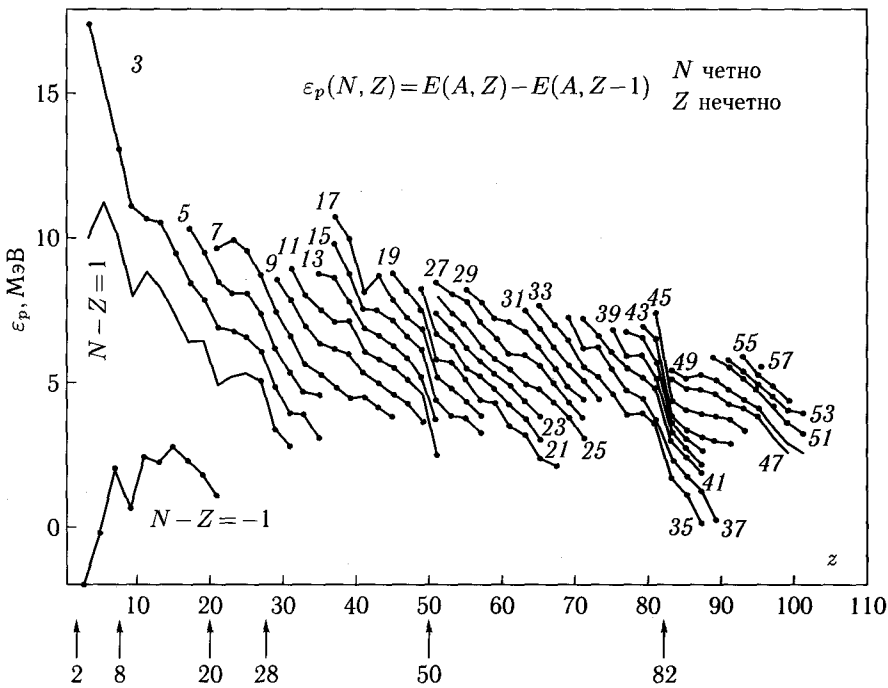


Рис. 8.1. Энергия отделения протонов ε_p от числа Z. Линиями соединены ядра с одинаковым протонным избытком

эффекту кулоновского расталкивания протонов, возрастающему при последовательном добавлении протонов, по мере заполнения протонной оболочки значения ε_p резко спадают. Поэтому замкнутым протонным оболочкам соответствуют не максимумы, как в аналогичном случае для нейтронов, а резкие понижения кривых.

Известно большое число других «магических» эффектов. Со многими из них мы познакомимся ниже.

8.1.2. Принципы построения оболочечной модели. В отличие от атома центральное (кулоновское) поле в ядре отсутствует. В качестве силового поля в ядерной оболочечной модели принимается среднее (самосогласованное) поле, создаваемое всеми нуклонами ядра, кроме одного выделенного. Ядро считается системой невзаимодействующих нуклонов, «запертых» в сферической потенциальной яме, имеющей размеры ядра.

Допущение о самосогласованном поле позволяет свести задачу многих тел к задаче об отдельной частице, движущейся в заданном поле. Потенциал этого поля подбирается эмпирически. Далее осуществляется та же процедура, что и в случае одноэлектронного приближения, рассмотренного в § 3.1 [2]: решается уравнение Шрёдингера для движения выделенного нуклона в самосогласованном поле атома. Получающиеся выражения для энергии характеризуют систему энергетических уровней нуклона (аналоги n–l-уровней электрона атома). Поскольку для нуклонов (нейтронов и протонов порознь)

справедлив принцип Паули, то для ядра, как и для атома, должен выполняться принцип минимума энергии. В таком случае нуклоны в ядре должны последовательно заполнять энергетические уровни, начиная с наинизшего. Но в отличие от атома должны быть две системы уровней — нейтронных и протонных.

Порядок заполнения нуклонных уровней в среднем поле определяется видом самосогласованного потенциала.

Создание удачного варианта одночастичной модели в решающей степени зависит от выбора потенциала сложного (многонуклонного) ядра.

1. В отличие от отрицательного ядерного потенциала U_0, связанного с ядерными силами притяжения, кулоновским силам отталкивания протонов отвечает положительный потенциал $U_к$. Благодаря близкодействию ядерных сил существует резкое разграничение областей проявления либо только дальнодействующих кулоновских сил, либо только ядерных, подавляющих кулоновские силы на расстояниях порядка 1 Фм.

2. Как известно, по мере увеличения порядкового номера атома Z радиусы боровских орбит его глубинных электронов уменьшаются, а энергии связи последних растут. Иная картина наблюдается в ядрах. Уровни энергии нуклонов ядра расположены относительно тесно, так как их удельные энергии связи близки к значению средней энергии связи $\bar{\varepsilon}$. Увеличение с ростом Z числа нуклонов в ядре не сопровождается существенным изменением $\bar{\varepsilon}$, объемы ядер не уменьшаются, наоборот, они пропорциональны числу нуклонов в ядре.

3. Изучение ядерных реакций и последствий возбуждения ядер свидетельствует, что нуклоны ядра нельзя подразделить на группы сильно и слабо связанных частиц, как в случае атомных электронов, которые подразделяются на периферийные — слабо связанные и глубинные — сильно связанные.

8.1.3. Конкретные варианты оболочек. Частице, движущейся в центральном поле, можно приписать определенный момент импульса **l**. Распространяя на нуклоны ядра терминологию, применявшуюся для атомных электронов, энергию нуклонных уровней можно характеризовать главным квантовым числом n и орбитальным квантовым числом l, причем n может принимать значения $1, 2, \ldots$, а $l = 1, 2, \ldots, n-1$. Благодаря изотропии поля всем $(2l+1)$ ориентациям момента **l** отвечает одинаковая энергия и, следовательно, степень вырождения уровня с данными значениями n и l составляет $g_l = 2(2l+1)$ (появление двойки обусловлено двумя возможными ориентациями спина).

Таким образом, данному состоянию ядра можно приписать набор квантовых чисел

$$n_1 l_1,\ n_2 l_2,\ \ldots,\ n_A l_A,$$

определяющий нуклонную конфигурацию ядра, т. е. совокупность нуклонов, находящихся в определенных квантовых состояниях.

Квантовому числу $l = 0$ соответствует s-состояние, $l = 1$ — p-состояние, $l = 2$ — d-состояние и т. д. Отметим, что главное квантовое число, используемое в атомной спектроскопии (обозначим его через $n_{ат}$) отличается от n:

$n_{\text{ат}} = n + l$. Поэтому обозначения наборов состояний в оболочечной модели и в атомной спектроскопии различны:

Оболоченая модель ядра	Атомная спектроскопия
$1s$	$1s$
$2s\ 1p$	$2s\ 2p$
$3s\ 2p\ 1d$	$3s\ 3p\ 3d$
$4s\ 3p\ 2d\ 1f$	$4s\ 4p\ 4d\ 4f$
и т. д.	и т. д.

Согласно принципу Паули максимальное число тождественных нуклонов на данном уровне равняется $N = 2(2l + 1)$. Поэтому для s-состояния оно равно 2, для p-состояния — 6, для d-состояния — 10 и т. д.

Совокупность уровней с близкими энергиями в ядерной физике принято называть *оболочкой*. Для перевода нуклона из одной оболочки в другую необходимо затратить энергию, значительно большую энергии, затрачиваемой для перевода нуклона с одного уровня данной оболочки на другой ее уровень. Полностью заполненные оболочки образуют остов (сердцевину) ядра.

При использовании потенциала гармонического осциллятора (кривая H на рис. 8.2) получается система уровней, характеризуемая значениями энергии

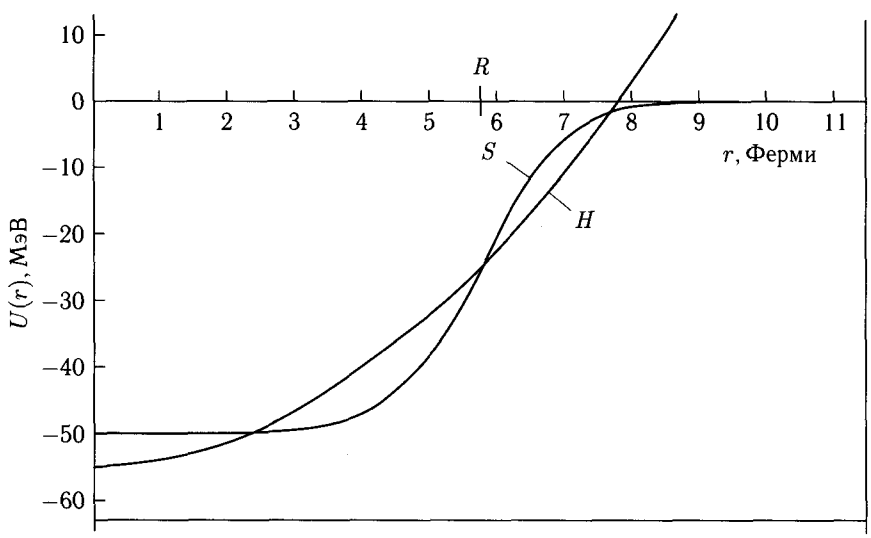


Рис. 8.2. Два варианта ядерного потенциала

$N\hbar\omega$ (N — квантовое число, ω — частота осциллятора) и четностью (левый столбец на рис. 8.3). Оболочки заполнялись бы при числах нуклонов 2, 8, 20, 40, 70, 112. Лишь три первых числа из перечисленных соответствуют последовательности магических ядер. При выборе более правдоподобного потенциала (кривая S на рис. 8.2) получается картина уровней, показанная

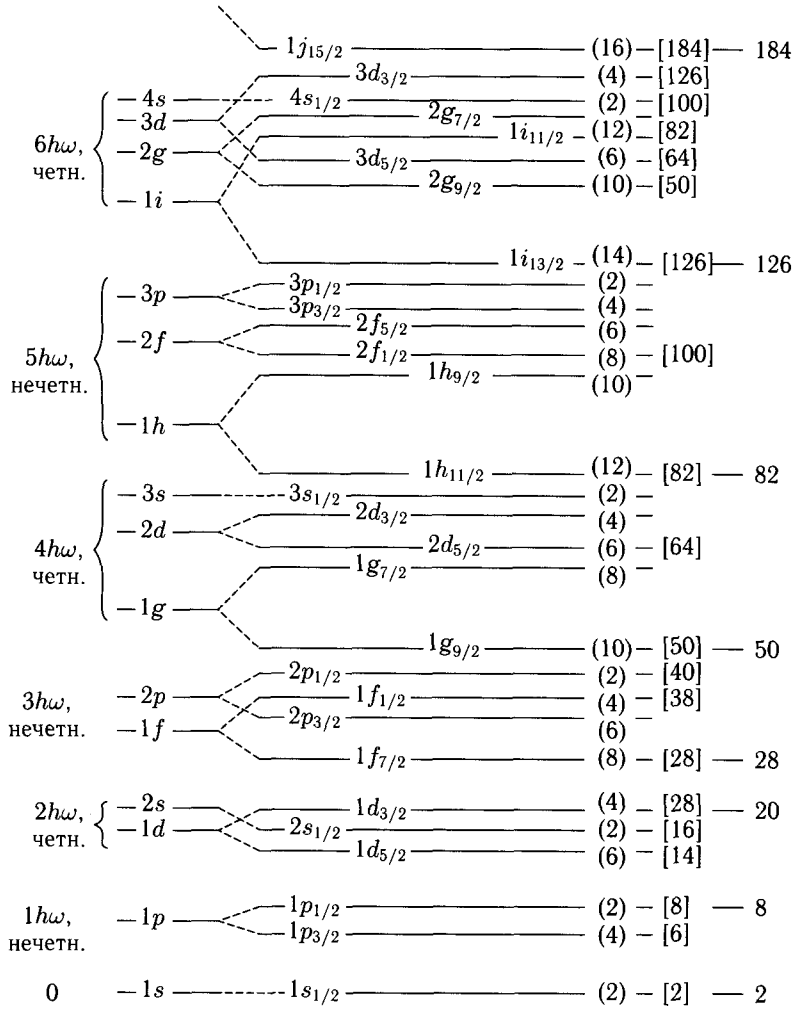


Рис. 8.3. Группирование уровней, получающееся при использовании самосогласованного потенциала различного вида

во втором столбце рис. 8.3. Вырождение, свойственное уровням осциллятора, снимается. Каждый из расщепленных уровней характеризуется определенной парой квантовых чисел n и l. Однако и в этом случае расположение уровней не позволяет объяснить действительного распределения нуклонов по состояниям.

Решающий успех был достигнут после того, как был учтен эффект спин-орбитального взаимодействия. Остановимся на этом вопросе подробнее.

На основании анализа экспериментального материала М. Гепперт-Майер, О. Хаксель и др. установили, что классификация уровней нуклонов ядра должна основываться на связи jj-типа [11]. Напомним, что эта связь возникает за счет спин-орбитального взаимодействия, выражающегося в том,

что орбитальный момент каждого нуклона $\mathbf{l}$ складывается с его спиновым моментом $\mathbf{s}$ в полный момент $\mathbf{j}$:

$$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}. \tag{8.1}$$

Момент j имеет определенное значение, поскольку прямое взаимодействие нуклонов между собой не разрушает связи между векторами $\mathbf{l}$ и $\mathbf{s}$. Каждому значению $l > 0$ отвечают два состояния, характеризуемые $j - l \pm 1/2$ (но $l = 0$ соответствует одно значение $j = s = 0$). Векторы j складываются в суммарный момент ядра $J \equiv I$.

Гепперт-Майер и Менсен предложили в 1950 г. потенциал

$$U_{ls} = -U(r)(sl), \tag{8.2}$$

где $U(r)$ — некоторый центрально-симметричный потенциал, имеющий характер кривой H на рис. 8.2, второй сомножитель в (8.2) описывает спин-орбитальное взаимодействие нуклона в ядре.

При расчете протонных уровней необходимо также учесть энергию самосогласованного кулоновского поля. Однако здесь мы на этом вопросе останавливаться не будем, так как учет поправки ничего не меняет в излагаемых ниже общих представлениях модели.

Несколько преобразуем запись (8.2), использовав возведенное в квадрат соотношение (8.1):

$$j^2 = l^2 + s^2 + 2(sl).$$

Найдя отсюда множитель $(\mathbf{sl})$ и подставляя его в (8.2), получим с учетом значения векторов $\mathbf{j}$, $\mathbf{l}$ и $\mathbf{s}$:

$$U_{ls} = -\frac{U(r)}{2}\,[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]. \tag{8.3}$$

При подстановке в (8.3) значений $j = l \pm 1/2$ будет получаться два значения U_{ls} (при $l > 0$), что указывает на расщепление уровня, отвечающего данному l, на два уровня: $j_1 = l + 1/2$ и $j_2 = l - 1/2$. Выражение в квадратных скобках в первом случае равно l, а во втором — $l + 1$. Из (8.3) следует что:

1) уровень, для которого $j = l - 1/2$ располагается выше другого уровня с $j = l + 1/2$;

2) с ростом l расстояние между расщепленными уровнями увеличивается.

Определим максимальное число нуклонов (нейтронов или протонов), которые можно разместить на уровне с данным j. Моменту j отвечает $2j + 1$ состояний, отличающихся значениями проекции $j_z = m_j$ этого момента. Поэтому наибольшее число нейтронов (или протонов), находящихся в состояниях с данным j, равно

$$N_j = 2j + 1, \tag{8.4}$$

где $j = l \pm 1/2$.

Таким образом, в оболочечной модели одночастичные состояния характеризуются энергией, моментом импульса j и его проекцией m_j (причем энергии состояния вырождены по m_j) и четностью. Для записи нуклонных конфигураций принято обозначать совокупность N_j нуклонов символом nl_j.

Сравнение схем распределения по состояниям атомных электронов и нуклонов ядер показывает, что аналогия прослеживается лишь для атомов и ядер элементов, относящихся к самому началу периодической системы. Так, заполнение электронного состояния $1s_{1/2}$ завершается в атоме He, тогда как заполнение нейтронной и протонной оболочек $1s_{1/2}$ завершается в ядре $^4_2$He. Процесс заполнения последующих более высоких состояний атомов и ядер протекает совершенно по-разному, что естественно, учитывая различие в принципах построения оболочечных теорий атома и ядра.

На рис. 8.3 в центре показана картина нуклонныъх уровней с учетом спин-орбитального взаимодействия. Как видно, величина расщепления, относительно малая при небольших значениях l, с ростом l становится настолько большой, что в ряде случаев два уровня с одинаковыми n и l, но разными j, входят в состав разных оболочек. Например, уровень $1h$ ($l = 5$) расщепляется на уровни $1h_{11/2}$ и $1h_{9/2}$, попадающие в различные оболочки.

Значения N_j, определенные по формуле (8.4), приведены на рис. 8.3 справа в круглых скобках; в следующем столбце числа в квадратных скобках — сумма значений N_j для всех нижерасположенных уровней и данного уровня. В крайнем столбце приведены экспериментально определенные числа нуклонов, соответствующие заполненным оболочкам (магические числа). Числа 2, 8 и 20 соответствуют полностью заполненным первой, второй и третьей оболочкам. Уровень $1f_{1/2}$ лежит сравнительно низко и выделяется в подоболочку. На последней можно разместить восемь нуклонов данного сорта. Заполнению этой подоболочки соответствует «дополнительное» магическое число 28. Заполнение четвертой оболочки завершается при магическом числе 50, а пятой и шестой — при магических числах 82 и 126.

Обсудим теперь более детально различные варианты оболочечной модели. В рамках модели с феноменологическим спариванием взаимодействия между нуклонами в ядре разделяют на два типа: одни из них определяются самосогласованным полем, а другие — остаточными взаимодействиями, приводящими к спариванию нуклонов одного сорта с компенсацией их моментов. Такое допущение опирается на наблюдаемое равенство нулю спинов четно-четных ядер (§ 7.7).

Согласно рассматриваемому варианту модели, при четном числе нуклонов данного сорта в ядре они объединяются в пары, при нечетном числе нуклонов в пары объединяются все нуклоны, кроме одного. Поэтому спин и четность ядра определяются спином и четностью непарного нуклона. Отсюда вытекают следующие два правила:

1) для основного состояния любого четно-четного ядра $I^\pi = 0^+$;

2) основное состояние ядра с нечетным A характеризуется значениями спина и четности уровня, на котором находится непарный нуклон.

Первое правило не имеет исключений, второе справедливо для большинства ядер с нечетным A.

Рассмотрим два примера. Ядро $^{15}_7$N обладает одним неспаренным протоном в состоянии $1p_{1/2}$. В соответствии с правилом 2 для основного состоянии

ядра $^{15}_{7}$N $I^{\pi} = 1/2^{-}$. Ядро $^{17}_{9}$F имеет непарный нейтрон в состоянии $1d_{5/2}$; для основного состояния этого ядра в соответствии с правилом 2 $I^{\pi} = 5/2^{+}$.

Поскольку в формировании спина и четности нечетно-нечетного ядра участвуют два нуклона, однозначно определить характеристику его основного состоянии в рамках рассматриваемой модели не всегда возможно.

Существует правило, согласно которому суммарный спин нечетно-нечетного ядра, непарные нуклоны которого находятся в одинаковом состоянии, равен удвоенному моменту непарного нуклона. Например, ядро $^{10}_{5}$B обладает двумя непарными нуклонами (нейтроном и протоном в состоянии $1p_{3/2}$). Поэтому спин этого ядра согласно изложенному правилу равен $(3/2) \cdot 2 = 3$, что подтверждается опытом. Аналогично обстоит дело и для ядра $^{14}_{7}$N, имеющего два непарных нуклона в состоянии $1p_{1/2}$. Однако это правило выполняется далеко не всегда.

Вообще в случаях, когда сверх остова находится свыше одного нуклона, могут наблюдаться разногласия между предсказаниями модели с феноменологическим спариванием и опытом. Например, у ядра $^{21}_{10}$Ne сверх заполненного нейтронного уровня $1p_{1/2}$ расположено три нейтрона, а сверх заполненного протонного уровня $1p_{1/2}$ — два протона (рис. 8.4). Согласно правилу 2 спин

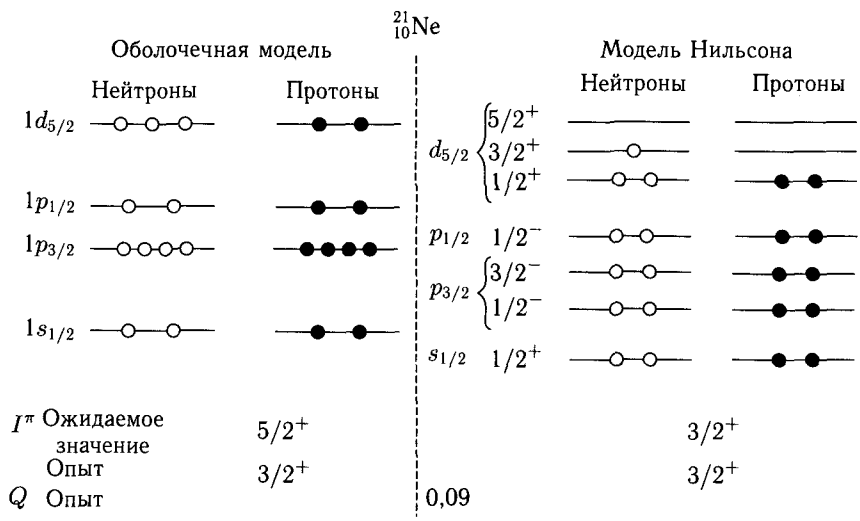


Рис. 8.4. Распределение нуклонов по состояниям в ядре $^{21}_{10}$Ne в рамках оболочечной модели и модели Нильсона

и четность этого ядра должны быть равны $5/2^{+}$. Однако опыт показал, что у этого ядра $I^{\pi} = 3/2^{+}$.

В данном случае правильный результат для ядра неона — 21 получается в рамках одночастичной модели с несферическим потенциалом (модели Нильсона), предполагающей, что нуклоны движутся независимо в аксиально-симметричном самосогласованном поле. В таком поле применительно к рассматриваемому примеру уровни $p_{3/2}$ и $d_{5/2}$ дополнительно расщепляются, как указано на рис. 8.4 справа. Все нуклоны

кроме непарного одиннадцатого нейтрона в состоянии $3/2^+$ располагаются попарно по соответствующим полууровням. Непарный нейтрон и определяет спин и четность этого ядра.

Одним из наиболее удачных вариантов оболочечной модели является модель оболочек с остаточным взаимодействием. Мы не будем ее рассматривать, ограничившись коротким комментарием. В этой модели с помощью какого-либо способа подбирается потенциал остаточного взаимодействия. Математический аппарат модели громоздок, однако она позволяет объяснять и предсказывать многие явления и свойства ядер, например, характеристики уровней энергии, особенности ядерных реакций и распадов.

Подводя итог возможностям оболочечной модели, отметим ее успехи в объяснении квантовых свойств состояний большой группы ядер. Но с помощью рассмотренных вариантов этой модели не удалось правильно оценить ядерные магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты. Обычно в рамках оболочечной модели получаются заниженные значения указанных величин. Пожалуй, главный недостаток этой модели состоит в том, что она не в состоянии объяснить относительно большие значения квадрупольных моментов целого ряда ядер.

Следует ожидать, что с увеличением массового числа оболочечные эффекты будут ослабевать в силу следующих причин.

1. При использовании любого разумно выбранного потенциала в оболочки группируются нижайшие нуклонные уровни. Чем выше расположены уровни, тем меньше должны быть расстояния между оболочками.

2. С увеличением массового числа относительная роль остаточных взаимодействий возрастает. Следовательно, для очень тяжелых ядер модель независимых частиц может оказаться непременимой.

Однако для очень тяжелых (трансурановых) ядер, согласно накопленным наблюдениям, роль оболочечных эффектов возрастает. Дело в том. что при больших деформациях, свойственных таким ядрам, вновь возникают оболочки, и становится возможным существование достаточно стабильных элементов. Остановимся в связи со сказанным на особенностях заполнения 7-й оболочки, которой на схеме рис. 8.3 соответствует состояние $1j_{15/2}$. Предполагается, что в рассматриваемом случае ядра содержат магическое число нейтронов $N = 184$ при магическом числе протонов $Z = 114$. Дважды магические ядра $^{298}114$ обладают замкнутыми оболочками; причина устойчивости этих ядер связана с тем, что заполнение их нуклонных оболочек сопровождается значительным выигрышем энергии.

К затронутому вопросу мы вернемся в гл. 15 (§ 15.2).

8.1.4. Гиперядра и их использование для изучения оболочечной структуры ядер. Известны ядра, называемые *гиперядрами*, в которых один или два нуклона заменены Λ-частицами. Гиперядро было открыто в 1935 г. М. Мандышем и В. Пиевским (Польша) в составе космических лучей. Захваченный Λ-гиперон и в составе ядра распадается за время порядка 10^{-10} с за счет сил слабого взаимодействия (следовательно, таково и время жизни гиперядра).

В последующие годы гиперядра изучали не только в составе космических лучей, но и (в основном) в опытах на ускорителях с широким применением в качестве детекторов пузырьковых камер. Были обнаружены гиперядра целого ряда элементов, как легких, так и тяжелых. Эксперименты показали, однако, отсутствие гиперводорода — ядра, состоящего из протона и Λ-гиперона. Это указывает на то, что силы, связывающие нуклон и Λ-гиперон относительно слабы (точно так же, как невелики силы, связывающие протон и нейтрон в дейтроне (см. § 9.5).

Наиболее легким гиперядром является $\lambda\,{}^3\mathrm{H}$. Это гиперядро можно считать дейтроном с присоединенным к нему лямда-гипероном.

Так как Λ-гиперон, подобно нуклонам, является фермионом, то он может занимать те же состояния, что и нуклон, включая нижайший уровень $1s$. На рис. 8.5 показана составленная на основе наблюдательных данных схема

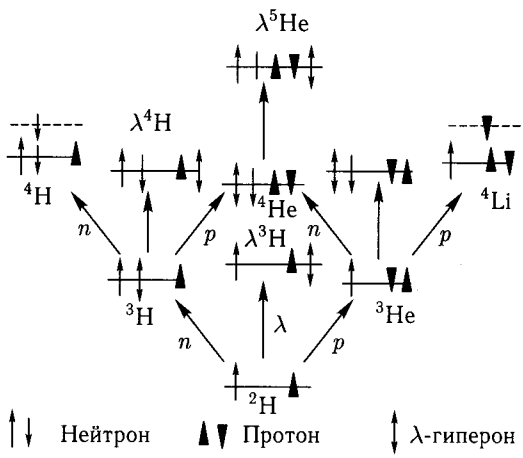


Рис. 8.5. Процессы образования гиперядер легких элементов

заполнения Λ-гиперонами нуклонных уровней легких ядер, которое сопровождается образованием различных гиперядер. Отметим, что в действительности уровень, на который попадает захваченный Λ-гиперон, расположен несколько выше по сравнению с расположением соответствующего нуклона (сдвиг объясняется тем, что взаимодействие Λ-гиперонов с нуклонами несколько слабее по сравнению с взаимодействием последних между собой). Это, однако, не является препятствием для экспериментальной проверки основных положений оболочечной модели, базирующейся на изучении физических характеристик гиперядер.

§ 8.2. Обобщенная модель ядра

8.2.1. Вводные замечания. Ядро со сферически-симметричным самосогласованным полем не может иметь вращательных уровней энергии, поскольку в квантовой механике для системы частиц, движущихся в сферически-

симметричном поле, понятие вращения не имеет смысла. Согласно экспериментальным данным большая часть ядер лишена энергетической вращательной структуры. Следовательно, сферически симметричное самосогласованное поле является для них хорошим приближением, и они имеют сферическую форму с точностью до квантовых флюктуаций.

Однако известны и ядра другого типа (с массовыми числами, приходящимися на области $150 \leqslant A \leqslant 186$ и $A \geqslant 222$), обладающие вращательным спектром энергий. Это свидетельствует о непригодности для таких ядер приближения, в котором самосогласованное поле считается сферически-симметричным. Для того, чтобы обеспечить согласие с экспериментальными данными, необходимо заменить это поле самосогласованным полем, имеющим ось симметрии и перпендикулярную ей плоскость симметрии. Такой симметрией обладает ядро эллипсоидальной формы.

Существование в ядрах незаполненных оболочек способствует возникновению их несферичности. Однако если число нуклонов сверх заполненных оболочек [1]) сравнительно невелико, то сферически-симметричная форма ядра остается стабильной. Положение, однако, меняется по мере роста числа таких нуклонов. Нуклоны облака могут принимать участие в различных коллективных движениях, оказывая центробежное давление на «стенки» остова ядра, что приводит к уменьшению стабильности его сферически-симметричной формы. В результате при некотором достаточно большом числе избыточных нуклонов сферически-симметричная форма ядра оказывается нестабильной, и ядро деформируется. Наоборот, замкнутость оболочек способствует сферичности ядра. Характерна в этом соотношении ситуация среди ядер, близких по массе к дважды магическому ядру $^{208}_{82}\mathrm{Pb}$ ($N = 126$, $Z = 82$). Не только это высокоустойчивое ядро, но и соседние ядра обладают сферической формой, что обуславливает существование разрыва в цепочке несферических тяжелых ядер.

Классификация уровней несферического ядра сходна с классификацией уровней двухатомной молекулы, состоящей из одинаковых ядер, так как в том и другом случае частицы (нуклоны или электроны) движутся в поле с одинаковой симметрией. Поэтому при рассмотрении теории несферических ядер мы воспользуемся аналогией с соответствующими представлениями теории вращательного движения молекул, изложенной в гл. 20 [2].

Так, в молекуле движение электронов происходит в сравнительно медленно меняющемся поле колеблющихся ядер. Это позволяет в рамках так называемого адиабатического приближения рассматривать движение электронов при неподвижных ядрах (§ 17.1). Аналогичным образом изменение формы и ориентации деформированного ядра происходит за промежутки времени, существенно большие периода движения нуклонов в самосогласованном поле и, следовательно, можно говорить о медленном адиабатическом влиянии формы ядра на движение нуклонов. Это обстоятельство позволяет использовать адиабатическое приближение в теории несферических ядер.

[1]) Совокупность этих нуклонов называют «облаком» ядра.

Подобно тому, как в случае молекул можно в достаточно хорошем приближении пренебрегать связью вращательного движения с электронным и колебательным, в адиабатическом приближении теории несферических ядер пренебрегают связью вращения ядер с колебаниями их поверхности и внутренним движением нуклонов. В рамках адиабатического приближения можно вычислять энергии одночастичных уровней нуклонов в аксиально-симметричном самосогласованном поле. В следующем разделе мы рассмотрим модель, учитывающую несферичность ядер.

8.2.2. Модель ядра деформированной формы. В модели ядра, разработанной Дж. Рейнустером, Дж. Уиллером и др. учитывается влияние коллективного движения нуклонов на параметры среднего поля. Считается, что коллективное движение нуклонов, расположенных вне заполненных оболочек, вызывает измерение формы ядра (без изменения объема) и пространственной ориентации. Деформированное ядро помимо спектра одночастичных состояний обладает спектром, сязанным с коллективным движением нуклонов. Рассмотрим его подробнее.

Благодаря деформации ядро превращается в эллипсоид вращения, способный вращаться вокруг оси, перпендкулярной оси симметрии ядра. Вычислим энергию вращательных состояний. Наблюдаемое значение спина у несферического ядра определяется проекцией векторной суммы полных моментов импульса нуклонов на ось симметрии ядра A: $\mathbf{K} = \sum \mathbf{j}$ (рис. 8.6). Для

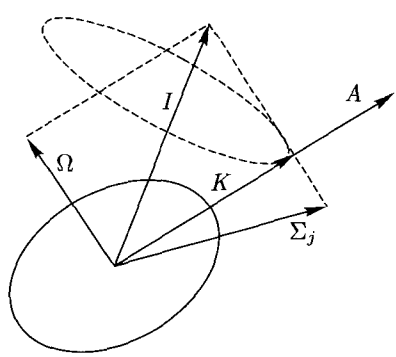


Рис. 8.6. Схема сложения моментов импульса деформированного ядра

основного состояния ядра $\mathbf{K}$ совпадает с его спином $\mathbf{I}_0$. У четно-четных ядер $I_0 = K = 0$. У возбужденного несферического ядра значение спина может не совпадать с I_0 по двум причинам:

а) возможно изменение суммы $\sum j$;

б) возможно вращение ядра вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии.

Полный момент импульса несферического ядра в возбужденном состоянии равен $\mathbf{I} = \mathbf{K} + \mathbf{\Omega}$, где $\mathbf{\Omega}$ — вращательный момент ядра. Для энергии враща-

тельного состояния справедлива формула

$$E_{\text{вр}} = \frac{\Omega^2}{2J_{\text{эфф}}}, \quad [1] \tag{8.5}$$

здесь $J_{\text{эфф}}$ — эффективный момент инерции;

$$J_{\text{эфф}} \approx J_T \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2, \tag{8.6}$$

J_T — момент инерции твердого тела, имеющего ту же форму, что и ядро, R — средний радиус эллипсоида.

При $K = \text{const}$ получается вращательная полоса, уровни которой в силу (8.5) характеризуются выражением

$$E_{\text{вр}} = \frac{\Omega^2}{2J_{\text{эфф}}} = \frac{I^2 - K^2}{2J_{\text{эфф}}} = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{эфф}}}[I(I+1) - K(K+1)].$$

Для четно-четного ядра при переходах в основное состояние K=0, и мы имеем

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{эфф}}} I(I+1), \tag{8.7}$$

где по соображениям симметрии I может принимать лишь четные значения $0, 2, 4, 6, \ldots$. Энергия вращательных уровней согласно (8.7) равна

$$E_{\text{вр}}^{(0)} = 0, \quad E_{\text{вр}}^{(1)} = \frac{3\hbar^2}{J_{\text{эфф}}}, \quad E_{\text{вр}}^{(2)} = \frac{10\hbar^2}{J_{\text{эфф}}}, \quad E_{\text{вр}}^{(3)} = \frac{21\hbar^2}{J_{\text{эфф}}}. \tag{8.8}$$

Согласно формуле (8.6) $J_{\text{эфф}} < J_T$. Это объясняется тем, что во вращении участвуют лишь поверхностные нуклоны.

Другой возможный тип движения — колебания формы ядра, сопоставляемые с распространением в ядре колебательных квантов мультипольности λ. Колебательные кванты характеризуются моментом $\boldsymbol{\lambda}$, четностью $(-1)^\lambda$ и энергией $\hbar\omega_\lambda$, где $\omega_\lambda = \sqrt{C_\lambda/B_\lambda}$ — частота колебаний, C_λ — параметр поверхностного натяжения ядра, а B_λ — параметр, характеризующий перенос массы в процессе колебаний. Поскольку случай $\lambda = 1$ соответствует простому перемещению в пространстве, то простейшим видом колебательных квантов являются квадрупольные кванты ($\lambda = 2$), обладающие, очевидно, положительной четностью. Колебательный спектр состоит из уровней с энергией $\hbar\omega, 2\hbar\omega, \ldots$, соответствующих возникновению одного, двух, ... квантов квадрупольных колебаний. Применяя правило сложения векторов, нетрудно получить характеристики этих уровней: 2^+ (один квант), 0^+, 2^+, 4^+ (два кванта), ... Таким образом, первое возбужденное состояние колебательного спектра имеет характеристику 2^+, а второе является вырожденным триплетом с состояниями 0^+, 2^+, 4^+.

---

[1] Эта формула записывается по аналогии с формулой (19.24) [2], имеющей вид $E = \frac{M_R^2}{2I}$, где E — энергия вращения ядра, M_R — момент импульса, направленный по оси вращения, I — момент инерции, относительно оси вращения.

При возбуждении октупольных колебаний, кванты которых имеют момент и четность 3^-, также образуется эквидистантный спектр. Возможны возбуждения, связанные с образованием одного квадрупольного и одного октупольного кванта, а также случаи еще более сложных колебаний.

Рассмотренные предсказания обобщенной модели хорошо подтверждаются экспериментально; соответствующие примеры мы приведем в следующем параграфе.

Вернемся к случаю ядра, деформированный остов которого имеет ось симметрии A (рис. 8.6). Считается, что квадрупольный момент Q_0 такого ядра создается в основном деформированным остовом, а не периферийными нуклонами. Этот квадрупольный момент называют *внутренним* или *собственным*. При измерениях обнаруживается не момент Q_0, а его проекция Q' на ось спина ядра. Это объясняется прецессией оси A вокруг оси I. Момент Q', называемый наблюдаемым, связан с моментом Q_0 соотношением

$$Q' = Q_0 \left[\frac{3}{2}\cos^2(K, I) - \frac{1}{2}\right].$$

Преобразовав выражение в скобке, получим

$$Q' = Q_0 \frac{I}{2I+3}\left[\frac{3K^2}{I(I+1)} - 1\right] = Q_0 \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)}. \tag{8.9}$$

Для ядра в основном состоянии $I = K$, поэтому (8.9) приобретает вид

$$Q' = Q_0 \frac{I}{I+1} \cdot \frac{2I-1}{2I+3}. \tag{8.10}$$

Из формулы (8.10) видно, что при $I = 0, 1/2$, $Q' = 0$, если даже $Q_0 \neq 0$. Это объясняется тем, что благодаря прецессии оси симметрии ядро становится сферически симметричным. Однако при $I \geqslant 1$ $Q' \neq 0$. Из (8.10) вытекает также, что для определения внутреннего квадрупольного момента необходимо умножить Q' на множитель

$$\frac{I+1}{I} \cdot \frac{2I+3}{2I-1}. \tag{8.11}$$

Например, при $I = 3/2$ этот множитель равен 5, а при $I = 9/2$ равен 11/6. По мере дальнейшего роста I множитель (8.11) приближается к единице.

Четно-четные ядра в возбужденном состоянии ($K = 0$, $I = \Omega \neq 0$) согласно (8.9) обладают квадрупольным моментом

$$Q' = -Q_0 \frac{I}{2I+3},$$

не равным нулю, если $Q_0 \neq 0$.

Значения Q_0 могут быть найдены непосредственно методом кулоновского возбуждения вращательных уровней ядра (§ 15.1).

На рис. 8.7 показана зависимость внутренних квадрупольных моментов Q_0 от числа нечетных нуклонов в ядре. Для исключения зависимости Q_0 от геометрических размеров ядра значения Q_0 разделены на R^2. Как видно, с увеличением массы ядра наблюдается тенденция роста Q_0. Стрелками на

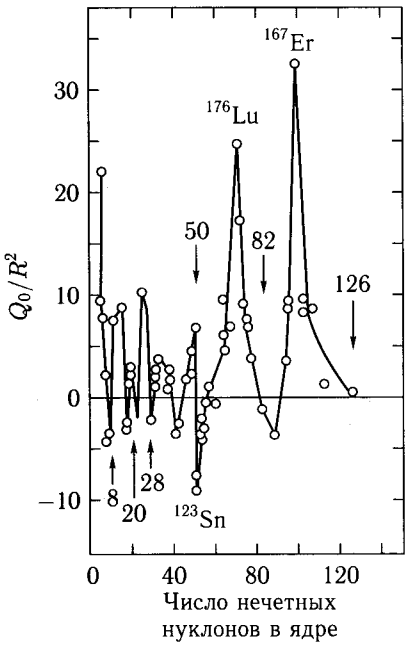


Рис. 8.7. Зависимость собственного квадрупольного момента от числа нечетных нуклонов в ядре

рис. 8.7 отмечены квадрупольные моменты магических ядер; они сравнительно малы или равны нулю. Для большинства тяжелых ядер квадрупольные моменты отличны от нуля и положительны, т. е. такие ядра имеют форму вытянутого эллипсоида вращения.

§ 8.3. Использование представлений оболочечной и обобщенной моделей в ядерной спектроскопии

В книге [2] широко используется информация об уровнях энергии атомных систем, получаемая методами атомной и молекулярной спектроскопии, считающейся первым фундаментальным видом спектроскопии. Важнейшая задача ядерной спектроскопии — второго фундаментального вида спектроскопии, состоит в изучении энергетических уровней ядер, возникающих при радиоактивном распаде и ядерных реакциях. В этой книге мы будем часто использовать сведения о ядерных уровнях, получаемые методами ядерной спектроскопии [8].

Теоретической основой ядерной спектроскопии являются оболочечная и обобщенная модели ядра. Поэтому существующая классификация ядерных уровней опирается на представления указанных моделей.

Рассмотрим эту классификацию подробнее. При возбуждении сердцевины ядра возникают редко расположенные уровни со сравнительно большой энергией. Наиболее высоко расположенный уровень на рис. 8.8, *а* ($E \approx 20$ МэВ)

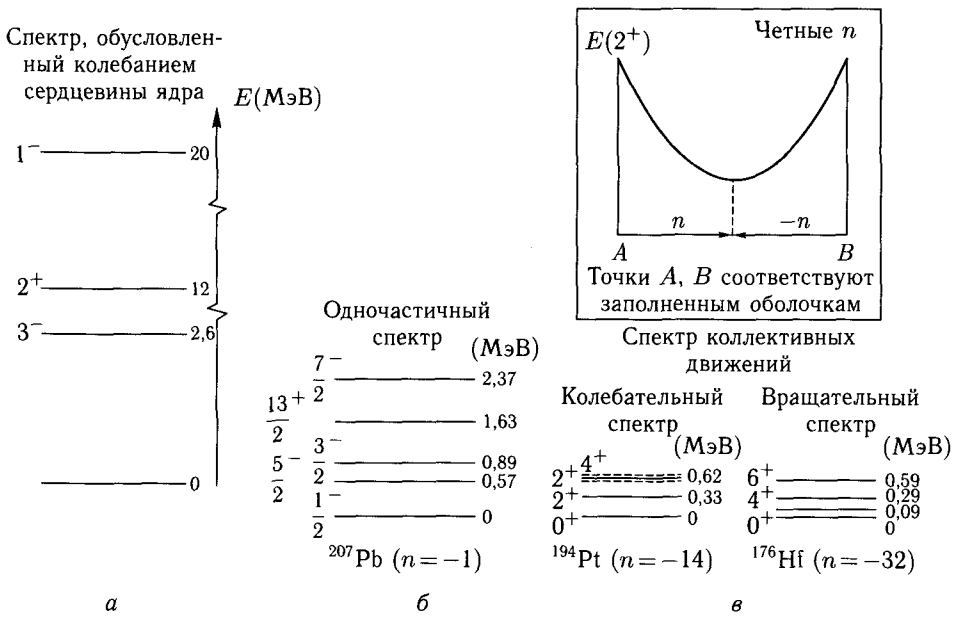


Рис. 8.8. Энергетические спектры ядра, соответствующие различным случаям движения его остова и периферийных нуклонов

соответствует особенно сильному возбуждению, приводящему к дипольной деформации ядра. Этот эффект не обнаруживает никакой связи с оболочечной структурой ядра, так как энергия возбуждения дипольного резонанса является плавной функцией массового числа, постепенно уменьшаясь с его ростом. При энергии возбуждения порядка 10 МэВ в остове ядра возникает квадрупольная деформация, а при энергии 2,5–3 МэВ — октупольная.

Характер спектров остальных типов сильно зависит от оболочечной структуры ядра. Остановимся вначале на случае, когда сверх остова ядра имеется один избыточный нуклон. При возбуждении последнего возникает так называемый *одночастичный спектр*. В случае ядра, обладающего «дыркой», т. е. одной вакансией в остове, образуется спектр такого же типа. Понятие «дырки» достаточно часто используется в атомной и молекулярной спектроскопии (см., например, в [2, § 25.1]). В данном случае оно удобно тем, что позволяет резко сократить число рассматриваемых частиц. Например, ядро $^{13}_{6}C$, обладающее семью нейтронами, можно рассматривать как ядро, имеющее одну дырку, так как до заполнения второй нейтронной оболочки, соответствующей магическому числу 8, не хватает одного нейтрона. Число нуклонов сверх замкнутых оболочек мы будем обозначать через n, а число дырок в оболочках через $-n$, причем $|n|$ не может превышать половины от максимального числа нуклонов в нейтронной и протонной незамкнутых оболочках.

На рис. 8.8, *б* в качестве примера приведен одночастичный спектр ядра ^{207}Pb ($n = -1$). Как видно, расстояния между уровнями имеют порядок десятых долей МэВ или 1 МэВ.

Для ядер с $|n| > 1$ следует учитывать характер остаточных взаимодействий. Согласно общепринятому предположению, «остаточные силы», действующие между избыточными нуклонами, делятся на две группы. Первые силы ответственны за связь нуклонов в пары с нулевыми моментами импульса. В случае действия этих сил существенно перекрываются волновые функции лишь двух взаимодействующих частиц. При действии так называемых *квадрупольных сил* существенно перекрываются волновые функции всех n частиц. Квадрупольные силы являются более дальнодействующими по сравнению с парными.

Если среди избыточных нуклонов преобладают силы первого типа, то облако имеет сферическую форму. При действии сил второго типа нуклоны облака стремятся сконцентрироваться в определенных направлениях, и последнее деформируется. Таким образом, деформация облака обусловлена действием квадрупольных сил.

При наличии парных сил энергия связи пропорциональна числу пар $n/2$, а квадрупольных — n^2. Поэтому парные силы проявляются в основном при малых n; при $n \gg 1$ квадрупольные силы резко преобладают над парными.

В частности спектр «облака» с четным n имеет следующие особенности. Если n сравнительно мало, то облако имеет сферичесую форму. Коллективное движение в данном случае заключается в колебании нуклонов облака относительно сферически равновесной формы, В процессе таких колебаний испускаются квадрупольные кванты. Первое возбужденное состояние имеет характеристику 2^+; приблизительно при удвоенной энергии обычно находится состояние — вырожденный триплет 0^+, 2^+, 4^+. Пример колебательного спектра приведен на рис. 8.8, *в*.

При дальнейшем существенном росте $|n|$ облако деформируется настолько, что ядро приобретает несферическую форму. Сердцевина ядра также несколько деформируется, однако, обладая существенно большим зарядом по сравнению с облаком, она деформируется значительно слабее последнего. Такое ядро обладает относительно большим квадрупольным моментом.

Несферические ядра могут вращаться; характер вращательных спектров мы описали выше. На рис. 8.8, *в* показан вращательный спектр ^{176}Hf ($n = -32$). Уровни энергии имеют характеристики 0^+, 2^+, 4^+, 6^+ в соответствии с предсказаниями обобщенной модели.

Энергия колебательно-вращательных уровней (сотые и десятые доли МэВ) значительно меньше энергии одночастичных уровней.

Энергия колебательно-вращательных движений сильно зависит от n. Например, для уровня 2^+ с ростом n энергия уменьшается, достигает минимума и возрастает (кривая в рамке, рис. 8.8). Когда избыточные нуклоны образуют конфигурацию, близкую к замкнутой, возбуждения относительно велики, и уровни энергии образуют спектр, подобный одночастичному спектру.

Энергетический спектр с нечетным числом нуклонов в незамкнутой оболочке представляет собой сочетание из спектров, соответствующих коллективным состояниям n частиц и одночастичному состоянию непарного нуклона.

Итак, энергетические спектры ядер можно подразделить на три типа: спектр, связанный с колебаниями сердцевины ядра, одночастичный спектр и колебательно-вращательный спектр. Сравнительно большая энергия уровней первого типа объясняется стабильностью заполненных оболочек. Энергия одночастичных уровней, меньше чем энергия колебаний сердцевины, но значительно больше энергии уровней колебательно-вращательного спектра. Различие энергий уровней второго и третьего типа нетрудно объяснить. При коллективном колебании или вращении нуклонов незамкнутой оболочки в движении одновременно участвует много частиц, обладающих в совокупности относительно большой массой. Самосогласованное поле на периферии ядра сравнительно слабо, что обуславливает малость возвращающей силы. С другой стороны, движение отдельной частицы при $n = 1$ происходит в гораздо более сильном самосогласованном поле почти сферического ядра, причем масса нуклона намного меньше массы облака. Поэтому возвращающая сила во втором случае существенно больше, чем в первом.

Приведенное подразделение спектров ядерных уровней энергии на три типа в известной мере условно. Реальные ядерные спектры представляют собой сложное сочетание спектров различных видов.

Глава 9

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Благодаря неполноте наших знаний о природе ядерных сил «стратегический подход» к решению этой проблемы заключается в проведении комплексных исследований теоретического и экспериментального характера. В этой главе именно в таком ключе — тесном переплетении теоретических и наблюдательных данных, излагаются вопросы, связанные с изучением физических характеристик ядерных сил.

§ 9.1. Феноменологическая и мезонная теории ядерных сил

Из различных разработанных к настоящему времени вариантов теории ядерных сил мы ограничимся кратким описанием двух из них: феноменологической и мезонной теорий.

Феноменологическая теория ядерных сил основана на эмпирическом подборе потенциалов взаимодействия между двумя нуклонами ($(N-N)$-взаимодействия) с тем, чтобы обеспечить согласие теоретически вычисленных величин с известной совокупностью экспериментальных фактов. Используя данные наблюдений о взаимодействиях нуклонов с энергией в несколько десятков МэВ, были подобраны потенциалы, оказавшиеся «удачными» в указанном энергетическом диапазоне. Но, как выяснилось, для описания взаимодействий нуклонов с энергией порядка ста МэВ и выше эти «низкоэнергетические» потенциалы неприменимы.

К настоящему времени предложено несколько потенциалов, удовлетворительно описывающих $(N-N)$-рассеяние до энергий в несколько сотен МэВ; но вряд ли можно надеяться, что они окажутся справедливы и при больших энергиях.

Итак, феноменологическая теория ядерных сил привела к ограниченному успеху даже в «угадывании» характера потенциала $(N-N)$-взаимодействий. Ограниченность этой теории проявляется также в том, что в ее рамках вообще невозможно поставить задачу исследования природы сил, проявляющихся при взаимодействиях между нуклонами.

Более успешной оказалась мезонная теория. Остановимся на некоторых представлениях, лежащих в основе этой теории. Напомним, что в квантовой электродинамике взаимодействие между двумя электрически заряженными частицами описывается как испускание виртуального фотона — кванта электромагнитного поля, одной из них и его последующее поглощение другой. В 1934 г. И.Е. Тамм высказал идею о том, что подобный же обменный

механизм имеет место и для ядерных сил. Он опирался на только что созданную Э. Ферми теорию β-распада (она кратко излагается в § 12.5). Согласно гипотезе Тамма квантами ядерного поля являются пары $e^- - \widetilde{\nu}$ и $e^+ - \nu$ (как известно они возникают в результате взаимного превращения нейтрона и протона: $n \to p + e^- + \widetilde{\nu}$, $p \to n + e^+ + \nu$). Но вскоре Тамм показал, что взаимодействия, возникающие при обмене такими квантами, слишком слабы, чтобы объяснить особенности ядерных сил. Таким образом, электроны и нейтрино нельзя отождествлять с квантами ядерного поля. Другие же частицы, которые можно было бы принять за ядерные кванты, в то время не были известны.

Идея Тамма получила дальнейшее развитие в 1935 г. в работе Х. Юкавы [1] предположившего, что квантами ядерного поля являются частицы пока что не обнаруженные экспериментально. Из того, что радиус ядерных сил сравнительно мал ($\sim 10^{-13}$ см), вытекало, что ядерные кванты должны иметь конечную массу покоя.

Покажем это. Воспользуемся известным релятивистским соотношением

$$E^2 - p^2c^2 - m^2c^4 = 0, \tag{9.1}$$

где E — полная энергия частицы, p — ее импульс, m — масса, c — скорость света в пустоте.

На основании известных правил квантовой механики заменим величины E^2 и p^2 их операторами:

$$E^2 \to \widehat{E}^2 = -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2}; \quad p^2 \to \widehat{p}^2 = -\hbar^2 \Delta,$$

что позволяет заменить выражение (9.1) уравнением

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \hbar^2 c^2 \Delta - m^2 c^4 = 0. \tag{9.2}$$

Введем функцию $\varphi = \varphi(r, t)$, описывающую сферически-симметричное поле ядерных сил.

Составим, исходя из соотношения (9.2), уравнение для поля ядерных сил:

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - K^2\right) \varphi = 0, \tag{9.3}$$

где $K = \dfrac{mc}{\hbar}$. В стационарном случае уравнение (9.3) приобретает вид

$$(\Delta - K^2)\varphi = 0. \tag{9.4}$$

Сравним уравнение (9.4) с уравнением Лапласа, описывающим потенциал электростатического поля φ' в области, не содержащей зарядов:

$$\Delta\varphi' = 0.$$

В предположении, что электростатическое поле создается точечным электрическим зарядом e, находящимся в начале координат, оно имеет решение

$$\varphi'(r) = \frac{e}{r}.$$

Аналогичный вид имеет и решение уравнения (9.4):

$$\varphi(r) = g\,\frac{e^{-Kr}}{r} = g\,\frac{e^{-r/r_0}}{r}, \tag{9.5}$$

где

$$r_0 = \frac{1}{K} = \frac{\hbar}{mc} \tag{9.6}$$

— характеристический радиус, g — постоянная, интерпретируемая как нуклонный заряд или константа связи для ядерного взаимодействия. Величина, описываемая выражением (9.5), называется *потенциалом Юкавы*.

Величину r_0 можно истолковать как комптоновскую длину волны частицы с импульсом mc (сравните с формулой $\lambda\!\!\!^{-}_e = \dfrac{\hbar}{m_e c} \sim 10^{-11}$ см для комптоновской длины волны электрона). Влияние потенциала Юкавы (9.5) эффективно проявляется на расстояниях $r \leqslant r_0$. Полагая $r_0 = 2 \cdot 10^{-13}$ см, определим массу этой частицы:

$$m = \frac{1{,}05 \cdot 10^{-27}}{2 \cdot 10^{-13} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 0{,}18 \cdot 10^{-24}\ \text{г} \approx 200 m_e.$$

Таким образом, ядерный квант должен обладать весьма значительной массой, промежуточной между массами протона и электрона. Поэтому ядерные кванты и были названы, как говорилось в § 2.1, *мезонами* («мезо» по-гречески — средний, промежуточный). В 1947–1950 гг. в составе космического излучения, а затем на ускорителях были найдены π-мезоны (пионы) (π^+, π^-, π^0), истолкованные как кванты ядерного поля.

Подставляя экспериментально найденное значение массы пиона ($m_\pi = 273 m_e$) в формулу (9.6), уточним радиус действия ядерных сил:

$$r_0 \equiv \lambda\!\!\!^{-}_\pi = \frac{\hbar}{273 m_e c} = \frac{1{,}05 \cdot 10^{-27}}{273 \cdot 9{,}11 \cdot 10^{-28} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 1{,}41 \cdot 10^{-13}\ \text{см} = 1{,}41\ \text{Фм}.$$

Нуклон можно представить себе наглядно как бы окруженным облаком непрерывно испускаемых и поглощаемых виртуальных мезонов. Оценим значение времени, в течение котрого нуклон может находиться в состоянии диссоциации на «голый» нуклон и пион. При виртуальном испускании пиона энергия нуклона уменьшается на $\Delta E = m_\pi c^2$. Согласно соотношению неопределенностей $\Delta E\,\Delta t \approx \hbar$ время диссоциации не должно превышать величину $\Delta t \approx \dfrac{\hbar}{m_\pi c^2} \approx 0{,}47 \cdot 10^{-23}$ с. За это время пион, движущийся даже со скоростью света, не уйдет на расстояние, большее $a = \Delta t\, c \approx 0{,}47 \cdot 10^{-23} \times 3 \cdot 10^{10} \approx 1{,}41 \cdot 10^{-13}$ см, что совпадает с вычисленным выше значением $\lambda\!\!\!^{-}_\pi$. Отсюда величина a (радиус действия ядерных сил) получает следующее наглядное толкование: a соответствует предельному расстоянию, на которое

может уйти от нуклона испущенный им виртуальный пион. Другой нуклон сможет поглотить виртуальный пион, испущенный первым нуклоном, если расстояние между нуклонами окажется равным $r \leqslant a = \lambda\!\!\!^{-}_{\pi}$.

Использование мезонной теории позволило сделать ряд предсказаий фундаментального характера (помимо предсказания самого факта существования пионов). Так, были предсказаны их спин, четность, число пионов разного вида, относительно большое значение сечения поглощения пионов ядрами.

К сожалению, попытки создать полноценную расчетную модель взаимодействия нуклонов, основанную на представлениях мезонной теории, не увенчались успехом из-за больших математических затруднений, связанных со специфическими особенностями ядерных сил.

Обе рассмотренные теории — феноменологическая и мезонная, справедливы при энергиях, не превышающих по порядку величины одного гигаэлектронвольта. При более высоких энергиях в теории сильных взаимодействий используется упоминавшаяся во введении квантовая хромодинамика, обсуждаемая в рамках физики элементарных частиц. Напомним, что роль квантов сильных взаимодействий играют в ней глюоны.

§ 9.2. Экспериментальные методы изучения ядерных сил

Взаимодействия, в которых проявляются ядерные силы, можно разбить на три типа: 1) парные взаимодействия между нуклонами, 2) взаимодействия свободных нуклонов с ядрами или ядер между собой, 3) взаимодействия между нуклонами в ядре.

Считается, что характеристики взаимодействий второго и третьего типа можно определить, зная свойства ядерных сил, проявляющихся во взаимодействиях первого типа, поскольку все перечисленные взаимодействия основаны на одном и том же процессе — обмене мезонами между двумя нуклонами.

Описываемые ниже эксперименты позволяют исследовать обычные парные ядерные силы. Различают случаи, когда энергия E этой системы больше и меньше нуля (началом отсчета $E = 0$ является значение суммарной энергии покоя пары этих частиц). Взаимодействие с $E > 0$ имеет место при $(N$–$N)$-рассеянии. В природе существует всего одна связанная система из двух нуклонов — дейтрон. Для этой системы, очевидно, $E < 0$.

В настоящей главе мы изучим свойства дейтрона и рассмотрим опыты по упругому рассеянию двух нуклонов. Различают три типа таких взаимодействий: упругое рассеяние нейтрона на протоне ($(n$–$p)$-рассеяние), протона на протоне ($(p$–$p)$-рассеяние) и нейтрона на нейтроне ($(n$–$n)$-рассеяние). Взаимодействия первых двух типов к настоящему времени изучены довольно полно, тогда как исследование взаимодействия третьего типа затруднено отсутствием нейтронных мишеней. Тем не менее, были разработаны экспериментальные методы изучения $(n$–$n)$-рассеяния, однако они являются либо не совсем корректными, либо косвенными.

Процесс $(N$–$N)$-рассеяния характеризуется зависимостью дифференциального сечения $d\delta/d\Omega$ от углов и энергий. В экспериментах по упругому

рассеянию нуклонов на нуклонах и изучаются эти зависимости. С помощью определенных приемов их анализа (мы их опишем чуть позже) удается извлечь различную информацию о ядерных силах.

Данные, получаемые при изучении двухнуклонных систем с $E > 0$ и $E < 0$, и позволяют феноменологически подбирать потенциалы (N–N)-взаимодействия.

Будем условно разделять кинетические энергии взаимодействующих частиц на *низкие* (не свыше 20–30 МэВ) и *высокие* (порядка ста МэВ и более). При низких энергиях длина дебройлевской волны λ меньше или примерно равна r_0. Высокие энергии приближенно равны или превышают энергию покоя пиона. Иногда энергии свыше 1 ГэВ называют сверхвысокими, последние превышают энергию покоя нуклона. При таких энергиях приобретает большое значение неупругое рассеяние, и появляются процессы, обусловленные, как мы знаем, не столько ядерными силами, сколько свойствами элементарных частиц. Однако, в ряде случаев наблюдательные данные, получаемые при энергиях взаимодействия нуклонов свыше одного гигаэлектронвольта, касаются тех или иных свойств ядерных сил. Такого рода информация будет эпизодически приводиться и в этой главе.

§ 9.3. Изотопический спин

9.3.1. Зарядовая симметрия ядерных сил. Изотопическая инвариантность. Прежде чем рассматривать свойства двухнуклонных систем нам необходимо познакомиться с одним важным свойством нуклонов — *изотопическим спином*. Мы знаем, что протон и нейтрон имеют различный электрический заряд и различный магнитный момент. В отличие от протона, стабильного в свободном состоянии, свободный нейтрон неустойчив. И, как упоминалось, возможен его распад на протон, электрон и антинейтрино:

$$n \to p + e^- + \tilde{\nu}.$$

Таким образом, на первый взгляд может создаться впечатление, что протон и нейтрон являются существенно различными частицами. Однако объединение их в группу родственных частиц — нуклонов можно считать физически обоснованным. Действительно, они обладают одинаковым спином, близкими массами и могут взаимно превращаться друг в друга. Особенно ярко сходство нейтрона и протона проявляется у «зеркальных ядер», получающихся друг из друга при замене протонов на нейтроны и наоборот. Первой парой зеркальных ядер можно считать сами нейтрон и протон, второй — ядра ^{3}H–^{3}He. Электромагнитные свойства этих ядер различны: электрические заряды равны соответственно 1 и 2, а магнитные моменты $+2{,}98\mu_{\text{яд}}$ и $-2{,}13\mu_{\text{яд}}$. Однако другие их свойства удивительно сходны между собой. Так. энергии связи этих ядер, обусловленные ядерным притяжением, равны между собой. Они обладают сходными системами уровней и одинаковыми спинами. Аналогичные особенности свойственны и другим парам зеркальных ядер, например, ^{7}Be–^{7}Li, ^{9}B–^{9}Be.

Симметрия свойств зеркальных ядер может быть объяснена, если допустить существование *зарядовой симметрии ядерных сил*, выражающейся в тождественности элементарных $(n\text{–}n)$- и $(p\text{–}p)$-взаимодействий. Зарядовая симметрия ядерных сил вытекает из более глубокой закономерности, называемой *изотопической инвариантностью*. Она не только подтверждает тождественность $(n\text{–}n)$- и $(p\text{–}p)$-взаимодействий, но и объясняет некоторое их отличие от $(n\text{–}p)$-взаимодействия.

Изотопическую инвариантность принято трактовать в рамках математического описания, сводящегося к следующему. Введем чисто формальное представление о трехмерном пространстве, называемом *изотопическим*, и проведем в нем три взаимно перпендикулярные оси ζ, ξ, η (изотопическое пространство не имеет никакого отношения к обычному пространству). Будем считать, что частица находится одновременно и в обычном и в изотопическом пространстве. В последнем она всегда расположена в начале координат. Поэтому в изотопическом пространстве частица не может двигаться поступательно, но может вращаться, т. е. она не обладает «изотопическими» импульсом и орбитальным моментом, но может обладать «изотопическом» спином. Вектор изотопического спина (изоспина) равен по модулю $|\tau| = \sqrt{\tau(\tau+1)}$, где $\tau = 1/2$. Изотопической спин является, очевидно, аналогом спина

$$|s| = \sqrt{s(s+1)} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)}$$

в обычном пространстве.

Нейтрон и протон рассматриваются как два «зарядовых сосояния» одной и той же частицы — нуклона. Подобно обычному спину изоспин может обладать только двумя значениями проекции на выделенную ось — ось ζ. Проекция $\tau = 1/2$ соответствует протону, а $\tau_\zeta = -1/2$ — нейтрону. Для перехода от протона к нейтрону надо изменить проекцию от $1/2$ до $-1/2$.

Если система состоит из i нуклонов, каждому из которых приписывается изоспин $\boldsymbol{\tau}$, то суммарный вектор изоспина $\mathbf{T}$ равен

$$\mathbf{T} = \sum_i \boldsymbol{\tau}_i.$$

Согласно правилам квантования моментов изоспин T может принимать значения $T = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \ldots$, а его проекции на выделенное направление —

$$T_\zeta = m_\zeta = T, T-1, \ldots -T.$$

Таким образом, система с изоспином T обладает в изотопическом пространстве $(2T+1)$ состояниями.

Для системы, состоящей из Z протонов и N нейтронов:

$$T_\zeta = \sum_i \tau_{i\zeta} = \frac{1}{2}Z - \frac{1}{2}N = \frac{1}{2}(Z-N).$$

Согласно изложенной формальной схеме изотопическая инвариантность есть свойство *инвариантности системы относительно поворотов в изотопическом пространстве*. Зарядовая симметрия — частный случай изотопической инвариантности — это *инвариантность свойств системы относительно замены всех ее нейтронов на протоны и наоборот*. В изложенной схеме зарядовая симметрия есть инвариантность относительно поворота в изотопическом пространстве на угол 180° вокруг оси ζ (рис. 9.1, *а*). Иначе говоря, при

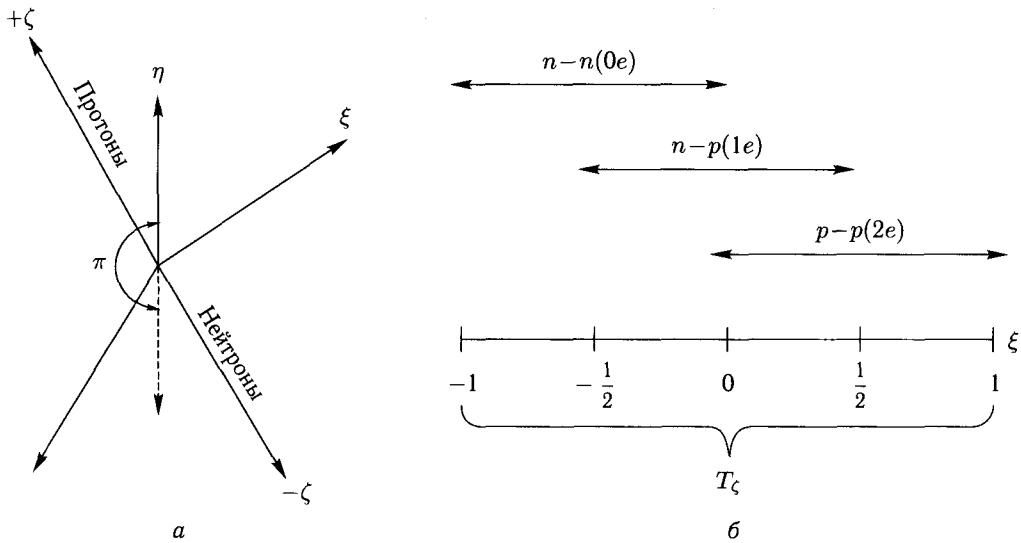


Рис. 9.1. Преобразование нуклонов в изотопическом пространстве: *а* — поворот вектора изоспина на угол 180° в изотопическом пространстве; *б* — проекции двухнуклонной системы на ось ζ

изотопической инвариантности в парах частиц p–p, n–n, n–p в одном и том же состоянии ядерные силы одинаковы. На рис. 9.1, *б* представлены проекции двухнуклонной системы на оси ζ.

При описании ядерного взаимодействия помимо обычных законов сохранения (энергии, импульса и т. д.) необходимо ввести новый закон сохранения — закон сохранения изотопического спина изолированной ядерной системы:

$$T = \text{const}. \tag{9.7}$$

Закон сохранения изотопического спина справедлив как для взаимодействий между свободными частицами, так и вообще для любых частиц, участвующих в сильных взаимодействиях.

Группу одинаковых по отношению к сильным взаимодействиям частиц называют *изотопическим мультиплетом*. Примером последнего служит изотопический дублет — система из протона и нейтрона, которые рассматриваются, как мы знаем, в качестве двух зарядовых состояний нуклона. Примером изотопического триплета могут служить π^+-, π^0-, π^--мезоны, которые трактуются как три зарядовых состояния элементарной частицы — пиона.

В электромагнитных взаимодействиях закон сохранения изоспина нарушается. Это формально видно из того, что заряд определяется проекцией изоспина, поэтому кулоновское взаимодейтсвие зависит от значения его проекций, не являющихся инвариантными относительно вращений системы координат.

1. К представлению об изотопической инвариантности можно прийти, воспользовавшись квантовомеханическим принципом суперпозиции. Запишем его для системы из протона и нейтрона

$$\Psi = c_1\psi_p + c_2\psi_n. \tag{9.8}$$

Если $c_1 = 0$, то состояние Ψ является чисто нейтронным, если же $c_2 = 0$, то чисто протонным. При c_1 и c_2 отличных от нуля, получается когерентная смесь нейтронного и протонного состояний. Введем допущение, что ядерные силы одинаковы для протона, нейтрона и для любой когерентной суперпозиции (9.8). В этом и выражается сущность изотопической инвариантности.

Условие (9.8) соответствует различным поворотам вектора T в изотопическом пространстве.

2. В гл. 1 (п. 1.3.4) мы указывали, что в силу теоремы Непер законы сохранения являются следствием определенного вида симметории системы. В частности, закон сохранения изоспина отражает симметрию ядерного взаимодействия относительно поворота осей изотопического пространства, считающегося таким образом изотропным.

9.3.2. Аналоговые состояния. Введем представление о так называемых *аналоговых состояниях* (или *аналоговых уровнях*) атомных ядер, связанного с понятием изотопической инвариантности. С этой целью воспользуемся следующим примером. В результате облучения ядер $^{208}_{82}\mathrm{Pb}$ ускоренными протонами происходит реакция

$$^{208}_{82}\mathrm{Pb} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{209}_{83}\mathrm{Bi}.$$

Причем ядра висмута-209 образуются в возбужденном состоянии. Характерная особенность возникшего ядра заключается в том. что его изоспин равен 45/2, тогда как в основном состоянии ядро $^{209}_{83}\mathrm{Pb}$ имеет изоспин 43/2. С другой стороны, ядро-изобар $^{209}_{82}\mathrm{Pb}$ в основном состоянии также обладает изоспином 45/2. Уровень $9/2^+$ ядра $^{209}\mathrm{Bi}$ входит вместе с основным уровнем ядра-изобара $^{209}\mathrm{Pb}$ в состав изотопического мультиплета с $T = 45/2$ (рис. 9.2). На этом примере видно, что изотопические мультиплеты образуют уровни ядер — изобар, т. е. ядер, обладающих одинаковым массовым числом A.

Принято называть уровни (состояния) ядер, входящих в состав изоспинового мультиплета, аналоговыми. Так, уровень $9/2^+$ ядра $^{209}\mathrm{Bi}$ является аналогом основного уровня ядра $^{209}\mathrm{Pb}$. В свою очередь, можно ввести представление и о более высоких уровнях — аналогах, соответствующих возбужденным состоянием ядер-изобар $^{209}\mathrm{Pb}$–$^{209}\mathrm{Bi}$, как это показано на рис. 9.2.

Изучение аналоговых состояний считается перспективным направлением ядерной физики. Таким путем в настоящее время получают весьма обширную информацию о структуре ядер. В частности, метод нахождения аналоговых состояний эффективно применяется для открытия новых нуклоно-стабильных изотопов.

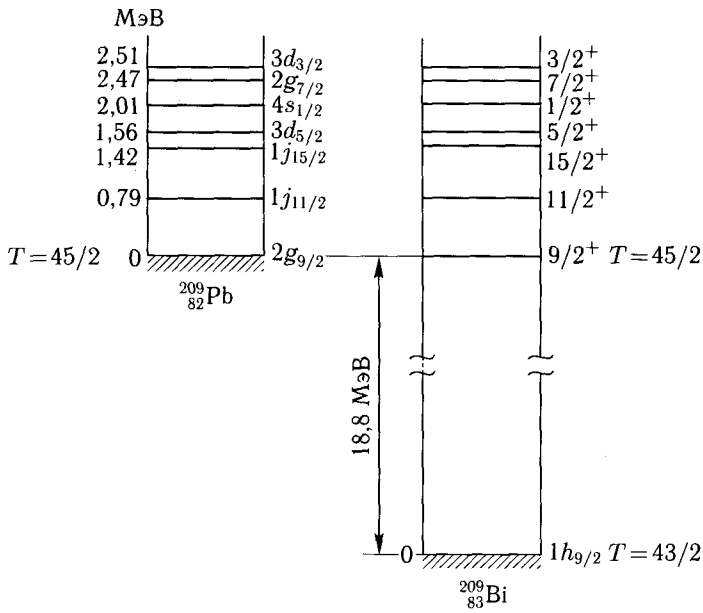


Рис. 9.2. Энергетический спектр изобар $^{209}_{82}$Pb и $^{209}_{83}$Bi

§ 9.4. Классификация состояний двухнуклонной системы

В гл. 8 мы ввели представление о ядерной спектроскопии. Здесь мы несколько разовьем эту тему, но в более «узком плане» применительно к системе из двух нуклонов [6]. По-прежнему используя символику атомной спектроскопии, обозначим орбитальный момент системы нуклон-нуклон через $\mathbf{L}$. Система может находиться в дискретных состояниях, определяемых квантовым числом L, принимающим значения 0, 1, 2, 3. 4. 5, ...; соответствующие им состояния обозначаются большими буквами S, P, D, F, G, H, ... [1]) Суммарный спин нуклонов обозначим через $\mathbf{S}$, характеризующее его квантовое число S равняется 0 или 1. Полный момент импульса системы будем, как и раньше, обозначать через $\mathbf{J}$, причем $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$; квантовое число J может принимать значения

$$J = L + S, L + S - 1, \ldots, |L - S|. \tag{9.9}$$

Моменты L и S в ядерных взаимодействиях по отдельности не сохраняются, а сохраняется лишь суммарный вектор $\mathbf{J}$. Другой сохраняющейся величиной является, как известно, четность.

Мультиплетность $\kappa = 2S + 1$ проставляется слева вверху от символа состояния, а индексом справа внизу от символа — квантовое число 1.

[1]) Состояния с $L > 4$ в этой книге нам не встретятся, поэтому и символы состояний мы приводим в указанном «сокращенном» виде.

Рассмотрим состояния $(n\text{–}p)$-системы. Так как последняя представлена нетождественными частицами, то принцип Паули к ней неприменим. При $S = 0$ и $J = L$ получается набор одиночных — синглетных состояний с мультиплетностью 1 (см. верхнюю часть табл. 9.1), а при $S = 1$ и $I = L + 1, L, L - 1$ — набор триплетных состояний с мультиплетностью 3 (см. нижнюю часть табл. 9.1). Хотя при $L = 0$ существует не три, а одно состояние — $^3S_1$, однако для единообразия его также называют триплетным.

Таблица 9.1

Наборы синглетных и триплетных состояний $(n\text{–}p)$-системы

Синглетные состояния						
$J = L$	0	1	2	3	4	5
Символы состояний	$^1S_0$	$^1P_1$	$^1D_2$	$^1F_3$	$^1G_4$	$^1H_5$
Триплетные состояния						
L	0	1	2	3	4	5
		0	1	2	3	4
J	1	1	2	3	4	5
		2	3	4	5	6
Символы состояний		$^3P_0$	$^3D_1$	$^3F_2$	$^3G_3$	$^3H_4$
	$^3S_1$	$^3P_1$	$^3D_2$	$^3F_3$	$^3G_4$	$^3H_5$
		$^3P_2$	$^3D_3$	$^3F_4$	$^3G_5$	$^3H_6$

Согласно формулам (7.36) и (7.37) четность состояний определяется орбитальным квантовым числом (в данном случае числом L), поэтому состояния S, D, G и т. д. — четные, а состояния P, F, H и т. д. — нечетные.

Задание J и четности определяет однозначно значения L для всех синглетов и триплетов с $J = L$, но не позволяет однозначно определить L для триплетов с $J = L \pm 1$, поскольку в этом случае всегда существует два состояния с одинаковым значением J и одинаковой четностью, но с разными L. К ним относятся пары состояний $^3S_1$–$^3D_1$, $^3P_2$–$^3F_2$, $^3D_3$–$^3G_3$, $^3F_4$–$^3H_4$. Такие состояния, отличающиеся по L на две единицы, комбинируют друг с другом, что означает их наложение (суперпозицию). Можно наглядно представить, что система часть времени проводит в состоянии с $J = L - 1$, а часть — в состоянии с $J = L + 1$. Для состояний $^3P_0$, $^3D_2$, $^3F_3$ и ряда других комбинирование такого рода невозможно из-за отсутствия для них «подходящих партнеров», т. е. состояний, которые, различаясь между собой на $2L$ обладали бы совпадающими значениями J [8].

Суперпозиция двух состояний с разными L символически записывается в виде суммы этих состояний. Например, состояние дейтрона изображается в виде $(1^+)^3S_1 + {}^3D_1$, где единица в скобках — значение J.

Приведем сводку возможных состояний $(n\text{–}p)$-системы.

Таблица 9.2

Возможные состояния (n–p)-системы

Состояния	Синглеты ($S = 0$, $L = 1$)	Триплеты ($S = 1$, $J = L + 1$, L, $L - 1$)
Обозначение состояний	$\underline{O^+S_0}$; $(1^-)^1P_1$; $\underline{(2^+)^1D_2}$; $(3^-)^1F_3$	$\underline{(O^-)^3P_0}$; $(1^+)^3S_1 + {}^3D_1$; $\underline{(1^-)^3P_1}$; $(2^+)^3D_2$; $\underline{(2^-)^3P_2 + {}^3F_2}$; $(3^+)^3D_3 + {}^3G_3$; ...

Примечание. Обозначения состояний, возможных для (n–n)- и (p–p)-систем, подчеркнуты.

Перейдем теперь к анализу состояний (n–n)- и (p–p)-систем [1]. Важная особенность этих систем связана с тождественностью составляющих их частиц, что приводит к необходимости учета ограничений, связанных с принципом Паули. В силу последнего волновые функции, описывающие эти системы, должны быть антисимметричными. В гл. 11 [2] показано, что в триплетных состояниях координатная компонента волновой функции Ψ_A (1,2) для системы, состоящей из одинаковых частиц 1 и 2, антисимметрична, а спиновая $S_c(s_{Z_1}, s_{Z_2})$ — симметрична (s_{Z_1}, s_{Z_2} — проекции спинов этих частиц на ось Z). В синглетных же состояниях наоборот, координатная функция Ψ_c (1,2) симметрична, а спиновая $S_A(s_{Z_1}, s_{Z_2})$ антисимметрична. Благодаря этому в целом волновая функция всегда антисимметрична; для синглета и триплета имеем:

$$\begin{aligned} \Psi_A &= \Psi_c(1,2) S_A(s_{Z_1}, s_{Z_2}) \quad \text{(синглет)}, \\ \Psi_A &= \Psi_A(1,2) S_c(s_{Z_1}, s_{Z_2}) \quad \text{(триплет)}. \end{aligned} \tag{9.10}$$

Спиновая функция S_A соответствует одной проекции спина на ось Z, равной нулю, а S_c — трем проекциям спина на эту ось, равные 1, 0, -1.

Какая связь существует между четностью и симметрией этих состояний? Для синглетов функция $\Psi_c(1,2)$ не будет менять знак при перестановке частиц местами, если значения L четны (т. е. при выполнении условия $(-1)^{L_{(\text{четно})}}$ $\Psi_c(1,2) = \Psi_c(2,1)$). Наоборот, для триплетов функция $\Psi_A(1,2)$ меняет при такой перестановке знак, если L нечетно (в таком случае $(-1)^{L_{(\text{нечетно})}}$ $\Psi_A(1,2) = -\Psi_A(2,1)$).

Эти требования обеспечивают антисимметрию полной волновой функции Ψ_A. Но из сказанного вытекает, что для (n–n)- и (p–p)-систем реализуется лишь часть состояний, возможных для (n–p)-систем, а именно для синглетов осуществляются лишь четные состояния, а для триплетов — нечетные (см. табл. 9.2 и примечание к ней).

Используя представление об изотопическом спине, можно углубить классификацию состояний системы двух нуклонов. Поскольку каждый из них обладает изоспином $\tau = \frac{1}{2}$, то согласно правилам сложения векторов сум-

[1] (p–p)-система отличается от других нуклон-нуклонных систем электрическим взаимодействием между протонами, что отражается на характере рассеяния протонов на протонах (см. ниже).

марный изотопический спин может принимать значения $T = 0, 1$. Поэтому состояния $(N\text{–}N)$-систем можно подразделить на две группы, одна из которых характеризуется изоспином $T = 1$, а другая изоспином $T = 0$. Изоспину $T = 1$ отвечают три значения проекции: при $T_\zeta = -1$ $(n\text{–}n)$-систем) ее заряд равен 0, при $T_\zeta = 0$ $((n\text{–}p)$-система) он равен $1e$, при $T_\zeta = 1$ $((p\text{–}p)$-система) заряд равен $2e$ (рис. 9.1, *б*), т. е. в состоянии с $T = 1$ могут находиться все три вида $(N\text{–}N)$-системы.

Группе состояний с $T = 0$ отвечает лишь одна проекция $T_\zeta = 0$, эту группу составляют $(n\text{–}p)$-системы, которые не удовлетворяют принципу Паули. Последние описываются полными симметричными волновыми функциями:

$$\Psi_c = \Psi_A(1,2)S_A(s_{Z_1}, s_{Z_2}) \quad \text{(синглет)},$$
$$\Psi_c = \Psi_c(1,2)S_c(s_{Z_1}, s_{Z_2}) \quad \text{(триплет)}.$$

Как видно, в группу состояний с $T = 0$ входят нечетные синглеты и четные триплеты.

Сводка состояний, реализуемых с учетом изоспина, приведена в табл. 9.3.

Таблица 9.3

Классификация $(N\text{–}N)$-систем с учетом изотопического спина

Тип системы	T	Состояния
$n\text{–}n$, $n\text{–}p$, $p\text{–}p$	1	$(0^+)^1S_0$, $(0^-)^3P_0$, $(1^-)^3P_1$, $(2^-)^3P_2$, ...
$n\text{–}p$	0	$(1^+)^3S_1 + {}^3D_1$, $(1^-)^1P_1$, $(2^+)^3D_2$, ...

Согласно данным этой таблицы синглеты и триплеты при заданном L характеризуются разными значениями T и в силу закона сохранения изотопического спина не могут комбинировать между собой.

На основании проведенного анализа состояний двухнуклонных систем свойство изотопической инвариантности ядерных сил может быть выражено в виде следующей краткой формулировки: изотопическая инвариантность означает, что взаимодействие двух любых нуклонов в состояниях с $T = 1$ тождественны.

В заключение этого параграфа приведем важный пример проявления закона сохранения изотопического спина. Как будет установлено в § 9.6, единственная связанная $(n\text{–}p)$-система, представлена дейтроном, находящимся в состоянии с $T = 0$. Так как все три $(N\text{–}N)$-системы в состояниях с $T = 1$ обладают идентичными ядерными свойствами, но их переходы из этих состояний в состояния с $T = 0$ запрещены, то, следовательно, для $(n\text{–}n)$- и $(p\text{–}p)$-систем не существует условий для возникновения связанных состояний. Иначе говоря, возможность существования в природе бинейтрона n^2 и бипротона p^2 исключена в силу рассматриваемого закона. Весь имеющийся экспериментальный материал подтверждает этот вывод.

§ 9.5. Дейтрон

9.5.1. Обзор свойств дейтрона. В теории атомных ядер дейтрон играет роль, в какой-то мере аналогичную роли одноэлектронного атома в атомной физике, являющегося, подобно дейтрону, системой из двух частиц. Однако между теорией одноэлектронного атома и теорией дейтрона существует большая разница. Из решения уравнения Шрёдингера значения уровней энергии одноэлектронного атома могут быть определены с относительной точностью 10^{-2}–10^{-3}. В квантовой электродинамике поправки к уровням энергии вычисляются с относительной точностью 10^{-10} и выше. Физические характеристики простейшего ядра — дейтрона нельзя рассчитать со столь высокими точностями в первую очередь из-за невозможности количественного описания сильных взаимодействий с такой же точностью, как и электромагнитные взаимодействия. Ситуация в атомной физике напоминала бы ситуацию в ядерной физике, если бы точный вид закона Кулона не был известен, и мы пытались бы аппроксимировать его каким-либо рядом, допустим, вида $r^n e^{-r}$.

Обобщим информацию о свойствах дейтрона (некоторые из них приведены в предыдущих разделах). Так, мы знаем что протон и нейтрон связаны между собой короткодействующими ядерными силами, радиус действия которых определяется комптоновской длиной волны пиона, равной по порядку величины одному ферми.

В § 9.4 мы упоминали, что состояние дейтрона представлено суперпозицией S- и D-состояний. Существование именно такой комбинации состояний подтверждается следующими наблюдательными данными. В разделе 7.7.3 мы привели информацию о том, что квадрупольный момент дейтрона отличен от нуля, хотя и сравнительно мал: $Q(^2_1\mathrm{H}) = 0{,}00273$ см$^2 \ll \pi a^2$ и, следовательно, его форма несколько отличается от сферически-симметричной. Несферичность формы дейтрона, а также неаддитивность магнитных моментов протона и нейтрона в дейтроне указывают, что основное состояние дейтрона не является чистым S-состоянием. Две перечисленные особенности дейтрона свидетельствуют также о том, что ядерные силы являются нецентральными: они зависят от угла между направлением спина и прямой, соединяющей нуклоны (такие силы называют *тензорными*).

Зная экспериментальное значении квадрупольного момента дейтрона, можно оценить вклад D-состояния в суперпозицию его состояний. Согласно расчету доля D-состояния равна 4 %. Наглядно можно представить, что дейтрон 96 % времени находится в S-состоянии, а 4 % — в D-состоянии.

Если бы ядерные силы, действующие между протоном и нейтроном, слабо зависели от взаимной ориентации спинов, то дейтрон мог бы иметь синглетный и триплетный уровни со сравнительно мало различающимися энергиями. Такая ситуация характерна для систем из двух частиц, между которыми действуют электромагнитные силы.

Однако, как мы знаем, связанная (n–p)-система в состояниях со спином 0 не образуется. Следовательно, ядерные силы настолько сильно зависят от

спина, что только притяжение между протоном и нейтроном при параллельных спинах способно обеспечить возникновение связанной системы.

Поскольку примесь D-состояния мала, то в последующих расчетах мы будем ею пренебрегать, считая, что дейтрон находится в «чистом» ^{3}S-состоянии и что, следовательно, силы, действующие между составляющими его нуклонами, являются центральными.

9.5.2. Нерелятивистская теория дейтрона. Можно предложить ряд сферически-симметричных потенциалов, которые обеспечивают известные из опыта малый радиус ядерных сил и энергию связи дейтрона $E_0 = 2{,}23$ МэВ [6, 7]. К ним относится, например, изображенный на рис. 9.3 потенциал типа

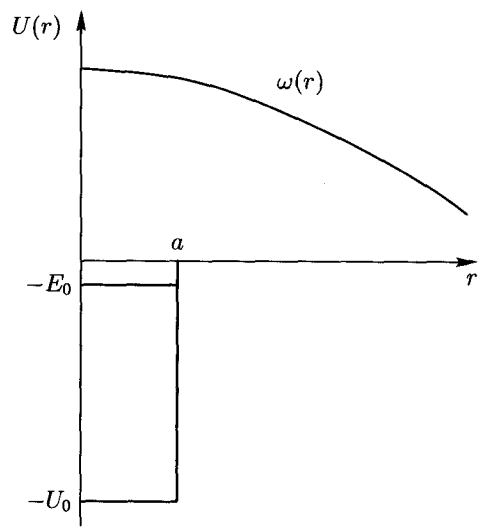


Рис. 9.3. Схема потенциальной ямы дейтрона и радиальная зависимость плотности вероятности $\omega(r)$

прямоугольный ямы шириной a:

$$U = \begin{cases} -U_0 & \text{для } r \leqslant a, \\ 0 & \text{для } r > a. \end{cases} \tag{9.11}$$

На первый взгляд этот потенциал является мало подходящим. Действительно, вспоминая, что значение силы равно производной от потенциала, и учитывая, что при $r < a$ потенциал постоянен, мы видим, что нейтрон и протон взаимодействуют лишь на расстоянии между ними, равном точно a, причем в точке $r = a$ сила взаимодействия бесконечна; с физической точки зрения такой потенциал никак нельзя считать естественным. Тем не менее, этой моделью часто пользуются, поскольку она обеспечивает приближенно правильное описание основных квантовых свойств взаимодействия и позволяет весьма просто производить вычисления. К тому же было установлено (из решения уравнения Шрёдингера с использованием потенциалов различного вида), что результаты расчетов слабо зависят от выбора потенциала, если только он обеспечивает

быстрое убывание ядерных сил вне «пионного» радиуса их действия. Поэтому мы в дальнейшем будем использовать потенциал (9.11).

Согласно расчету (см. п. 7.6.1 в [2]) поведение частицы в потенциальной прямоугольной яме отличается следующими существенными особенностями:

1) на ширине потенциальной ямы a укладывается целое число полуволн частицы, «запертой» в яме;

2) среди допустимых дискретных значений энергии этой частицы отсутствует значении $E = 0$, т. е. частица не может «лечь» на дно ямы.

Следовательно, в рассматриваемом случае уровень $E_0 = 2{,}23$ МэВ должен располагаться на некотором расстоянии от дна потенциальной ямы дейтрона. Ниже будет показано, что энергия взаимодействия нейтрона и протона значительно больше энергии связи дейтрона, поэтому уровень $E_0 = 2{,}23$ МэВ расположен близ края потенциальной ямы, т. е. для дейтрона выполняется условие $E_0 \ll U_0$.

Связь между U_0, E_0 и a в нерелятивстском приближении может быть найдена из решения уравнения Шрёдингера. Пусть в прямоугольной потенциальной яме шириной a и глубиной U_0 находится частица с массой, равной приведенной массе протона и нейтрона $\mu = m_n m_p / m_n + m_p$. Обозначим полную энергию через E, а волновую функцию дейтрона через Ψ. Уравнение Шрёдингера можно записать в виде

$$\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0. \tag{9.12}$$

В силу предположения о сферической симметрии волновая функция Ψ зависит только от r и не зависит от углов θ и φ. Записывая $\Delta\Psi$ в полярных координатах и производя в (9.12) подстановку $\Psi = R(r)/r$, получим

$$\frac{d^2R(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - U(r)]\,R(r) = 0. \tag{9.13}$$

Будем решать уравнение (9.13) раздельно для двух пространственных интервалов:

1) $r \leqslant a$, $U = -U_0$,

$$\frac{d^2R_1(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}(U_0 - E_0)R_1(r) = 0. \tag{9.14}$$

2) $r > a$, $U = 0$,

$$\frac{d^2R_2(r)}{dr^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2}E_0 \cdot R_2(r) = 0. \tag{9.15}$$

Запишем граничные условия задачи: при $r \to 0$

$$R_1(r) \to 0,$$

при $r \to \infty$

$$\frac{R_2(r)}{r} \to 0.$$

Решения уравнений (9.14) и (9.15) имеют вид

$$r \leqslant a \quad R_1(r) = A \sin\left[\sqrt{2\mu(U_0 - E_0)/\hbar^2}\, r\right] = A \sin kr, \tag{9.16}$$

$$r > a \quad R_2(r) = Be^{-\frac{1}{\hbar}\sqrt{2\mu E_0}\, r} = Be^{-\gamma r}. \tag{9.17}$$

Здесь

$$k = \sqrt{2\mu(U_0 - E_0)/\hbar^2}, \tag{9.18}$$

$$\gamma = \sqrt{2\mu E_0/\hbar^2} \tag{9.19}$$

— волновые числа в пределах и вне потенциальной ямы соответственно.

Интересующее нас соотношение можно быстро получить, если воспользоваться условием непрерывности функции $R(r)$ и ее первой производной, в силу которого

$$\frac{dR_1(r)}{dr} R_1(r)\Big|_{r=a} = \frac{dR_2(r)}{dr} R_2(r)\Big|_{r=a}. \tag{9.20}$$

Дифференцируя выражения (9.16) и (9.17) и подставляя значения $\dfrac{dR(r)}{dr}$ и $R(r)$ в (9.20), после несложных преобразований получим

$$k \operatorname{ctg} ka = -\gamma. \tag{9.21}$$

Отсюда

$$\operatorname{ctg} ka = -\frac{\gamma}{k} = -\sqrt{\frac{E_0}{U_0 - E_0}}. \tag{9.22}$$

Это и есть искомое соотношение между U_0, E_0 и a. Так как $E_0 \ll U$, то $-\sqrt{\dfrac{E_0}{U_0 E_0}}$ есть малое отрицательное число и, следовательно, угол ka превышает угол $\pi/2$ на малую величину α. Другое возможное значение $ka = 3\pi/2 + \alpha$, соответствующее первому возбужденному состоянию, мы пока не будем принимать во внимание, так как нас здесь интересует основное состояние, отвечающее $ka = \pi/2 + \alpha$.

Подставляя в это соотношение выражение (9.18), получим

$$\sqrt{\frac{2\mu(U_0 - E_0}{\hbar^2}}\, a = \frac{\pi}{2} + \alpha,$$

откуда

$$(U_0 - E_0)a^2 = \frac{(\pi/2 + \alpha)^2 \hbar^2}{2\mu}. \tag{9.23}$$

Из (9.23) видно, что рост U_0 (при $\alpha = \text{const}$) будет сопровождаться смещением уровня E_0 вниз.

Воспользовавшись (9.23), запишем условие существования уровня с $E_0 = 0$ в прямоугольной яме: $U_0 a^2 = \pi^2 \hbar^2 / 8\mu = 1{,}02 \cdot 10^{-24}$ МэВ $\cdot$ см^2. (Здесь мы пренебрегли малой величиной α.) Минимальная глубина U_0 прямоугольной

ямы, необходимая при данной ширине для того, чтобы в ней могло существовать связанное состояние, равна

$$U_0^{\text{мин}} = \frac{\pi^2\hbar^2}{8\mu\alpha^2} \approx \frac{10^{-24}}{\alpha^2\ \text{см}^2}\ \text{МэВ}. \tag{9.24}$$

Обратим внимание, что поскольку в знаменатель (9.24) входит α^2 в квадрате, то минимальное значение U_0 должно резко зависеть от α. Например, при $\alpha = 1{,}4$ Фм из (9.24) получаем: $U_0^{\text{мин}} = 51$ МэВ. Если же предположить, что α на порядок больше, то $U_0^{\text{мин}} \approx 1$ МэВ.

Мы видим, что одна и та же энергия связанной $(n$–$p)$-системы может соответствовать как широкой, но мелкой потенциальной яме ($\alpha \gg R$, $U_0 \approx \approx E_0$), так и узкой, но глубокой ($a \sim R$, $U_0 \gg E_0$). Первый случай, однако, следует отвергнуть, так как ядерные силы эффективно проявляются лишь на расстояниях порядка 1 Фм.

Полагая в соответствии с экспериментальными данными $a = 1{,}7$ Ф, получим из (9.24) для дейтрона, находящегося в триплетном состоянии $^3S_1$,

$$U_0^{\text{мин}} \approx 35\ \text{МэВ}. \tag{9.25}$$

Полученное значение $U_0^{\text{мин}}$ дает представление об «истинной» глубине потенциальной ямы дейтрона.

9.5.3. Радиус дейтрона. При расчете глубины потенциальной ямы дейтрона естественно считать, что ее ширина равна радиусу действия ядерных сил. Однако величина a не соответствует радиусу дейтрона. Действительно, при $r > a$ функция $R(r) = r\Psi$ не равна нулю, но экспоненциально убывает, и, следовательно, дейтрон не имеет какого-либо определенного радиуса. Из выражения $R_2(r) = Be^{-\gamma r}$ видно, что γ обладает размерностью обратной длины. Функция $R_2(r)$ уменьшается в e раз при $\gamma = 1/r$. За радиус дейтрона условно принимают величину $1/\gamma$. Используя (9.19), найдем

$$R_D = \frac{1}{\gamma} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu E_0}} \approx \frac{\hbar}{\sqrt{m_N E_0}} = \frac{1{,}05\cdot 10^{-27}}{\sqrt{1{,}67\cdot 10^{-24}\cdot 2{,}23\cdot 1{,}60\cdot 10^{-6}}} = 4{,}32\ \text{Фм}. \tag{9.26}$$

Таким образом, радиус дейтрона R_D значительно превышает разумно выбранное значение a (≈ 2 Фм). Напомним, что экспериментально определенный радиус дейтрона равен 4,8 Фм, что находится в довольно хорошем согласии с (9.26).

На рис. 9.3 схематически изображена плотность вероятности $\omega(r) = |\Psi(r)|^2$ нахождения нуклонов на расстоянии r между собой. Большая часть площади под кривой $\omega(r)$ приходится на область вне ямы. Как видно, дейтрон является довольно «рыхлым» ядром.

9.5.4. Энергетический спектр дейтрона. Энергию связи дейтрона можно измерить по порогу фотоэффекта, соответствующего наименьшей частоте $\vartheta_{\min}$, падающего γ-излучения, при которой дейтрон способен диссоциировать на нейтрон и протон. Можно убедиться также, что дейтрон не поглощает излучение с частотой $\vartheta_{\min}$ и, следовательно, возбужденные дискретные уровни

у него отсутствуют. Это наблюдение находится в согласии с выводами теории. Дело в том, что глубина потенциальной ямы дейтрона недостаточна для существования в ней возбужденных уровней. Так, первому возбужденному состоянию ($n = 2$, $L = l = 0$) соответствует угол ka, равный $ka = (3/2)n + b$. Комбинируя это выражение с (9.18) и полагая малую величину b равной нулю, получим

$$\sqrt{\frac{2\mu(U - E_0)}{\hbar}}\,\alpha = \frac{3}{2}\pi.$$

Отсюда можно найти условие существования возбужденного состояния с $l = 0$, если приравнять $E_0 = 0$:

$$U_0^{\text{мин}} = \frac{9\pi^2\hbar^2}{2\mu\alpha^2} \approx \frac{9 \cdot 10^{-24}}{\alpha^2}\,\frac{\text{МэВ}}{\text{см}^2}.$$

При $\alpha = 1{,}7$ Фм $U_0^{\text{мин}} = 310$ МэВ, что значительно больше глубины потенциальной ямы дейтрона (9.25). Существование ямы глубиной около 300 МэВ противоречило бы ядерным масштабам энергии: при такой глубине ямы прочность была бы на порядок больше наблюдаемой.

Опытный факт отсутствия у дейтрона возбужденного состояния с $l = 1$ также легко объясняется. При $l \neq 0$ между нейтроном и протоном должно возникнуть отталкивание, обусловленное действием центробежной энергии $U_{\text{ц}} = \hbar^2 l(l+1)/2\mu r^2$. Порядок $U_{\text{ц}}$ можно оценить, подставив в это соотношение значение R_D из (9.26):

$$U_{\text{ц}} = \hbar^2 \frac{l(l+1)}{R_D^2} \cdot 2\mu = l(l+1)E_0 \geqslant 2E_0$$

при $l > 0$, т. е. центробежные силы легко разваливают рыхлый дейтрон.

Таким образом, энергетические спектры двухчастичных систем атома водорода и дейтрона разительно отличаются между собой; если первый представлен многочисленными уровнями энергии, то второй — всего одним.

§ 9.6. Элементы теории упругого рассеяния частиц

9.6.1. Лабораторная система координат и система центра инерции. Как известно, упругим рассеянием называют такой процесс взаимодействия двух частиц, при котором их суммарная кинетическая энергия сохраняется, лишь перераспределяясь между ними, а частицы изменяют направление своего движения. В настоящем параграфе, являющемся по существу введением к последующим разделам, посвященным упругому рассеянию нуклонов на ядерных силах, мы обсудим необходимые для его описания теоретические представления.

До сих пор при описании различных экспериментов использовалась *лабораторная система координат* (л. с. к.); она жестко связана с местом, где осуществляется опыт. Однако при рассмотрении процессов взаимодействия двух частиц часто удобнее пользоваться системой центра инерции (с. ц. и.),

в которой неподвижной точкой (началом отсчета) является центр инерции этих частиц.

Рассмотрим с точки зрения л. с. к. и с. ц. и. процесс упругого рассеяния нерелятивистских частиц 1 и 2 с массами m_1 и m_2. Допустим, что частица 1 падает на неподвижную частицу 2, обладая скоростью v_1 и импульсом $p_1 = m_1 v_1$. В л. с. к. этот процесс показан на рис. 9.4 слева. В результате



Л. С. К. С. Ц. И.

Рис. 9.4. Схема упругого рассеяния двух нерелятивистских частиц в лабораторной системе и системе центра инерции

соударения 1-я частица отклоняется на угол θ, а вторая — на угол φ (первый называется углом рассеяния, а второй — углом отдачи). Этот же процесс в с. ц. и. изображен на рис. 9.4 справа (здесь импульсы и скорости 1-й и 2-й частиц отмечены индексами a и b соответственно). Скорость центра инерции x_m относительно л. с. к. может быть найдена из соотношения $v_m(m_1 + m_2) = m_1 v_1$, откуда

$$v_m = \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_1. \tag{9.27}$$

В с. ц. и. частица 2 до взаимодействия движется по направлению к центру инерции со скоростью v_m, причем ее импульс p_b в этой системе до рассеяния равен

$$p_b = m_2 v_m = m_2 \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} p_1. \tag{9.28}$$

Тогда скорость v_a и импульс p_a 1-й частицы до рассеяния в с. ц. и. равна

$$v_a = v_1 - v_m = v_1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} v_1, \tag{9.29}$$

$$p_a = m_1 \frac{m_2}{m_1 + m_2} v_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} p_1. \tag{9.30}$$

Сравнение (9.28) и (9.30) показывает, что значения импульсов частиц в с. ц. и. равны между собой, при этом в согласии с законом сохранения момента импульса они должны быть противоположно направлены.

После столкновения 1-я частица в с. ц. и. отклоняется на угол u', 2-я частица будет при этом двигаться в обратном направлении, так как центр инерции всегда находится на прямой, соединяющей обе частицы. Обозначим

скорости 1-й и 2-й частиц в с. ц. и. после соударения через v'_a и v'_b соответственно.

Согласно закону сохранения энергии

$$\frac{1}{2}m_1\left(\frac{m_2}{m_1+m_2}v_1\right)^2+\frac{1}{2}m_2\left(\frac{m_1}{m_1+m_2}v_1\right)^2=\frac{1}{2}m_1v_a'^2+\frac{1}{2}m_2v_b'^2.$$

Отсюда

$$v'_a=\frac{m_2}{m_1+m_2}v_1,\quad v'_b=\frac{m_1}{m_1+m_2}v_1.$$

Сравнение (9.27) и (9.29) с полученными выражениями показывает, что в с. ц. и. скорости частиц после столкновения не изменились. Таким образом, до столкновения частицы движутся к их общему центру инерции, а после столкновения удаляются с теми же скоростями в противоположных направлениях, составляющих некоторый угол u' с первоначальным направлением.

Кинетическая энергия, связанная с перемещением центра инерции, равна

$$W_m=(m_1+m_2)\frac{v_m^2}{2}=\frac{m_1}{m_1+m_2}W, \tag{9.31}$$

здесь учтено, что в силу (9.27)

$$v_m=\frac{\sqrt{2m_1W}}{m_1+m_2},$$

где $W=m_1v_1^2/2$. Суммарная кинетическая энергия W' обеих частиц в с. ц. и., соответствующая их относительному движению в этой системе, должна равняться разности W и W_m:

$$W'=W-W_m=\left(1-\frac{m_1}{m_1+m_2}\right)W=\frac{m_2}{m_1+m_2}W. \tag{9.32}$$

Если в частности $m_1=m_2$, то

$$W'=\frac{1}{2}W. \tag{9.33}$$

9.6.2. Связь дифференциального сечения с амплитудой волны. Допустим, что на мишень падает пучок параллельных моноэнергетических частиц. В рассматриваемом случае справедлива схема рассеяния частиц, показанная на рис. 7.1, который мы использовали при введении понятия дифференциального сечения рассеяния. Ниже мы будем пользоваться теми же обозначениями потока частиц, что и на этом рисунке.

Уподобим падающие частицы плоской волне, описываемой волновой функцией $\psi_0=e^{ikz}$ (здесь предполагается, что ось z совмещена с направлением распространения волны). Допустим, что одна из частиц пучка испытала рассеяние в поле ядра, расположенного в центре сферы на рис. 7.1; при квантомеханическом описании она уподобляется рассеянной волне, выходящей из ядра.

Предположим, что взаимодействующие частицы нетождественны, обладают нулевым спином, а потенциал взаимодействия $U(r)$ сферически симметричен. Тогда уравнение Шрёдингера запишется в форме

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}[E - U(r)]\psi = 0, \tag{9.34}$$

где m — масса частицы, движущейся в поле $U(r)$. Решение уравнения Шрёдингера можно записать в виде суммы $\psi^{(0)} + \psi^{(1)}$, где $\psi^{(0)}$ — решение уравнения $\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$, а $\psi^{(1)}$ — частное решение неоднородного уравнения (9.34). Согласно исходному условию $\psi^{(0)} = e^{ikz}$ представляет собой волновую функцию частицы до акта рассеяния. Решение $\psi^{(1)}$ ищется в предположении, что действие потенциала ядерных сил $U(r)$ эффективно проявляется в некотором сравнительно малом объеме радиуса r' вне которого $U(r) = 0$. Тогда на расстоянии $r \gg r'$ (асимптотический случай) решение уравнения Шрёдингера может быть записано в виде

$$\psi(r, \theta) \approx e^{ikz} + F(r, \theta), \tag{9.35}$$

где

$$F(r, \theta) = \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta), \tag{9.36}$$

$f(\theta)$ — величина, имеющая размерность длины и называемая *амплитудой рассеяния*. Согласно (9.35) в асимптотическом случае суммарная волна описывается суперпозицией плоской волны со сферической волной, расходящейся из центра взаимодействия. Последняя, очевидно, образуется в результате взаимодействия плоской волны с полем рассеивающего центра $U(r)$. Плюс в показателе экспоненты в (9.36) указывает, что вторичная волна распространяется от рассеивающего центра в сторону бесконечности. Множитель $1/r$ в (9.36) обеспечивает ослабление этой волны с расстоянием по закону $1/r^2$, наблюдаемому экспериментально [1]).

Найдем связь между $f(\theta)$ и дифференциальным сечением рассеяния. Поток частиц, проходящий через элемент площади ds (см рис. 7.1) со скоростью v может быть представлен в форме

$$dJ = \frac{v|f(\theta)|^2}{r^2} ds \tag{9.37}$$

(вывод в квантомеханической интерпретации этой формулы дается ниже, см. текст петитом). Волновая функция e^{ikz}, характеризующая плоскую волну, распространяющуюся вдоль положительного направления оси z, при амплитуде равной единице, проходящей в 1 с через 1 см^2, изображает поток частиц плотностью $J = v$. Следовательно, правую часть формулы (7.8) можно

[1]) Никакого парадокса здесь нет. Дело в том, что ослабление волны определяется квадратом амплитуды рассеяния (см. ниже).

переписать в виде $\chi v\, d\Omega$. Приравнивая эту величину правой части (9.37), учитывая что

$$d\Omega = \frac{ds}{r^2}\ ^{1)}$$

и используя определение дифференциального сечения:

$$d\sigma = \frac{dJ}{J} = \chi\, d\Omega$$

(формула (7.9)), получим окончательно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 . \tag{9.38}$$

1. В квантовой механике понятие плотности потока заменяется понятием плотности потока вероятности S [7]. В данном случае величина S может быть записана в виде

$$S = \frac{\hbar}{2mi}\left(F^* \frac{\partial F}{\partial r} - F \frac{\partial F^*}{\partial r}\right). \tag{9.39}$$

Воспользовавшись выражением (9.36), получим отсюда

$$S = \frac{k\hbar}{m} |f(\theta)|^2 \frac{1}{r^2} = \frac{v|f(\theta)|^2}{r^2}.$$

Рассчитывая на прохождение потока вероятности через площадку ds, имеем:

$$S\, ds = \frac{v|f(\theta)|^2}{r^2}\, ds. \tag{9.40}$$

Как видно, правые части формул (9.40) и (9.37) совпадают между собой.

2. Формула (9.39) написана по аналогии с известной квантовомеханической формулой для плотности потока вероятности:

$$S = \frac{\hbar}{2mi}\left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial z} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial z}\right). \tag{9.41}$$

Последняя выводится следующим образом. Введем представление о гипотетической жидкости плотностью $\psi\psi^*$, заполняющей пространство. Независимость интеграла $\int \psi\psi^*\, dq$ от времени гарантирует сохранение количества этой жидкости: увеличение плотности вероятности в каком-либо месте пространства обязательно сопровождается ее уменьшением в другом, т. е. вероятность как бы «течет в пространстве».

Подходящей аналогией является уравнение непрерывности классической гидродинамики, которое для потока, направленного вдоль оси z, может быть записано в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\partial N}{\partial z} = 0,$$

где ρ — плотность жидкости, N — плотность потока жидкости.

Запишем аналогичное квантомеханическое уравнение, используя две следующие формулировки уравнения Шрёдингера для функций $\psi(z,t)$ и $\psi^*(z,t)$:

$$\frac{\hbar}{i}\frac{\partial \psi^*}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial z^2} + U\psi^*, \quad -\frac{\hbar}{i}\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + U\psi.$$

---

[1]) Так как за меру телесного угла принимают отношение площади, вырезаемой им на сфере радиуса r (с центром в вершине телесного угла) к квадрату этого радиуса.

Умножим первое из них на ψ, а второе на ψ^*, после чего вычтем из первого уравнения второе:

$$\frac{\hbar}{i}\left(\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial t}+\psi\frac{\partial\psi^*}{\partial t}\right)=\frac{\hbar^2}{2m}\left(\psi^*\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}-\psi\frac{\partial^2\psi^*}{\partial z^2}\right).$$

Произведя несложные преобразования, получим:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\psi^*\psi)+\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\hbar}{2mi}\left(\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial z}-\psi\frac{\partial\psi^*}{\partial z}\right]\right]=0. \tag{9.42}$$

Структура этого уравнения сходна со структурой уравнения непрерывности классической гидродинамики. В (9.42) роль плотности вероятности играет член $(\psi^*\psi)$, а роль плотности потока вероятности — член в квадратных скобках, совпадающий с выражением (9.41).

9.6.3. Основные формулы теории упругих столкновений. Вернемся к анализу формулы (9.35). Разложим функцию $\psi(r,\theta)$ в ряд по полиномам Лежандра:

$$\psi(r,\theta)=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{R_l(r)}{r}P_l(\cos\theta), \tag{9.43}$$

где $R_l(r)$ и $P_l(\cos\theta)$ — функции-сомножители, зависящие от r и $\cos\theta$ соответственно, характеризуют парциальные волны $S, P, D, \ldots$, каждая из которых обладает моментом импульса $\mathbf{l}$, а их угловое распределение задается полиномом Лежандра. Так, S-волна ($l=0$) сферически симметрична ($P_0(\cos\theta)=1$), угловое распределение P-волны ($l=1$) определяется множителем $P_1(\cos\theta)=\cos\theta$, D-волна ($l=2$) имеет угловое распределение, задаваемое полиномом $P_2(\cos\theta)=\frac{1}{2}(3\cos\theta-1)$, и т. д.

Раскладывая аналогичным образом функцию $f(\theta)$ по полиномам Лежандра, после довольно громоздких преобразований получаем

$$f(\theta)=\lambda\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)e^{i\delta_l}\sin\delta_l P_l(\cos\theta). \tag{9.44}$$

Важная особенность формулы (9.44) заключается в том, что она одинакова для любого рассеивающего потенциала $U(r)$. Конкретный вид потенциала влияет лишь на значение фазового сдвига (часто называемого просто фазой). Одна из важнейших задач теории упругого рассеяния и заключается в определении фазового сдвига.

Причина появления фазового сдвига связана с требованием обращения в нуль волны на поверхности рассеивающего центра (представляемого в виде непроницаемой сферы радиуса a). На рис. 9.5 пунктиром отмечена волновая функция без сдвига фазы. В случае отталкивания ($\delta_l<0$, рис. 9.5, *а*) рассеянная волна отстает по фазе от первичной волны; в случае притяжения ($\delta_l>0$, рис. 9.5, *б*) — опережает ее.

Периодичность полученных зависимостей обусловливает одно и то же значение волновой функции при фазах δ_l и $\delta_l+\pi$. Поэтому фаза всегда может

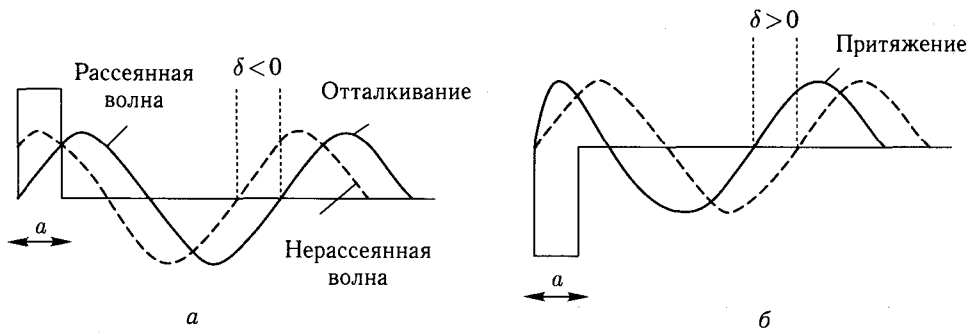


Рис. 9.5. Фазовый сдвиг, приобретаемый волной в случае отталкивания (*а*) и притяжения (*б*)

быть определена с точностью до произвольного члена, кратного π. Обычно значения фазы ограничивают пределами от 0 до π или же от $-\frac{\pi}{2}$ до $+\frac{\pi}{2}$.

Зная амплитуду рассеяния $f(\theta)$, можно легко определить дифференциальное сечение. Подставляя с этой целью (9.44) в (9.38), найдем, что

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda\!\!\!^{-2}\left|\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)e^{i\delta_l}\sin\delta_l P_l(\cos\theta)\right|^2. \qquad (9.45)$$

Соотношения (9.44) и (9.45) считаются основными формулами теории рассеяния.

В завершение настоящего раздела приведем очень наглядную полуклассическую интерпретацию процесса рассеяния. С классической точки зрения частицы могут рассеяться друг на друге при прицельном расстоянии ρ_l, меньшим радиуса действия ядерных сил: $\rho_l < a$ [1]).

Момент импульса рассеивающейся частицы с импульсом p описывается классической формулой $|l| = p\rho_l$.

Воспользовавшись соответствием классических и квантомеханических формул, получаем: $|l| = p\rho_l = \hbar\sqrt{l(l+1)}$, откуда $\rho_l = \frac{\hbar}{p}\sqrt{l(l+1)} \approx l\lambda\!\!\!^{-}$ и, следовательно, условие рассеяния можно записать в виде $l\lambda\!\!\!^{-} < a$. Согласно наглядным представлениям падающие частицы образуют пучок, как бы распадающийся на цилиндрические слои радиусами $\rho_l = 0, \lambda\!\!\!^{-}, 2\lambda\!\!\!^{-}, \ldots, l\lambda\!\!\!^{-}$. Частица с моментом $l = 0$ «летит» в слое нулевого радиуса, частица с моментом $l = 1$ — в слое радиуса $\lambda\!\!\!^{-}$ и т. д.

9.6.4. Фазовый анализ в теории рассеяния. Задача нахождения фаз по значению дифференциального сечения называется фазовым анализом. Эта задача может быть решена однозначно лишь для S–рассеяния; в этом случае

[1]) Понятие прицельного расстояния широко используется для наглядной интерпретации тех или иных квантовых явлений. Однако представление о прицельном расстоянии следует применять достаточно осторожно, ибо в квантовой механике не существует понятия траектории, а, следовательно, понятие прицельного расстояния строго говоря не имеет смысла.

формула (9.45) приобретает вид

$$-\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \lambda\!\!\!^{-2} \sin^2 \delta_0.$$

Зная из опыта $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$, отсюда находится фаза δ_0.

Однако в общем случае при наличии нескольких парциальных волн задача определения фаз δ_l по известной из эксперимента зависимости $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ является неоднозначной. Тем не менее, фазовый анализ и в таких случаях остается весьма полезным методом, облегчающим, как мы увидим ниже, интерпретацию экспериментальных данных (в особенности в сочетании с данными о поляризации, см. § 9.9).

Интегрируя (9.45) в полном телесном угле 4π и учитывая ортогональность полиномов Лежандра, получим выражение для полного сечения

$$\sigma = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l. \tag{9.46}$$

При $l = 0$ (9.46) приобретает вид

$$\sigma_0 = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} \sin^2 \sigma_0. \tag{9.47}$$

Отсюда видно, что сечение рассеяния при $l = 0$ ограничено максимальным значением, определяемым условием

$$\sigma_0^{\text{макс}} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}. \tag{9.48}$$

В силу (9.46) для волн, отвечающих $l > 0$,

$$\sigma_0^{\text{макс}} = 4\pi(2l+1)\lambda\!\!\!^{-2}.$$

Весьма важной характеристикой является знак фазы, определяемый характером действующих сил. Поскольку согласно (9.46)

$$\sigma \sim \sin^2 \delta_l,$$

то значение сечения рассеяния не зависит от знака фазы. Поэтому знак фазы можно определить из наблюдений, используя интерференцию ядерного и кулоновского рассеяний или двух ядерных рассеяний, происходящих при разных взаимных ориентациях спинов взаимодействующих частиц. В первом случае из теории известен знак кулоновского взаимодействия, а во втором — ядерного, соответствующего связанному состоянию при параллельных спинах взаимодействующих частиц. Это дает возможность определить знак фазы другого взаимодействия.

§ 9.7. Рассеяние нуклонов на нуклонах при низкой энергии

Рассеяние нейтронов на протонах. Теперь мы достаточно подготовлены для того, чтобы перейти к анализу опытов по упругому рассеянию нуклонов на нуклонах. Мы начнем с анализа (n–p)-рассеяния при низких энергиях.

Оценим длины волн низкоэнергетических нейтронов. На основании (9.30) $p_a = p_1/2 = \sqrt{2m_nW}/2$ (p_1 и W — импульс и кинетическая энергия падающего нейтрона в л. с. к). Поэтому формула де-Бройля $\lambda\!\!\!^{-} = \hbar/p_a$ после подстановки констант приобретает вид

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{9{,}1 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{W}\ \text{МэВ}}\ \text{см}, \tag{9.49}$$

где W берется в л. с. к. Как видно, для нейтрона с $W \sim 10$ МэВ $\lambda\!\!\!^{-} > a$. Отсюда вытекает, что в рассматриваемом случае существенное значение должна иметь лишь S-волна (так как уже при $l = 1$ $\rho_l > a$). Поэтому угловое распределение нейтронов низких энергий, рассеянных на протонах, должно быть в с. ц. и. изотропным. Этот вывод был подтвержден опытами по изучению $(n$–$p)$-рассеяния. Оказалось, что рассеяние нейтронов на протонах в с. ц. и. сферически симметрично вплоть до энергии $W = 20$ МэВ. Следовательно, из условия $\lambda\!\!\!^{-} > a$ получаем, что $a < 9 \cdot 10^{-13}/\sqrt{20} = 2{,}1 \cdot 10^{-13}$ см. Итак, опыты по $(n$–$p)$-рассеянию позволяют оценить верхнюю границу радиуса действия ядерных сил.

Большой интерес представляют опыты по рассеянию молекулярным водородом нейтронов с очень низкой энергией ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$ эВ). Нейтрон с такой энергией обладает длиной волны, значительно превосходящей межядерное расстояние в молекуле водорода ($\sim 7{,}5$ нм), поэтому нейтрон рассеивается на ней как на целостной системе. В зависимости от ориентации спинов двух протонов молекулы водорода различают две ее модификации. В ортомолекуле водорода спины протонов параллельны, поэтому суммарный спин последних равен единице, а в парамолекуле их спины антипараллельны и, следовательно, суммарный спин протонов равен нулю.

В опытах изучался процесс рассеяния нейтронов на чистом параводороде и смеси орто- и параводорода, что позволило разделить эффект рассеяния нейтронов на орто- и параводороде. Оказалось, что сечение рассеяния нейтронов на ортоводороде значительно больше, чем на параводороде:

$$\sigma_{\text{орто}} : \sigma_{\text{пара}} \approx 30, \tag{9.50}$$

что свидетельствует о сильной зависимости ядерных сил от спина взаимодействующих частиц.

Рассеяние протонов на протонах. Для изучения $(p$–$p)$-рассеяния водородосодержащие мишени облучают ускоренными протонами. Между протонами помимо ядерных сил действуют, как известно, кулоновские силы отталкивания. Хотя на малых расстояниях порядка радиуса действия ядерных сил они значительно слабее последних, однако на больших расстояниях кулоновские силы, благодаря их дальнодействию, становятся преобладающими. Падающая частица подвергается их действию задолго до попадания в область эффективного действия ядерных сил. Поэтому кулоновское рассеяние особенно существенно при низких энергиях и при рассеянии на малые углы (при периферийных столкновениях).

В опытах с протонными пучками низких энергий было в частности установлено, что зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)$ для угла рассеяния $u = 45°$ обладает характерным интерференционным минимумом, приходящимся на энергию $E = 380$ кэВ. Отсюда вытекает следующая наглядная картина $(p\text{–}p)$-взаимодействия. Кинетическая энергия протонов, существенно меньшая 380 кэВ, недостаточна для преодоления кулоновского барьера, и прицельное расстояние ρ для рассеивающихся протонов относительно велико. С ростом энергии падающие протоны будут проникать все ближе к центру рассеивающих ядер. При некоторой энергии, близкой к $E = 380$ кэВ, кулоновское отталкивание становится равным ядерному притяжению, так что рассеяния вовсе не происходит (падающий протон летит по прямой), в этом случае $\rho = a$. При больших энергиях налетающий протон пробивает барьер, подвергаясь при $\rho < a$ действию ядерных сил притяжения, что приводит к изменению знака угла рассеяния.

Для состояния $^1S_0$ значение $a = 2{,}8 \cdot 10^{-13}$ см при глубине потенциальной ямы $-11{,}3$ МэВ (определяемой из условия согласования теоретических и экспериментальных значений сечения рассеяния).

Сопоставление вида потенциала для $(n\text{–}p)$- и $(p\text{–}p)$-рассеяния в состоянии $^1S_0$ показывает, что ядерные взаимодействия в том и другом случае практически совпадают между собой (рис. 9.6).

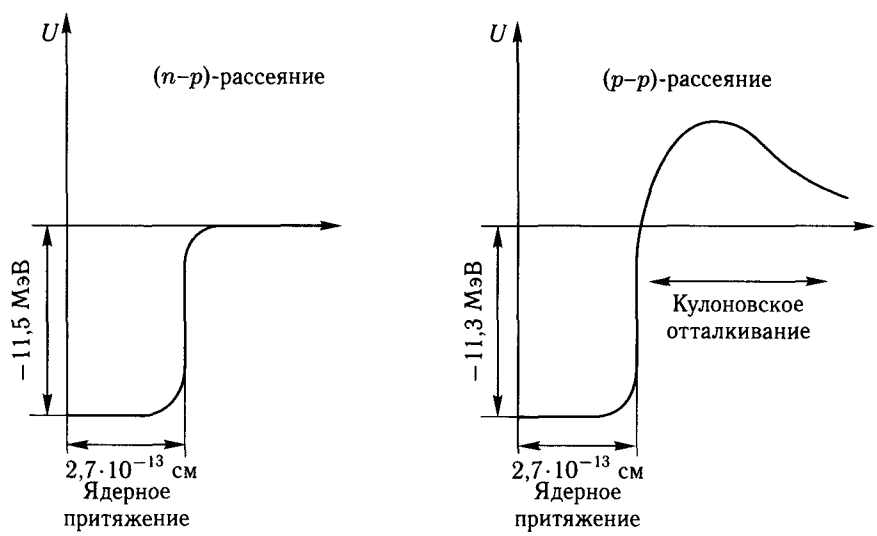


Рис. 9.6. Потенциалы $(n\text{–}p)$- и $(p\text{–}p)$-рассеяния (состояние $^1S_0$, низкие энергии)

Рассеяние нейтронов на нейтронах. Информацию о $(n\text{–}n)$-рассеянии при низких энергиях можно получить, исследуя угловые и энергетические распределения нейтронов в ядерных превращениях с вылетом двух нейтронов. Примером может служить реакция $n + d \to p + n + n$. Взаимодействие между вылетающими нейтронами при их небольшом относительном импульсе

существенно сказывается на сечении реакции. Зная последнее, можно с помощью довольно сложного теоретического исследования получить информацию об $(n\text{–}n)$-взаимодействии. Как видно, этот метод косвенный. Его точность невелика по сравнению с описанными выше методами.

Тем не менее, используя этот косвенный метод удалось установить совпадение характеристик ядерного потенциала для $(n\text{–}n)$-рассеяния при низких энергиях с характеристиками ядерных потенциалов для рассмотренных выше случаев $(n\text{–}p)$- и $(p\text{–}p)$-рассеяния.

Таким образом, экспериментальные данные, полученные при изучении $(N\text{–}N)$-взаимодействий (низкие энергии) подтверждают существование изотопической инвариантности ядерных сил.

§ 9.8. Рассеяние нуклонов на нуклонах при высокой энергии

Рассеяние нейтронов на протонах. Дебройлевская длина волны нуклонов при высокой энергии значительно меньше радиуса действия ядерных сил: $\lambda\!\!\!^{-} \ll a$. $(N\text{–}N)$-рассеяние в этом случае уже не изотропно в с. ц. и.; помимо S-волны существенное значение приобретают парциальные волны с $l > 0$. Поэтому можно было ожидать, что из вида сечений, измеренных при высоких энергиях, удастся получить данные о форме потенциала ядерного взаимодействия на расстояниях, значительно меньших 2 Фм.

В рассматриваемом случае можно избежать применения громоздкого фазового анализа, используя существенно более простой метод, опирающийся на теорию возмущений (так называемое приближение Борна). Теория Борна справедлива в данном случае, поскольку кинетическая энергия сталкивающихся нуклонов (сотни МэВ) значительно больше их энергии взаимодействия (десятки МэВ), рассматриваемой как возмущение. В рамках приближения Борна амплитуда рассеяния в с. ц. и. определяется формулой

$$f(\theta') = -\frac{m}{4\pi\hbar^2}\int U(\mathbf{r})e^{i(\mathbf{qr})}\,d\mathbf{r}.$$

Здесь $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ — волновой вектор переданного импульса (рис. 9.7); $\mathbf{k}$ — волновой вектор частицы до акта рассеяния (направлен по оси z), а $\mathbf{k}'$ — после акта рассеяния (направлен по $\mathbf{r}$).

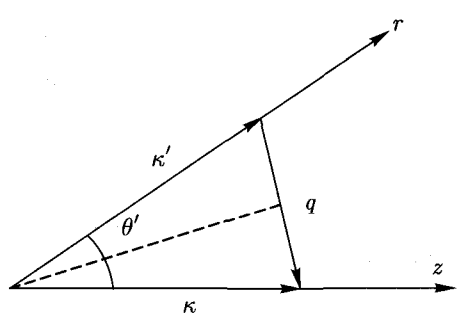


Рис. 9.7. Направление векторов $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$ и $\mathbf{q}$ (приближение Борна)

Амплитуда рассеяния $f(\theta')$ с точностью до постоянного коэффициента является амплитудой Фурье от потенциала взаимодействия. Следовательно, используя обратимость интеграла Фурье, по известной амплитуде рассеяния $f(\theta')$ можно найти потенциал $U(r)$.

На рис. 9.8 показана зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta')$, вычисленная в борновском приближении. Как видно, нейтроны должны рассеиваться преимущественно

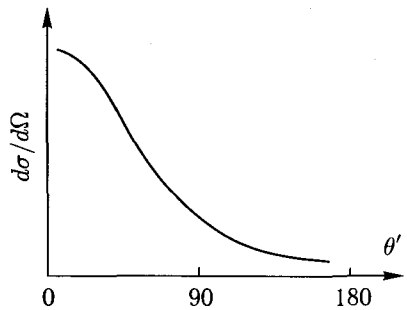


Рис. 9.8. Зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta')$, вычисленная в борновском приближении для $(n$–$p)$-рассеяния (с. ц. и.)

в пределах относительно малого угла θ'. Этот результат качественно легко понять. Нейтрон высокой энергии в принципе не может передать протону при столкновении значительную часть своей энергии: переданная энергия не превысит энергии ядерного взаимодействия. Конечной энергии взаимодействия отвечает ограниченная работа сил, их действие может привести лишь к сравнительно несущественному уменьшению кинетической энергии нейтрона. Поэтому рассеянные нейтроны должны обладать значительно большими импульсами, чем протоны отдачи; из закона сохранения импульса следует, что нейтроны будут рассеиваться преимущественно в направлении первоначального движения (на малые углы), а протоны — на большие углы.

Однако оказалось, что результаты опытов отличаются от этих предсказаний. Анализ несовпадений между предсказаниями теории и экспериментом привел, как сейчас увидит читатель, к чрезвычайно интересным выводам.

На рис. 9.9 показаны зависимости $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta')$ для $(n$–$p)$-рассеяния при энергиях от 156 МэВ до 400 МэВ. Эти зависимости имеют V-образный вид с минимумом при 90°, что указывает на преобладающее рассеяние нейтронов вперед ($\theta' = 0°$) и назад ($\theta' = 180°$) в с. ц. и. При $E = 300$ МэВ и 400 МэВ рассеяние назад существенно больше, чем вперед.

Особенности рассмотренных зависимостей (их V-образность) можно объяснить, приняв, что между нейтроном и протоном действуют силы, имеющие зарядовообменный характер; падающий нейтрон, передав сравнительно небольшой импульс протону, продолжает движение уже в качестве протона. В этом случае рассеянные нейтроны должны регистрироваться преимущественно не под малыми углами (как предсказывает теория), а под большими

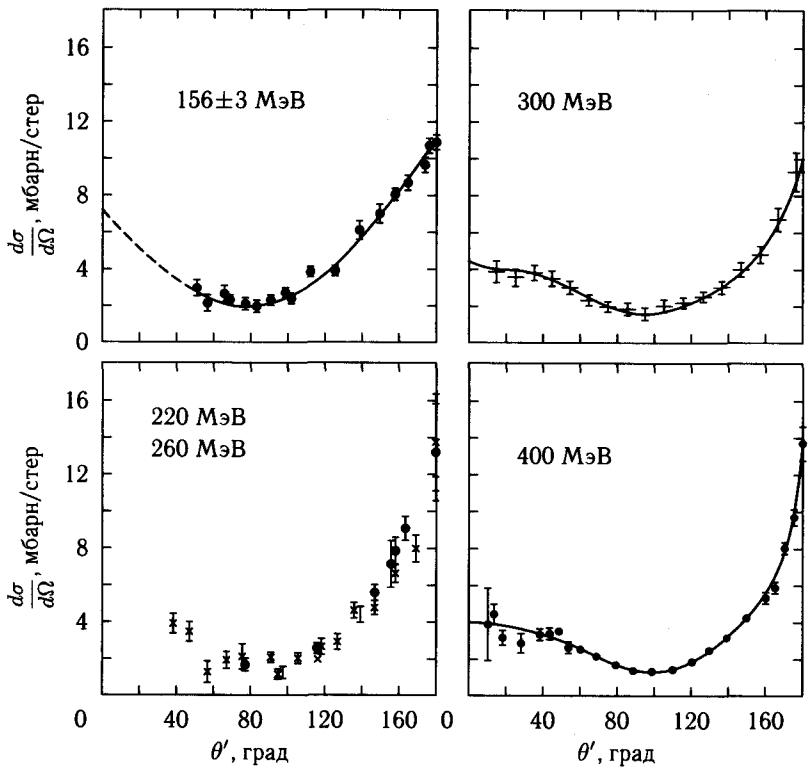


Рис. 9.9. Зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta')$, полученные в опытах по $(n$–$p)$-рассеянию при высоких энергиях (с. ц. и.)

углами (рис. 9.10). Поскольку же наблюдаемое рассеяние имеет два максимума (при $\theta' = 0°$ и $\theta' = 180°$), то отсюда можно заключить, что между

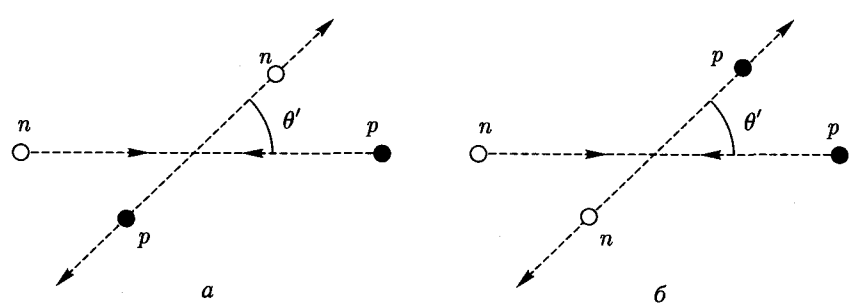


Рис. 9.10. Наглядная картина $(n$–$p)$-рассеяния в с. ц. и.: *а* — обычный механизм рассеяния; *б* — обменный механизм рассеяния

нуклонами действуют два рода сил: обычные силы (они обуславливают рассеяние нейтронов вперед) и обменные силы (они ответственны за их рассеяние назад). Превышение максимума при $\theta' = 180°$ над максимумом при $\theta' = 0°$

указывает на некоторое преобладание обменных сил над обычными силами при высоких энергиях.

Упругое рассеяние назад нейтронов на протонах при энергиях свыше 1 ГэВ изучалось на ускорителе в Серпухове и на ряде других ускорителей, позволяющих получать протоны с энергиями в десятки и более гигаэлектронвольт. В ряде опытов использовался так называемый метод двойной перезарядки. Нейтроны образовывались в результате перезарядки протонов на внутренней мишени ускорителя. Далее на внешней водородной мишени нейтроны упруго перезаряжались в протоны. Последние анализировались по импульсу, и измерялся угол рассеяния. Если двойная перезарядка действительно произошла, то энергия вторичных протонов должна равняться энергии протонов в кольце ускорителя.

Опыты подтвердили не только факт существования двойной перезарядки, но и то, что она обусловлена пионным обменом.

Рассеяние протонов на протонах. Экспериментальные зависимости $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta')$ для $(p\text{–}p)$-рассеяния показаны на рис. 9.11. Из-за тождественности

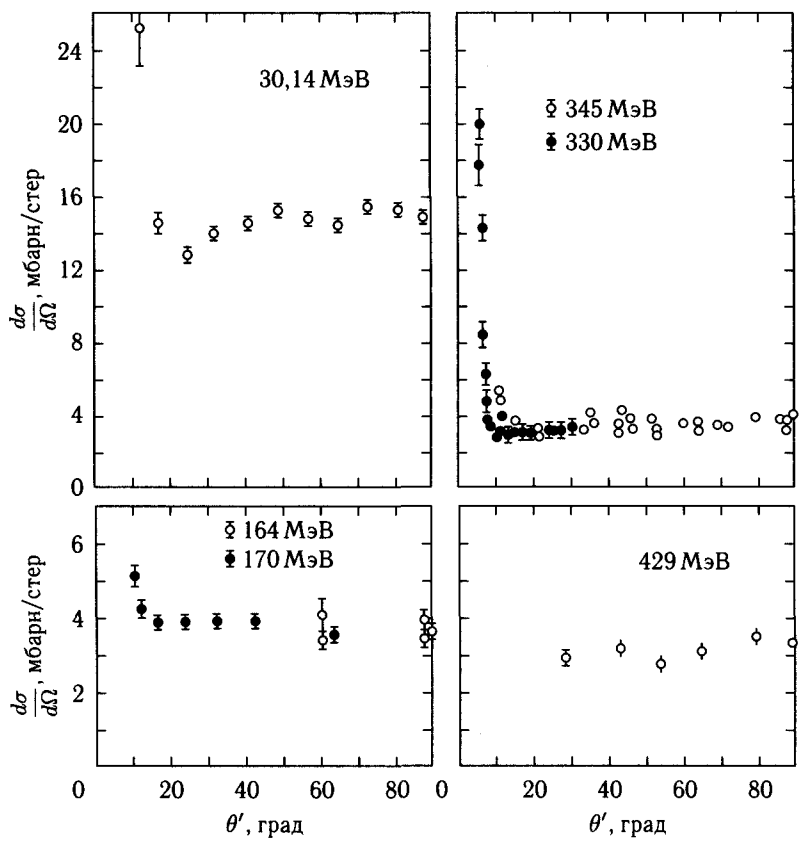


Рис. 9.11. Зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta')$ для $(p\text{–}p)$-рассеяния при высоких энергиях (с. ц. и.)

протонов мы не можем отличить протон отдачи от рассеянного протона, поэтому изменение θ' на $-\theta'$ обнаружить экспериментально невозможно. По этой причине в с. ц. и. существует симметрия сечения $(p$–$p)$-рассеяния по отношению к углу 90°, и на графиках рис. 9.11 диапазон углов простирается от 0° до 90°.

Сравнение рассматриваемых зависимостей с аналогичными зависимостями для $(n$–$p)$-системы (рис. 9.10) показывает их резкое несоответствие. В данном случае кулоновские силы обуславливают специфическое рассеяние вперед в интервал малых углов 0°–10°. При больших углах сечение от углов практически не зависит.

Если в случае $(n$–$p)$-рассеяния при высоких энергиях предсказания теории Борна в какой-то мере соответствуют экспериментальным данным, то в настоящем случае они совершенно не согласуются с опытными данными.

Возникает естественный вопрос: чем объясняется угловая изотропия $(p$–$p)$-рассеяния? Этого нельзя объяснить тем, что в процессе участвует лишь S-волна. Действительно, в интервале энергий 164–330 МэВ дифференциальное сечение рассеяния равно 3,65 мб/стер (см. рис. 9.11). Сравним это значение с соответствующим теоретическим значением сечения, полученным в предположении, что при энергии равной 300 МэВ в процессе участвует лишь S-волна. Используя формулу (9.48), найдем сечение рассеяния $\sigma_0^{\text{макс}}$ для S-волны в расчете на один стерадиан: $\sigma_0^{\text{макс}}/4\pi = 2{,}80$ мб/стер.

Разница между 2,80 мб/стер и 3,65 мб/стер должна быть отнесена за счет вклада в сечение волн более высоких порядков, в первую очередь P- и D-волн. Используя фазовый анализ, можно показать, что изотропия рассеяния обеспечивается лишь при условии, что у фаз δ_0 и δ_2 знаки противоположны. Для удовлетворения этого требования предположим, что на расстояниях, существенно меньших a, начинают действовать силы отталкивания сравнительно большой интенсивности. Обоснованность такого предположения станет ясной, если ввести для описания фазы S-волны соотношение $\delta_0 \approx -kb + pa$, где k и p — некоторые постоянные; a и b — радиусы действия сил притяжения и отталкивания. Значение pa, преобладающее при $W \sim$ десятков МэВ, быстро уменьшается с дальнейшим ростом W, поэтому знак δ_0 изменяется от положительных значений при низких энергиях до отрицательных значений при некоторой величине E_0, определяемой выбором постоянных. Подбор последних дает $b \approx 0{,}4$ Фм.

Таким образом, при указанном расстоянии потенциальная яма должна переходить в отталкивающую сердцевину (рис. 9.12). Нуклон низкой энергии при $(N$–$N)$-взаимодействии «не доходит» до сердцевины, и рассеяние осуществляется как на «обычной» яме. Нуклон высокой энергии при $(N$–$N)$-взаимодействии «слабо замечает» яму, и рассеяние осуществляется в основном на отталкивающей сердцевине. На малых расстояниях, составляющих 0,2–0,4 Фм, переносчиками ядерных взаимодействий являются, по-видимому, уже не пионы, а более тяжелые мезоны.

На рис. 9.13 сравниваются полные $(p$–$p)$- и $(n$–$p)$-сечения в интервале 10–60 ГэВ, полученные в опытах на протонных ускорителях. Как видно,

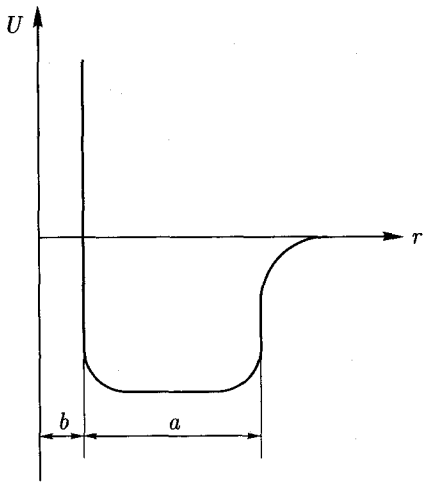


Рис. 9.12. Потенциал (p–p)-рассеяния при высоких энергиях

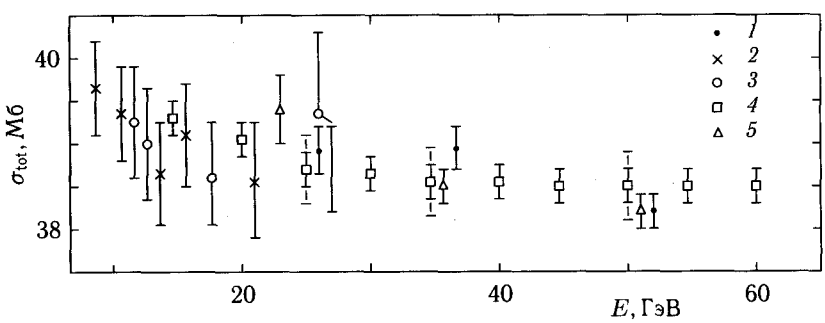


Рис. 9.13. Полные (p–p)- и (n–p)-сечения в интервале 10–60 ГэВ: *1–3* — (n–p)-данные; *4*, *5* — (p–p)-данные

полные сечения (n–p)- и (p–p)-взаимодействий совпадают в пределах точности экспериментов. Их равенство свидетельствует о том, что взаимодействие нуклонов в разных изотопических состояниях практически одинаково и при энергиях, существенно больших 1 ГэВ, т. е. при очень тесном контакте между сталкивающимися нуклонами.

Рассеяние нейтронов на нейтронах. О справедливости принципа изотопической инвариантности для области высоких энергий можно судить по результатам весьма трудных опытов по изучению (n–n)-рассеяния. Сведения о нем извлекаются из данных двух опытов: рассеяния нейтронов на протонах и рассеяния нейтронов на дейтронах.

Поскольку энергия W падающих нейтронов значительно больше энергии связи $E_0 = 2{,}23$ МэВ дейтрона ($W \gg E_0$), то можно считать, что рассеяние нейтронов на протоне и нейтроне дейтрона происходит независимо. Точность и пределы применимости этой аппроксимации, называемой импульсным приближением, исчерпывающим образом не выяснены, поэтому описанный метод

является не вполне корректным. Зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta')$ для $(n{-}n)$-рассеяния показана на рис. 9.14. Как видно, эта зависимость аналогична зависимостям

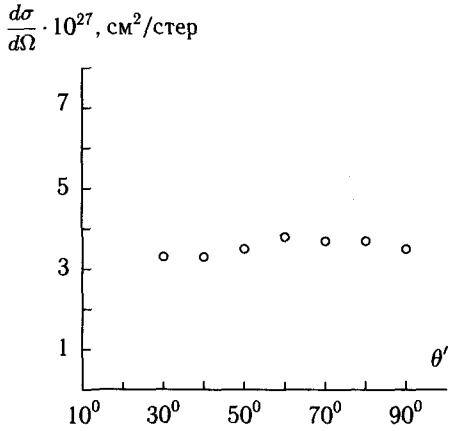


Рис. 9.14. Зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta')$ для $(n{-}n)$-рассеяния при высоких энергиях (с. ц. и.)

на рис. 9.11, причем сечение в случае $(n{-}n)$-рассеяния равно приблизительно 3,5 мб/стер.

Аналогичным образом было определено сечение для $(p{-}n)$-рассеяния. Оно оказалось равным сечению $(n{-}n)$-рассеяния. Это также служит подтверждением изотопической инвариантности ядерных сил.

§ 9.9. Опыты с поляризованными пучками и мишенями

При высоких энергиях нецентральные ядерные силы должны проявляться более резко, чем при низких. Эти силы направлены под углом к прямой, соединяющей взаимодействующие нуклоны; с квантомеханической точки зрения нецентральность сил обусловливает несохранение орбитального момента импульса.

Об одном из видов нецентральных сил — тензорных силах мы уже упоминали, нецентральные силы другого типа — спин-орбитальные — зависят от ориентации спинов взаимодействующих нуклонов относительно орбитального момента их относительного движения.

Нецентральные силы могут создавать поляризацию нуклонов. Однако опыты с поляризованными пучками и мишенями технически трудны. Длительное время вообще не удавалось создать поляризованные мишени. В основе разработанных к настоящему времени методов получения поляризованных мишеней лежит воздействие магнитных полей на магнитные моменты протонов. Заметная поляризация возникает при очень низких температурах (меньших температуры кипения гелия). Сложность опытов с поляризованной мишенью усугубляется тем, что она «перегревается» и теряет поляризацию

непосредственно сразу же после падения на нее пучка рассеиваемых нуклонов.

Методы поляризации пучков нуклонов были разработаны значительно раньше, чем методы поляризации мишеней. Пучок нуклонов можно поляризовать с помощью двойного рассеяния (см. § 4.1) — процесса, при котором вначале пучок рассеивается на одной мишени, после чего частицы, рассеянные на ней под определенным углом, фокусируются и рассеиваются на другой мишени.

Для того чтобы выполнить требование о неизменности энергии частицы пучка до и после акта рассеяния, будем предполагать, что рассеивающий центр является «тяжелым», т. е. его масса велика по сравнению с массой падающей частицы.

Допустим, что на такой рассеивающий центр падает пучок моноэнергетических неполяризованных частиц со спином S и плотностью потока N_0. Из числа рассеянных на нем частиц выделим мысленно частицы, летящие в конусе $(\theta, \theta + d\theta)$, полагая, что дальнейшее наблюдение осуществляется под азимутальными углами $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ (рис. 9.15).

Падающая частица, попав в поле рассеивающего центра, изменяет направление своего движения. Можно полагать, что рассеиваемая частица в процессе взаимодействия с рассеивающим центром совершает орбитальное движение, характеризуемое моментом **l**. Будем считать, что ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинового момента падающей частицы **s** и орбитального момента **l**, т. е. допустим, существование спин-орибитальной зависимости ядерных сил. Тогда частицы с разной ориентацией спина должны рассеиваться различно. Момент **l**, связанный с рассеянием налево, направлен на рис. 9.15 «вверх» от плоскости рассеяния, а с рассеянием вправо — «вниз». Если взаимодействие при параллельных моментах **s** и **l** сильнее, чем при антипараллельных, то число частиц, переходящих из падающего пучка в рассеянный и обладающих спинами, параллельными орбитальному моменту будет больше, чем при антипараллельной ориентации этих моментов. Поэтому налево будут рассеиваться преимущественно частицы со спином, направленным «вверх», а направо — со спином, имеющим направление «вниз».

Интенсивность рассеянного пучка существенно меньше, чем первоначального даже при тщательной фокусировке. Поэтому метод двойного рассеяния приобрел практическое значение лишь после того, как были разработаны способы получения высокоинтенсивных пучков протонов, ускоренных до высоких энергий (см. § 5.3). В настоящее время интенсивность таких пучков может быть сделана столь значительной, что оказывается возможным изучение тройного рассеяния частиц.

Математический анализ обширного материала экспериментов по обычному, двойному и тройному $(N\text{–}N)$-рассеянию при разных энергиях, показал, что в $(N\text{–}N)$-взаимодействиях участвуют как центральные, так и нецентральные силы. Среди последних основную роль играют, вероятно, спин-орбитальные силы. В каждом конкретном случае ядерные силы представляют определенную смесь того или иного рода.

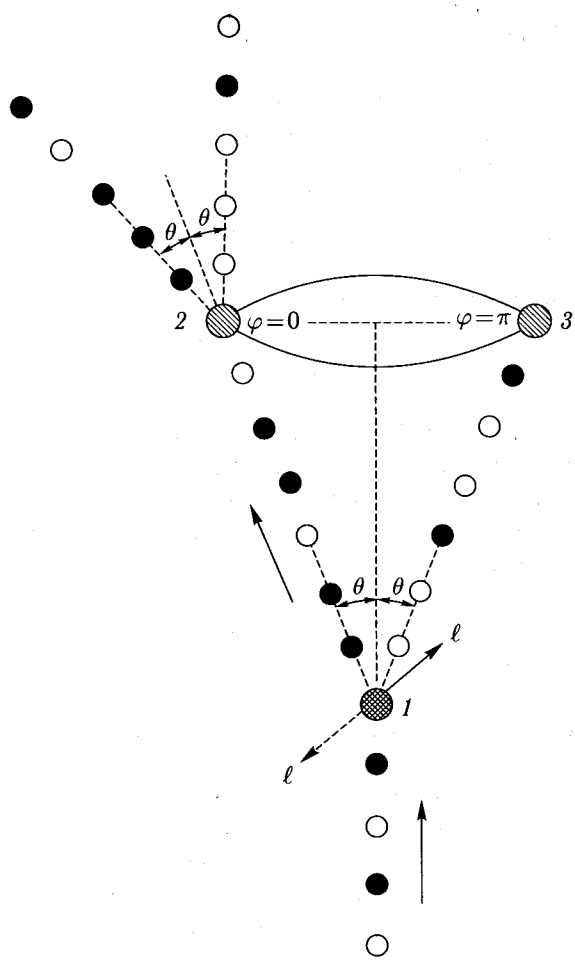


Рис. 9.15. Схема двойного рассеяния при поляризации нуклонов: *1*, *2* — рассеивающие центры, светлые и темные кружки — нуклоны с противоположной ориентацией спина

§ 9.10. Обобщение свойств ядерных сил

Подведем итоги изучения ядерных сил. Перечисляя свойства ядерных сил, мы будем указывать факты и опыты, свидетельствующие о них.

Таблица 9.4

Свойство ядерных сил	Источник сведений
1. Короткодействие сил притяжение ($a = (2\text{–}3) \cdot 10^{-13}$ см	(n–p)- и (p–p)-рассеяние при низких энергиях
2. Существование сил отталкивания на расстояниях $b \approx 0{,}4 \cdot 10^{-13}$ см	(p–p)-рассеяние при высоких энергиях
3. Относительно большие значения, приводящие к энергии связи порядка 1–10 МэВ	Фоторасщепление дейтрона, значение средней энергии связи и др.

Таблица 9.4 (*окончание*)

Свойство ядерных сил	Источник сведений
4. Спиновая зависимость	Рассеяние на орто- и параводороде, существование дейтрона только в триплетном состоянии
5. Обменные взаимодействия	$(n–p)$-Рассеяние при высоких энергиях
6. Насыщение	Приближенное постоянство энергии связи на один нуклон
7. Мезонный характер	Большое сечение поглощения пионов ядрами, множественное рождение пионов при нуклонных взаимодействиях, существование заряженных пионов, позволяющее объяснить обменный характер ядерных сил
8. Нецентральный характер	Расхождение между значением магнитного момента дейтрона и суммарным магнитным моментом протона и нейтрона, наличие у дейтрона квадрупольного момента, $(p–p)$-рассеяние при высоких энергиях, поляризация нуклонов при высоких энергиях
9. Зарядовая симметрия	Свойства зеркальных ядер, сравнение опытов по $(p–p)$- и $(n–n)$-рассеянию
10. Изотопическая инвариантность	Опыты по $(n–p)$-, $(n–n)$- и $(p–p)$-рассеянию при низких и высоких энергиях

ЛИТЕРАТУРА К ЧАСТИ III

1. *Абрамов А. И.* История ядерной физики. 2-е изд., испр. — М.: Ком. Книга, 2006.
2. *Барсуков О. А., Ельяшевич М. А.* Основы атомной физики. — М.: Научный мир, 2006.
3. *Бопп Ф.* Введение в физику ядра, адронов и элементарных частиц. — М.: Мир, 1999.
4. *Ишхинов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П.* Частицы и атомные ядра. 2-е изд., испр. и доп. — М.: Изд-во ЛКИ, 2007.
5. *Капитонов И. М.* Введение в физику ядра и частиц. — М. Едиториал УРСС, 2002, 2004, 2006.
6. *Ландау Л., Смородинский Я.* Лекции по теории атомного ядра. — М.: Гостехиздат, 1955.
7. *Маляров В. В.* Основы теории атомного ядра. 2-е изд. — М.: Наука, 1967.
8. *Натаф Р.* Модели ядер и ядерная спектроскопия. — М.: Мир, 1968.
9. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. Т. 5-й. Атомная и ядерная физика. 2-е изд. — М.: Физматлит, 2002.
10. *Широков Ю. М., Юдин Н. П.* Ядерная физика. 2-е изд. — М.: Наука, 1980.

Часть IV

ЯДЕРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ

Глава 10

ВАЖНЕЙШИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА ЯДЕР

§ 10.1. Определение радиоактивности. Закон радиоактивного распада и основные величины, характеризующие это явление

Ядерные превращения можно изучать либо непосредственно, наблюдая радиоактивный распад ядер, либо подвергая ядра определенному внешнему воздействию. Явление радиоактивности состоит в самопроизвольном распаде ядер с испусканием одной или нескольких частиц. Все ядра с $A > 209$ радиоактивны, тогда как среди ядер с $A < 209$ встречаются как стабильные, так и радиоактивные. Отметим, что ядра с $A = 5$ и 8 в природе не обнаружены.

Частицы (излучения) достаточно высокой энергии, падающие на вещество, могут вызвать ядерные реакции. В лабораторных условиях ядерные реакции обычно осуществляют, бомбардируя ядра, входящие в состав мишени, пучками частиц. В результате поглощения ядром падающей частицы может образоваться составное ядро (называемое также *промежуточным* или *компаунд-ядром*) со временем жизни значительно большим характерного ядерного времени $\tau_{\text{яд}} = 10^{-22}$ с. Это ядро в ядерном масштабе времени может считаться стационарным (его состояния часто называют квазистационарными). Составное ядро в конце-концов распадается, испуская одну или несколько частиц. Ниже мы увидим, что существуют и другие механизмы ядерных реакций.

Любое радиоактивное ядро можно получить, бомбардируя стабильные ядра частицами. В сущности говоря, между распадом составного ядра и радиоактивностью нет ясной физической разницы: последнюю можно считать распадом компаунд-ядра с очень большим временем жизни, т. е. частным случаем ядерной реакции. Тем не менее, радиоактивность обычно считается особым явлением. Различие ядерных реакций, протекающих с образованием составного ядра, и радиоактивного распада связано не с их физическими особенностями, а с возможностями существующих экспериментальных методов.

Принято считать ядра радиоактивными, если их времена жизни можно определить современными измерительными средствами. Последние позволяют в настоящее время измерять времена жизни τ до 10^{-9} с. Меньшие значения τ определяют по ширинам уровней радиоактивных ядер (используя энер-

го-временную формулировку соотношения неопределенностей). Таким путем в ряде случаев удается найти времена жизни на много порядков меньше величины 10^{-9} с.

Обычно нестабильные ядерные системы классифицируют по временам жизни следующим образом:

1) $\tau > 10^{-12}$ с — времена жизни радиоактивных ядер;

2) $10^{-12} > \tau > 10^{-22}$ с — времена жизни ядер в квазистационарных состояниях;

3) $\tau \sim 10^{-22}$ с — ядерную систему с таким временем жизни лучше вообще не классифицировать как «ядро».

Радиоактивный распад — экзотермический процесс, это его важнейшая особенность. Выделяющаяся при распаде энергия ($W > 0$) равна

$$W = M_i c^2 - M_k c^2 - \sum M_x c^2, \tag{10.1}$$

где M_i, M_k, M_x — массы покоя исходного ядра, конечного ядра и испускаемых частиц соответственно.

Опыт свидетельствует, что радиоактивность является статистическим процессом. Хотя одинаковые ядра могут распадаться через разные промежутки времени, однако среднее время жизни ядер данного сорта, найденное из наблюдений большого числа распадов (на много порядков превосходящего единицу), не зависит ни от способа образования этих ядер, ни от внешних условий (температуры, давления, агрегатного состояния и др.). Таким образом, радиоактивность есть свойство ядра, и вероятность распада за единицу времени λ для ядер данного сорта, находящихся в определенном энергетическом состоянии, постоянна. Величина λ называется *постоянной распада*.

Закон радиоактивного распада может быть установлен следующим образом. Поскольку радиоактивный распад является самопроизвольным (спонтанным) процессом, то изменение dn числа ядер n за счет распада в течение промежутка времени dt определяется лишь числом радиоактивных ядер n в момент t и пропорционально dt:

$$-dn = \lambda n(t)\, dt. \tag{10.2}$$

Интегрируя это соотношение (что легко сделать, учитывая независимость λ от времени) и используя начальное условие $n = n_0$ в момент $t = 0$, получим закон радиоактивного распада

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t}. \tag{10.3}$$

Итак, число еще не распавшихся радиоактивных ядер или, что то же самое, радиоактивных атомов, уменьшается со временем по экспоненциальному закону. Подчеркнем, что закон (10.3) относится к статистически средним величинам: он справедлив только при достаточно большом числе распадающихся идентичных атомов.

Постоянную распада λ можно связать с периодом полураспада $T_{1/2}$, если учесть, что в согласии с (10.3) для момента времени $t = T_{1/2}$ имеем $n/n_0 = 0{,}5 = e^{\lambda t}$, откуда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda}. \tag{10.4}$$

В отличие от безразмерной величины $-dn/n$, вероятность λ имеет размерность обратного времени, и ее обычно измеряют в с^{-1}. Следует подчеркнуть, что в то время как математическая безразмерная вероятность может принимать значения от 0 до 1, вероятность, отнесенная к единице времени, может принимать любые значения от 0 до ∞. Чем больше значение λ, тем быстрей протекает спонтанный процесс распада, например, если $\lambda = 10^8\ \text{с}^{-1}$, то за время $dt = 10^{-11}$ с согласно (10.2) спонтанные превращения испытает $10^{-3} = 1/1000$ всех ядер.

Связь λ со средним временем жизни ядра τ может быть найдена с помощью следующих рассуждений. Продолжительность существования ядер, распадающихся за время от t до $t + dt$, можно считать равным t. Число ядер, распавшихся за временной промежуток $(t, t + dt)$ согласно (10.2) равно $\lambda n(t)\, dt$. Суммарное время жизни всех первоначально имевшихся ядер n_0 может быть найдено интегрированием произведения $t \cdot \lambda n(t)\, dt$ по времени от 0 до ∞. Среднее время жизни ядра τ получится, если разделить сумму времен жизни всех ядер на n_0:

$$\bar{\tau} = \frac{1}{n_0} \int_0^\infty t\lambda n(t)\, dt = \lambda \int_0^\infty te^{-\lambda t}\, dt = \frac{1}{\lambda} \tag{10.5}$$

(при вычислении был учтен закон радиоактивного распада (10.3).

Итак, среднее время жизни радиоактивного ядра τ есть обратная величина от постоянной распада λ; по истечении времени $\tau = 1{,}443T$ число первоначальных радиоактивных ядер уменьшится в e раз.

Из соотношений (10.4) и (10.5) видно, что константы λ, T, τ, характеризующие радиоактивное вещество, связаны между собой; зная одну из них, можно найти две другие.

Величину $A = -dn/dt$, определяющую скорость распада ядер, т. е. число распадов в единицу времени, называют *активностью*. Согласно (10.2) $dn/dt = -\lambda n$, поэтому

$$A(t) = \lambda n(t), \tag{10.6}$$

или, подставляя (10.3) в (10.6),

$$A(t) = \lambda n_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}, \tag{10.7}$$

где $A_0 = \lambda n_0$ — скорость распада в начальный момент $t = 0$. Если имеется большое число n одинаковых радиоактивных атомов, то за единицу t в среднем будет распадаться λn атомов. Мы видим, что активность является характеристикой интенсивности излучения не отдельного нестабильного атома,

а радиоактивного вещества в целом. Однако сравнение (10.7) и (10.3) показывает, что зависимость от времени скорости распада и числа радиоактивных атомов одинакова.

В качестве наиболее употребительной единицы активности применяют кюри (Ku): 1 Ku $= 3{,}7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду. Используют и более мелкие единицы — милликюри (10^{-3} Ku) и микрокюри (10^{-6} Ku). Кюри — внесистемная единица. Единицей активности в системе СИ является беккерель (Бк), равный одному распаду в секунду 1 Ku $= 3{,}7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Экспериментально определенные числа распадов никогда в точности не следуют закону (10.7), описывающему среднюю скорость распада атомов. Поскольку распад в единицу времени некоторого количества атомов является случайным явлением, то числа распадов подвержены статистическим флюктуациям, описываемым законом Пуассона. Относительные значения случайных отклонений чисел распада от их среднего значения тем меньше, чем больше скорость распада. Таким образом, экспериментально измеренные значения активности согласуются с выражением (10.7) с точностью до поправки на их статистический разброс.

Для определения постоянной распада λ с помощью соответствующего детектора регистрируют число частиц, испускаемых препаратом за единицу времени, другими словами, определяют его активность $(-dn/dt)$. По полученным результатам строится график логарифм активности — время. Форма этого графика зависит от характера распадов, которые могут быть простыми или сложными.

Рассмотрим несколько типичных случаев.

1. При простом распаде радиоактивные атомы сразу распадаются на стабильные. Логарифмируя выражение $dn/dt = -\lambda n$, получим

$$\ln\left(-\frac{dn}{dt}\right) = \ln(\lambda n) = \ln(\lambda n_0) - \lambda t.$$

Как видно, логарифм активности есть линейная функция времени. График логарифм активности — время имеет вид прямой, составляющей с осью абсцисс угол φ, причем $\operatorname{tg}\varphi = \lambda$ (рис. 10.1).

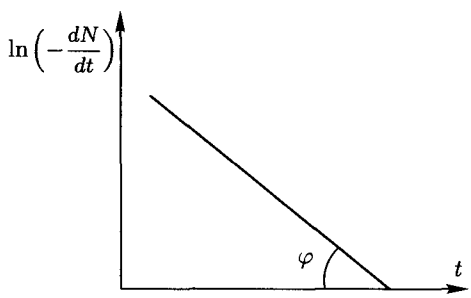


Рис. 10.1. Зависимость логарифма активности от времени при простом распаде

2. Допустим теперь, что имеет место сложный распад, заключающийся в том, что исходный атом A, распадаясь, превращается в атом B, который в свою очередь претерпевает распад, превращаясь в атом C и т. д. Баланс радиоактивных атомов определяется системой уравнений

$$\frac{dn_A}{dt} = -\lambda_A n_A; \quad \frac{dn_B}{dt} = -\lambda_B n_B + \lambda_A n_A; \quad \frac{dn_c}{dt} = -\lambda_c n_c + \lambda_B n_B, \tag{10.8}$$

где индекс A относится к исходному (*материнскому*) радиоактивному веществу, а индексы $B, C, \ldots, k$ — вторичным (*дочерним*) веществам. Первое уравнение этой системы совпадает по форме с уравнением (10.2). Баланс атомов данного дочернего вещества определяется скоростью распада составляющих его атомов, пропорциональной числу этих атомов, и скоростью распада атомов вещества-предшественника. Решение уравнения для атомов данного дочернего вещества зависит лишь от вида решения предшествующего уравнения.

Предположим для простоты, что в препарате осуществляется цепочка превращений $A \to B \to C$, причем в начальный момент времени $t = 0$ имеется n_{A0} атомов A и нет атомов B:

$$n_A(0) = n_{A0}, \quad n_B(0) = 0. \tag{10.9}$$

Решение двух первых уравнений (10.8) с начальными условиями (10.9) имеет вид

$$n_A = n_{A0} e^{-\lambda_A t}, \quad n_B = \frac{n_{A0}\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A}\left(e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}\right).$$

Полная активность препарата равна

$$\lambda_A n_A + \lambda_B n_B = \lambda_{A0} n_{A0}\left[e^{-\lambda_A t} - \left(1 + \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A}\right) - e^{-\lambda_B t}\left(\frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A}\right)\right]. \tag{10.10}$$

Проанализируем зависимость $\ln(-dn/dt) = f(t)$ в следующих практически важных случаях.

а. $\lambda_A \gg \lambda_B$, т. е. атомы B значительно более долгоживущие по сравнению с атомами A. График логарифм активности — время в этом случае имеет вид, показанный на рис. 10.2, *а*. В начале наклон кривой определяется главным образом более быстрым распадом атомов A. Некоторое время спустя (при $t > t'$) число атомов A в смеси изотопов становится настолько малым, что наклон кривой определяется в основном процессом распада атомов B. Значение λ_B может быть определено по наклону кривой в области $t > t'$ (первый экспоненциальный член в (17.10) в рассматриваемом случае может быть отброшен). Для нахождения λ_A необходимо учесть влияние распада атомов B на наклон кривой при $t < t'$. С этой целью экстраполируют прямую ab в область $t < t'$, вычитая в нескольких точках из суммарной активности активность вещества B. Полученные данные позволяют построить график логарифм активности — время для вещества A. График имеет вид прямой, поэтому определив угол φ_A, можно найти значение λ_A.

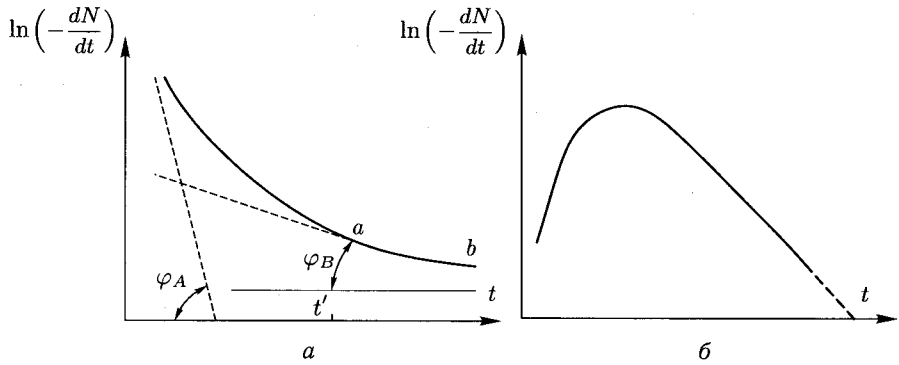


Рис. 10.2. Зависимость логарифма активности от времени при сложных распадах: *а* — $\lambda_A \gg \lambda_B$; *б* — $\lambda_B > \lambda_A$

б. $\lambda_B > \lambda_A$, т. е. атомы A являются более долгоживущими по сравнению с атомами B. В (10.10) коэффициент при второй экспоненте отрицателен, а абсолютное значение ее показателя больше показателя первой экспоненты. Поэтому график активность–время не монотонен, а обладает максимумом (рис. 10.2, *б*). По прошествии достаточно большого времени ($\lambda_A t \gg 1$) вторая экспонента становится пренебрежимо малой, и наступает равновесие, называемое радиоактивным, характеризуемое независимостью от времени соотношения n_A/n_B:

$$\frac{n_A}{n_B} = \frac{\lambda_B - \lambda_A}{\lambda_A}, \quad \text{если} \quad \lambda_A t \gg 1. \tag{10.11}$$

В случае нескольких последовательных распадов $A \to B \to C \to D \to \ldots$, когда период полураспада атомов материнского вещества значительно больше периодов полураспада остальных атомов: $T_A \gg T_B, T_C, T_D$, наступает вековое равновесие, которое можно рассматривать как предельный случай радиоактивного равновесия. При вековом равновесии соотношение (10.11) для двух последовательных распадов можно переписать в виде

$$\frac{n_A}{n_B} = \frac{\lambda_B}{\lambda_A} = \frac{T_A}{T_B} \quad (T_A \gg T_B),$$

отбросив в числителе малую величину λ_A.

Аналогично для большого числа последовательных переходов

$$n_A : n_B : n_C : \ldots = T_A : T_B : T_C : \ldots,$$

т. е. при вековом равновесии количество атомов данного радиоактивного элемента пропорционально его периоду полураспада.

§ 10.2. Классификация типов радиоактивных ядер. Причины задержки распадов неустойчивых ядер

Основными типами радиоактивного распада ядер считаются:

— α-распад (испускание ядра ${}^4_2\mathrm{He}$);

— β-распад (испускание $e^{\pm}$, ν, $\widetilde{\nu}$);

— γ-распад;

— спонтанное деление.

Долгое время (приблизительно до середины прошлого века) считалось, что кроме перечисленных четырех видов радиоактивности других видов спонтанного распада ядер в природе не существует. Это представление основывалось на известных в то время условиях устойчивости ядер. Новые экспериментальные наблюдения, выполненные во второй половине 20-го века, привели к пересмотру этого взгляда. Так, была установлена возможность однопротонной, двухпротонной и кластерной радиоактивности [1].

Особый вид радиоактивности представляет собой распад с испусканием так называемых запаздывающих нейтронов, идущий только за счет сильного взаимодействия и характеризуемый периодами полураспада от десятых долей секунды до десятков секунд. Не все авторы склонны считать распад запаздывающих нейтронов одним из видов радиоактивности [10].

Из перечисленных типов радиоактивности ядер важнейшее значение имеют α-, β-, γ-распады, доминирующие в земных условиях. Им будет уделено основное внимание при дальнейшем изложении проблем радиоактивности. Остальные виды спонтанного распада являются довольно экзотическими явлениями. Однако для полноты картины ниже мы и их кратко обсудим. В этом параграфе вводного характера мы ограничимся рассмотрением причин задержки распадов неустойчивых ядер и качественно опишем α-, β- и γ-процессы.

Удивительной особенностью радиоактивности являются длительные задержки распада неустойчивых ядер. Действительно, поскольку нуклоны в ядре связаны ядерными силами, то, казалось бы, процессы распадов должны происходить за время сравнительно близкое к характерному ядерному времени $\tau_{\text{яд}} = 10^{-22}$ с.

Длительные (в ядерном масштабе времени) задержки распада радиоактивных ядер происходят в силу следующих причин.

1. Существование кулоновского барьера ядра. Эта причина имеет существенное значение для тяжелых ядер.

2. Сравнительная малость слабого взаимодействия. Указанная причина проявляется для ядер, подверженных действию слабых сил, т. е. испытывающих β-распад.

3. Малая энергия, выделяющаяся при распаде. Чем она меньше, тем больше время жизни ядра.

4. Разность спинов или изоспинов исходного и конечного ядра. Чем больше эта разность, тем более затруднен распад.

Первые две причины являются важнейшими; именно благодаря им существуют ядра с очень большими временами жизни. Третья и четвертая причины могут приводить к сравнительно небольшим изменениям времени жизни ядер (не более, чем на несколько порядков).

Перейдем к описанию α-, β-, γ-распадов.

Начнем с α-распада, заключающегося, как уже отмечалось, в самопроизвольном испускании тяжелым ядром α-частицы, что приводит к уменьшению его массового числа на четыре единицы, а атомного номера — на две: ${}^{A}_{Z}X \to {}^{A-4}_{Z-2}X + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$. Хотя α-распад — ядерный процесс, идущий под действием сильного взаимодействия, однако благодаря существованию у ядер кулоновского барьера α-активные ядра могут обладать огромными временами жизни. Вспомним, например, что время жизни α-радиоактивного ядра ${}^{232}\mathrm{Th}$ составляет 10^{10} лет (около 10^{17} с), что на 39 порядков больше характерного ядерного времени.

Распад β-активных ядер происходит, как указывалось, под действием слабых сил. B-распад — процесс самопроизвольного превращения нестабильного ядра в ядро-изобар с зарядом, отличным на $\Delta Z = \pm 1$ в результате испускания электрона (позитрона) или захвата электрона. Различают три вида β-распада: β^+-распад, β^--распад и K-захват. При β^--распаде один из нейтронов ядра, испустив электрон и антинейтрино, превращается в протон, т. е. осуществляется изобарное превращение типа ${}^{A}_{Z}X \to {}^{A}_{Z+1}Y$. При β^+-распаде один из протонов ядра, испустив позитрон и нейтрино, превращается в нейтрон. K-захват заключается в захвате ядром K-электрона атома; при этом один из протонов превращается в нейтрон и испускается нейтрино (известны и сходные процессы: захват ядром L-электрона, M-электрона, ...; общее название процессов такого рода — ε-захват; наиболее вероятен из них K-захват, который и будет рассматриваться в дальнейшем). В результате β^+-распада и K-захвата осуществляется изобарное превращение типа ${}^{A}_{Z}X \to {}^{A}_{Z-1}Y$.

Поскольку при K-захвате в K-оболочке образуется вакансия, то K-захват должен сопровождаться испусканием характеристического излучения и оже-электронов. Эти вторичные процессы могут быть использованы для обнаружения K-захвата.

γ-распад заключается в самопроизвольном испускании ядром γ-квантов. Этот процесс идет под действием электромагнитного взаимодействия, лишь на четыре порядка более слабого по сравнению с сильным взаимодействием. Поэтому времена жизни ядер τ_γ по отношению к γ-распаду должны быть относительно малы. Однако в силу действия причин 3 и 4 у некоторых ядер τ_γ может составлять минуты, часы и более.

§ 10.3. Состав ядра и радиоактивность

Ядра стабильны при вполне определенном соотношении между числом нейтронов N и числом протонов Z (последнее можно найти по формуле (7.29). Если построить график зависимости N от Z, то стабильным ядрам будет соответствовать узкая «дорожка ствабильности» (рис. 10.3). Она ограничена снизу областью нейтроноизбыточных β^--активных ядер, а сверху областью нейтронодефицитных ядер, неустойчивых по отношению к β^+-распаду и K-захвату.

Ядра, соответствующие темными квадратикам на рис. 10.3, иногда называют *β-стабильными*, чем подчеркивается их устойчивость по отношению к β-распаду. Вообще в ядерной физике часто можно встретить представление

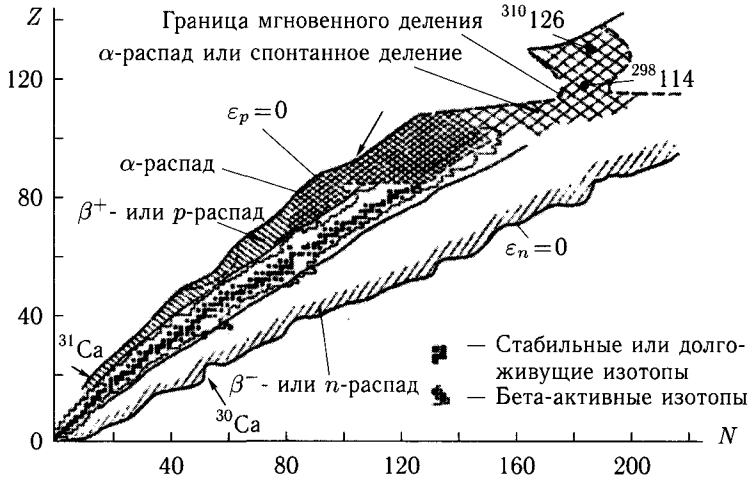


Рис. 10.3. Диаграмма ядерной стабильности

о ядре, стабильном в отношении испускания частиц определенного сорта. Так, β-активные ядра, отображенные на рис. 10.3, имеют периоды полураспада $T_{1/2}$ по отношению к α-распаду меньшие 10^9 лет. β-стабильные ядра вместе с β-активными называют *нуклоностабильными* ядрами, поскольку для них энергия связи (отделения) нейтрона ε_n и протона ε_p больше нуля и, следовательно, они устойчивы по отношению к испусканию нуклонов. Это легко показать, воспользовавшись формулами

$$\varepsilon_n = [m_n + M(A-1, Z) - M(A, Z)]\, c^2 = E(A, Z) - E(A-1, Z),$$

$$\varepsilon_p = [m_p + M(A-1, Z-1) - M(A, Z)]\, c^2 = E(A, Z) - E(A-1, Z-1).$$

Любые β-нестабильные, но нуклоностабильные ядра в ядерном масштабе времени могут считаться стабильными системами, сохраняющими все свои свойства, в том числе массу, нуклонный состав, систему уровней и т. д.

Число известных β-стабильных ядер составляет 350. Существенно больше число идентифицированных нуклоностабильных ядер (около 2000), и значения (A, Z), соответствующие таким ядрам, приходятся на довольно обширную область на рис. 10.3, ограниченную линиями $\varepsilon_n = 0$, $\varepsilon_p = 0$. Граница $\varepsilon_n = 0$ соответствует нейтронному избытку, при котором энергия отделения нейтрона становится равной нулю. Предел области стабильности нейтроноизбыточных (β^--активных) ядер можно получить из формулы (7.27) при условии $\left.\dfrac{\partial E(N, Z)}{\partial N}\right|_{Z=\text{const}} = 0$. Аналогичным образом находится предел ε_p области стабильности нейтронодефицитных (β^+-активных) ядер. Полученные таким путем оценки являются средними и, используя их, невозможно описать структуру переходной области при $\varepsilon_n \approx 0$, $\varepsilon_p \approx 0$. Поэтому особую ценность имеют прямые экспериментальные измерения в этой области. Но пока точное положение границ протонной и нейтронной устойчивости неизвестны.

Предполагается, что ядра, расположенные близ границы протонной стабильности, должны быть неустойчивы по отношению к позитронному распаду и при условии $\varepsilon_p < 0$ обладать упоминавшейся выше протонной радиоактивностью, а при условии $\varepsilon_p > 0$, $\varepsilon_{2p} < 0$ — двухпротонной. Протоностабильные ядра обладают сравнительно большими временами жизни в силу причины 1 (т. е. благодаря существованию кулоновского барьера). К настоящему времени открыт ряд легких ядер с четными Z и $A = 2Z - 3$, обладающих протонной радиоактивностью: $^{18}_{8}$O, $^{17}_{10}$Ne, $^{24}_{11}$Mg и др., имеющих времена жизни от десятых долей секунд до десятков секунд. Как показывает анализ свойств нейтронодефицитных ядер, протонная радиоактивность должна быть распространена среди ядер с $A < 208$. Если однако протонный распад протекает достаточно медленно, то он, как показывают оценки, будет практически полностью подавлен β^+-распадом, при котором ядра также освобождаются от избытка протонов.

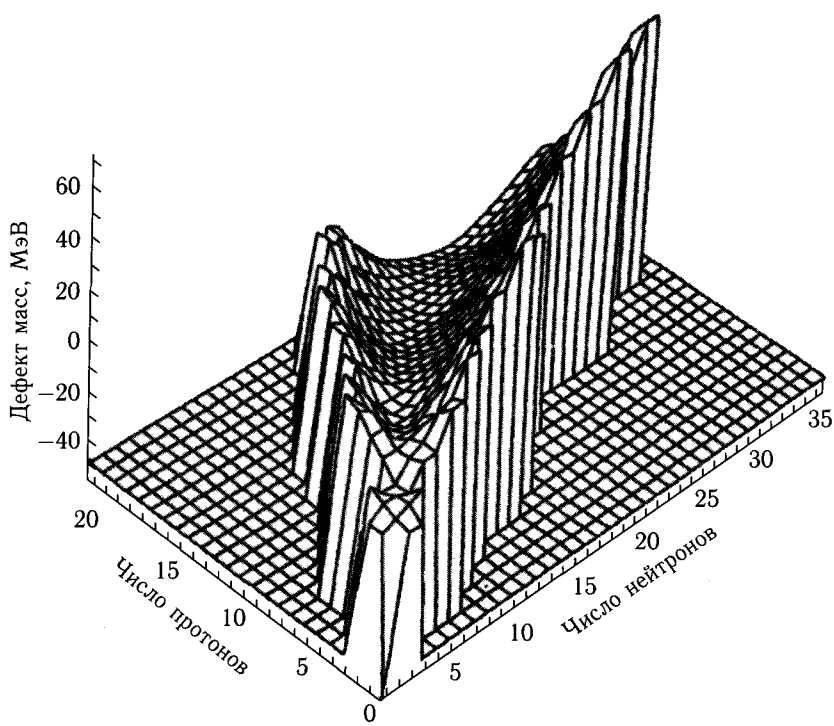


Рис. 10.4. Трехмерное отображение расположения стабильных ядер; последние, обладая минимальной массой, занимают «дно долины устойчивости»

При относительно большом отдалении ядер от границы нейтронной стабильности становится возможным испускание ими запаздывающих нейтронов. Времена жизни последних варьируются от нескольких десятков секунд до нескольких микросекунд. Известно более 150 видов ядер, испускающих запаздывающие нейтроны.

Для тяжелых ядер возможен α-распад или спонтанное деление. Некоторые особенности этих процессов рассматриваются в следующем параграфе. Заштрихованный крупной клеткой участок справа вверху диаграммы — область экзотических искусственно получаемых ядер; методы их синтеза и свойства обсуждаются в § 15.2. Общее число известных ядер равно приблизительно 3000.

Как уже отмечалось в § 7.6, среди ядер, состоящих из A нуклонов, наиболее устойчиво то, для которого масса минимальна. Наглядно это обстоятельство можно отобразить, построив на координатных осях N, Z, Δ для совокупности стабильных и нестабильных ядер, так называемую долину устойчивости (рис. 10.4). «Дно» долины занимают наиболее устойчивые ядра, соответствующие цепочке стабильных ядер на рис. 10.3.

§ 10.4. Радиоактивные ряды

В § 4.2 в табл. 4.1 и 4.2 приведена информация об основных физических характеристиках радионуклидов уранового и ториевого рядов. В этом разделе мы несколько расширим и углубим сведения о радиоактивных рядах.

Помимо двух рассмотренных рядов радионуклидов существует еще два естественно радиоактивных ряда элементов. Третий ряд называется актиниевым (или уран-актиниевым). Его родоначальником является нуклид $^{235}_{92}\mathrm{U}$ ($T = 7{,}1 \cdot 10^8$ лет), а цепочка распадов завершается стабильным нуклидом $^{207}_{82}\mathrm{Pb}$. Родоначальник четвертого ряда представлен нептунием $^{237}_{93}\mathrm{Np}$ ($T_{1/2} = 2{,}2 \cdot 10^6$ лет), конечным продуктом распада является стабильный нуклид $^{209}_{83}\mathrm{Bi}$.

Как известно, время жизни Земли составляет $4{,}7 \cdot 10^9$ лет. Из сравнения с ним периодов полураспада родоначальников указанных радиоактивных рядов следует, что к настоящему времени ядра тория-232 ($T_{1/2} = 1{,}4 \cdot 10^{10}$ лет) почти полностью сохранились, тогда как ядра урана-238 ($T_{1/2} = 4{,}5 \cdot 10^9$ лет) распались частично, а ядра урана-235 распались почти полностью (содержание $^{235}\mathrm{U}$ в земной коре ныне в 140 раз меньше содержания ^{238}U); наконец, ядра нептуния-237 распались практически полностью. Правда, ничтожные количества этого нуклида были обнаружены в урановых рудах уже после того, как он был искусственно синтезирован (Г. Сиборгом, А. Гиорсо в 1950 г.).

Напомним (см. § 10.2), что при α-распаде A уменьшается на четыре единицы, а Z — на две; при β^--распаде A не изменяется, а Z возрастает на единицу. Правило смещения радионуклидов при α- и β-переходах было сформулировано в результате длительных наблюдений К. Фаянсом в 1913 г. и независимо от него в том же году Ф. Содди и др.

Согласно формулировке К. Фаянса «при α-распаде радиоэлемент переходит в периодической системе на две клетки влево, а при β-распаде — в соседнюю клетку вправо». На основании этого правила Фаянс правильно разместил в периодической системе известные в то время радиоактивные элементы [14].

Поскольку при α-распаде массовое число A уменьшается, как упоминалось, на 4, то для всех членов одного и того же ряда остаток от деления A на 4 одинаков. Это указывает на возможность «аттестации» четырех перечисленных рядов радионуклидов следующими четырьмя формулами:

$$A = 4n, \quad A = 4n + 1, \quad A = 4n + 2, \quad A = 4n + 3, \tag{10.12}$$

где n — подходящее целое число. Приведенные формулы относятся соответственно к рядам тория, нептуния, урана и актиния.

Во времена Фаянса и Содди были открыты три радиоактивных ряда (семейства), для которых массовое число характеризовалось первой, третьей и четвертой формулами (10.12), но не было известно семейство, соответствующее формуле $A = 4n + 1$. Именно поиски этого радиоактивного ряда и представляли в то время интерес для исследователей.

Некоторые ядра могут распадаться конкурирующими способами, т. е. путем либо α-, либо β-распада. Например, $^{218}_{84}$Po в подавляющем числе случаев (99,98 %) испытывает α-распад, а в малом числе случаев (0,02 %) — β-распад (см. табл. 4.1). Соответственно образуются ядра ^{214}Pb и ^{218}At. В свою очередь ^{214}Pb испытывает β-распад, а ^{218}At — α-распад. В том и другом случае образуется нуклид ^{214}Bi, и возникающая характерная «вилка» переходов замыкается. Аналогичные «вилки» последовательных распадов наблюдаются и в цепях распада других нуклидов.

Среди ядер с $A > 232$ наблюдается конкуренция α-распада со спонтанным делением — процессом самопроизвольного распада ядра на два ядра (осколка) с приблизительно равной массой.

У наиболее легкого из известных спонтанно делящихся нуклидов — $^{232}_{92}$U период полураспада по отношению к спонтанному делению равен

$$T^{\text{сп}}_{1/2} = 8 \cdot 10^{13} \text{ лет},$$

а по отношению к α-распаду $T^{\alpha}_{1/2} = 72$ года. Для более тяжелых нуклидов $T^{\text{сп}}$ уменьшается. Например, для $^{257}_{100}$Fm имеем

$$T^{\text{сп}}_{1/2} = 100 \text{ лет}, \quad T^{\alpha}_{1/2} = 80 \text{ дней},$$

что составляет уже две десятых процента от $T^{\text{сп}}_{1/2}$.

На рис. 10.3 граница спонтанного деления показана линией, характеризуемой параметром $Z^2/A = 41$. Его физический смысл будет обсужден в гл. 15.

В настоящее время радиоактивные ряды не представляют особого интереса для фундаментальных разделов ядерной физики, однако велико их значение для прикладных разделов микрофизики и смежных с ней наук — ядерной геофизики, ядерной геологии, радиационной медицины и др.

В последующих главах мы переходим к более подробному обсуждению различных видов радиоактивности, начав с рассмотрения (в 11 главе) распада ядер, испускающих частицы со сравнительно большими массами (α-частиц, протонов, кластеров). Глава 12-я посвящена β-распаду, а 13-я — γ-распаду; спонтанное деление будет обсуждено в 15-й главе, посвященной физике деления ядер.

§ 10.5. Изображение схем распада радиоактивных ядер

При последующем изучении радиоактивности ядер мы будем довольно широко использовать информацию, получаемую методами альфа-, бета-, гамма-спектроскопии — крупного раздела ядерной спектроскопии [2]. В этом вспомогательном параграфе мы ознакомимся с соответствующими обозначениями, которых будем придерживаться в дальнейшем.

На рис. 10.5 приведены схемы некоторых распадов радиоактивных ядер. Потенциальная яма ядра условно изображена в виде открытого сверху пря-

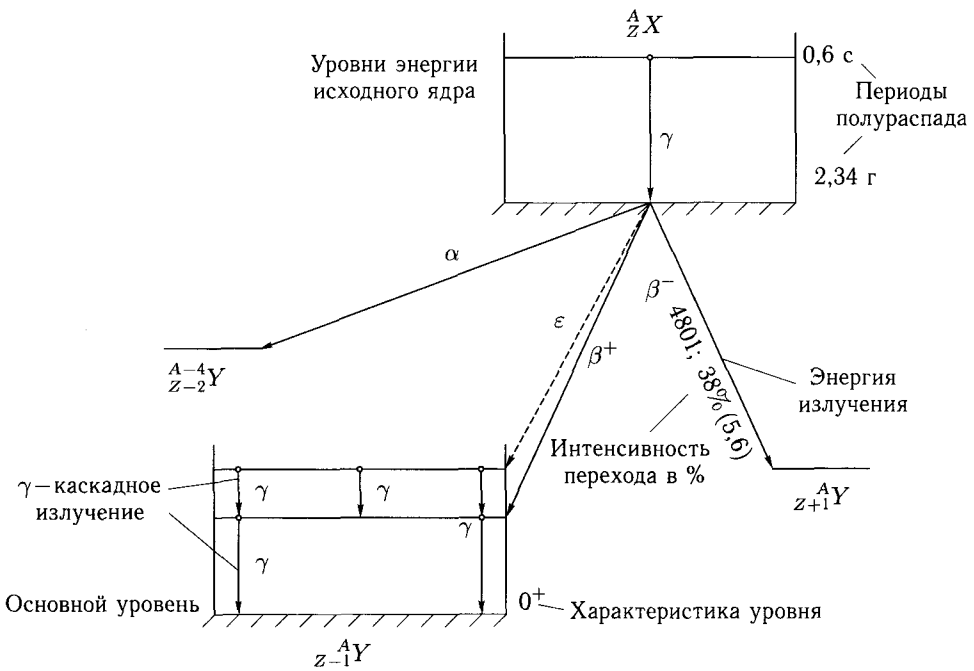


Рис. 10.5. Схема переходов, рассматриваемых в α-, β- и γ-спектроскопии

моугольника. Его нижняя сторона, выделенная штриховкой, соответствует основному уровню. Расположенные над ним горизонтальные линии, ограниченные справа и слева стенками потенциальной ямы, соответствуют возбужденным уровням.

Если рассматривается лишь один из уровней ядра, то он может изображаться просто в виде горизонтальной линии. Символы ядер $^{A}_{Z}X$, $^{A}_{Z+1}Y$ и т. д. проставляются у соответствующих уровней (сверху или снизу). Значения энергий в (кэВ), характеристики (обозначения спина и четности) и периоды полураспада проставляются слева или справа от уровней.

γ-переходы обозначаются вертикальными прямыми линиями с точкой в начале и стрелкой внизу. В некоторых случаях рядом с линией указывается энергия (в кэВ) и мультипольность перехода.

Процессы α- и β-распада изображаются наклонными линиями со стрелками внизу: переходы с испусканием α-частиц (α-переходы) — толстыми линиями наклоненными влево; процессы β^-- и β^+-распада (β^-- и β^+-переходы) — тонкими линиями, наклоненными вправо и влево соответственно; K-захват — наклонной штрихованной линией (с символом ε).

В необходимых случаях сверху над наклонными линиями приводятся сведения об энергии перехода (в кэВ) и его интенсивности (в процентах от полного числа распадов). В случае β-распада в скобках дается значение логарифма сравнительного периода полураспада (см. § 12.6).

Как видно, переходы, рассматриваемые в альфа-, бета-, гамма-спектроскопии, значительно более разнообразны по сравнению с переходами, исследуемыми в атомно-молекулярной спектроскопии. Подробнее обсуждение проблем, связанных с ядерной спектроскопией, читатель найдет в [2, 15].

Глава 11

АЛЬФА-РАСПАД. ПРОТОННЫЙ И КЛАСТЕРНЫЙ РАСПАДЫ

§ 11.1. Энергия α-распада

Как мы знаем, α-распад встречается только среди тяжелых ядер [1]). Для огромного большинства α-активных ядер $A > 200$, $Z > 82$ (атомный номер 82 имеет свинец). Известна небольшая группа α-активных ядер в резкоземельной области ($A \approx 150$). Некоторые другие тяжелые ядра также испытывают α-распад. Всего известно около 200 α-активных ядер. Энергия, выделяющаяся в единичном акте распада, составляет 4–9 МэВ для ядер с $A > 200$ МэВ и 2–4,5 МэВ для ядер с $A \approx 150$.

Энергетическая возможность α-распада определяется неравенством

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M(^4_2\mathrm{He}). \qquad (11.1)$$

Нетрудно объяснить, почему α-распад характерен именно для тяжелых ядер. Энергия связи, приходящаяся на один нуклон тяжелого ядра, уменьшается с ростом массового числа (см. рис. 7.9). Поэтому после удаления из тяжелого ядра одного или нескольких нуклонов образуется более прочно связанное ядро. Но если A уменьшится только на единицу, то выигрыш в энергии окажется значительно меньше энергии связи одного нуклона в ядре; следовательно, испускание тяжелым ядром нейтрона или протона, обладающего за пределами ядра нулевой энергией связи, энергетически невыгодно. Среди наиболее легких ядер дважды магическое ядро $^4_2$He отличается особенно большой удельной энергией связи, равной 7,1 МэВ (см. вставку на рис. 7.9). Это и предопределяет энергетическую выгодность α-распада для многих тяжелых ядер. Последний возможен, если энергия связи нуклонов исходного ядра меньше суммарной связи нуклонов в ядре-продукте и ядре ^{4}He.

Сделаем соответствующие количественные оценки. Учитывая неравенство (11.1), энергию α-распада запишем в виде

$$E_\alpha = |\varepsilon_\alpha| = \left[M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M(^4_2He)\right] c^2 = W_\alpha + W_{\text{яд}}, \quad (11.2)$$

где W_α и $W_{\text{яд}}$ — кинетические энергии α-частицы и дочернего ядра. Подставляя в формулу (11.2) точные значения масс соответствующих частиц,

[1]) Распад ядра $^8_4$Be на две α-частицы, имеющего время жизни порядка 10^{-16} с, в соответствии с классификацией, введенной в § 10.1, следует считать не радиоактивным распадом, а распадом составного ядра.

определенные экспериментально, и вычисляя E_α, найдем границу области значений A, для которой α-распад энергетически выгоден. Результаты таких вычислений для наиболее устойчивых изобар представлены на рис. 11.1. Как

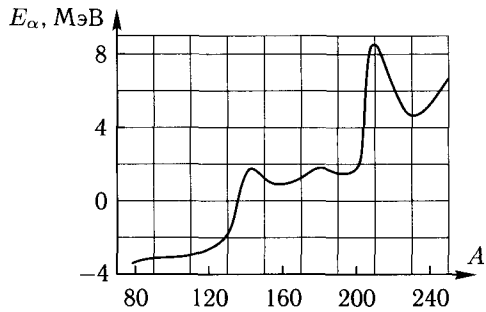


Рис. 11.1. Зависимость энергии α-распада от массового числа для наиболее устойчивых изобар

видно, $E_\alpha > 0$ при $A \geqslant 140$, т. е. α-распад возможен, начиная с ядер редкоземельных элементов.

Кривая $E_\alpha(A)$ имеет два максимума на интервалах значений $A = 140$–150 и $A = 205$–212. Первый соответствует α-переходам, при которых образуются ядра с магическим числом нейтронов $N = 82$, а второй — с магическим числом протонов $Z = 82$. Например, при α-распаде редкоземельного ядра $^{146}_{62}\mathrm{Sm}$ образуется магическое ядро $^{142}_{60}\mathrm{Nd}$ ($N = 82$), а при α-распаде ядра $^{212}_{84}\mathrm{Po}$ — дважды магическое ядро $^{208}_{82}\mathrm{Pb}$ ($Z = 82$). Поскольку магические ядра особенно устойчивы (их масса сравнительно мала), при образовании таких ядер и выделяется особенно большая энергия E_α.

Наоборот, эта энергия понижена, когда материнское ядро обладает замкнутыми оболочками. Например, низкое значение E_α у ядра $^{211}_{85}\mathrm{At}$ объясняется тем, что оно содержит магическое число нейтронов 126. Интересно, что более легкие изотопы астата, у которых число нейтронов несколько меньше, также имеют сравнительно небольшие энергии α-распада. Таким образом, в α-распаде проявляются оболочечные эффекты [1]).

Найдем распределение энергии α-распада между α-частицей и дочерним ядром, воспользовавшись законом сохранения импульса

$$p_\alpha + p_{\text{яд}} = p(A, Z),$$

где $p(A, Z)$ — импульс исходного ядра. Если последнее покоится, то $|p_\alpha| = |p_{\text{яд}}|$, поэтому

$$\frac{W_{\text{яд}}}{W_\alpha} = \frac{m_\alpha}{M_{\text{яд}}}, \tag{11.3}$$

[1]) Любопытен в этом отношении довольно экзотический случай α-распада относительно легких ядер $^{107}_{52}\mathrm{Tl}$ и $^{108}_{52}\mathrm{Tl}$ (соответствующие периоды полураспада равны всего нескольким секундам). Образующиеся при их распаде ядра имеют замкнутые протонные оболочки, отвечающие $Z = 50$.

т. е. кинетическая энергия распределяется между α-частицей и дочерним ядром обратно пропорционально их массам. Но поскольку масса α-частицы значительно меньше массы ядра-продукта, то подавляющая часть энергии распада уносится α-частицей и лишь малая ее часть — дочерним ядром. Например, при α-распаде ядра $^{238}_{94}$Pu испускаются α-частицы с энергией 5,491 МэВ (рис. 11.2). Согласно (11.3), кинетическая энергия дочернего ядра $^{234}_{92}$U равна

$$W_{\text{яд}} = 5{,}491\,\frac{4}{234} = 0{,}0939 \text{ МэВ}.$$

Следовательно, полная кинетическая энергия E_α, выделяемая при α-распаде, составляет

$$E_\alpha = W_\alpha + W_{\text{яд}} = 5{,}5849 \text{ МэВ}.$$

Как видно, $W_{\text{яд}}$ равно всего лишь 1,6 % от полной энергии α-распада. Поэтому приближенно можно считать, что E_α равна кинетической энергии α-частицы.

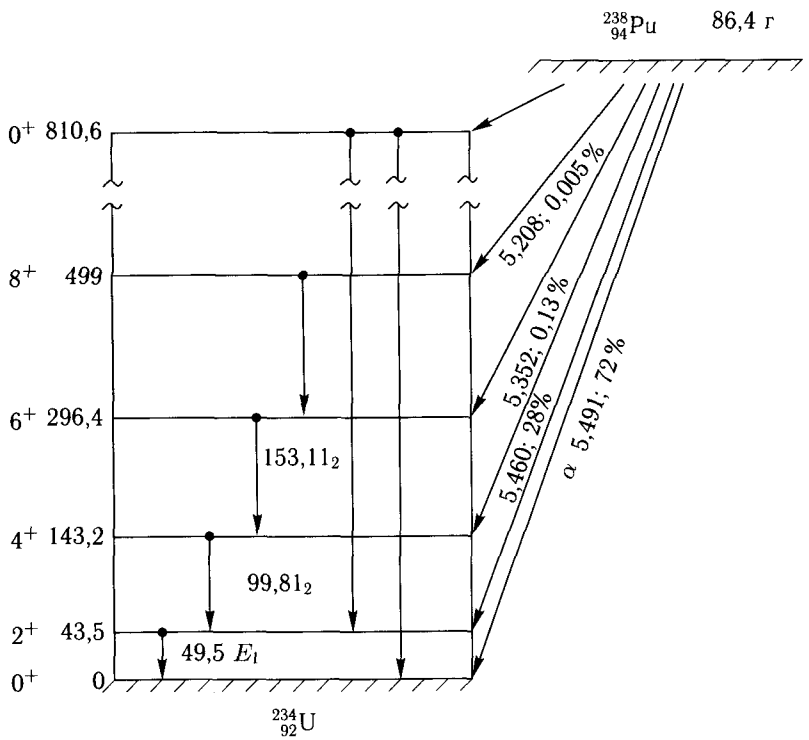


Рис. 11.2. Схема α-распада ядра $^{238}_{94}$Pu и последующих γ-переходов дочернего ядра $^{234}_{92}$U

§ 11.2. Элементы теории α-распада

Допустим, что ядро $^{A'}_{Z'}X$, испытывающее α-распад, сферическое и состоит из двух частиц: ядра $^{A}_{Z}Y$ ($A = A' - 4$, $Z = Z' - 2$) и α-частицы. В действительности α-частица, попавшая внутрь ядра (или спонтанно возникшая в нем)

с большой вероятностью развалится, поэтому материнское ядро правильнее считать состоящим только из нуклонов. Далее однако мы убедимся, что основные особенности α-распада можно описать, приняв допущение о самостоятельном существовании α-частицы внутри ядра.

Расположим начало координат в центре ядра ${}^{A}_{Z}Y$. Поскольку вне его короткодействующие ядерные силы быстро обращаются в нуль, то при $r > R$ (R — радиус ядра), на α-частицу действует лишь электростатическое кулоновское отталкивание, характеризуемое потенциальной энергией

$$U_k r) = \frac{zZe^2}{r} = \frac{2Ze^2}{r},$$

где $z = 2$ — атомный номер ядра ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$. При $r = R$ α-частица испытывает сильное притяжение со стороны ядра, обусловленное ядерными силами. Соображения, высказанные нами в отношении потенциала сложного ядра, справедливы и в рассматриваемом случае. Так, кривая $U(r)$ при $r = R$ претерпевает резкий почти вертикальный скачок вниз, а при $r < R$ точная форма потенциала неизвестна.

Примем за нуль энергетической шкалы сумму энергий покоя α-частицы и ядра-продукта. В таком случае энергия исходного α-радиоактивного ядра будет определяться уровнем E_α (рис. 11.3). В результате α-распада ядро

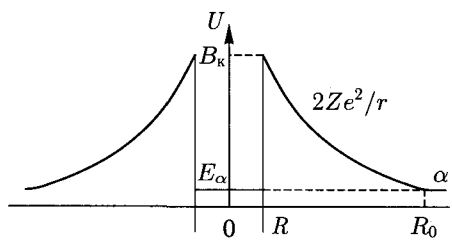


Рис. 11.3. Схема потенциального барьера α-активного ядра

переходит в состояние с нулевой энергией (при этом $r \gg R$); а энергия E_α выделяется в виде кинетической энергии α-частицы и ядра-продукта.

Если представить, что потенциал U_k «выключен», то рассматриваемая система должна распасться практически мгновенно. В действительности же α-частица в ядре «заперта» потенциальным барьером, создаваемым кулоновским потенциалом вне ядра. Максимум кривой потенциальной энергии, приходящейся на $r = R$, обозначают через B_k. Полагая $R = 1{,}4A^{1/3}$ Фм, имеем

$$B_k \approx \frac{zZ}{A^{1/3}} \text{ МэВ}.$$

Например, для ядра ${}^{232}_{90}\mathrm{Th}$ $B_k = 88 \cdot 2/(228)^{1/3} \approx 29$ МэВ.

Уточненное значение высоты потенциального барьера лишь на несколько МэВ может отличаться от величины B_k (см. ниже). С другой стороны, значения E_α не превышают 9 МэВ. Таким образом, $E_\alpha \ll B_k$, т. е. согласно классической механике α-распад невозможен.

Теория α-распада, рассматриваемого в качестве чисто квантового явления, заключающегося в прохождении частицы сквозь потенциальный барьер, была создана в 1928 г. Г. Гамовым и независимо от него Р. Герни и Э. Кондоном [1]. В основе этой теории лежат представления нерелятивистской квантовой механики, что вполне оправдано, поскольку кинетическая энергия α-частиц не превосходит 9 МэВ, и их скорости, как легко убедиться, могут считаться нерелятивистскими.

Мы ограничимся здесь изложением элементарной теории α-распада, основанной на формуле для проницаемости потенциального барьера. В данном случае эта формула имеет вид

$$D = \exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\int\limits_{R}^{R_0}\sqrt{2\mu\,[U(r)-E]}\,dr\right\}, \tag{11.4}$$

где $E = E_\alpha$, $\mu = m_\alpha M/m_\alpha + M$ — приведенная масса α-частицы с массой m_α и ядра с массой M. Поскольку для тяжелых ядер $m_\alpha \ll M$, то $\mu \approx m_\alpha$ (поэтому ниже вместо μ мы будем записывать m_α).

В общем случае потенциальная энергия складывается из двух компонент: кулоновской энергии U_k и центробежной энергии $U_\text{ц}$, происхождение которой связано с возможностью вылета из ядра α-частицы с отличным от нуля орбитальным моментом l (квантовое число l, характеризующее этот момент, может принимать целочисленные значения).

Центробежная энергия описывается формулой

$$U_\text{ц}(r) = l(l+1)\frac{\hbar^2}{2m_\alpha r^2}.$$

Допустимые значения квантового числа l ограничены условием

$$|I_i - I_k| \leqslant l \leqslant |I_i + I_k|, \tag{11.5}$$

вытекающим из закона сохранения спина. В (11.5) I_i и I_k — спины материнского и дочернего ядер соответственно. Обозначим четность начального и конечного состояний ядра π_i и π_k. Из закона сохранения четности следует, что

$$\pi_i/\pi_k = (-1)^l \tag{11.6}$$

(поскольку внутренняя четность α-частицы $\pi_\alpha = +1$, а ее спин $I_\alpha = 0$). Согласно (11.6) l должно быть четным при совпадении четности материнского и дочернего ядер и нечетным при разной четности этих ядер. Значения l ограничены. Это вытекает из того, что для испускаемой ядром α-частицы прицельное расстояние c не должно превышать радиуса ядра R: $\rho = \lambda\!\!\!^{-}\sqrt{l(l+1)} \approx \lambda\!\!\!^{-} l \leqslant R$. Для тяжелых ядер $R \approx 10^{-12}$ см, поэтому $\lambda\!\!\!^{-} l < 10^{-12}$ см. Значение $\lambda\!\!\!^{-}$ для α-частицы с кинетической энергией W_α, как нетрудно показать, определяется формулой

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{2{,}25\cdot 10^{-13}}{\sqrt{W_\alpha}}\ \text{см}.$$

Среднее значение кинетической энергии α-частиц, испускаемых ядрами с $A > 200$, равно 6 МэВ; полагая энергию W_α равной этой величине, получим $\lambda\!\!\!^{-} \approx 10^{-13}$ см. Следовательно, $l \leqslant 10$.

Значение $U_ц$ при $r = R$ называют высотой центробежного барьера; обозначая ее через $B_ц$ и полагая, что $R \approx 10^{-12}$ см, получим

$$B_ц = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_\alpha R^2} \approx \frac{l(l+1)}{20} \text{ МэВ},$$

т. е. при $l = 0$ имеем $B_ц = 0$, а при $l = 1, 2, 3, \ldots$ значение $B_ц$ равно соответственно 0,1 МэВ, 0,3 МэВ, 0,6 МэВ и т. д. Максимальному значению $l = 10$ отвечает $B_ц = 5{,}5$ МэВ, что существенно меньше величины U_k для ядра ^{232}Th. Центробежная энергия уменьшается с ростом r по закону $1/r^2$, тогда как кулоновская энергия убывает по закону $1/r$, т. е. гораздо медленнее. Как видно, $U_ц(r) \ll U_k(r)$ во всем рассматриваемом диапазоне значений r. При учете центробежной энергии значение $U(r)$ возрастает, а так как эта величина входит в формуле (11.4) в показатель экспоненты и делится на постоянную Планка, то при $l > 0$ вероятность испускания ядром α-частицы может довольно существенно уменьшиться. Например, вероятность испускания ядром α-частицы с $l = 4$ в 5,5 раз меньше, чем α-частицы с $l = 0$. Таким образом, при сравнительно небольших l значения D хотя и различны, но одного порядка.

Свяжем проницаемость с постоянной распада и периодом полураспада. Пусть имеется n α-радиоактивных ядер. Проницаемость имеет смысл вероятности прохождения α-частицы сквозь барьер при одном ударе о стенку потенциальной ямы. Поэтому за время dt будет распадаться число ядер dn, равное

$$dn = \lambda n\, dt = kDn\, dt, \tag{11.7}$$

где k — число ударов α-частицы о стенку ямы в единицу времени. Примем теперь во внимание, что $k \sim v/R$ (v — скорость α-частицы). Для определения v воспользуемся соотношением неопределенностей координата — импульс, на основании которого $v = \hbar/m_\alpha R$, и, следовательно, $k = \hbar/m_\alpha R^2$. Комбинируя это соотношение с (11.7), имеем

$$\lambda \approx \frac{\hbar}{m_\alpha R^2} D = kD, \tag{11.8}$$

где $k \approx 10^{20}$.

Перепишем соотношение (11.8) в более общей форме:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} = k \exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\int_R^{R_0} \sqrt{2m_\alpha [U(r) - W]}\, dr\right\} = k \exp[\varphi(W)]. \tag{11.9}$$

Здесь $W = W_\alpha + W_{яд} = E$. Прологарифмируем выражение для λ:

$$\ln \lambda = \ln k + \varphi(W).$$

С помощью простых преобразований эту формулу можно привести к виду

$$\lg \lambda = \frac{A}{\sqrt{W_\alpha}} + B, \tag{11.10}$$

где учтено, что $W = W_{\alpha'}$, A и B — константы, мало изменяющиеся с зарядом Z.

Формула (11.10) сходна с законом, эмпирически установленным Г. Гейгером и Дж. Неттолом еще в 1911 г.:

$$\lg \lambda = A' \lg W_\alpha + B', \tag{11.11}$$

носящим их имя. Константы A' и B' не зависят от массового числа и слабо зависят от порядкового номера. Закон Гейгера–Неттола особенно хорошо выполняется для четно-четных ядер. Этот закон позволяет, в частности, находить постоянную распада (а, следовательно, и период полураспада) ядер, для которых непосредственное измерение этих величин невозможно.

Сравнивая выражения (11.10) и (11.11), необходимо иметь в виду, что первое из них связывает λ не только с W_α (подобно закону Гейгера–Неттола), но и с Z и R. Указанные константы известны для большого числа α-активных ядер, в том числе и многих искусственно полученных. Формула (11.10) является, таким образом, более информативной по сравнению с формулой (11.11); к тому же первая из них устанавливает более точное соотношение между λ и W_α, чем чисто эмпирический закон Гейгера–Неттола.

С помощью (11.10) по значению λ можно определить радиус ядра R. Из (11.11) видно, что значение R резко меняется при сравнительно небольших изменениях λ, поэтому зная λ, можно достаточно точно определить R (но по этой же причине нецелесообразно использовать формулу (11.10) для нахождения величины λ, используя известное значение R).

Расчеты, проделанные для большого числа α-радиоактивных ядер, привели к соотношению

$$R = (1{,}45\text{–}1{,}5) \cdot 10^{-13} A^{1/3}. \tag{11.12}$$

Определенные с помощью формулы (11.12) радиусы ядер на 20–30% превышают значения R, определенные другими методами, описанными в гл. 7. Причину этого расхождения нетрудно объяснить. В теории α-распада предполагается, что ядра сферически-симметричны. Между тем, измерение квадрупольных моментов показывает, что большая часть α-радиоактивных ядер имеет форму эллипсоида вращения. В различных местах такого ядра проницаемость должна быть различной. Поэтому вполне естественно, что определение радиуса с помощью приближенной формулы (11.10), вытекающей из изложенной теории, не совпадает с его оценками, выполненными другими способами.

Данные таблиц 4.1 и 4.2 показывают, что периоды полураспада α-активных ядер уранового и ториевых рядов приходятся на необычайно широкий интервал времени; например, для второго из них от 10^{10} лет (^{232}Th) до 10^{-7} с (^{212}Po). Сходная картина больших разбросов значений периодов полураспада

имеет место для α-активных ядер других радиоактивных рядов. Однако энергии α-частиц во всех случаях приходятся на сравнительно узкие интервалы; напомним, что при $A > 200$ энергии α-частиц укладываются в диапазоне от 4 до 9 МэВ, а при $A \approx 150$ — от 2 до 4,5 МэВ. Таким образом, α-распад обладает поразительным свойством, выражающемся в очень сильной зависимости периода полураспада от энергии испускаемых частиц. Так, уменьшение их энергии на 1 % соответствует изменению периода полураспада на два–три порядка.

Это свойство α-распада нетрудно объяснить. Сильная зависимость периода полураспада ядра от энергии обусловлена наличием в показателе экспоненты (11.9) малой величины — постоянной Планка $\hbar$. Даже при относительно небольшом изменении энергии происходит сильное изменение показателя и очень резкое изменение T. Именно этим объясняется то, что энергии испускаемых α-частиц довольно жестко ограничены, хотя в принципе проницаемость (11.4) отлична от нуля при любом значении E. Так, расчет по формуле (11.9) показывает, что если энергия α-частиц, испускаемых ядрами с $A > 200$ превышает 9 МэВ, то распад происходит практически мгновенно. В классическом случае $\hbar \to 0$, $D \to 0$, $\lambda \to 0$, $T \to \infty$, что соответствует невозможности распада. Если же ситуация не слишком сильно отличается от классической, то значения периода полураспада получаются чрезвычайно большими. Это имеет место, когда энергия β-распада ядер с $A > 200$ близка к 4 МэВ, тогда как с ее дальнейшим уменьшением периоды полураспада становятся столь огромными, что β-распад уже практически невозможно обнаружить (при $T \sim 10^{17}$–10^{18} лет). Снижение граничных значений энергии α-распада для ядер с $A \approx 150$ объясняется уменьшением радиуса и высоты барьера.

При выводе формулы (11.9) предполагалось, что α-частица существует в исходном ядре в качестве самостоятельной частицы. В действительности выходу α-частицы из ядра должен предшествовать процесс ее образования из нуклонов. При учете такого процесса в формуле (11.9) изменится лишь предэкспоненциальный множитель, а показатель экспоненты останется неизменным. Однако период полураспада зависит от него значительно сильнее, чем от предэкспоненциального множителя. Поэтому влияние внутриядерных процессов на α-распад не очень существенно. Тем не менее, значения T, вычисляемые по формуле (11.9), зачастую оказываются значительно больше экспериментальных как по причине неучета теорией влияния внутриядерных процессов на α-распад, так и по некоторым другим причинам. Например, экспериментально установлено существование α-распада, запрещенного законом сохранения четности (запрет, накладываемый этим законом, не является абсолютным, однако он обусловливает очень сильное — в 10^7–10^{14} раз — уменьшение вероятности α-распада). Оказывает некоторое влияние на процесс α-распада и электронная оболочка α-радиоактивного ядра. α-распад называют *облегченным*, если формула (11.9) приводит к результату, достаточно близкому к соответствующему наблюдению. Если же экспериментально определенный период полураспада превышает расчетный более, чем на порядок

(известны отклонения на два и более порядков), то распад называют *необлегченным*. Облегченными являются α-распады между основными уровнями четно-четных ядер.

Качественное объяснение облегченных и необлегченных распадов в ядрах с нечетным A можно дать, воспользовавшись теорией несферических ядер (§ 8.2) Для того, чтобы объединиться в α-частицу, четверка нуклонов должна иметь нулевые относительные моменты импульса. Наиболее легко α-частица может образоваться из двух спаренных нейтронов и двух спаренных протонов, поскольку для спаренных нуклонов вероятность иметь нулевой относительный момент максимальна. Поэтому α-частица с наибольшей вероятностью образуется в случае, когда проекция K полного момента несферического ядра на его ось симметрии остается неизменной. При прочих равных условиях наиболее вероятны такие распады, при которых K и четность не меняются. Перечисленные требования выполняются при упомянутых выше переходах между основными состояниями четно-четных ядер.

Для ядер с нечетным A α-распад осложняется благодаря наличию нечетного неспаренного нуклона. В этом случае для основных состояний материнского и дочернего ядра K может быть различным, и распад в основное состояние окажется необлегченным. Допустим, что в энергетическом спектре дочернего ядра имеется низколежащий возбужденный уровень, для которого K и четность те же, что и для основного состояния материнского ядра. Тогда наиболее вероятен переход на указанный уровень дочернего ядра, являющийся облегченным. Например, для $^{235}_{93}\mathrm{Np}$ возможен распад по схеме $^{235}_{93}\mathrm{Np} \to {}^{231}_{91}\mathrm{Pa} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$. Характеристика $5/2^+$ основного состояния ядра $^{235}\mathrm{Np}$ определяется спином и четностью одночастичного уровня, занимаемого нечетным 93-м протоном. В таком случае наиболее вероятен переход, при котором спин и четность ядра не изменяются. При этом переходе состояние нечетного протона остается прежним. Но для ядра $^{231}_{91}\mathrm{Pa}$ оно отвечает уже не его основному уровню $3/2^-$, а возбужденному с характеристикой $5/2^+$ (см. рис. 11.4). Опыт показывает, что подавляющая часть α-переходов (около 84 %) совершается именно на этот уровень.

§ 11.3. Элементы α-спектроскопии

Наиболее точно энергия α-частиц может быть определена с помощью альфа-спектрометра. Принцип его действия аналогичен принципу действия масс-спектрометра. Напомним, что при движении заряженных частиц в поперечном магнитном поле они движутся по круговым траекториям с радиусами $R = \dfrac{Mv}{eB}$. При $v = \mathrm{const}$ осуществляется анализ по массам частиц, а при $M = \mathrm{const}$ — по их скоростям (кинетическим энергиям).

Масса α-частицы настолько значительна, что для искривления ее траектории требуется достаточно сильное магнитное поле (порядка десяти тысяч Эстред при $R \approx 50$ см); это поле должно сохранять высокую степень однородности на всем протяжении траектории α-частицы. Источник α-частиц

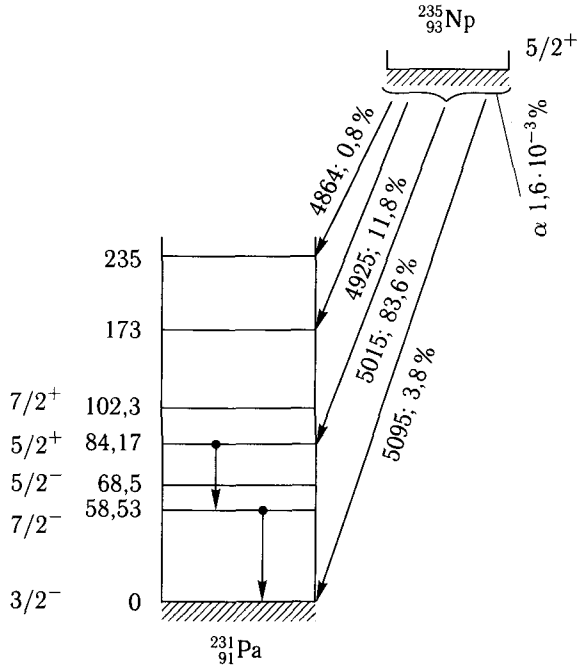


Рис. 11.4. Схема α-переходов $^{237}_{93}\mathrm{Np} \rightarrow {}^{231}_{91}\mathrm{Pa}$

в спектрометре должен быть настолько тонок, чтобы торможение α-частиц в веществе источника было бы пренебрежимо малым. При использовании достаточно тщательно приготовленных источников можно получить линии шириной порядка 2–4 кэВ. Как видно, опыты по точному измерению энергии α-частиц довольно сложны.

Если бы в результате испускания невозбужденным ядром α-частицы ядро-продукт оказывалось всегда в основном состоянии, то энергетический спектр α-частиц (α-спектр) был бы представлен одной линией. В действительности очень часто α-спектры обладают тонкой структурой, возникающей благодаря распадам на возбужденные уровни. Однако благодаря исключительно резкой зависимости вероятности α-распада от энергии обычно преобладают переходы на основной уровень, им отвечает в α-спектре наиболее интенсивная линия, образованная α-частицами, составляющими так называемую основную группу. Линии тонкой структуры, которые удается экспериментально наблюдать, возникают при переходах на вращательные уровни, имеющие, как известно, относительно низкие энергии возбуждения (порядка долей МэВ). Энергия α-частиц основной группы больше энергии α-частиц, соответствующих линиям тонкой структуры; последние совершают в веществе меньший пробег по сравнению с частицами основной группы. α-спектры описываемого типа образуются при распаде ядер $^{238}_{94}$Pu (рис. 11.2). Дочерние ядра $^{234}_{92}$U имеют вращательные уровни с характеристиками 2^+, 4^+, 6^+, 8^+. Переходы с испусканием α-частиц происходят на все перечисленные уровни, причем интен-

сивность тем меньше, чем выше расположен уровень. Это объясняется тем, что проницаемость кулоновского барьера резко уменьшается с уменьшением энергии α-частиц. Зная экспериментально определенные значения энергии α-частиц, нетрудно вычислить энергию уровней дочернего ядра.

Испускание α-частиц сопровождается последующим (спустя 10^{-13}–10^{-14} с) испусканием одного или нескольких γ-квантов с энергией

$$\hbar\omega_{ik} = E_i - E_k, \quad \hbar\omega_{kl} = E_k - E_l, \quad \ldots, \quad \hbar\omega_{n0} = E_n - E_0,$$

где через $E_i, E_k, E_l, \ldots$ обозначены энергии возбужденных уровней дочернего ядра, а через E_0 —энергия его основного уровня (заметим, что испускание α-частиц основной группы не сопровождается испусканием γ-квантов).

Для проверки значений энергии уровней дочерних ядер, определенных по данным об энергии α-частиц, дополнительно используются экспериментальные данные об энергии γ-квантов, испускаемых при α-распаде. Обычно наблюдается хорошее согласие между информацией об энергии уровней, получаемой тем и другим способом.

Интенсивность некоторых линий тонкой структуры энергетического спектра α-частиц чрезвычайно мала. Например, из схемы рис. 11.2 видно, что интенсивность группы α-частиц, испускаемых при переходе на уровень 8^+ дочернего ядра ^{234}U, равна всего 0,005%. Столь слабые линии очень трудно зарегистрировать. Для регистрации слабых линий используется метод α–γ-совпадений. Регистрирующая система состоит из детектора α-частиц, определяющего энергию α-частиц и детектора γ-квантов, с помощью которого определяется их энергия. Импульсы от этих детекторов поступают на схему совпадений, которая срабатывает, если только импульсы поступают одновременно. С помощью такого приема, широко используемого в ядерной физике, удается регистрировать редкие явления на большом фоне.

Ядра $^{212}_{84}$Po и $^{214}_{84}$Po испускают из возбужденных состояний α-частицы с энергией, превосходящей энергию α-частиц основной группы. Такие частицы проходят в веществе существенно больший путь по сравнению с остальными α-частицами и называются *длиннопробежными*.

На рис. 11.5 показана схема α-распада ядра $^{212}_{84}$Po (для простоты приведена лишь часть экспериментально наблюдаемых переходов). Хотя ядра ^{212}Po образуются в возбужденном состоянии 2^+ приблизительно в 8% случаев, однако интенсивность линии, возникающей в результате испускания длиннопробежных частиц из этого состояния, очень мала (всего 0,0035%, см. схему рис. 11.5).

Дело в том, что α-распад из возбужденного состояния 2^+ ^{212}Po конкурирует с γ-переходом $2^+ \to 0^+$ в основное состояние этого ядра. Вероятность распада с испусканием длиннопробежной α-частицы значительно меньше вероятности γ-перехода. Обозначим соответствующие этим процессам постоянные распада через λ_α и λ_γ ($\lambda_\alpha \ll \lambda_\gamma$).

В согласии с (10.2) распад ядер ^{212}Po определяется соотношением $dn = -(\lambda_\gamma + \lambda_\alpha) n\, dt$, где n — число радиоактивных ядер в момент t, dn — уменьшение их числа за время dt, обусловленное α- и γ-распадами.

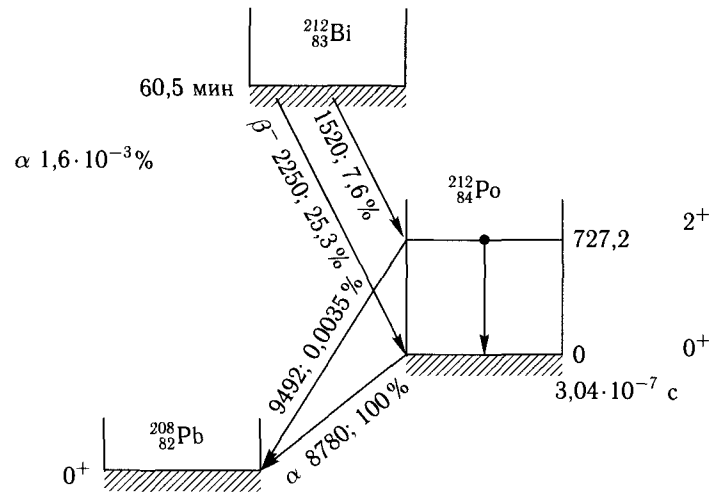


Рис. 11.5. Схема распада ядра ^{212}Po, сопровождающегося испусканием длиннопробежной α-частицы

Число радиоактивных ядер, испытавших распад за время dt, равно сумме чисел γ-квантов и длиннопробежных α-частиц, испущенных за то же время: $dn = dn_\gamma + dn_\alpha$, где $dn_\gamma = \lambda_\gamma n\, dt$, $dn_\alpha = \lambda_\alpha n\, dt$. Итак, $dn_\gamma/dn_\alpha = \lambda_\gamma/\lambda_\alpha$. Значения dn_γ и dn_α для случая переходов с уровня 2^+ известны из опыта; их отношение равно $dn_\gamma/dn_\alpha = 4000$. Таким образом, отношение $\lambda_\gamma/\lambda_\alpha \sim 10^3$, т. е. вероятность γ-перехода из состояния 2^+ примерно в 10^3 раз больше вероятности испускания длиннопробежной α-частицы.

Испускаемые длиннопробежные частицы обладают энергиями, превосходящими энергию α-частиц основной группы на значение энергии возбуждения материнского ядра. Таким образом, изучение энергетического спектра длиннопробежных частиц дает сведения об энергии уровней материнского ядра.

Хотя условия испускания длиннопробежных частиц существуют у многих ядер, однако обычно вероятность испускания γ-кванта на много порядков превосходит вероятность испускания α-частицы из возбужденного состояния. В таких случаях не удается обнаружить длиннопробежные частицы. И лишь для ядер ^{212}Po и ^{214}Po вероятность испускания γ-кванта только на несколько порядков больше вероятности испускания α-частицы. Это и позволило обнаружить длиннопробежные α-частицы, испускаемые указанными ядрами.

§ 11.4. Протонный и кластерный распады

К настоящему времени открыто несколько обсуждаемых ниже видов протонной радиоактивности.

В 1962 г. В. А. Карнаухов с сотрудниками (Дубна), облучая никелевую фольгу ионами неона-20 наблюдали испускание мишенью запаздывающих протонов с периодом полураспада 24 с. Аналогичный эффект практически од-

новременно наблюдался и рядом зарубежных исследователей. Допустим, что при β^+-распаде нейтроннодефицитного ядра образуется сильно возбужденное дочернее ядро, причем его энергия возбуждения оказывается больше энергии связи протона в этом ядре, вследствие чего возникает возможность протонного распада (конкурирующими процессами остаются β- или γ-распады).

Разность между энергией возбужденного уровня данного ядра и энергией связи протона в нем определяет энергию, которой последний обладает в момент испускания. Однако протонный распад маловероятен, если энергия протона сравнительно невелика, ибо в таком случае для него затрудняется преодоление кулоновского барьера. Время запаздывания вылета протонов определяется временем жизни β-радиоактивного ядра.

К настоящему времени открыто свыше ста радионуклидов, испускающие запаздывающие протоны. Легкие ядра испускают в большинстве случаев одну или две группы запаздывающих протонов, тогда как с увеличением массы ядер, испытывающих протонный распад, число таких групп значительно возрастает.

Приведем два характерных примера: первый касается протонного распада легкого ядра ${}^{9}_{5}\mathrm{B}$, а второй — тяжелого ядра ${}^{181}_{80}\mathrm{Hg}$. В результате β^+-перехода ${}^{9}_{6}\mathrm{C} \xrightarrow[0{,}121\ \text{с}]{\beta^+} {}^{9}_{5}\mathrm{B}$ образующееся ядро ${}^{9}B$ испускает запаздывающие протоны сравнительно высоких энергий — 8,24 и 10,02 МэВ. Ядро ${}^{181}_{80}\mathrm{Hg}$ испускает многочисленную группу протонов с энергиями в диапазоне 3–6 МэВ, создающих почти непрерывный спектр.

Остановимся еще на одном механизме протонного распада, открытого в 1970 г. К. Джексоном, Дж. Черни с сотрудниками. Изучая ядерную реакцию

$$ {}^{54}_{26}\mathrm{Fe} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{53}_{27}\mathrm{Co} + 2n, $$

они установили, что возникающее в изомерном состоянии ядро кобальта-53 сильно возбуждено и обладает большим спином $19/2^-$. По этой причине период полураспада изомерного состояния сравнительно велик: $T_{1/2}({}^{53}\mathrm{Co}) = 247 \pm 12$ мс. Чаще всего ядро ${}^{53}\mathrm{Co}$ испытывает β^+-распад, однако достаточно редко (с вероятностью 1,5 %) наблюдается испускание протона. Других случаев вылета протонов из изомерного состояния пока не наблюдалось.

Наряду с испусканием протонов из возбужденных состояний ядер наблюдался также и их вылет из основных состояний. Речь идет о нейтроннодефицитных ядрах, расположенных далеко от дорожки стабильных ядер, «в сильной степени» перегруженных протонами. В таких случаях испускание протонов *из основного состояния оказывается возможным*. Задержка их вылета связана с преодолением кулоновского барьера, поэтому механизм протонной радиоактивности этого рода в какой-то мере сходен с механизмом α-радиоактивности. Обсуждаемый вид протонного распада впервые наблюдался в 1972 г. В. А. Карнауховым (Дубна) в слудеющем процессе:

$$ {}^{94}_{44}\mathrm{Ru} + {}^{32}_{16}\mathrm{S} \rightarrow {}^{121}_{59}\mathrm{Pr} + p + 6n. $$

Представляет интерес сравнить ядро $^{121}_{59}$Pr с β-стабильным ядром $^{109}_{47}$Ag; их «объединяет» одинаковое число нейтронов, равное 62, а различие между ними заключается в «перегруженности» ядра празеодима протонами, число которых на 12 больше, чем в ядре серебра. При такой структуре ядра $^{121}_{59}$Pr 12-й периферийный протон настолько слабо связан, что вероятность его отрыва относительно велика. Испущенный протон обладает малой энергией 0,83 МэВ, период полураспада этого процесса также невелик: $1{,}4 \pm 0{,}8$ с. К началу текущего века было выявлено больше 30 ядер, испускающих протоны из основного состояния, с периодами полураспада, заключенными в диапазоне 17 мкс — 50 с.

Остановимся теперь на механизме двойного протонного распада, существование которого было предсказано В. И. Гольданским в 1960 г. Выше мы рассмотрели эффект спаривания частиц в ядре, связанного с тем, что энергия связи каждого четного нуклона больше, чем его нечетного партнера. Проявление этого эффекта в четно-четном ядре, расположенном близ границы протонной стабильности, сводится к тому, что «последний» четный протон обладает сравнительно малой положительной энергией связи, тогда как его «сосед» — нечетный протон — относительно большой отрицательной энергией связи. Поэтому совместно эта пара нуклонов обладает отрицательной энергией связи и совместно они могут быть испущены ядром, что невозможно для «последнего» протона.

Приведенные соображения справедливы и для ядер в возбужденных состояниях, так что во всех рассмотренных выше случаях протонной радиоактивности можно ожидать также и испускания протонных пар. До настоящего времени, однако, удалось наблюдать такой двойной распад только в форме запаздывающих протонов. Согласно предсказанию Гольданского, сделанному в 1980 г., двойной протонный распад возможен в результате следующего процесса: ядра $^{22}_{13}$Al и $^{26}_{15}$P, испытав β^+-распад образуют ядра $^{22}_{12}$Mg и $^{26}_{14}$Si, которые в свою очередь распадутся благодаря вылету протонных пар.

В 1973 г. М. Кэбл и др. (США) действительно наблюдали двойной протонный распад в следующем опыте. На циклотроне в Беркли ионы гелия-3, ускоренные до энергии 110 МэВ, облучали ядра $^{24}_{12}$Mg:

$$^{24}_{12}\mathrm{Mg} + {}^{3}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{22}_{13}\mathrm{Al} + p + 4n.$$

Ядра алюминия-22, возникающие в этой реакции, испытав β^+-распад, превращаются в ядра магния-22, образующиеся в сильно возбужденном состоянии, которые при последующем распаде испускают пары протонов:

$$^{22}_{13}\mathrm{Al} \xrightarrow[0{,}07\ \mathrm{с}]{\beta^+} {}^{22}_{12}\mathrm{Mg} \rightarrow {}^{20}_{10}\mathrm{Ne} + 2p.$$

В последующие годы была экспериментально подтверждена и справедливость второго предсказания Гольданского.

В заключение рассмотрим кластерную радиоактивность. Под кластером в данном случае понимаются фрагменты, тяжелее α-частиц. Возможность кластерной радиоактивности предсказали в 1980 г. А. Сангулескку, Д. По-

энаруг, В. Грейнер. В 1984 г. Х. Роуз и Г. Джонс обнаружили, что в распаде ядра $^{223}_{88}$Ro испускаются кластеры — ядра $^{14}_{6}$C:

$$^{223}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^{14}_{6}\mathrm{C} + {}^{209}_{82}\mathrm{Pb}.$$

По сравнению с выходом α-частиц, испускаемых тем же ядром — радием-223, выход ядер углерода-14 очень мал. В последующем была открыта кластерная радиоактивность с вылетом ядер $^{24}_{10}$Ne, $^{28}_{12}$Mg, $^{32}_{14}$Si.

Кластерная радиоактивность может считаться промежуточным видом радиоактивности между α-распадом (случай испускания очень легких кластеров) и спонтанным делением (случай испускания очень тяжелых кластеров). Очевидно, что теорию кластерной радиоактивности можно развить по аналогии либо с теорией α-распада, либо с теорией распада значительно более тяжелых частиц.

Глава 12

БЕТА-РАСПАД. ПРОБЛЕМА НЕЙТРИНО

§ 12.1. Особенности β-спектров. Энергия β-распада

β-распад — процесс не внутриядерный, а внутринуклонный. Но поскольку при β-распаде должны выполняться законы сохранения энергии и импульса, то этот процесс связан и с изменением некоторых свойств распадающегося ядра (например, его спина). Поэтому свойства β-активных ядер в сильной степени зависят от процесса перестройки внутренней структуры этих частиц; например, это отражается на их временах жизни, значения которых приходятся на огромный диапазон от 10^{-2} до 10^{15} лет.

Таким образом, в отличие от α-распада, являющегося чисто ядерным процессом, β-распад представляет собой более сложный процесс, связанный с одной стороны с особенностями слабых взаимодействий, а с другой — со структурой ядра.

Если α-распад проявляется лишь среди тяжелых ядер, то β-распад встречается значительно чаще, а именно, начиная от свободного нейтрона ($A = 1$) и кончая тяжелыми ядрами (см. диаграмму на рис. 10.3). Энергия, выделяющаяся в единичном акте β-распада, изменяется от 0,018 МэВ при распаде трития до 16,6 МэВ при распаде $^{12}_{7}\mathrm{N}$.

Хотя позитроны (β^+-частицы) подобно α-частицам обладают положительным зарядом, однако кулоновский барьер ядра для позитронов не имеет существенного значения. Это можно показать, воспользовавшись формулой для прозрачности потенциального барьера ядра, подставив в нее массу позитрона, которая приблизительно в семь тысяч раз меньше массы α-частицы.

Экспериментальное изучение энергетических спектров $\beta^{\pm}$-распада показывает, что последние не являются линейчатыми подобно α-спектрам (как можно было бы ожидать, полагая β-распад связанным с переходом между двумя дискретными уровнями); β-спектры непрерывны и простираются от нуля до энергии W_m, приблизительно равной разности энергетических уровней материнского и дочернего ядра:

$$W_m = E_m = [M(A, Z) - M(A, Z + 1)]\, c^2.$$

Значение средней энергии электронов ($\beta^{\pm}$-частиц), испускаемых тяжелыми ядрами, обычно равно 1/3 энергии W_m и для естественно радиоактивных элементов $W = 0{,}25$–$0{,}45$ МэВ. Легкие ядра имеют более симметричные

спектры; в этом случае $W = (1/2)W_m$. На рис. 12.1 приведены в качестве примера β-спектры ^{26}Al и ^{30}P.

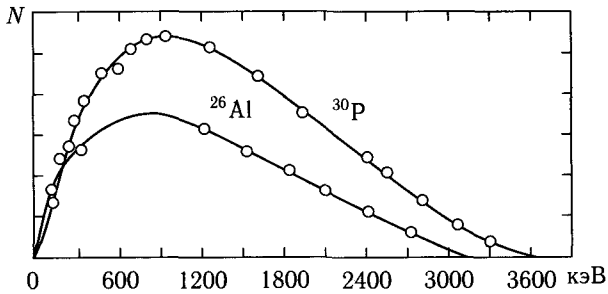


Рис. 12.1. β-спектры ^{28}Al и ^{30}P

Существование сплошного β-спектра дало в свое время повод для обсуждения гипотезы о невыполнении закона сохранения энергии при β-распаде. Дело в том, что если бы испускалась только β-частица, то значения импульсов электрона и ядра были бы строго определенными, а спектр представлен линией, равной максимальной энергии E_m.

Согласно гипотезе В. Паули (1930 г.) при β-распаде испускается не одна, а две частицы: электрон с энергией W_b и специфическая частица — *нейтрино*, уносящая энергию $E_m - W_b$. Суммарная энергия этих двух частиц равна энергии β-распада E_m (кинетическая энергия ядра отдачи $W_{\text{яд}} \ll W_b$ и ею обычно пренебрегают). Благодаря статистическому характеру радиоактивного распада, в единичном акте β-распада распределение энергии E_m между электроном и нейтрино может быть любым. Если, в частности, энергия β-частицы максимальна, то энергия нейтрино равна нулю, и наоборот. Однако при очень большом числе β-распадов одинаковых ядер вследствие статистического усреднения наблюдается вполне определенное энергетическое распределение.

Нейтрино следует приписать полуцелый спин. Действительно, из табл. 7.3 видно, что ядра с четным массовым числом A обладают нулевым или целочисленным спином, а с нечетным A — полуцелым. Но у ядра, испытывающего β-распад, A не меняется, поэтому характер его спина (целый или полуцелый) должен сохраняться и после испускания им электрона (позитрона). Это может быть обеспечено при условии, что нейтрино обладает полуцелым спином. Из теоретических расчетов формы β-спектра, сделанных при различных предположениях о значении спина нейтрино, вытекает, что он должен равняться 1/2.

В. Паули в декабре 1930 г. в письменном обращении к участникам семинара в Тюбингене писал: «...при β-распаде вместе с электроном испускается другое, сильнопроникающее излучение, состоящее из новых нейтральных частиц... Имеется возможность того, что в ядрах существуют электрически нейтральные частицы, которые я буду называть нейтронами, и которые обладают спином s; они подчиняются принципу запрета и отличаются от световых квантов помимо этого еще и тем, что движутся не со скоростью света».

В докладе, сделанном Паули в июне 1931 г. на собрании Американского физического общества, говоря о своей гипотезе, он изменил первоначальное представление о том, что предполагаемые нейтральные частицы (которые он уже не называет нейтронами) не являются составными компонентами ядра. Этот доклад не был опубликован.

В следующем году Э. Ферми, «уверовавший» в гипотезу Паули, назвал эту гипотетическую нейтральную частицу «нейтрино» (по-итальянски neutrino — уменьшительное от слова neutron). Приведенное название в дальнейшем «закрепилось» за ней.

В 1933 г. Паули в своем докладе на Сольвеевском конгрессе описал более определенно свойства нейтрино: «Возможно, что масса нейтрино равна нулю, и, следовательно, эти частицы, подобно фотонам, движутся со скоростью света. Тем не менее их проникающая способность должна быть существенно больше, чем у фотонов с той же энергией. Мне кажется разумным предположить, что спин нейтрино равен 1/2, и они подчиняются статистике Ферми» [1, 14].

В 1934 г. Ферми, опираясь на гипотезу Паули, создал теорию β-распада. Ее основные положения рассматриваются в § 12.5.

В 1960 г., т. е. спустя много лет после упомянутого Сольвеевского конгресса, госпожа Ву Цзяньсюи [1)], прославившаяся открытием в 1956 г. несохранения пространственной четности в β-распаде (см. п. 12.10.1), комментируя доклад Паули на этом конгрессе, писала: «Охарактеризованное столь полно нейтрино безусловно заслуживает почетного места в семье элементарных частиц. Однако никто не мог предвидеть той блестящей и удивительной роли, которую этой частице суждено было сыграть в будущем».

Приведенная оценка роли нейтрино оказалась особенно значимой в свете открытий последующих десятилетий.

§ 12.2. Могут ли существовать β-частицы в ядрах?

Вопрос о том, существуют ли лептоны первого поколения стандартной модели (см. табл. 2.2) — e^-, e^+, ν_e, $\widetilde{\nu}_e$, испускаемые β-активными ядрами, до распада или рождаются в самом процессе распада, далеко не тривиален. По современным представлениям перечисленные частицы возникают именно в процессе распада. В этом находит свое выражение свойство взаимопревращаемости элементарных частиц (п. 2.6.1).

Приведем соображения, свидетельствующие о невозможности существования электронов в ядре.

1. Спины ядер. Допустим, что электрон существует в ядре. Простейшее сложное ядро — дейтрон в таком случае состоит из двух протонов и одного электрона. Каждая из этих частиц обладает спином 1/2. Поэтому спин дейтрона должен равняться либо 1/2, либо 3/2. Однако массовое число дейтрона равно 2, следовательно, его спин должен равняться единице, что подтверждается опытом. Несоответствие такого же рода получается и для других ядер.

[1)] В литературе часто встречаются сокращенные имена физиков китайского происхождения. Так, Ву Дзяньсюи именуют Ц. Ву.

2. Магнитные моменты. Ядро, содержащее электроны, обладало бы магнитным моментом того же порядка, что и магнетон Бора $\mu_Б$. Однако магнитные моменты ядер на три порядка меньше $\mu_Б$.

3. Энергия электронов β-распада. Напишем для гипотетического электрона ядра соотношение неопределенностей $\Delta p \Delta x \approx \hbar$. Положим Δx равной радиусу ядра 10^{-12} см. Тогда энергия электрона приближенно равна $E \approx \Delta p \cdot c = \hbar c / \Delta x = 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10} / 10^{-12} \approx 3 \cdot 10^{-5}$ эрг ≈ 20 МэВ, что на порядок превышает энергию β-частиц. Энергия 20 МэВ значительно больше средней энергии связи на одной частицу, и электрон с такой энергией было бы невозможно удержать в ядре. Однако известны β-радиоактивные ядра с огромными периодами полураспада.

С другой стороны, имеются доказательства того, что в процессе β^--распада ядра испускают именно электроны:

1) заряд и масса β^--частиц и атомных электронов совпадают между собой;

2) принцип Паули справедлив для системы атомных электронов и β^--частиц (оказывается, что β^--частицы не захватываются на занятые электронами уровни атомов).

Вспомним также, что ядра способны наряду с испусканием электронов и поглощать их (K-захват).

§ 12.3. Энергетические условия β-распада и процесс возникновения устойчивых ядер при β-распаде

Используя формулу (10.1), установим энергетическое условие β^--распада. В данном случае

$$M_i = M_{\text{яд}}(A, Z), \quad M_к = M_{\text{яд}}(A, Z+1).$$

Энергия W (10.1) будет больше нуля и, следовательно, распад окажется энергетически выгодным при условии, что

$$M_{\text{яд}}(A, Z) > M_{\text{яд}}(A, Z+1) + m_e. \tag{12.1}$$

Перейдем от масс ядер к массам нуклидов. Для этого добавим в левую и правую часть (12.1) Zm_e. Тогда

$$M(A, Z) > M(A, Z+1). \tag{12.2}$$

В (12.2) пренебрежено энергией связи электронов в атомах, так как значения последней находятся на границе точности прецизионных измерений. Ниже в аналогичных случаях мы также будем пренебрегать энергией связи атомных электронов.

Число электронов у атома, претерпевшего электронный распад, не меняется, поскольку испускание электрона ядром компенсируется присоединением еще одного электрона к электронной оболочке после увеличения заряда атомного ядра на единицу.

Условие нестабильности при β^+-распаде имеет вид

$$M_{\text{яд}}(A, Z) > M_{\text{яд}}(A, Z-1) + m_e. \tag{12.3}$$

Переходя к массам нуклидов, получим вместо (12.3):

$$M(A, Z) > M(A, Z-1) + 2m_e. \tag{12.4}$$

Запись (12.4) физически понятна: при β^+-распаде атом теряет помимо позитрона также и электрон из своей оболочки, что объясняется уменьшением заряда его ядра на единицу.

Энергетическое условие K-захвата имеет вид

$$M_{\text{яд}}(A, Z) + m_e > M_{\text{яд}}(A, Z-1),$$

или, переходя к массам нуклидов

$$M(A, Z) > M(A, Z-1). \tag{12.5}$$

Поскольку при β^+-распаде и K-захвате в ядре происходит одинаковый процесс превращения протона в нейтрон, то оба типа превращения возможны для одного и того же ядра. Действительно, они часто конкурируют между собой. Сравнение (12.4) и (12.5) показывает, что K-захват энергетически выгоднее β^+-распада. В частном случае, когда справедливо неравенство

$$M(A, Z-1) + 2m_e > M(A, Z) > M(A, Z-1),$$

β^+-распад невозможен, но возможен K-захват. Последний, вообще говоря, затруднен тем, что захватываемый электрон находится сравнительно далеко от ядра (на расстоянии порядка 10^{-8} см). Однако расчет показывает, что вероятность K-захвата быстро растет с увеличением Z: особенно велика эта вероятность для тяжелых ядер, т. е. в случаях, когда расстояние между ядром и K-оболочкой сравнительно невелико. Для таких ядер основным видом изобарного превращения ${}^A_Z X \to {}^A_{Z-1} Y$ является уже не β^+-распад, а K-захват.

Отметим существенное различие между энергетическими спектрами K-захвата (или в общем случае ε-захвата) и электронным (позитронным) распадом. Так как при K-захвате ядро испускает лишь одну частицу — нейтрино, то распределение энергии между ней и конечным ядром является строго определенным. Поэтому энергетический спектр продуктов распада при K-захвате является дискретным.

Проанализируем теперь процесс возникновения устойчивых ядер при β-распаде. Воспользуемся формулой (7.28):

$$M_{\text{яд}}(A, Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \varsigma \frac{(A-2Z)^2}{A} - \delta A^{-3/4}. \tag{12.6}$$

Кривая $M_{\text{яд}}(Z)$, построенная с помощью формулы (12.6) ($A = \text{const}$) имеет вид параболы. Для ядер с нечетным A член $\delta = 0$ и функция $M_{\text{яд}}(Z)$ однозначна, все значения $M_{\text{яд}}(A, Z)$ расположатся на одной и той же параболе (рис. 12.2 слева). Ядра, соответствующие точкам на ее левой вет-

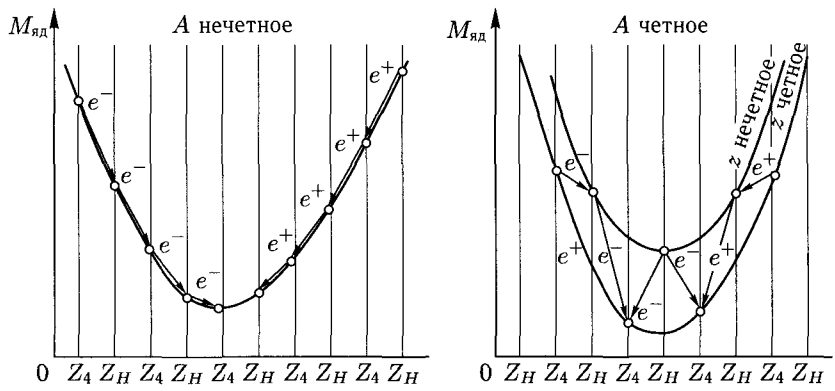


Рис. 12.2. Зависимости $M_{яд}(2)$ при $A = \text{const}$. Кривая слева — A нечетно; кривые справа — A четно

ви, неустойчивы относительно β^--распада. В результате последовательных β^--превращений, указанных стрелками, образуется устойчивое ядро a, лежащее близ минимума кривой. Аналогично ядра, соответствующие точкам на правой ветви параболы, испытав ряд последовательных β^+-распадов, перейдут в устойчивое состояние b, также расположенное в нижней части кривой (см. также обсуждение этого вопроса в работах [9, 12].

Из неравенства (12.1) видно, что ядро a не сможет превратиться в ядро b при условии, что масса последнего на m_e больше массы ядра a. С другой стороны, если для ядер a и b выполняется неравенство (12.3), то ядро b сможет превратиться в ядро a путем позитронного распада. В итоге конечным продуктом распада будет лишь ядро a. Таким образом, для подавляющего числа ядер с нечетным A ядра типа a не могут превратиться в ядра типа b, тогда как превращение ядер типа b в ядра типа a возможно. Однако в редких случаях для ядер типа a условие (12.3) не выполняется, тогда образуются два устойчивых изобарных ядра с зарядами, различающимися между собой на единицу. Таких изобарных пар известно всего две: ${}^{113}_{48}\text{Cd}-{}^{113}_{49}\text{In}$ и ${}^{123}_{51}\text{Sb}-{}^{123}_{52}\text{Te}$.

Для ядер с четным A поправочный множитель δ отличен от нуля. В этом случае происходит последовательное превращение четно-четных ядер в нечетно-нечетные, затем опять в четно-четные и т. д. В результате может образоваться несколько (до трех) устойчивых изобар (например, известна изобарная триада ${}^{96}_{40}\text{Zr}-{}^{96}_{42}\text{Mo}-{}^{96}_{44}\text{Ru}$). Рассмотрим схему переходов, представленную на рис. 12.2 справа. Процесс последовательных переходов заканчивается образованием двух четно-четных ядер c и e. Оба они устойчивы. Действительно, ядро c не может превратиться в ядро d путем позитронного распада, поскольку для первого из них не выполняется условие (12.3). С другой стороны, вероятность превращение ядра e в ядро c путем одновременного испускания двух позитронов обычно пренебрежимо мала.

Двойной β^--распад ядра c, приводящий к образованию ядра e, также практически исключается. Превращение ядра с в ядро d путем однократного

испускания электрона энергетически запрещено, так как при этом не выполняется неравенство (12.3).

Таким образом, среди ядер с четным A устойчивыми должны быть только четно-четные ядра. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными: из известных 60 устойчивых изобарных пар почти все имеют четные A и Z; такие пары представлены ядрами, различающимися между собой по Z на две единицы ($^{40}_{18}\mathrm{Ar}$–$^{40}_{20}\mathrm{Ca}$; $^{56}_{24}\mathrm{Cr}$–$^{56}_{26}\mathrm{Fe}$; $^{184}_{74}\mathrm{W}$–$^{184}_{76}\mathrm{Os}$ и т. д.). С другой стороны, все нечетно-нечетные ядра должны быть нестабильными, так как каждому ядру со значением $M_{\text{яд}}$, приходящимся на верхнюю параболу, можно сопоставить ядро, отличающееся по Z на $+1$ с массой $M'_{\text{яд}} < M_{\text{яд}}$, относящейся к нижней параболе. Исключения представлены четырьмя ядрами: $^{1}_{1}\mathrm{H}$, $^{6}_{3}\mathrm{Li}$, $^{10}_{5}\mathrm{B}$, $^{14}_{7}\mathrm{N}$, являющимися стабильными. Причина их стабильности поясняется с помощью рис. 12.3. Ветви парабол в случае легких ядер идут вверх круче, чем

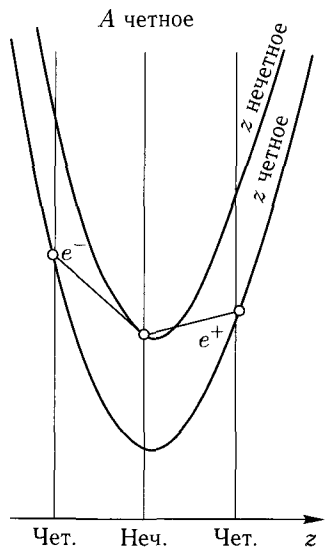


Рис. 12.3. Зависимости $M_{\text{яд}}(2)$ ($A = \text{const}$), иллюстрирующие причину неустойчивости некоторых нечетно-нечетных ядер

в предыдущих случаях и при последовательных превращениях четно-четных и нечетно-нечетных ядер минимальное значение $M_{\text{яд}}(A, Z)$ приходится не на нижнюю, а на верхнюю параболу.

§ 12.4. Опыты по обнаружению нейтрино. Изучение их свойств

12.4.1. О специфических особенностях опытов по изучению нейтрино. Из сказанного выше вытекает важность экспериментальных работ, проводимых с целью доказать существование нейтрино и выявить его свойства. Однако такие опыты очень трудны. Это связано с тем, что нейтрино,

электрически нейтрален, обладает нулевой (или очень малой) массой покоя, нулевым (или очень малым) магнитным моментом.

Эффективное сечение взаимодействия нейтрино с ядром σ_0 согласно оценкам имеет порядок 10^{-44} см^2 (см. п. 12.4.3). Плотность ядерного вещества равна $n_{\text{яд}} = 10^{38}$ см^3 (см. п. 7.6.2). Пробег нейтрино в ядерном веществе равен

$$l_\nu = 1/n_{\text{яд}}\sigma_\nu = 1/10^{38} \cdot 10^{-44} = 10^6 \text{ см} = 10 \text{ км},$$

что в 10^{18} раз превышает размер ядра. В концентрированной среде плотность атомного вещества равна $n_{\text{ат}} = 10^{22} \dfrac{\text{частиц}}{\text{см}^3}$, поэтому пробег нейтрино в такой среде составляет

$$l_\nu = 1/n_{\text{ат}}\sigma_\nu = 1/10^{22} \cdot 10^{-43} = 10^{21} \text{ см} = 10^{16} \text{ км}$$

(для сравнения укажем, что диаметр Земли грубо равен 10^4 км). Выражаясь фигурально можно сказать, что нейтрино «легко ускользает от наблюдения».

Для обнаружения частиц с такими парадоксальными свойствами необходимы мощные потоки последних. Единственным мощным источником нейтрино в земных условиях является ядерный реактор. Однако попытки обнаружения нейтрино предпринимались еще до эпохи создания ядерных реакторов, причем, опыты были, естественно, косвенными.

12.4.2. Опыты Лейпунского и Аллена. Впервые опыт такого рода был выполнен в СССР в 1936 г. А. И. Лейцунским [6]. Идея эксперимента состояла в сравнении спектров β-частиц и ядер отдачи, возникающих при их распаде. Если нейтрино в этом процессе образуется, то импульсы β-частицы и ядра отдачи в силу закона сохранения импульса равны между собой по модулю: $|\mathbf{p}_\beta| = |\mathbf{p}_{\text{яд.о}}|$. Если же при β-распаде испускается нейтрино, то в согласии с этим законом $|\mathbf{p}_\beta| \neq |\mathbf{p}_{\text{яд.о}}|$. Поскольку β-частица и ядро отдачи — заряженные частицы, то их импульсы в принципе можно измерить.

Результаты опыта свидетельствовали, что энергетическое распределение ядер отдачи не согласуется со схемой двухчастичного β-распада.

Согласно идее советских ученых А. И. Алиханова и А. И. Алиханяна (1938 г.) количественные результаты могут быть получены при использовании K-захвата электрона ядром $^7_4$Be. Целесообразность использования K-захвата вместо β-распада связана с особенностями их кинематики. При β-распаде рассматривается задача трех тел, а при K-захвате — только двух, так как можно считать, что ядро, захватившее K-электрон, испускает лишь одну частицу — нейтрино. Ядро $^7_4$Be является одним из наиболее легких ядер, поэтому оно должно испытывать сравнительно большую отдачу при испускании нейтрино. Энергию отдачи нетрудно вычислить, применив к процессу K-захвата законы сохранения энергии и импульсы. Начавшаяся война (1941 г.) помешала осуществлению этого эксперимента в Советском Союзе.

Такой опыт был поставлен в США Дж. Алленом. Было установлено, что энергия ядер отдачи $^7_3$Li, возникающих в актах K-захвата в ядрах $^7_4$Be, равна (56,6 ± 1,0) эВ, что практически совпадает с соответствующей теоретической оценкой, составляющей 57,3 эВ.

Хотя опыт Алена и нельзя рассматривать в качестве экспериментального доказательства существования нейтрино, однако в этом опыте с несомненностью было доказано, что предположение о существовании нейтрино согласуется с законами сохранения.

12.4.3. Опыт Рейнеса и Коуэна. Опыт по прямому обнаружению нейтрино (точнее антинейтрино) был выполнен К. Коуэном и Ф. Рейнесом в США в 1953–1956 гг. Прежде чем его обсуждать, целесообразно ознакомиться с используемым в ядерной физике правилом, называемым «алгеброй частиц» [9, 10]. Оно состоит в следующем. Если установлено, что с участием частиц α, β, γ, δ возможно взаимодействие $\alpha + \beta \to \gamma + \delta$, то может осуществляться обратное взаимодействие $\gamma + \delta \to \alpha + \beta$, или любое другое, получающееся в результате переноса любой частицы из левой части записи в правую, или наоборот, с заменой этой частицы на ее античастицу:

$$\delta \to \alpha + \beta + \tilde{\gamma}. \tag{12.7}$$

Применим правило (12.7) к процессу превращения нейтрона, поглотившего нейтрино, в протон:

$$n + \nu \to p + e^{-}. \tag{12.8}$$

Согласно алгебре частиц должен быть возможен и обратный процесс превращения протона в нейтрон:

$$p + \tilde{\nu} \to n + e^{+}. \tag{12.9}$$

В опыте Рейнеса и Коуэна и исследовался вопрос о том, возможна ли реакция (12.9).

Протон — стабильная частица, и если антинейтрино не существует, то эта реакция невозможна. В качестве нейтринного источника использовался ядерный реактор, испускающий мощный нейтронный поток, равный $10^{17}\ \frac{\text{частиц}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$. Предполагалось, что в результате β-распадов продуктов деления ядер урана в расчете на один акт деления в среднем образуется 6 антинейтрино.

Для регистрации нейтронов и позитронов, предположительно возникающих в реакции (12.9), под землей (с целью снижения фона) располагался контейнер с жидким сцинтиллятором, содержащем водород, весом в несколько тонн, жидкость просматривалась сотнями сцинтилляционных счетчиков. Последние регистрировали γ-кванты, возникающие в последующих событиях.

Позитрон замедлялся и аннигилировал через 10^{-8} с после образования, испуская два кванта в противоположных направлениях. Нейтрон замедлялся за время 10^{-6} с и захватывался растворенным в сцинтилляторе кадмием, что приводило к испусканию последним γ-квантов. Схема задержанных совпадений отбирала соответствующие сочетания сигналов: совпадение импульсов от γ-квантов аннигиляции с γ-квантами, испускаемыми кадмием, появляющимися через 10^{-6} с.

Измерения отличались большой продолжительностью (один замер равнялся 1400 часам). Опыт показал, что в среднем регистрируется $2{,}88 \pm 0{,}22$ событий в час. Зная параметры установки и плотность потока антинейтрино

от реактора, было вычислено сечение их взаимодействия с протонами, оказавшееся равным $\sigma_\nu = (1{,}1 \pm 0{,}28) \cdot 10^{-43}$ см^2, что свидетельствует о необычайно высокой проникающей способности этой частицы, о чем мы упоминали выше.

Контроль осуществлялся с помощью следующих мер. После выключения реактора наблюдалось значительное уменьшение актов регистрации, что давало возможность оценить фон случайных совпадений. Кроме того, в веществе сцинтиллятора водород частично заменялся на дейтерий, что приводило к уменьшению в единице объема доли протонов по отношению к нейтронам. Наблюдавшееся уменьшение числа реакций (12.9) в соответствующей пропорции также свидетельствовало об успехе в наблюдении именно этой реакции.

Таким образом, была доказана возможность реакции (12.9), возникающей в результате захвата протоном антинейтрино, существование которого становилось очевидным.

До сих пор мы лишь постулировали существование двух модификаций электронного нейтрино: ν_e и $\widetilde{\nu}_e$. Формальным образом различить эти частицы позволяет введенное в 1953 г. Е. Конопинским и Дж. Махмудом квантовое число — *лептонный заряд* L. Для электрона и электронного нейтрино $L = +1$, а для позитрона и электронного антинейтрино $L = -1$. Для остальных частиц $L = 0$. Для любых взаимодействий вводится закон сохранения лептонного заряда, в силу которого реакция (12.9) невозможна при участии нейтрино.

12.4.4. Опыт Дэвиса. Экспериментальное доказательство нетождественности ν_e и $\widetilde{\nu}_e$ было получено в опыте, выполненном Р. Дэвисом в 1967 г. При идентичности свойств нейтрино и антинейтрино, т. е. если существует лишь одна частица — нейтрино, реакция типа (12.8) возможна, в противном случае, т. е. если $\nu \neq \widetilde{\nu}$, такая реакция окажется запрещенной.

Эксперимент Дэвиса проводился следующим образом. Потоком антинейтрино из реактора, установленного для уменьшения фона на большой глубине под землей, облучалась большая (4000 литров) емкость с четыреххлористым углеродом. Если бы какой-либо нейтрон ядра хлора мог поглотить антинейтрино с образованием протона, то возник бы радиоактивный изотоп аргона: $\widetilde{\nu}_e + {}^{37}_{17}\mathrm{Cl} \to e^- + {}^{37}_{18}\mathrm{Ar}$ с периодом полураспада 34 дня. После многодневного облучения емкости газ, выделяемый из облученного хлора, исследовался чувствительными β-счетчиками с целью обнаружения радиоактивных атомов аргона. Их количество оказалось на уровне фоновых значений, что свидетельствовало о справедливости версии нетождественности электронного нейтрино и электронного антинейтрино:

$$\nu_e \neq \widetilde{\nu}_e.$$

Этот экспериментальный результат находится в согласии с законом сохранения лептонного заряда, запрещающего процесс $n + \widetilde{\nu} \to p + e^-$.

1. Интересно отметить, что в отличие от электронных антинейнтрино, образующихся в ядерных реакторах, от Солнца идут электронные нейтрино, возникающие в результате реакций синтеза гелия (см. гл. 22).

2. В физике элементарных частиц вводится еще два лептонных квантовых числа (лептонных зарядов). В связи с установленным экспериментально отсутствием распада мюона на электрон и γ-квант: $\mu^- \not\to e^- + \gamma$ был введен лептонный заряд L'. Для отрицательного мюона и мюонного нейтрино $L' = +1$, а для положительного мюона и мюонного антинейтрино $L' = -1$; для остальных частиц, включая электрон и γ-квант, $L = 0$. Из аналогичных соображений для таонов и таонных нейтрино используется лептонный заряд L''. Для отрицательного таона и таонного нейтрино $L'' = +1$, а для положительного таона и таонного антинейтрино $L'' = -1$. Для остальных частиц $L'' = 0$. Соответственно вводятся законы сохранения зарядов L' и L''.

12.4.5. Двойной β-распад. При двойном β-распаде ядро одновременно испускает два электрона (либо два позитрона), что приводит к изменению заряда ядра на две единицы (при β^--распаде на $2Z$, а при β^+-распаде на $-2Z$). Двойной β^--распад ($2\beta 2\widetilde{\nu}$) сопряжен с одновременным превращением двух нейтронов ядра в два протона и вылетом двух антинейтрино:

$$2n \to 2p + 2e^- + 2\widetilde{\nu},$$

а двойной β^+-распад ($2\beta 2\nu$) приводит к одновременному превращению двух протонов ядра в два нейтрона и испусканием двух нейтрино:

$$2p \to 2n + 2e^+ + 2\nu.$$

По теоретическим оценкам вероятность двойного β-распада очень мала, и соответственно, чрезвычайно велик его период полураспада (более 10^{21} лет).

Возможность двойного β-распада была предсказана в 1935 г. М. Гепперт-Майер. Ее соображения можно пояснить, воспользовавшись следующим примером. Запишем символы трех соседних ядер-изобар с четным значением массового числа ${}^{130}_{52}\mathrm{Te}$, ${}^{130}_{53}\mathrm{I}$, ${}^{130}_{54}\mathrm{Xe}$. Масса ядра ${}^{130}_{53}\mathrm{I}$ больше массы ядра ${}^{130}_{52}\mathrm{Te}$. Поэтому β^--распад ядра ${}^{130}_{52}\mathrm{Te}$ невозможен. Но, с другой стороны, его масса несколько превышает массу ядра ${}^{130}_{54}\mathrm{Xe}$ и, следовательно, по энергетическим соображениям возможен β^--распад ядра ${}_{52}\mathrm{Te}$ с испусканием четырех частиц — двух электронов и двух антинейтрино: ${}^{130}_{52}\mathrm{Te} \to {}^{130}_{54}\mathrm{Xe} + 2\beta^- + 2\widetilde{\nu}$. Принципиально важным условием является строгая одновременность испускания четырех указанных частиц.

Если, допустим, при двойном β-распаде ядра теллура-130 вылет первого электрона произойдет прежде вылета второго электрона хотя бы на чрезвычайно малое время, то в течение этого временного промежутка образуется ядро йода-130, масса которого, как указывалось, превышает массу исходного ядра.

В 1937 г. Э. Майоран высказался о возможности иного механизма двойного β-распада, основанного на предположении идентичности нейтрино и антинейтрино ($\nu = \widetilde{\nu}$). Привлекая схемы распада (12.8) и (12.9), процесс двойного β-распада можно представить в форме двух связанных взаимодействий:

$$n \to p + e^- + \widetilde{\nu}; \quad \widetilde{n} + \nu \to p + e^-,$$

т. е. нейтрино слева, возникающее при распаде нейтрона, немедленно поглощается вторым нейтроном, который превращается в протон, иначе говоря осуществляется преобразование: $2n \to 2p + 2e^-$.

Описанный процесс был назван безнейтринным двойным β-распадом ($2\beta 0\nu$). Если допустить, что такой процесс существует, то вероятность двойного β-распада должна существенно увеличиться, а его период полураспада понизится до 10^{15} лет.

Очевидно, что обнаружение двойного β-распада и определение его периода полураспада позволило бы получить важный аргумент в пользу представления об идентичности или неидентичности нейтрино и антинейтрино.

Для обнаружения двойного β-распада и вычисления его периода подураспада было разработано два метода. Первый основан на непосредственной регистрации образующихся β-частиц, а второй — на определении накопления ксенона в веществе, содержащим теллур.

Первая попытка обнаружения двойного β-распада была осуществлена Инграммом и Рейнольдстом в 1949 г: авторы использовали второй из перечисленных методов. Из их опыта вытекало, что период полураспада теллура $T_{1/2}$ равен $1{,}4 \cdot 10^{21}$ лет. Аналогичные измерения Бернатовича, проведенные через три года, позволили уточнить значение $T_{1/2}$, оказавшееся равным $(2{,}7 \pm 0{,}1) \times \times 10^{21}$ лет. Подчеркнем, что по накоплению конечного продукта — ксенона нельзя определить, какая именно схема, ($2\beta 2\nu$) или ($2\beta 0\nu$), осуществляется в действительности.

Первый метод позволяет в принципе установить способ распада; если он идет по схеме $2\beta 2\nu$, то энергетическое распределение должно быть таким же непрерывным, как и при «обычном» β-распаде, если же имеет место распад по схеме $2\beta 0\nu$, то суммарная энергия двух частиц должна в точности равняться полной выделяющейся энергии (кроме небольшой ее части, забираемой ядром отдачи), и энергетическое распределение будет получаться в форме узкого пика. Сложность таких измерений связана с очень низкой скоростью счета (в среднем одно событие за неделю) и необходимостью снижения фона. С целью его уменьшения измерения проводят глубоко под землей. Начиная с 1995 г. в разных странах было создано несколько установок, основанных на регистрации β-частиц. В одной из них, разработанной в содружестве физиками Москвы и Гейдельберга, рабочим веществом служил германий, обогащенный до 86 % изотопом ^{76}Ge. Рабочее вещество являлось одновременно и излучателем и детектором. Опыт проводился в Италии в подземной лаборатории. Целью измерений являлось обнаружение двойного β-распада германия-76 и оценка его периода полураспада. Опыт позволил установить, что

$$T_{1/2}(2\beta 2\nu) = (1{,}7^{+0{,}13}_{-0{,}11}) \cdot 10^{21} \text{ лет},$$
$$T_{1/2}(2\beta 0\nu) > 6{,}4 \cdot 10^{24} \text{ лет}.$$

В последнее десятилетие 20-го века и в текущем столетии опыты такого рода продолжаются с применением все более сложной аппаратуры. К настоящему времени усилиями ученых многих лабораторий мира обнаружено сравнительно много радионуклидов, испытывающих двойной β-распад, идущий по схеме

$2\beta 2\nu$. К ним относятся: $^{48}_{20}$Ca, $^{76}_{32}$Ge, $^{82}_{34}$Se, $^{100}_{42}$Mo, $^{116}_{48}$Cd, $^{130}_{52}$Te, $^{136}_{54}$Xe, $^{150}_{60}$Nd. Во всех случаях значения $T_{1/2}(2\beta 2\nu)$ превосходили порядок 10^{21} лет. При этом не было ни одного надежно зарегистрированного случая распада по схеме $2\beta 0\nu$, и получены лишь нижние оценки соответствующих значений $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$. Например, в 1999 г. получена следующая оценка:

$$T_{1/2}(2\beta 0\nu) > 5{,}7 \cdot 10^{25} \text{ лет}.$$

Согласно общим представлениям о двойном β-распаде, приведенным в начале настоящего раздела, $(2\beta 0\nu)$-распад должен приводить не к росту, а к уменьшению значения $T_{1/2}$ двойного β-распада.

Таким образом, проведенные до настоящего времени эксперименты по изучению двойного β-распада свидетельствуют, что безнейтринный β-распад по всей видимости в природе не встречается, и утверждение, что нейтрино и антинейтрино — различные частицы можно считать достаточно надежно установленным фактом.

12.4.6. Поиски солнечных нейтрино. Эксперимент с целью поисков солнечных нейтрино осуществила в 1988 г. группа японских физиков на установке Kamiokande-11, состоящей из огромного бака из нержавеющей стали, залитого 3000 тоннами чистой воды. Идея опыта состояла в том, что за счет рассеяния быстрых нейтрино на электронах молекул воды, образуются свободные электроны, обладающие энергией, при которой возникает черенковское излучение. Последнее регистрировалось тысячью ФЭУ, находящихся внутри бака. Полученная в опыте интенсивность излучения оказалась вдвое меньше предполагаемой на основе теоретического расчета.

Особенность установок и Дэвиса и японских физиков состояла в том, что они позволяли регистрировать лишь нейтрино с небольшими скоростями, составляющими относительно малую часть их общего потока. Поэтому представлялось целесообразным изменить методику опыта, регистрируя большее число нейтрино, формирующих спектр этих частиц в ядерных реакциях водородного цикла (см. п. 22.4 и табл. 22.1). Для его реализации необходим галлий. При попадании нейтрино в атом галлия последний превращается в атом нестабильного изотопа германия, период полураспада которого равен 11 суткам. Такого рода опыт требует больших экономических затрат, поскольку галлий — редкий и дорогой металл, а согласно расчету результаты опыта можно считать надежными, если экспериментальная установка будет содержать не менее 40 тонн галлия. Опыт с галлием, получивший название «SAGE», был проведен в содружестве американскими и советскими физиками в нейтринной лаборатории, находящейся в Баксанском ущелье на Кавказе на большой глубине под землей. За десятилетие (с 1990 по 2000 гг.) было осуществлено более 100 измерений. Однако зарегистрированный поток оказался вдвое меньше ожидаемого.

Расхождения между теоретическими предсказаниями и наблюдательными данными пока не получили убедительного объяснения. Не исключено, что причина этого расхождения связана с недостаточным пониманием природы нейтрино.

В сложившейся ситуации представляет интерес созданная еще в 1957 г. Б. Понтекорво теория нейтринных преобразований, названных нейтринными осцилляциями. Суть этих преобразований состоит в том, что нейтрино одного типа могут превращаться в нейтрино другого типа и наоборот. Но нейтринные осцилляции возможны, если только нейтрино обладает хотя бы незначительной, но не нулевой массой покоя. В настоящее время предпринимаются опыты с целью обнаружения нейтринных осцилляций [12].

12.4.7. Опыт Спивака. Как известно, свободный нейтрон нестабилен, испытывая β-распад.

β-распад свободного нейтрона представляет собой простейший вид радиоактивности этого типа. Процесс распада нейтрона не искажен никакими внутриядерными взаимодействиями, происходящими в сложных ядрах, испытывающих β-распад. По отмеченной причине открытие и исследование β-распада нейтрона чрезвычайно важно в рамках изучения всей проблематики β-активности.

Однако исследование β-распада свободного нейтрона является сложной экспериментальной задачей. Дело в том, что для обнаружения процесса его распада, необходимо приготовить «нейтронный образец», что предствляется технически трудным, так как свободный нейтрон обладает высокой проникающей способностью. Эта трудность была преодолена в опытах американских физиков А. Снелла и Л. Миллера в 1948 г. и советского физика П. Е. Спивака в 1949 г.

Рассмотрим эксперимент Спивака. Коллимированный пучок тепловых нейтронов, выходящий из реактора, проходил через электрический конденсатор с изогнутыми специальным образом пластинами. Хотя скорость тепловых нейтронов сравнительно велика (2200 м/с), тем не менее в пространстве между пластинами конденсатора в любой момент времени находилось некоторое число нейтронов, и, таким образом, создавался «нейтронный образец». На одной пластине имелось малое «окно», закрытое тонкой пленкой, на другой ее стороне располагался детектор протонов. Пластина с противоположной стороны была заряжена положительно до потенциала около 20 кВ.

При распаде на лету одного из нейтронов образовавшийся протон притягивался заряженной пластиной, содержащей детектор и регистрировался им. Таким образом, помимо установления самого факта распада нейтронов определялся и период их полураспада. Как отмечалось, последний равен приблизительно 900 секунд [4].

§ 12.5. Элементы теории β-распада Ферми

Обратимся к краткому изложению теории β-распада Ферми, разработанной им, как упоминалось, в 1934 г., т. е. до того времени, когда было экспериментально доказано существование нейтрино.

В теории используется нейтринная гипотеза Паули и представление нейтрон-протонной модели ядра, причем предполагается, что нейтрон и протон

представляют собой два состояния одной и той же частицы — нуклона. По аналогии с квантовой электродинамикой вводится понятие электронно-позитронного поля, а нуклон считается источником β-частиц и нейтрино [1]. Малая интенсивность слабого взаимодействия позволяет использовать теорию возмущений.

В квантовой механике вероятность перехода системы за единицу времени из начального состояния, характеризуемого волновой функцией Ψ_i, в конечное, описываемое волновой функцией Ψ_k, определяется выражением

$$d\omega_\beta = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{ki}|^2 \rho(E), \tag{12.10}$$

где $H_{ki} = \int \psi_k^* \widehat{H} \psi_i \, dv$ — матричный элемент оператора возмущения $\widehat{H}$; $\rho(E) = dn/dE$ — плотность конечных состояний; числу конечных состояний dn соответствует энергия, приходящаяся на интервал $E, E + dE$; dv — элемент объема. В рассматриваемом случае соотношение (12.10) определяет вероятность β-распада ядра за 1 с.

Из общих представлений о β-распаде вытекает, что энергия β-распада равна

$$E_m = E_\beta + E_\nu, \tag{12.11}$$

где E_β — энергия β-частицы, E_ν —энергия нейтрино.

Вычислив $\rho(E)$ [2], формулу (12.10) можно представить в виде

$$d\omega_\beta = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} |H_{ki}|^2 E_\beta E_\nu \left(\frac{E_\beta^2}{c^2} - m_\nu^2 c^2\right)^{1/2} \left(\frac{E_\nu^2}{c^2} - m_\nu^2 c^2\right)^{1/2} dE. \tag{12.12}$$

где V — объем, в котором находится данная система.

Так как опыт не позволяет непосредственно измерить E_ν, целесообразно исключить из формулы (12.12) энергию нейтрино, воспользовавшись формулой (12.11). Тогда, опуская индекс β при E, перепишем (12.12) в форме

$$d\omega_\beta = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} |H_{ki}|^2 E \cdot (E_m - E) \left(\frac{E^2}{c^2} - m_e^2 c^2\right)^{1/2} \left[\frac{(E_m - E)^2}{c^2} - m_\nu^2 c^2\right]^{1/2} dE. \tag{12.13}$$

Поскольку, согласно гипотезе нейтрино, его масса покоя равна нулю или очень мала, то членом, содержащим m_ν, можно пренебречь:

$$d\omega_\beta = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} |H_{ki}|^2 E \left(\frac{E^2}{c^2} - m_e^2 c^2\right)^{1/2} (E_m - E)^2 dE.$$

Введя обозначения $\varepsilon = E/m_e c^2$, $\varepsilon_m = E_m/m_e c^2$, получим

$$\frac{d\omega(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \omega_e(\varepsilon) = C^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \cdot (\varepsilon_m - \varepsilon)^2, \tag{12.14}$$

[1] Говоря о частицах, испускаемых при β-распаде, мы будем употреблять термины «β-частица» и «нейтрино», подразумевая, что β-частица — это либо электрон, либо позитрон и игнорируя подразделение нейтрино на два типа (ν и $\widetilde{\nu}$).

[2] См. текст петитом в конце этого параграфа.

где $C^2 = V^2 m_e^5 c^4 |H_{ki}| / 2\pi^3 \hbar^7$. Выражение (12.14) представляет собой функцию распределения β-частиц по энергиям. В графическом виде эта функция показана на рис. 12.4 (кривая α). Как видно, в соответствии с развитыми

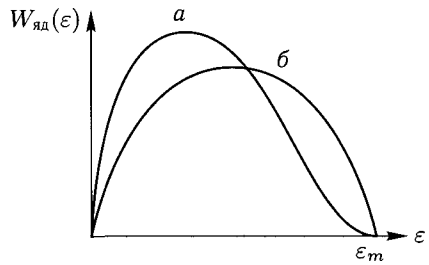


Рис. 12.4. Зависимость $W_{яд}(\varepsilon)$. Кривая *а* построена с помощью выражения (12.14), *б* — выражения (12.15)

выше представлениями о β-распаде, энергетическое распределение β-частиц непрерывно и простирается от $\varepsilon = 0$ до $\varepsilon = \varepsilon_m$.

Введем заведомо неверное предположение, что масса покоя нейтрино равна массе покоя электрона. При $m_e = m_\nu$ соотношение (12.13) преобразуется к виду

$$\omega_e(\varepsilon) = C^2 \varepsilon (\varepsilon_m - \varepsilon)(\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \left[(\varepsilon_m - \varepsilon)^2 - 1\right]^{1/2}. \qquad (12.15)$$

Распределению (12.15) на рис. 12.4 соответствует кривая *в*. Близ точки ε_m кривые *а* и *в* ведут себя различно: касательная к первой из них близ точки ε_m совпадает с осью абсцисс, тогда как касательная второй при $\varepsilon = \varepsilon_m$ перпендикулярна к этой оси. Следовательно, изучение хода кривой $\omega(\varepsilon)$ вблизи точки ε_m в принципе может быть использовано для оценки массы нейтрино. К сожалению, построение отрезка экспериментальной кривой близ этой точки затруднено тем, что число β-частиц с энергией, близкой к ε_m, очень мало. К вопросу об определении m_ν по данным β-спектров мы вскоре вернемся. Следует также заметить, что соотношение (12.14) позволяет лишь качественно описать энергетическое распределение β-частиц. Для проведения количественных расчетов необходимо знать значение матричного элемента $H_{ki} = \int \psi_k^* \widehat{H} \psi_i \, dv$, входящего в константу C.

В нерелятивистском приближении ψ_k^* и ψ_i являются однокомпонентными функциями. В соответствии с общими представлениями теории будем считать, что в элементарном акте β-распада участвует один нуклон. Тогда $\psi_i = u_i$ есть волновая функция начального состояния нуклона (для определенности будем считать его нейтроном). В конечном состоянии, описываемом функцией ψ_k, система состоит из протона, β-частицы и нейтрино. Поэтому $\psi_k = u_k u_\beta u_\nu$ (u_k, u_β и u_ν — волновые функции протона, β-частицы и нейтрино соответственно). Тогда

$$H_{ki} = \int u_k^* u_\beta^* u_\nu^* \widehat{H} u_i \, dv,$$

где $\widehat{H}$ — оператор, характеризующий взаимодействие четырех перечисленных частиц. Интегрирование производится по координатам всех этих частиц. Значение H_{ki} сильно зависит от вида оператора $\widehat{H}$.

Существует несколько вариантов записи этого оператора. В простейшем варианте считается, что $\widehat{H}$ сводится к константе, так что

$$H_{ki} = \alpha^{\text{сл. вз.}} \int u_k^* u_\beta^* u_\nu^* u_i \, dv. \tag{12.16}$$

Константа $\alpha^{\text{сл. вз}}$ характеризует интенсивность взаимодействия частиц. Ее можно определить, сравнивая экспериментальные и теоретические данные (см. ниже). Функции u_k, u_i, u_β и u_ν должны браться в одной и той же точке, поэтому интегрирование в (12.16) осуществляется по координатам нуклона, испытывающего β-распад, т. е. по области, не превышающей размер ядра.

Если считать кулоновское взаимодействие β-частицы с нуклонами несущественным, то волновые функции u_β и u_ν можно представить в виде плоских волн. Обозначая импульс β-частицы через p_β, а нейтрино — через p_ν, запишем волновые функции этих частиц в форме

$$u_\beta = c_\beta \exp\left[\frac{i}{\hbar}(p_\beta r)\right], \quad u_\nu = c_\nu \exp\left[\frac{i}{\hbar}(p_\nu r_\nu)\right],$$

где c_β и c_ν — нормировочные множители. Нормировку в объеме V установим таким образом, чтобы $\int\limits_V u_\beta^* u_\beta \, dv = 1$ и $\int\limits_V u_\nu^* u_\nu \, dv = 1$

В пределах атомного ядра u_β и u_ν меняются мало. Действительно, $p_\beta = p_\nu \approx m_e c$; $pr/\hbar \approx m_e cR/\hbar \approx 10^{-2}$. Поэтому в соотношениях для u_β и u_ϑ можно положить $r = 0$. В таком случае $u_\beta(0) = u_\nu(0) = \dfrac{1}{\sqrt{V}}$, следовательно,

$$u_\beta = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp\left[\frac{i}{\hbar}(p_r r\right], \quad u_\nu = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp\left[\frac{i}{\hbar}(p_\nu r_\nu)\right].$$

Учитывая, что функции u_β и u_ν незначительно меняются внутри ядра, их можно вынести за знак интеграла в (12.16):

$$H_{ki} = \alpha^{\text{сл. вз.}} u_\beta^* u_\nu^* \int u_k^* u_i \, dv.$$

Взяв значения u_β и u_ν в точке $r = 0$, получим окончательно:

$$H_{ki} = \frac{\alpha^{\text{сл. вз.}}}{V} \int u_k^* u_i \, dv.$$

До сих пор мы игнорировали кулоновское взаимодействие между ядром и вылетающей из него β-частицей. Это недопустимо, если энергия β-частицы мала по сравнению с потенциальной энергией электрона в кулоновском поле ядра. В таком случае в формулу (12.14) необходимо ввести некоторую функцию $f(\varepsilon, Z)$, зависящую от заряда ядра Z и энергии ε:

$$\omega_e(\varepsilon) = C^2 f(\varepsilon, Z)\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^{1/2}\varepsilon(\varepsilon_m - \varepsilon)^2. \tag{12.17}$$

Из (12.14) вытекает, что $\sqrt{\omega_e(\varepsilon)/f(\varepsilon, Z)(\varepsilon^2-1)^{1/2}} = c(\varepsilon_m - \varepsilon)$. Поэтому если экспериментально определить интенсивность $I(\varepsilon)$ β-излучения и построить зависимость $\sqrt{I(\varepsilon)/f(\varepsilon, Z)(\varepsilon^2-1)^{1/2}}$, то последняя будет иметь вид прямой линии. Этот график называют графиком Ферми (или Кюри). Для его построения необходимо, очевидно, знать функцию $f(\varepsilon, Z)$.

При учете влияния кулоновского поля ядра в низкоэнергетической части β^--спектра число электронов возрастает; наоборот, в низкоэнергетической части β^+-спектра число позитронов уменьшается (поскольку кулоновское поле ядра тормозит β^--частицы и ускоряет β^+-частицы).

Некоторое влияние на функцию $\omega_e(\varepsilon)$ оказывает и поле атомных электронов. Для учета их экранирующего действия иногда вводится соответствующая поправка.

На рис. 12.5 показан график Ферми для трития ${}^3_1\mathrm{H}$. То обстоятельство, что экспериментальные точки хорошо укладываются на прямую, указывает

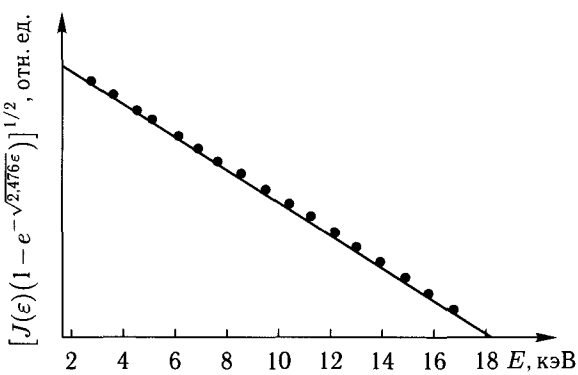


Рис. 12.5. График Ферми для трития

на применимость рассмотренной теории β-распада.

Приведенный график интересен и в другом отношении. Мы уже указывали, что из всех β-радиоактивных ядер значение E_m минимально для трития ($E_m = 0{,}018$ МэВ). Благодаря малости E_m масса нейтрино должна оказывать существенное влияние на вид спектра. Из анализа экспериментальных данных было установлено, что массе покоя нейтрино соответствует энергия, не превышающая 250 эВ, т. е. значение m_ν не должно быть больше 0,04 % от массы m_e. Этот результат служит одним из обоснований пренебрежения массой покоя нейтрино в теории β-распада (ниже мы покажем, что имеются соображения, на основании которых m_ν следует считать равной нулю).

Введем новую функцию $F(\eta_m)$, где $\eta_m = p_m/m_e c$ имеет смысл импульса p_m, измеренного в единицах $m_e c$. Функция $F(\eta_m)$ — довольно сложная, ее, тем не менее, можно точно вычислить (см., например, [8]). Произведение

$F(\eta_m)$ на период полураспада T описывается выражением

$$FT = \ln 2 \frac{2\pi^3\hbar^7}{(\alpha^{\text{сл. вз.}})^2 m_e^5 c^4 \left|\int u_k^* u_i \, dv\right|^2}. \tag{12.18}$$

Величина FT называется *сравнительным периодом полураспада* [1]).

Неизвестным величинами в (12.18) являются матричный элемент $\int u_k^* u_i \, dv$ и постоянная $\alpha^{\text{сл. вз.}}$. Значения квадрата модуля матричного элемента приходятся на интервал $(0, 1)$. Эти значения тем ближе к единице, чем меньше различаются между собой начальное и конечное состояния, т. е. чем меньше различие волновых функций u_k и u_i.

Изучение экспериментальных значений FT и формы β-спектра подтверждает справедливость важнейших выводов изложенной элементарной теории β-распада, что позволяет оценить константу слабого взаимодействия $\alpha^{\text{сл. вз.}}$. Ее оценка осуществляется с помощью (12.18). Используются β-переходы, для которых $\left|\int u_k^* u_i \, dv\right|^2$ можно считать равным единице; величины F и T берутся из опыта. Оценка показала, что $\alpha^{\text{сл. вз.}} = 1{,}4 \cdot 10^{-49}$ эрг/см^3. Большие значения периодов полураспада β-радиоактивных ядер обусловлены именно низкой интенсивностью слабых взаимодействий.

Вычислим $\rho(E)$. С этой целью найдем число конечных состояний dn системы. Будем считать, что энергия β-частицы приходится на интервал $(E_\beta, E_\beta + dE_\beta)$, а энергия нейтрино — на интервал $(E_\nu, E_\nu + dE_\nu)$. Тогда

$$dn = dn_\beta \, dn_\nu,$$

где dn_β и dn_ν — числа состояний β-частицы и нейтрино, при которых энергии этих частиц попадают на интервалы $(E_\beta, E_\beta + dE_\beta)$ и $(E_\nu, E_\nu + dE_\nu)$ соответственно, причем поскольку E_m — постоянная величина, то в силу (12.10).

$$|dE_\beta| = |dE_\nu| \equiv dE. \tag{12.19}$$

Можно показать, что

$$dn_\beta = \frac{4\pi\rho_\beta^2 \, dp_\beta}{(2\pi\hbar)^3} V, \quad dn_\nu = \frac{4\pi p_\nu^2 \, dp_\nu}{(2\pi\hbar)^3} V,$$

где V — объем, в котором находится данная система. Поэтому

$$\rho(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{dn_\beta \, dn_\nu}{dE} = \frac{16\pi^2 p^2 \beta^2 d\rho_\beta \rho_\nu^2 \, dp_\nu}{(2\pi\hbar)^6 dE},$$

где ρ_β — импульс β-частицы, а ρ_ν — импульс нейтрино. Принимая во внимание соотношения

$$E_\beta^2/c^2 - p_\beta^2 = m_e^2 c^2, \quad E_\nu^2/c^2 - p_\nu^2 = m_\nu^2 c^2, \tag{12.20}$$

[1]) Сравнительным периодом полураспада иногда называют также величину $F\tau$, меньшую FT на $\ln 2 = 0{,}693$.

имеем

$$E_\beta\, dE_\beta = c^2 p_\beta\, dp_\beta, \quad E_\nu\, dE_\nu = c^2 p_\nu dp_\nu.$$

Используя два последних соотношения и учитывая (12.19), перепишем выражение для $\rho(E)$ в форме

$$\rho(E) = \frac{dn}{dt} = \frac{16\pi^2 V^2 \rho_\beta \rho_\nu E_\beta E_\nu\, dE}{(2\pi\hbar)^6 c^4}. \tag{12.21}$$

Подставляя (12.21) в (12.8) и учитывая соотношения (12.20), получим (12.11).

§ 12.6. Разрешенные и запрещенные переходы

Для классификации β-переходов используют сравнительный период полураспада. Поскольку его значения выражаются большими числами, обычно принято приводить не FT, а $\lg FT$. В зависимости от значения $\lg FT$ β-распад подразделяют на несколько групп; внутри каждой из них значения этой величины близки между собой.

Наименьшие значения $\lg FT = 3$–4, соответствуют переходам между состояниями с мало отличающимися волновыми функциями. Считается, что такая ситуация имеет место при β-переходах между зеркальными ядрами ${}^3_1\mathrm{H} \to {}^3_2\mathrm{He}$, ${}^7_4\mathrm{Be} \to {}^7_3\mathrm{Li}$, ${}^{11}_6\mathrm{C} \to {}^{11}_5\mathrm{B}$ и т. д., а также при переходе ${}^1_0 n \to {}^1_1\mathrm{H}$. В перечисленных случаях можно, не опасаясь сделать большую ошибку, положить $\left|\int u_k^* u_i\, dv\right|^2 = 1$. Рассмотренные переходы называют *сверхразрешенными*. При сверхразрешенных β-распадах никакой перестройки структуры ядра не происходит.

При β-переходах со средним значением $\lg FT = 5$, называемых *нормально разрешенными*, структура ядра уже существенно перестраивается. Название «разрешенные переходы» объясняется тем, что при таких переходах не нарушаются правила запрета по моменту импульса и четности.

Если спины материнского и дочернего ядра сильно различаются между собой, то в силу закона сохранения момента импульса могут испускаться частицы со сравнительно большими моментами l, что обуславливает рост $\lg FT$; возникают так называемые запрещенные переходы.

Значение квантового числа l, характеризующего суммарный орбитальный момент импульса β-частицы и нейтрино, называют *порядком запрещенности* перехода. При $l = 1, 2, 3$, т. е. в случае запрещенных переходов первого, второго и третьего порядка, среднее значение $\lg FT$ равно 9, 15 и 18 соответственно. Интересно, что в третьем случае $T = 10^9$ лет, что сравнимо со временем жизни Солнечной системы.

β-распад ядра ${}^{40}_{19}\mathrm{K}$ относится к запрещенным переходам третьего порядка. Обладая огромным периодом полураспада, ${}^{40}_{19}\mathrm{K}$ до сих пор содержится в естественной смеси изотопов калия.

§ 12.7. Правила отбора для β-переходов

Рассмотрим правила отбора для разрешенных переходов, связанных с выполнением законов сохранения момента импульса и четности. Различают правила отбора Ферми и правила отбора Гамова–Теллера.

По правилам отбора Ферми к разрешенным переходам относятся такие β-переходы, при которых ни момент импульса, ни четность ядра не меняются:

$$\Delta I = 0, \quad \pi_i/\pi_k = 1.$$

Если испускаемые при разрешенном β-переходе β-частица и нейтрино обладают противоположно ориентированными спинами, то полный момент импульса, уносимый этими частицами, равен нулю, поэтому момент ядра, испытавшего β-распад, не меняется: $\Delta I = 0$, т. е. мы пришли к правилу отбора Ферми. Если же спины β-частицы и нейтрино имеют одинаковое направление, то полный момент импульса, который уносится этими частицами, характеризуется квантовым числом $l = 1$. При этом полный момент импульса испустившего их ядра либо остается неизменным, и тогда $\Delta I = 0$, либо меняется так, что $\Delta I = \pm 1$ (но это не относится к 0–0-переходам). Полученный результат соответствует правилу отбора Гамова–Теллера для момента импульса.

Правило отбора по четности можно обосновать следующим образом. Матричный элемент $\int u_k^* u_i \, dv$ пропорционален области перекрытия волновых функций u_k и u_i. Разрешенные переходы осуществляются между сходными состояниями, т. е. такими, для которых степень перекрытия волновых функций сравнительно велика. Но одно из необходимых условий сходства начального и конечного состояний системы состоит в совпадении их четности: $\pi_i/\pi_k = 1$.

Примером фермиевского перехода может служить β-распад ядра $^{14}_{8}\mathrm{O}$, соответствующий $(0^+–0^+)$-переходу, а β-распад $^{6}_{2}\mathrm{He}$, соответствующий $(0^+–1^+)$-переходу, является гамов-теллеровским.

Возможны и смешанные переходы. К ним относится β-распад нейтрона. отвечающий $(1/2^+–1/2^+)$-переходу.

Для полноты картины заметим, что для β-распада существуют также некоторые правила отбора по изоспину. В дальнейшем они нам не понадобятся, поэтому мы не будем здесь на них останавливаться.

§ 12.8. Связь между оболочечной структурой ядра и β-распадом

Тесную связь между оболочечной структурой ядра и β-распадом нетрудно установить, воспользовавшись представлениями оболочечной модели ядра. Можно считать, что спаренные нуклоны, заполняющие внутренние оболочки, не претерпевают β-распада (говоря точнее, они оказывают на этот процесс незначительное влияние). Поэтому в матричный элемент войдет волновая функция неспаренного нуклона, расположенного на внешнем уровне. Всем

разрешенным переходам ($\lg FT \approx 4$ и 6) отвечает перестройка структуры внутри одной определенной оболочки ядра, при которой орбитальное квантовое число остается неизменным ($\Delta l = 0$), спин ядра также не изменяется или изменяется на 1.

Примером может служить β-распад ядра $^{35}_{16}$S. 19-й нейтрон этого ядра находится на уровне $Id_{3/2}$. Ядро $^{35}_{16}$S, испытавшее β-распад, превращается в ядро $^{35}_{17}$Cl, 17-й протон которого расположен также на уровне $Id_{3/2}$. В данном случае $\Delta l = 0$, $\Delta I = 0$, $\pi_i/\pi_k = \pm 1$. Такой переход является разрешенным. Опыт показал, что для β-распада $^{35}_{16}$S $\lg FT = 5{,}01$.

В случае переходов, запрещенных в первом порядке, неспаренные нуклоны материнского и дочернего ядра находятся, как правило, в разных оболочках. Например, ядро $^{123}_{50}$Sn, претерпев β^--распад, превращается в ядро $^{123}_{51}$Sb, 73-й нейтрон ядра ^{123}Sn, находящийся на уровне $Ih_{11/2}$, после β — перехода превращается в 51-й протон ^{123}Sb, который расположен на уровне $Ig_{7/2}$. В этом случае $\Delta l = 1$, $\Delta I = 2$, $\pi_i/\pi_k = -1$. Согласно экспериментальным данным для β-распада $^{123}_{50}$Sn $\lg FT = 9{,}1$.

Мы видим, что, используя представления оболочечной модели ядра, можно четко разграничить разрешенные переходы от переходов, запрещенных в первом порядке. Однако с помощью оболочечной модели оказалось невозможным объяснить все закономерности β-распада, например, существование так называемых сверхразрешенных переходов.

§ 12.9. Элементы β-спектроскопии

Спектры получают с помощью прибора, называемого β-спектрометром и представляющего собой магнитный анализатор импульсов электронов. Принцип его действия аналогичен принципу действия масс-спектрометра. Электроны, испускаемые при β-распаде, проходят через постоянное магнитное поле, в котором движутся по круговым траекториям, радиусы которых c пропорциональны импульсам электронов $pc = eB\rho$.

На выходе прибора установлен бета-счетчик, регистрирующий число электронов с данным импульсом. Зная импульс электронов, по формуле

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m_e^2c^4}$$

определяется их полная энергия, а по формуле

$$W = m_ec^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right)$$

— их кинетическая энергия.

β-распад обычно происходит из основного состояния материнского ядра, причем у многих β-излучателей преобладают переходы на возбужденные уровни дочернего ядра. В отличие от ситуации при α-распаде, энергии этих уровней не обязательно малы; они могут быть сравнимы с энергией E_m, выделяющейся при переходе на основной уровень.

Рассмотрим, например, схему β-распада ядра $^{9}_{3}$Li (рис. 12.6). Интенсивность переходов на второй возбужденный уровень ядра $^{9}_{4}$Be ($E = 2{,}43$ МэВ) равна 75%.

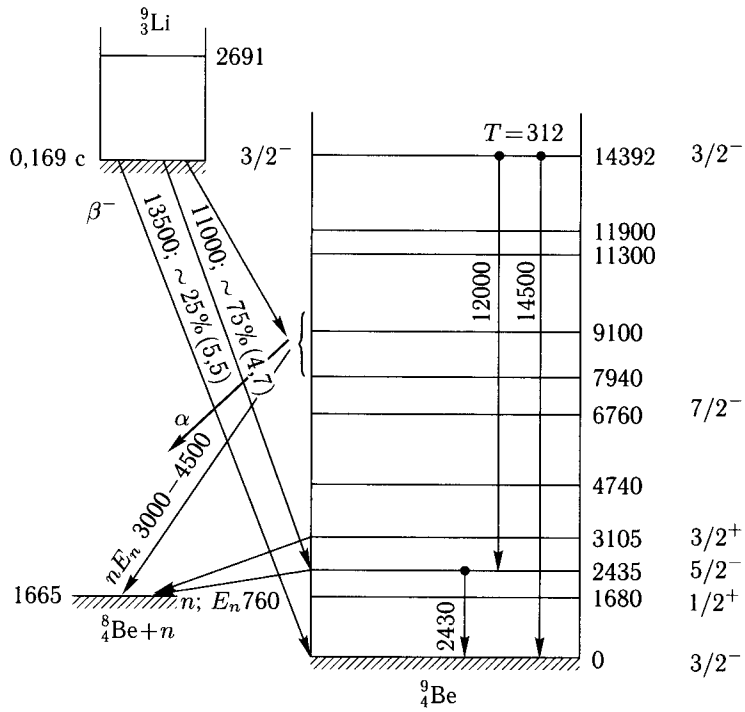


Рис. 12.6. Схема β-распадов ядер $^{9}_{3}$Li и последующие γ-переходы в дочерних ядрах $^{9}_{4}$Be. Наблюдается испускание с возбужденных уровней последнего α-частиц и нейтронов

Как видно, в результате таких переходов ядро возбуждается за счет энергии β-распада E_m, причем лишь некоторая ее часть E'_m уносится легкими частицами. Обозначая энергию возбуждения дочернего ядра через $E^*_д$, имеем $E'_m = E_m - E^*_д$. Переход возбужденного дочернего ядра в основное состояние осуществляется либо путем испускания одного γ-кванта с энергией $E_\gamma = E^*_д$, либо каскада γ-квантов с суммарной энергией $E^*_д$.

При β-распадах на несколько возбужденных уровней дочернего ядра полный β-спектр представляет собой наложение нескольких спектров с максимальными энергиями $E'_m, E''_m, E'''_m, \ldots$

Графики Ферми могут быть использованы для анализа β-спектров. В случае разрешенного перехода на один уровень график Ферми представляет собой прямую линию, которая при $E = E_m$ упирается в ось абсцисс (рис. 12.5).

Рассмотрим более сложный случай. β-Спектр ядра ^{77}Ge состоит из трех составляющих, каждой из которых отвечает определенный прямолинейный участок графика Ферми (рис. 12.7). В результате сложения ординат прямолинейных графиков построена кривая, показанная пунктиром. Анализ графика

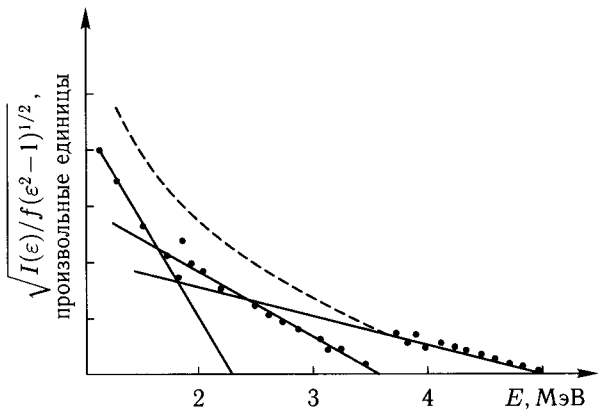


Рис. 12.7. График Ферми для $^{77}_{32}$Ge

Ферми для Ge позволил установить, что три обнаруженных составляющих характеризуются значениями E_m, равными 2,196; 1,379 и 0,710 МэВ.

Для запрещенного распада, идущего на один определенный уровень (одиночный распад), график Ферми плавно искривляется на всем своем протяжении. Зная кривизну кривой, можно определить степень запрещенности перехода.

Итак, с помощью графика Ферми можно разделять сложный спектр на его составляющие и находить степень запрещенности.

В большинстве случаев энергия возбуждения дочернего ядра равна 0,1–3 МэВ. Но возможны случаи, когда $E^*_д \gg 3$ МэВ, достигая иногда 8–10 МэВ. Энергии такого порядка сравнимы или больше энергии связи нуклона или α-частицы в ядре. В подобных случаях наблюдается освобождение ядра от избыточной энергии путем испускания соответствующих частиц с ненулевой массой покоя. Однако испускание вслед за β-распадом нуклонов или α частиц (называемых *запаздывающими*) — явление достаточно редкое; оно наблюдается при распаде некоторых короткоживущих радиоактивных веществ. Пример β-распада, сопровождающегося испусканием запаздывающих частиц, показан на рис. 12.6.

Короткоживущие радиоактивные ядра обычно возникают в ядерных реакциях. После прекращения облучения вещества частицами, вызывающими ядерные реакции, испускание продуктов реакции — нуклонов обычно сразу же прекращается. Но если образовавшиеся ядра β-активны, то испускание нуклонов может продолжаться с запаздыванием на время жизни β-радиоактивного ядра при условии, что энергия возбуждения больше энергии связи нуклона ε. Убывание во времени числа запаздывающих нуклонов после прекращения возбуждения ядерной реакции описывается законом $J = J_0 e^{-\lambda t}$, где λ — постоянная распада β-радиоактивных материнских ядер. Поэтому эмиссия запаздывающих нуклонов распределена во времени в соответствии с этим экспоненциальным законом.

Подробно процесс образования запаздывающих нейтронов рассматривается в гл. 15 (пункт 15.1.5).

В теории β-распада Ферми негласно подразумевается сохранение четности в слабых взаимодействиях. После того, как в 1956 г. установили, что четность в них не сохраняется, М. Гелл-Манном, Р. Фейнманом и др. была создана новая теория слабых взаимодействий (1958 г.), учитывающая несохранение в последних четности. Эта теория представляет основной интерес для физики элементарных частиц, и в данной книге рассматриваться не будет.

В заключение отметим, что основные положения теории β-распада Ферми не утеряли своего значения до настоящего времени, поскольку эта теория позволяет правильно описывать совокупность рассмотренных выше явлений; ее выводы подтверждаются соответствующими наблюдательными данными. Сам Ферми считал развитую им теорию β-распада своей лучшей работой.

§ 12.10. Проблема несохранения четности в слабых взаимодействиях

12.10.1. Доказательства несохранения четности в слабых взаимодействиях. Остановимся на «неожиданно» возникшей в 50-е годы прошлого столетия упоминавшейся выше проблеме несохранения четности в слабых взаимодействиях, что повлекло за собой пересмотр некоторых коренных представлений, связанных с этими взаимодействиями. Эта «ревизия» началась с анализа проблемы четности, который осуществили в 1956 г. американские физики-теоретики Ц. Ли и Ч. Янг [1]). Поводом к пересмотру представлений о четности послужило следующее обстоятельство. В то время стало известно, что K-мезоны могут распадаться на два и на три пиона:

$$K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-; \quad K^+ \to \pi^+ + \pi^0. \tag{12.22}$$

Пионы — бесспиновые частицы с отрицательной четностью. Нетрудно убедиться, что четность двух пионов положительна. а трех — отрицательна. Убеждение в сохранении четности было столь сильно, что вначале полагали, будто (12.19) описывает не два варианта распада одной и той же частицы, а распад разных частиц, названных τ и θ. Однако «подозрительное» совпадение их масс и времен жизни побудило Ли и Янга склониться к мнению, что это одна и та же частица, распадающаяся с нарушением четности. Было предположено, что четность не сохраняется во всех видах слабых взаимодействий, в том числе и при β-распаде ядер. С другой стороны, сохранение четности в сильных и электромагнитных взаимодействиях имеет многочисленные экспериментальные подтверждения [2]). Ли и Янг указали на

[1]) Ли и Янг — китайские эмигранты. Их полные имена: Ли Джундао и Ян Чженьнин.

[2]) Теоретически сохранение четности в сильных взаимодействиях следует из того, что волновая функция состояния атома или ядра Ψ является собственной функцией оператора инверсии $\widehat{\Pi}$: $\widehat{\Pi}\Psi = \pm\Psi$. Поэтому понятие четности более полно можно заменить понятием пространственной четности. Введение последнего целесообразно еще и потому, что ниже мы будем пользоваться представлением о так называемой комбинированной четности.

эксперименты, которые смогли бы дать ответ — справедлива ли гипотеза о несохранении пространственной четности в слабых взаимодействиях.

Впервые такой опыт был осуществлен группой американских физиков под руководством Ц. Ву в 1956 г. [5]. Идея опыта основана на наблюдении β-излучения поляризованных ядер, т. е. ядер с определенным направлением спина. Если четность таких ядер при β-распаде не сохраняется, то угловое распределение электронов распада имеет вид

$$\varpi(\theta) = 1 + a\cos\theta, \tag{12.23}$$

где θ — угол между направлением спина ядра и направлением движения электрона; a — поправка, учитывающая асимметрию распределения.

Нетрудно видеть, что условие (12.23) действительно несовместимо с условием сохранения четности волновой функции, согласно которому должно выполняться соотношение

$$|\psi(x, y, z)|^2 = |\psi(-x, -y, -z)|^2.$$

Перепишем его в сферических координатах

$$|\psi(r, \theta, \varphi|^2 = |\psi(r, \pi - \theta, \pi + \varphi)|^2.$$

Отсюда вытекает равенство вероятностей найти частицу под углами θ и $\pi - \theta$. Поэтому функция углового распределения частиц $\varpi(\theta)$ не должна содержать члена с $\cos\theta$, если только закон сохранения четности верен.

В опыте Ву и др. изучался β^--распад ядер ^{60}Co:

$$^{60}_{27}\mathrm{Co} \to {}^{60}_{28}\mathrm{Ni} + e^- + \widetilde{\nu} + \gamma.$$

В вакуумированном сосуде на расстоянии 2 см друг от друга располагались слой ^{60}Co толщиной 50 микрон (нанесенный на поверхность кристалла CeMg и кристалл антрацена диаметром 3 см и толщиной 1,6 мм (рис. 12.8). Выбор

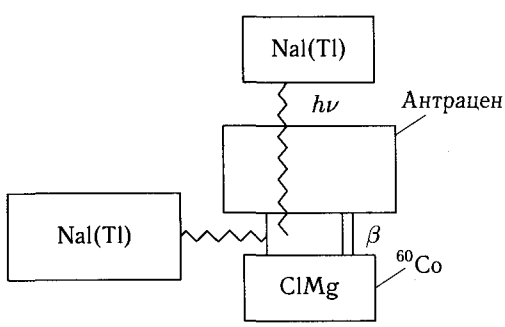


Рис. 12.8. Схема опыта Ву

в качестве источника электронов кобальта-60 связан с тем, что он обладает большими спином ($I = 5$) и магнитным моментом. Антрацен использовался в качестве детектора электронов распада. Для определения степени поляризации применялись два сцинтилляционных счетчика γ-лучей NaJ(Tl), расположенных под углом 90° друг к другу. Поляризация ядер достигалась созданием

мощного магнитного поля в сочетании с «импульсным» охлаждением кристалла CeMg до чрезвычайно низкой температуры $< 0{,}1$ К. Поле ориентировало магнитные моменты ядер, а, следовательно, и связанные с ними спины, охлаждение сводило к минимуму деполяризацию за счет теплового движения ядер. Состояние охлаждения длилось лишь первые 3–6 секунд, в это время показания «верхнего» счетчика γ-квантов резко превышали показания «нижнего». Через 6–8 минут показания сравнивались, что указывало на полную деполяризацию ядер ^{60}Co. Для «перевертывания» спина направление магнитного поля менялось на противоположное, при этом источник повторно охлаждался до сверхнизкой температуры.

Опыт показал, что число электронов, вылетающих в направлении против спина на 40% больше, чем по спину, т. е. в (12.23) $a \neq 0$, причем асимметрия углового распределения электронов распада резко выражена. Таким образом, эксперимент позволил установить несохранение четности в слабых взаимодействиях.

Аналогичный опыт был проведен с ядрами ^{58}Co, обладающими позитронной активностью:

$$^{58}_{27}\mathrm{Co} \to {}^{58}_{26}\mathrm{Fe} + e^+ + \nu + \gamma.$$

Наблюдения показали, что позитроны испускаются преимущественно «по спину», т. е. угловое распределение частиц распада зеркально противоположно по сравнению с наблюдаемым в предыдущем опыте. Итак, в данном эксперименте закон сохранения четности также не выполняется.

Несохранение четности наблюдается также и в реакции распада $\pi^{\pm}$-мезона на $\mu^{\pm}$-мезон и нейтрино:

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu; \quad \mu^+ \to e^+ + \widetilde{\nu}_\mu + \nu_e.$$

Как видно, гипотеза Ли и Янга о несохранении пространственной четности в слабых взаимодействиях получила убедительное экспериментальное подтверждение. Авторы гипотезы в 1957 г. были удостоены Нобелевской премии.

12.10.2. Комбинированная четность. На первый взгляд несохранение пространственной четности указывает на зеркальную асимметрию пространства, что никак не «состыкуется» с нашими знаниями о его однородности и изотропности. Однако действительно существующую в природе асимметрию между правым и левым вовсе нет причин приписывать пространству, а можно связать ее с движущимися в нем частицами. Примерами таких частиц и являются нейтрино и антинейтрино.

В 1957 г. Л. Д. Ландау (СССР) и независимо Ц. Ли и Ч. Янг (США) и А. Салам (Англия) предложили гипотезу о выполнении закона сохранения четности в слабых взаимодействиях в преобразованном виде, основанную на представлении о продольно поляризованном нейтрино. Суть этого представления состоит в следующем. Будем считать, что направление спина нейтрино всегда параллельно направлению его перемещения, подчиняясь правилу винта. Уподобим нейтрино частице, движущейся по правилу левого винта (левая спиральность), а антинейтрино — правого винта (правая спираль-

ность), см. рис. 12.9. Нейтрино, обладающее такими свойствами, получило название «продольно поляризованного» или «двухкомпонентного». Допустим,

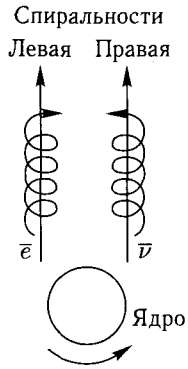


Рис. 12.9. Корреляция направлений вылета и направлений поляризаций, возникающая при испускании электрона и нейтрино

что масса покоя нейтрино m_ν равна нулю и, следовательно, в вакууме она подобно фотону движется со скоростью света c. В противном случае (т. е. при $m_\nu > 0$) движение нейтрино происходило бы со скоростью $v < c$ [1]). Из системы координат, перемещающейся со скоростью $v_1 > v$ в том же направлении, движение нейтрино представлялось бы движением в обратную сторону, но с сохранением своего направления вращения. Следовательно, присущее нейтрино внутреннее свойство — спиральность — зависит от системы координат, что является недопустимым. Этого можно избежать лишь при условии, что движение нейтрино происходит со скоростью света и что, следовательно, масса покоя нейтрино равна нулю.

В свою очередь между свойствами продольно поляризованного нейтрино и сохранением четности в слабых взаимодействиях, существует связь, которая может быть выявлена на основе существующей в квантовой теории поля CPT-теоремы (доказанной Г. Людерсом и В. Паули и потому называемой иногда теоремой Людерса–Паули). Физический смысл этой теоремы заключается в том, что существующий мир идентичен зеркально отраженному миру, получаемого из первого путем замены частиц на соответствующие античастицы и изменения направлений перемещения всех тел на противоположные. Согласно CPT-теореме инвариантность волновых уравнений должна сохраняться в случае трех одновременно производимых преобразований:

1) инверсия пространства (P-преобразования), т. е. при переходе от правой системы координат к левой или наоборот;

2) зарядово-сопряженного преобразования (C-преобразования), заключающегося в замене частиц их античастицами;

[1]) В настоящее время вопрос о массе нейтрино является дискуссионным. Согласно некоторым оценкам значение массы покоя нейтрино m_ν имеет порядок 10 эВ, т. е. очень невелико (в масштабе масс ядерных частиц). В рамках данной теории условие $m_\nu = 0$ может считаться приемлемым допущением.

3) обращения времени (T-преобразования), т. е. изменения знака времени на обратный.

Описанная сложная операция CPT-преобразование всегда является инвариантной.

В рамках теории двухкомпонентного нейтрино осуществляют две из перечисленных операций: с помощью P-преобразования нейтрино переводится в несуществующее состояние правой спиральности, с помощью C-преобразования это состояние преобразуется в реальное (рис. 12.10). Поэтому сохраняющееся (инвариантное) преобразование может быть выражено в форме

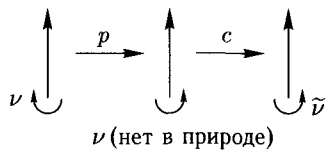


Рис. 12.10. Схема CP-преобразования

$$CP = \text{const}. \tag{12.24}$$

Условие (12.21) и выражает собой принцип комбинированной четности. Нетрудно видеть, что ему удовлетворяют рассмотренные выше процессы β-распада. Действительно, при переходе от β^--распада к β^+-распаду направление преимущественного вылета меняется на обратное (P-преобразование), а частица-электрон изменяется на античастицу-позитрон (C-преобразование, см. рис. 12.10).

Спиральное нейтрино может быть испущено ядром лишь в направлении, для которого вращение ядра соответствует правому винту в случае $\widetilde{\nu}$ и левому винту в случае ν. Тем самым задается направление преимущественного вылета и для β-частицы. Действительно, нейтрино уносит часть спина ядра, поэтому испускаемая β-частица должна компенсировать его изменение.

12.10.3. Нарушение CP-четности. В 1964 г. Дж. Кронин и В. Финч (США) обнаружили нарушение CP-четности при распаде нейтральных каонов. Длительное время не удавалось установить такого рода нарушение в других процессах. И лишь в 2001–2004 гг. было открыто несохранение CP-четности при распаде B^0-мезонов (их характеристики приведены в табл. 2.1). Нет причин полагать, что CP-инвариантность нарушается только в этих двух случаях.

Необходимо подчеркнуть, что открытие нарушения CP-инвариантности ни в коей мере не колеблет убеждения о справедливости CPT-теоремы, подтверждаемой всей совокупностью наблюдательных данных. Одним из свидетельств справедливости CPT–теоремы является равенство масс и времен жизни частиц и соответствующих античастиц.

С несохранением комбинированной четности связана одна из интригующих проблем космофизики — барионная асимметрии во Вселенной, заключающаяся в почти полном отсутствии в ней антивещества. В настоящее

время установлено, что во Вселенной соотношение антивещества и вещества не превышает 10^{-4}, причем большая часть материи представлена барионами Согласно гипотезе А. Д. Сахарова (1967 г.) наблюдаемая асимметрия между барионами и антибарионами возникла вследствие несохранения барионного заряда и нарушения CP-инвариантности на ранней стадии эволюции Вселенной (эта проблема рассматривается более подробно в гл. 21).

Несохранение комбинированной четности в слабых взаимодействиях ныне является одной из важнейших проблем современной физики. За открытие этого явления его авторам была присуждена в 1980 г. Нобелевская премия.

В целом можно сказать, что многие из затронутых в этой главе проблем еще находятся в процессе своего развития.

Завершая эту главу отметим высокую познавательную ценность информации о β-распаде и в целом о слабых взаимодействиях, которая была получена в описанных выше экспериментальных и теоретических исследованиях.

Глава 13

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕР

§ 13.1. Энергия γ-излучения и его некоторые особенности

В предыдущей главе мы кратко рассмотрели на примере превращения ${}^{9}_{3}\mathrm{Li} \to {}^{9}_{4}\mathrm{Be}$ (рис. 12.6) механизм возникновения γ-излучения, сопровождающего β-распад, исходного ядра. Характерные значения энергии γ-квантов, образующихся при β-распаде обычно составляют несколько мегаэлектронвольт. Мы знаем также, что γ-излучение сопровождает и α-распад. Однако типичные значения энергии γ-квантов в этом случае обычно сравнительно невелики (меньше 0,5 МэВ). Такая разница энергий связана с тем, что вероятность α-распада определяется более резкой функцией энергии, чем вероятность β-распада, поэтому в первом случае образования дочернего ядра в сильно возбужденном состоянии (с $E > 0{,}5$ МэВ) затруднено.

Возбужденные (γ-активные) ядра можно получать также с помощью кулоновского возбуждения (см. § 14.1), облучая вещество нейтронами и некоторыми другими частицами, вызывающими ядерные реакции.

Испускание (или поглощение) γ-кванта изолированным свободным нуклоном запрещено совместным действием законов сохранения энергии и импульса. Однако для нуклона ядра испускание γ-кванта допускается этими законами, поскольку возбужденный нуклон может при этом передать часть импульса другим нуклонам ядра. Поэтому процесс испускания (поглощения) фотонов ядрами является не внутринуклонным, а внутриядерным.

Определим энергию $W_{\text{яд}}$ ядра отдачи, используя закон сохранения энергии и импульса

$$E = E_\gamma + W_{\text{яд}}, \quad 0 = \mathbf{p}_\gamma + \mathbf{p}_{\text{яд}}$$

($\mathbf{p}_{\text{яд}}$ — импульс ядра). Отсюда $W_{\text{яд}} = \dfrac{E_\gamma^2}{2M_{\text{яд}}c^2} \approx \dfrac{E^2}{2M_{\text{яд}}c^2}$. При $E \approx 0{,}1$–1 МэВ и $A \approx 100$ $W_{\text{яд}} \approx 0{,}1$–$10$ эВ, т. е. подавляющая часть энергии возбуждения ядра уносится γ-квантом.

§ 13.2. Элементы теории γ-излучения

Выше мы рассматривали главным образом частицы с ненулевой массой покоя, для которых существует понятие орбитального момента импульса, характеризуемого определенным значением орбитального квантового числа l;

при $l = 0$ мы имеем s-состояние, при $l = 1$ — p-состояние и т. д. Однако учитывая специфические свойства фотона — нулевую массу покоя в сочетании с единичным спином, для него это понятие становится «неподходящим» и вместо него вводится рассмотренное выше (п. 7.6.2) понятие мультиполя $n = 2^L$ ($L = 1, 2, 3, \ldots$), мультипольность L характеризует значение полного момента импульса фотона и его четность.

Для фотонов различной мультипольности приняты следующие символические обозначения. Электрический дипольный момент ($L = 1$) обозначается через $E1$, электрический квадрупольный момент ($L = 2$) — через $E2$ и т. д.; магнитный дипольный момент ($L = 1$) обозначается через $M1$, магнитный квадрупольный момент ($L = 2$) — через $M2$ и т. д. Аналогичным образом обозначаются и соответствующие излучательные переходы. Физической причиной возникновения в ядерном веществе фотонов типа EL является перераспределение в нем электрических зарядов, а фотонов типа ML — спиновых и орбитальных магнитных моментов.

Как упоминалось в начале § 12.5, теория β-распада Ферми построена, исходя из аналогии с квантовой электродинамикой. Нельзя ли и в случае γ-распада — типичного электромагнитного процесса, рассчитать вероятность γ-перехода способом, аналогичным примененному нами при рассмотрении теории β-распада (см. формулу (12.10)? К сожалению, такой подход затруднен тем, что для этого необходимо знать ядерные волновые функции. Поэтому в теории γ-распада используют приемы, основанные на тех или иных модельных представлениях.

Например, в приближенной теории В. Вайскопфа рассматривается процесс образования γ-излучения при движении протона в центральном самосогласованном поле. Было получено соотношение, связывающее обратный период полураспада $1/T_{1/2}$, пропорциональный вероятности γ-перехода w, с множителем $(R/\lambda\!\!\!^{-})$:

$$w \sim \frac{1}{T_{1/2}} \sim \frac{1}{\lambda\!\!\!^{-}} \left(\frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}}\right)^A, \tag{13.1}$$

где R — размер ядра, имеющий порядок 10^{-13} см, $A = 2L$ для перехода EL и $A = 2(L + 1)$ для перехода ML.

Сделаем несколько несложных оценок. Значения $\lambda\!\!\!^{-}$ можно положить равным характерным значениям длин волн γ-излучения: (10^{-10}–10^{-11} см). В таком случае $\dfrac{R}{\lambda\!\!\!^{-}} \ll 1$; малость этого отношения предопределяет резкую зависимость $1/T_{1/2}$ и w от множителя $(R/\lambda\!\!\!^{-})^A$. Например, отношения вероятностей $w(E1)/w(E2)$ и $w(E1)/w(M1)$ в силу (13.1) по порядку величины равны 10^4, а $w(M1)/w(M2)$ имеет порядок 10^2.

На основании такого рода оценок можно сделать следующие выводы:

1) вероятность перехода с испусканием γ-излучения данного вида уменьшается с ростом мультипольности L;

2) при $L = \text{const}$ вероятность магнитных переходов меньше, чем электрических.

Как видно, наиболее вероятен переход $E1$, значительно меньше вероятности переходов $E2$ и $M1$ и т. д. При анализе возможности переходов различного типа следует учитывать также ограничения, накладываемые на них правилами отбора по моменту импульса и четности.

Остановимся подробнее на этих правилах.

Квадрат модуля момента импульса $|\mathbf{L}|^2$, уносимого γ-квантом, характеризуемым мультипольностью L, в соответствии с правилами квантования моментов импульсов, равен

$$|\mathbf{L}|^2 = L(L+1). \tag{13.2}$$

Условие, определяющее отличие спина ядра в конечном состоянии I_k от его состояния в начальном состоянии I_i может быть записано в форме

$$|I_i - I_k| \leqslant L \leqslant |I_i + I_k| \tag{13.3}$$

(условие (13.3) отличается от условия (11.5) лишь заменой l на L).

Из (13.3) вытекает запрещение перехода с испусканием одного фотона, если $I_i = I_k = 0$ («нуль–нуль-перехода), поскольку L не может быть меньше единицы (свободных квантов $E0$ и $M0$ не существует) [1]).

Правило отбора для четности (7.38) нетрудно обобщить на любые переходы EL и ML. Обозначая четности начального и конечного состояния ядра через π_i и π_k, имеем:

$$\Delta\pi = \pi_i/\pi_k = \begin{cases} (-1)^L & \text{для излучения } EL, \\ (-1)^{L+1} & \text{для излучения } ML, \end{cases} \tag{13.4}$$

где $\Delta\pi = -1$ соответствует изменению четности, а $\Delta\pi = +1$ — отсутствию такого изменения.

Рассмотрим два конкретных примера γ-распада. На рис. 13.1, *а* приведена схема двух γ-переходов в ядре изотопа кислорода $^{15}_{8}$O. Переход, показанный слева, совершается между уровнями $1/2^+$–$1/2^-$ и, следовательно, согласно (13.4) $\Delta\pi = -1$. В силу правила (13.3) фотон может унести момент, равный либо нулю, либо единице. Поскольку однако (0–0)-переходы с испусканием одного фотона запрещены, то рассматриваемый переход должен быть «чистым» $E1$-переходом.

Переход, показанный на схеме рис. 13.1, *а* справа, совершается между уровнями, для которых $\Delta I = 2$, $\Delta\pi = -1$. В соответствии с правилом (13.3) в данном случае фотон может унести момент, равный 2 или 3. Применяя правило (13.4), получим, что разрешены переходы $M2$ и $E3$.

Перейдем к схеме, показанной на рис. 13.1, *б*. В результате β^--распада ядра $^{24}_{11}$Na, образуется ядро $^{24}_{12}$Mg (причем наиболее вероятен β-переход на уровень 4^+ дочернего ядра). Хотя с этого уровня возможен прямой радиационный переход E4 на основной уровень, однако наиболее вероятен переход

[1]) Что обусловлено поперечностью электромагнитных волн.

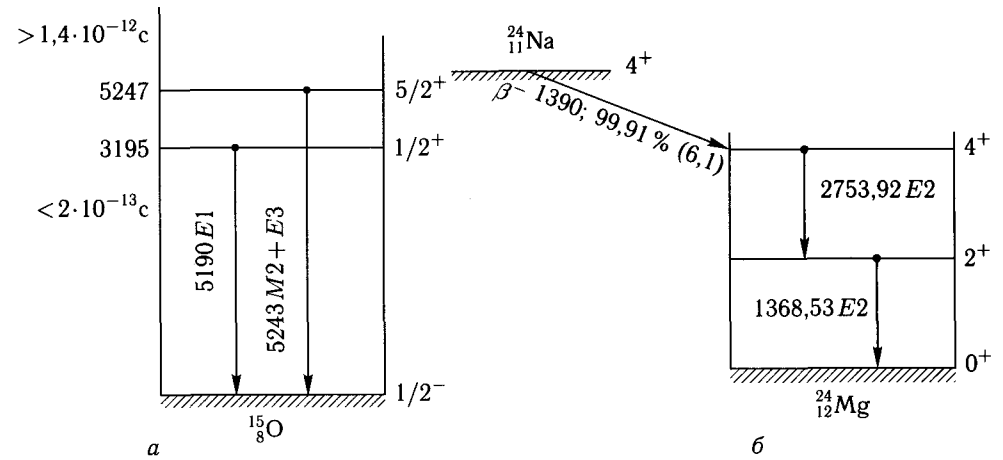


Рис. 13.1. Схема γ-переходов: *а* — $5/2^+ \to 1/2^-$ и $1/2^+ \to 1/2^-$ (ядро $^{15}_{8}$O); *б* — $4^+ \to 2^+ \to 0^+$ (ядро $^{24}_{12}$Mg)

с минимально возможной мультипольностью. Практически единственным наблюдаемым является каскад переходов

$$4^+ \xrightarrow[E2]{} 2^+ \xrightarrow[E2]{} 0^+.$$

Попутно заметим, что если для одного из комбинирующих уровней $I > 0$, а для другого $I = 0$, то ΔI имеет единственно возможное значение; поэтому переход является «чистым» El- или Ml-переходом; если, например, $I_i > 0$, $I_k = 0$ и $\Delta\pi = 1$, то осуществляется переход типа EI_i (в разбираемом примере таков переход между уровнями 2^+ и 0^+).

Помимо правил отбора по спину и четности γ-переходы должны удовлетворять и следующим правилам отбора по изотопическому спину, справедливому для γ-квантов любой мультипольности:

$$\Delta T = 0 \pm 1 \quad \text{и} \quad \Delta T = 0. \tag{13.5}$$

Имеющаяся экспериментальная информация находится в согласии с правилами (13.5). Например, для некоторых ядер было установлено, что прямой переход с уровня, для которого $T = 2$, на уровень с $T = 0$ «не идет»; наблюдается каскад переходов, идущих через уровень с $T = 1$.

§ 13.3. Ядерная изомерия

Согласно экспериментальным исследованиям в некоторых случаях наблюдается высвечивание возбужденных состояний атомных ядер с измеримыми (т. е. достаточно длительными) периодами полураспада. Это явление называют *изомерией атомных ядер*. Остановимся на истории его открытия.

В 1921 г. О. Ганном было открыто новое радиоактивное вещество уран Z (UZ), характеризуемое тем же порядковым номером и массовым числом, что и известный изотоп уран X_2 (UX_2) [1]), но отличающееся от последнего радиоактивными свойствами. Эти два вещества по аналогии с изомерными органическими соединениями получили название ядерных изомеров. В 1935 г. И. В. Курчатов, Б. В. Курчатов, Л. В. Мысовский и Л. И. Русинов открыли ядерную изомерию у искусственно-радиоактивных ядер. В выполненных ими опытах обычный бром (состоящий из двух стабильных изотопов ^{79}Br и ^{81}Br) облучался нейтронами. В результате реакций

$$^{79}_{35}Br + n \rightarrow {}^{80}_{35}Br + \gamma, \quad {}^{81}_{35}Br + n \rightarrow {}^{82}_{35}Br + \gamma$$

получались два β^--радиоактивных изотопа $^{80}_{35}Br$ и $^{82}_{35}Br$. Опыт показал, что у этих изотопов существует не два, а три различных периода полураспада. Согласно современным данным они равны $T_1 = 17{,}6$ мин, $T_2 = 4{,}38$ ч, $T_3 = 35{,}34$ ч.

Для того, чтобы определить, какие из перечисленных периодов полураспада относятся к какому изотопу, препарат брома облучался γ-квантами. Наблюдались реакции

$$^{79}_{35}Br + \gamma \rightarrow {}^{78}_{35}Br + n, \quad {}^{81}_{35}Br + \gamma \rightarrow {}^{80}_{35}Br + n.$$

Образующиеся изотопы $^{78}_{35}Br$ и $^{80}_{35}Br$ β-радиоактивны и распадаются по схемам

$$\left.\begin{array}{l} {}^{78}_{35}Br \xrightarrow{\beta^+} {}^{78}_{34}Se \\ {}^{80}_{35}Br \xrightarrow{\beta^-} {}^{80}_{36}Kr \end{array}\right\}$$

$$T_1 = 6{,}5 \text{ мин}, \quad T_2 = 17{,}6 \text{ мин}, \quad T_3 = 4{,}38 \text{ ч},$$

т. е. в этом случае наблюдается три различных периода полураспада.

Итак, в обеих сериях опытов получается один и тот же изотоп брома — $^{80}_{35}Br$ и наблюдаются периоды полураспада — 17,6 мин и 4,38 ч, которые, очевидно, и следует приписать этому изотопу.

Изомерия ядер была объяснена в 1936 г. Вайцзеккером. Это объяснение (общепринятое в настоящее время) основано на предположении, что изомерия связана с существованием у некоторых ядер метастабильных (изомерных) уровней. Такой уровень, как показывает анализ соотношения Вайскопфа (13.1), должен обладать сравнительно небольшой энергией (относительно основного уровня), и его спин должен значительно отличаться от спинов нижерасположенных уровней.

Рассмотрим, например, схему переходов в ядре $^{80}_{35}Br$ (рис. 13.2). Сильновозбужденное ядро ^{80}Br, образующееся в результате захвата ядром ^{79}Br нейтрона, в процессе последующего γ-распада может быстро (за время около

[1]) Уран Z и уран X_2 — старые названия радиоактивных нуклидов ^{234}Pa и ^{234m}Pa, где индексом m обозначены нуклиды протактиния, отличающиеся от первых периодом полураспада (см. табл. 4.1 и примечание 3 к ней).

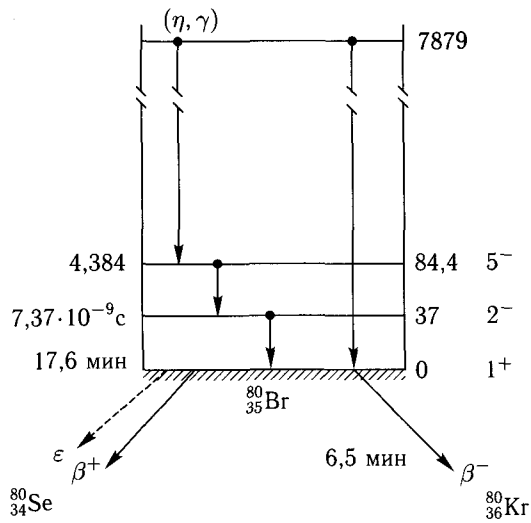


Рис. 13.2. Схема γ-переходов ядра $^{80}_{35}$Br

10^{-13} с) переходить либо на основной уровень 1^+, либо на уровень 5^-, являющийся метастабильным (расстояние между ним и основным уровнем равно 84,4 кэВ). Ядро $^{80}_{35}$Br β-радиоактивно ($T = 17{,}6$ мин), причем β-переход совершается из основного состояния. Если же рассматриваемое ядро находится в состоянии 5^-, то оно вначале испытывает γ-распад ($T = 4{,}38$ ч), а уже затем (после перехода на основной уровень) β-распад. Так как в том и другом случае β-частицы испускаются из одного и того же состояния, то их спектры должны быть идентичны.

Известны изомерные ядра, в которых β-распад возможен и непосредственно из возбужденного метастабильного состояния. Примером может служить

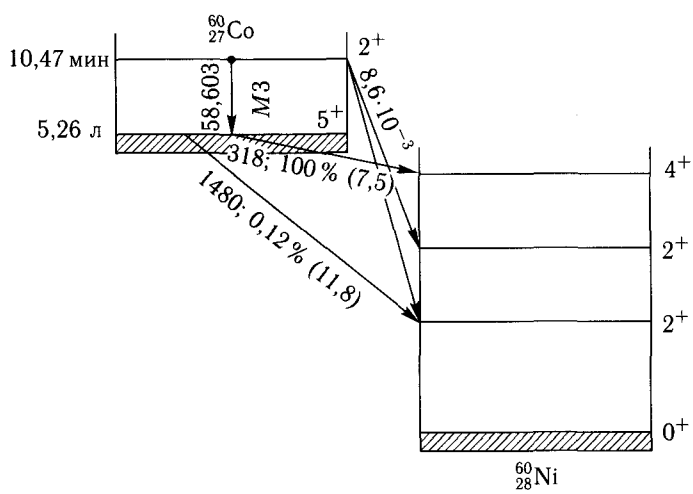


Рис. 13.3. Схема β-распада ядра $^{60}_{27}$Co

ядро $^{60}_{27}$Co, схема распадов которого показана на рис. 13.3. Как видно, переход из метастабильного состояния 2^+ осуществляется либо непосредственно путем испускания β-частицы (схема распада $^{60}_{27}\mathrm{Co} \xrightarrow{\beta^-} {}^{60}_{28}\mathrm{Ni}$), либо путем испускания γ-кванта $M3$ с переходом на уровень 5^+. В свою очередь, возможны β^--переходы и с этого уровня.

В редких случаях расстояние между метастабильным уровнем и основным может быть сравнительно большим. Примером служит ядро ^{180}Hf, у которого пятый возбужденный уровень 9^- ($E = 1143$ кэВ) имеет период полураспада 5,5 ч. Нижерасположенные уровни, образующие вращательную полосу, значительно отличаются по своим свойствам от состояния 9^-. В результате переходы на нижерасположенные уровни оказываются сильно запрещенными.

Ядерная изомерия — явление довольно распространенное; известно свыше ста долгоживущих изомеров. Ядрам-изомерам на графиках $A(Z)$ или $A(N)$ соответствуют своеобразные «острова изомерии», причем их правая граница приходится на магические числа 50,82 или 126 (рис. 13.4). Нетрудно убедить-

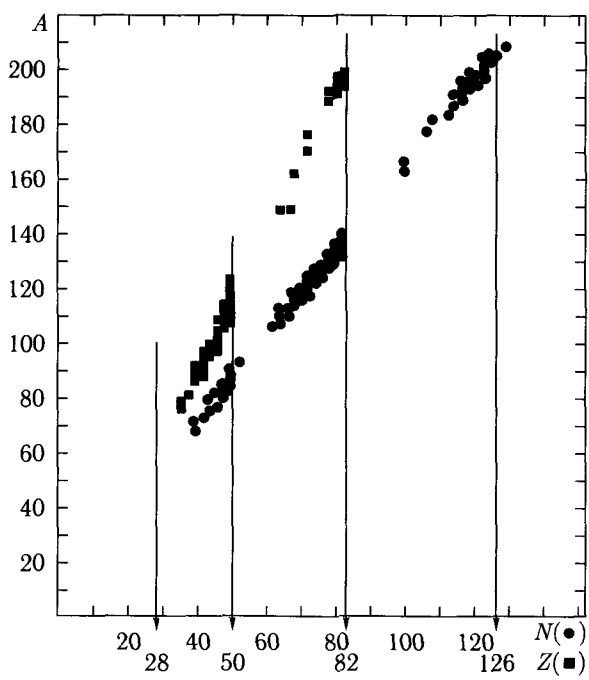


Рис. 13.4. Распределение долгоживущих изомеров с нечетными массовыми числами в зависимости от числа нечетных нуклонов (N или Z)

ся, что изомерия связана с оболочечной структурой ядра. Например, у ядер, образующихся при заполнении состояния $2p_{1/2}$, первым возбужденным состоянием является $1g_{9/2}$, отличающееся по спину от основного состояния $2p_{1/2}$ на четыре единицы (рис. 8.4). Такие ядра обладают числом нейтронов или протонов, приходящимся на интервал 39–50. Четность уровней $1g_{9/2}$

и $2p_{1/2}$ различна, поэтому в силу правила (13.4) при изомерном переходе $1g_{9/2} \to 2p_{1/2}$ должно испускаться излучением $M4$. Аналогично объясняется изомерия у ядер с N или Z больше 50.

В зависимости от мультипольности γ-перехода время жизни возбужденного состояния ядра может меняться в чрезвычайно широких пределах (от многих тысяч лет до малых долей секунды). Следует полагать, что по мере совершенствования техники эксперимента будут обнаруживаться новые изомеры с очень малыми и очень большими периодами полураспада. Примером изомера первого типа являются ^{135}Cs ($T = 2{,}8 \cdot 10^{-10}$ с), а второго — ^{236}Np ($T = 5000$ лет).

§ 13.4. Внутренняя конверсия

Снятие энергии возбуждения ядра может осуществляться наряду с испусканием γ-излучения также и путем передачи энергии какому-либо электрону атомной оболочки. Этот процесс называется *внутренней конверсией*.

При внутренней конверсии испускается электрон с энергией W_e, равной энергии ядерного возбуждения за вычетом энергии связи ε атомного электрона: $W_e = E - \varepsilon$. В отличие от электронов β-распада, образующих сплошной энергетический спектр, моноэнергетические электроны внутренней конверсии образуют линейчатый спектр; максимумы, наблюдаемые в некоторых β-спектрах, возникают именно благодаря испусканию электронов внутренней конверсии. Существование нескольких максимумов указывает на то, что электроны выбиваются из разных электронных оболочек. Определяя расстояние между этими максимумами, можно идентифицировать элемент, на котором происходит конверсия.

Максимумы конверсионного происхождения принято отмечать значками $\bar{e}$. На схемах переходов такими же значками отмечают конверсионные переходы.

Внутренняя конверсия сопровождается испусканием рентгеновских фотонов и Оже-электронов, возникающих при глубинных переходах атомных электронов.

Приведем характерный пример. При изучении энергетического спектра γ-излучения ядра $^{239}_{94}$Pu было в частности обнаружено три γ-перехода на уровень 7,85 кэВ, однако γ-переход с этого уровня на основной не был найден (рис. 13.5). Последующие исследования показали, что энергия возбуждения 7,85 кэВ ядра ^{239}Pu затрачивается на испускание конверсионных электронов. На рис. 13.6 показан участок спектра конверсионных электронов ^{239}Pu, испускаемых с атомных уровней N_{I}, N_{II}, N_{III}. В спектре присутствуют также малоинтенсивные L-, M-линии, образованные Оже-электронами.

Рассмотрим механизм внутренней конверсии подробнее. Считается, что γ-квант, испущенный ядром, поглощается одним из атомных электронов, заимствующим всю его энергию. В теории внутренней конверсии принимается, что переносчиками энергии в этом процессе являются не реальные, а виртуальные фотоны (см. § 2.5). Если это так, то интенсивность γ-излучения не должна изменяться при замене данной совокупности атомов соответствующей

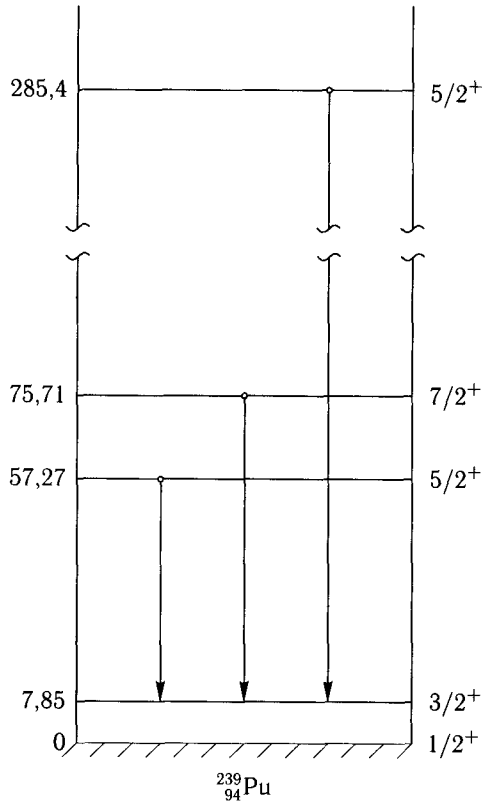


Рис. 13.5. γ-переходы на уровень $3/2^+$ ядра $^{239}_{94}$Pu

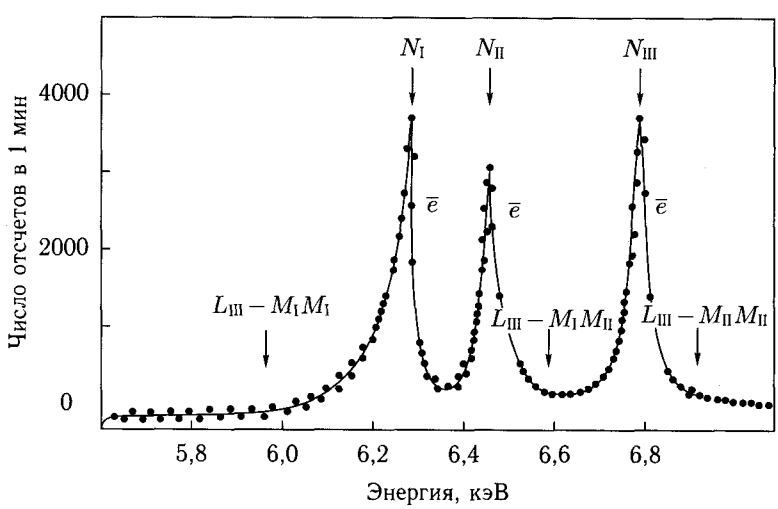


Рис. 13.6. Участок спектра электронов конверсии $^{239}_{94}$Pu

совокупностью ядер. Хотя наблюдение γ-излучения, испускаемого ядрами, полностью лишенными своих электронов, технически очень сложно и до сих пор не осуществлено, однако в теории внутренней конверсии не используется никаких подгоночных параметров, и результаты этой теории прекрасно согласуются с опытными данными. Поэтому в настоящее время не существует каких-либо сомнений в том. что в процессе внутренней конверсии участвуют виртуальные фотоны.

Особенно отчетливо роль виртуальных фотонов проявляется в (0–0)-переходах. Так обстоит дело, например, у ядра $^{40}_{20}$Ca (рис. 13.7). Поскольку

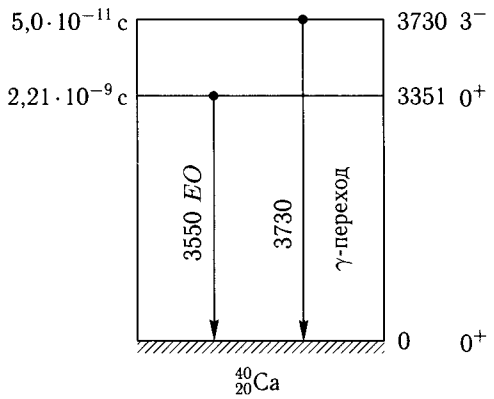


Рис. 13.7. Схема γ-переходов ядра $^{40}_{20}$Ca

излучения EO не существует, то ядро в состоянии с энергией 3351 кэВ не может освободиться от энергии возбуждения, испустив фотон. Однако возможно существование виртуального фотона EO, характеризуемого нулевой мультипольностью и положительной четностью. Передав этот фотон электрону, ядро $^{40}_{20}$Ca переходит в основное состояние путем внутренней конверсии.

Отношение вероятности ω_e испускания конверсионного электрона к вероятности ω_γ испускания фотона, $a_k = \omega_e/\omega_\gamma$, носящее название *коэффициента внутренней конверсии*, характеризует ее интенсивность. С помощью существующих методов этот коэффициент можно измерить в пределах $10^{-4} < a_\text{к} < 10^2$. С ростом мультипольности перехода коэффициент $a_\text{к}$ быстро увеличивается. Значение $a_\text{к}$ уменьшается с увеличением энергии перехода.

Если энергия возбуждения ядра E больше удвоенной энергии покоя электрона $E > 2m_ec^2 = 1{,}02$ МэВ, то возможна парная конверсия, заключающаяся в том. что ядро освобождается от своей энергии возбуждения, испуская электронно-позитронную пару. Этот процесс протекает следующим образом. Виртуальный фотон, испущенный ядром, превращается потом в пару электрон-позитрон. Мы видим, что парная конверсия не связана с электронной оболочкой атома и может идти на ядре, лишенном связанных электронов. Парная конверсия характеризуется *коэффициентом парной конверсии* $\alpha_\pi = \omega_\pi/\omega_\gamma$, где ω_π — вероятность испускания $(e^-\text{–}e^+)$-пары. С ростом энергии перехода относительная роль парной конверсии увеличивается. Так,

(0–0)-переход в ядре $^{16}_{8}O$, энергия которого равна относительно большой величине 6,06 МэВ, осуществляется в основном путем испускания конверсионной пары.

§ 13.5. Корреляционные измерения в ядерной спектроскопии

13.5.1. Представление об угловых корреляциях. В ядерной спектроскопии важную роль играют корреляционные измерения, позволяющие изучать свойства нестабильных ядер [7]. Большой интерес к корреляционным измерениям объясняется в основном существованием непосредственной теоретической связи между данными опыта и искомыми величинами и сравнительной простотой таких измерений.

Рассмотрим физические принципы метода изучения угловых корреляций при каскадном испускании ядром γ-квантов. Согласно теории электромагнитного излучения проекция момента импульса, уносимого фотоном, на направление его распространения может принимать лишь значения $+\hbar$ или $-\hbar$, но не может равняться нулю, что обусловлено поперечностью электромагнитных волн.

Остановимся на следующей характерной ситуации. Ядро со спином $I = 0$, испустив дипольный квант в некотором направлении $\mathbf{n}$, переходит в более низкое состояние с $I = 1$. Проекция спина ядра на направление $\mathbf{n}$ может, очевидно, принимать значения ± 1, а не 0 (рис. 13.8). Следовательно, про-

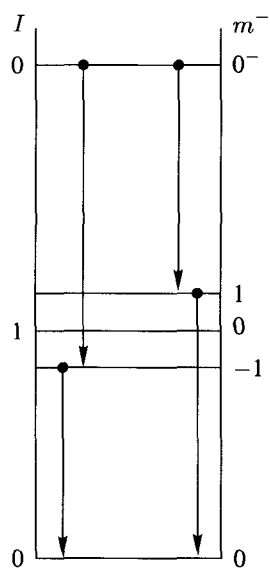


Рис. 13.8. Пример каскадного γ-перехода

странственная ориентация ядра уже не является вполне хаотичной. Угловое распределение дипольного излучения, испускаемого ядром, из состояния

с $I = 1$, описывается выражением

$$F_1^{\pm 1}(\theta) = 2 + P_2(\cos\theta) = \frac{3}{2}(1 + \cos^2\theta),$$

где θ — угол между направлением распространения второго кванта каскада и направлением $\mathbf{n}$. Таким образом, между направлениями распространения двух γ-квантов каскада существует определенная корреляция.

Однако в обычных условиях исследовать ее невозможно, так как полное излучение источника γ-квантов изотропно. Для наблюдения анизотропного излучения необходимо выделить ансамбль ядер, ориентированных не хаотически. Один из способов выделения такого ансамбля ядер заключается в охлаждении источника до очень низких температур в сильном магнитном поле, что приводит к поляризации ядер.

Другой способ состоит в отборе лишь ядер со спином, имеющим по той или другой причине некоторое предпочтительное направление.

13.5.2. Методика выполнения корреляционных измерений. Рассмотрим методику выполнения корреляционного эксперимента, предполагая, что исследуемые ядра испытывают последовательный распад $a \xrightarrow{\gamma_1} b \xrightarrow{\gamma_2} c$ (рис. 13.9, *а*). Наблюдая излучение γ_1 в определенном направлении $\mathbf{n}$, мы

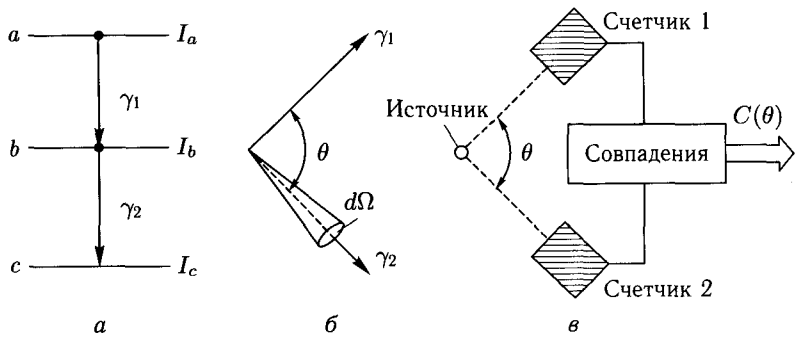


Рис. 13.9. Схемы, иллюстрирующие опыт по измерению корреляции направлений; I_a, I_b, I_c — спин ядра в состояниях a, b, c

выделяем некоторую совокупность ядер со спинами, ориентированными анизотропно. Для излучения γ_2 в таком случае будет наблюдаться определенная угловая корреляция относительно направления $\mathbf{n}$ [1]) Задача состоит в определении относительной вероятности $W(\theta)d\Omega$ испускания излучения γ_2 в телесный угол $d\Omega$ под углом θ к направлению $\mathbf{n}$ (рис. 13.9, *б*).

[1]) Термин «угловая корреляция» обычно обозначает одновременно как корреляцию направлений, так и корреляцию поляризаций. В первом случае изучают лишь направления испускания излучений, а во втором — определяют также поляризацию хотя бы одного из излучений.

Теоретическую функцию пространственной корреляции записывают в форме

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^{k_{\text{макс}}} A_k P_k(\cos\theta),$$

где $P(\cos\theta)$ — полиномы Лежандра, A_k — коэффициент, содержащий всю физическую информацию. Коэффициент A_k для рассматриваемого каскадного распада может быть представлен в виде $A_k = A_k(a,b)A_k(b,c)$, каждый из коэффициентов-сомножителей зависит только от одного из переходов в каскаде. Например, свойства излучения γ_2 и уровней b и c полностью определяют значение коэффициента $A_k(b,c)$.

Функция корреляции $W(\theta)$ вычислена теоретически для большинства случаев, представляющих интерес. Например, функция $W(\theta)$ для переходов, показанных на рис. 13.8, имеет вид $W(\theta) = 8 + 4P_2(\cos\theta)$.

В опыте находят функцию $C(\theta)$, где C — число совпадений между γ_1 и γ_2, угол θ есть угол между осями двух счетчиков (рис. 13.9, *в*). В действительности при данном угле θ регистрация производится в некотором интервале углов $d\theta$. Поэтому от функции $C(\theta)$ необходимо перейти к «истинной» корреляционной функции $W_{\text{эксп}}(\theta)$, надлежащим образом исправив и пронормировав $C(\theta)$.

Сравнение $W_{\text{эксп}}(\theta)$ с различными теоретическими функциями $W_{\text{теор}}(\theta)$ позволяет найти подходящее аналитическое выражение для корреляционной функции.

Регистрирующая схема должна обеспечивать измерение совпадений от генетически связанных излучений (т. е. испущенным одним и тем же ядром). Считают, что излучения γ_1 и γ_2 связаны генетически, если они регистрируются в пределах очень малого промежутка, равного разрешающему времени схемы. При этом необходимо ввести поправку на случайные совпадения.

13.5.3. Определение моментов возбужденных состояний атомов ядер. Примером опыта по изучению γ–γ-корреляции направлений, ставшим уже классическим, является γ-распад четно-нечетного ядра ^{60}Ni. На рис. 13.10 приведен график функции $W(\theta)$ для случая γ–γ-перехода между состояними этого ядра со спинами 4, 2, 0. Как видно, теоретическая кривая хорошо согласуется с экспериментальными точками.

Методом угловой корреляции можно определять магнитные и квадрупольные моменты возбужденных ядер.

Допустим, что каким-либо способом мы выделили системы ядер с определенной преимущественной ориентацией. Ядра находятся некоторое время в возбужденном состоянии, после чего распадаются. При распаде испускается излучение, используемое для получения сведений об ориентации ядер. Однако при любом внешнем возмущении — электрическом или магнитном — характер распределения излучений изменяется. Такое изменение, возникающее при помещении рассматриваемого ансамбля ядер во внешнем поле, и используют для определения магнитных и квадрупольных моментов возбужденных ядер.

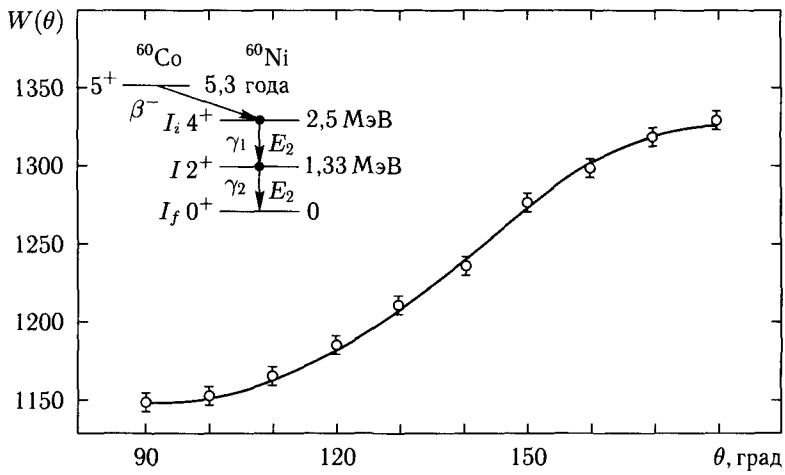


Рис. 13.10. Схема распада ядра ^{60}Co и схема корреляции направлений γ–γ-каскада в ядре ^{60}Ni. Точки — эксперимент; штриховая линия — теоретическая функция $W(\theta)$ для рассматриваемого каскада

Корреляционный метод позволяет также определять четность возбужденных состояний атомных ядер. Изложение этого вопроса читатель может найти в специальной литературе.

Возможные обобщения только что описанных корреляционных экспериментов очевидны. Вместо γ-квантов можно использовать α-, β-частицы или электроны конверсии. При соответствующем изменении схемы регистрации можно, например, изучать β–γ-корреляции.

§ 13.6. Эффект Мёссбауэра

13.6.1. Резонансное поглощение фотонов атомами и ядрами. В атомной спектроскопии известно явление, называемое резонансной флуоресценцией. Это явление можно наблюдать, например, при облучении паров натрия светом с частотой $\vartheta_{1\,\text{гл}} = 3S$–$3P$ (частота желтой линии натрия); облучаемые пары сами начинают испускать свет той же частоты.

Свет, прошедший через флуоресцирующее вещество, ослабляется вследствие поглощения, в связи с чем часто говорят не о резонансной флуоресценции света, а о его *резонансном поглощении*.

Рассмотрим одну важную особенность процесса испускания и поглощения фотона атомом. Будем считать, что атом массы M свободен и первоначально покоится. Обозначим энергию его основного состояния E_k, а энергию первого возбужденного уровня E_i. Испустив фотон с частотой $\omega_0 = E_i - E_k/\hbar$, атом получает импульс отдачи $\mathbf{p} = -(\hbar\omega_0/c)\mathbf{n}$, где $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении распространения фотона. Но тогда энергия фотона должна уменьшиться на величину

$$R = \frac{p^2}{2M} = \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2Mc^2}, \tag{13.6}$$

равную энергии отдачи ядра, а спектральная линия сместится в сторону меньших частот (больших длин волн) на расстояние

$$\Delta\omega_R = \frac{R}{\hbar} = \frac{\hbar\omega_0^2}{2Mc^2}. \tag{13.7}$$

Найдем значение $\Delta\omega$ для частоты желтой линии натрия $\omega \approx 1{,}07 \cdot 10^{-15}$ с$^{-1}$:

$$\Delta\omega_R = \frac{1{,}05 \cdot 10^{-27} \cdot (1{,}07)^2 \cdot 10^{-30}}{2 \cdot 23 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20}} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1},$$

или переходя к шкале частот, $\Delta\lambda_R \sim 10^{-6}$ нм.

Покоящийся атом, поглотивший фотон, получает его импульс и приходит в поступательное движение. Его энергию можно найти по формуле (13.6). Очевидно, переход $E_k \to E_i$ возможен, если падающий фотон обладает энергией $\hbar\omega = \hbar\omega_0 + R$, а его частота равна $\omega = \omega_0 + \Delta\omega_R$, где $\Delta\omega_R$ определяется формулой (13.7).

Вспомним, что вследствие конечной ширины Γ возбужденного уровня E_i спектральная линия, соответствующая переходу $E_i \to E_k$, обладает конечной шириной $\Delta\omega_0 = \Gamma/\hbar = 1/\tau$, где $\Delta\omega_0$ — естественная ширина линии в шкале частот; в шкале длин волн значения этой величины для видимой области спектра имеют порядок 10^{-3} нм. Доплеровская ширина спектральной линии существенно больше (для D — линии Na она равна $1{,}5 \cdot 10^{-1}$ нм).

Таким образом, получается следующая картина: середина спектральной линии оптического спектра испускания расположена при частоте $\omega_0 + \Delta\omega_R$, в спектре поглощения того же атома она приходится на частоту $\omega_0 - \Delta\omega_R$. Смещение линий в спектре испускания и поглощения равно в шкале длин волн $2\Delta\lambda_R \approx 10^{-6}$ нм, что на пять порядков меньше доплеровской ширины линии и на три порядка меньше ее естественной ширины. Поэтому линии испускания и поглощения для видимого света можно считать практически полностью совмещенными между собой, что обычно молчаливо предполагается в атомной спектроскопии.

Существенно иначе обстоит дело в γ-спектроскопии. Допустим, что пластинка, содержащая ядра ^{57}Fe в основном состоянии, облучается γ-квантами с энергией 14,4 кэВ, испускаемыми источником, содержащим те же ядра ^{57}Fe (рис. 13.11). γ-кванты с указанной энергией образуются при переходе ядер ^{57}Fe с первого возбужденного уровня на основной.

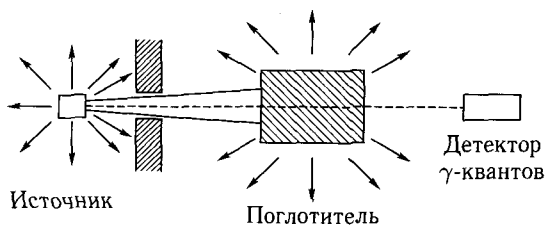


Рис. 13.11. Схема опыта по обнаружению резонансного поглощения γ-излучения

Проанализируем условия опыта. Воспользуемся формулой (13.6), полагая, что $M = M_{\text{яд}}$ — масса ядра. Для ядра ^{57}Fe согласно этой формуле

$$R = \frac{(14 \cdot 10^3)^2}{2 \cdot 57 \cdot 931 \cdot 10^6} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}.$$

Эта энергия отнимается у γ-кванта. Ядро-поглотитель, получая импульс падающего γ-кванта, должно приобрести и энергии отдачи. Однако резонансное поглощение возможно, если только энергия отдачи меньше ширины спектральной линии Γ:

$$R < \Gamma.$$

Первый возбужденный уровень ядра ^{57}Fe $E = 14{,}4$ кэВ имеет время жизни порядка 10^{-7} с, поэтому $\Gamma = \hbar/\tau \approx 6 \cdot 10^{-9}$ эВ [1]). Итак, $\Gamma/R \sim 10^{-6}$, т. е. переданная ядру кинетическая энергия на много порядков превышает ширину уровня Γ и, следовательно, условие $R < \Gamma$ не выполянется.

Правда, энергия R равна энергии отдачи, которую получило бы свободное и неподвижное ядро, тогда как в рассматриваемом опыте ядра-поглотители связаны в твердом теле. Однако с точки зрения классической механики условия для поглощения γ-квантов мало меняются при замене свободных ядер связанными. Хотя под действием сил связи между частицами, составляющими кристалл, отдача ядра должна несколько уменьшиться, но не настолько сильно, чтобы оказались обеспеченными условия наблюдения резонансного поглощения.

Таким образом, в отличие от случая упругого рассеяния оптических фотонов, γ-кванты в сходных условиях должны испытывать неупругое рассеяние. Это является следствием того, что энергия γ-излучения на три и более порядка превосходит энергию оптического излучения, а энергия отдачи R частицы квадратично увеличивается с ростом энергии фотона (см. 13.6).

Типичные спектры испускания и поглощения γ-квантов ядрами, связанными в твердом теле, показаны на рис. 13.12. Как видно, линии смещены на расстояние $2R$. Резонансные испускание и поглощение возможны только для малой части γ-квантов соответствующей области перекрытия линий.

Для улучшения условий наблюдения ядерного резонансного поглощения необходимо компенсировать энергию $\hbar\Delta\omega = 2R$, теряемую γ-квантом. С этой целью можно использовать эффект Доплера. Доплеровское изменение частоты ω_0 описывается соотношением $\Delta\omega = \omega - \omega_0 = \omega_0 \frac{v}{c} \cos\theta$ (см. формулу (15.19) в [3]), где v — скорость излучающей частицы, θ — угол между направлениями движения частицы и испущенного ею фотона.

При движении источника излучения по направлению к неподвижному поглотителю со скоростью v энергия излучения, падающего на поглотитель, увеличивается на $\hbar\Delta\omega = E_0 \frac{v}{c}$ (где $E_0 = \hbar\omega_0$). Определим скорость движения

[1]) В гамма-спектроскопии принято вместо частот пользоваться энергиями. Например, ширину линии обычно выражают в единицах энергии, умножая с этой целью величину ω_0 на постоянную Планка $\hbar$.

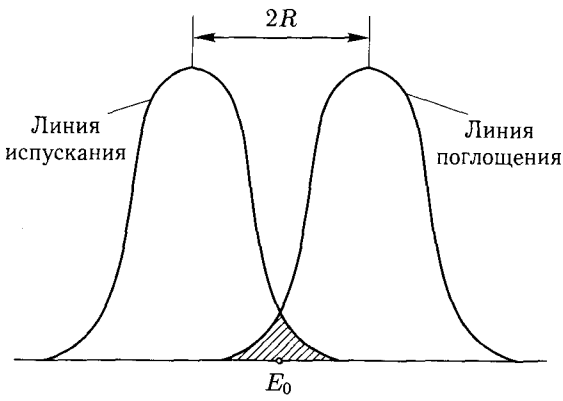


Рис. 13.12. Типичная картина взаимного расположения γ-линий испускания и поглощения

источника v, при котором обеспечивается компенсация энергии, переданной ядрам отдачи. С этой целью приравняем

$$E_0 \frac{v}{c} = 2 \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2Mc^2} = \frac{E_0^2}{Mc^2}.$$

Отсюда для скорости источника

$$v = \frac{E_0}{Mc} = c \frac{2R}{E_0}. \tag{13.8}$$

В частности для $^{57}_{26}\mathrm{Fe}$ $v \approx 100$ м/с.

Соответствующий опыт, проведенный с движущимся источником и неподвижным поглотителем показал, что при достаточно большой скорости движения источника действительно наблюдается ядерное резонансное поглощение. Однако вследствие сравнительно больших значений $v = E_0/Mc$ не удалось создать высоточного и практически удобного метода наблюдения резонансного поглощения γ-квантов, основанного на изложенной идее о компенсации энергии отдачи за счет доплеровского смещения линии.

13.6.2. Ядерное резонансное поглощение без отдачи. Существенный сдвиг в представлении о возможности наблюдения ядерного резонансного поглощения связан с открытием в 1958 г. Р. Мёссбауэром эффекта, получившего его имя. Эффектом Мёссбауэра называют упругое (без потери энергии на отдачу) испускание или поглощение γ-квантов атомными ядрами, не сопровождающиеся изменением внутренней энергии тела.

Выше мы говорили, что с точки зрения классической механики переход от свободных ядер к ядрам, связанным в твердом теле, не может привести к существенному изменению ситуации. Но поскольку амплитуда отдачи относительно мала, то к рассматриваемому явлению следует применять не классическую, а квантовую механику.

Мёссбауэр и исходил из того, что с точки зрения квантовой механики роль кристаллической связи иная, чем с точки зрения классической. Хотя в среднем влияние связей в кристалле незначительно, однако в некоторых достаточно редких случаях переходы происходят без потери энергии на

отдачу. Число таких переходов зависит от многих причин и не все они исчерпывающим образом объяснены.

Мы обрисуем механизм взаимодействия γ-кванта с кристаллом в общих чертах, введя представлении о *фононе* — кванте поля колебаний кристаллической решетки [3]. Фонон является аналогом кванта электромагнитного поля — фотона. Энергия фононов описывается уравнением Планка $E = \hbar\omega$, где ω — частота данного колебания решетки. Колебания распространяются по кристаллу в виде упругих волн. Каждой волне и ставится в соответствие совокупность фононов. Возбуждения в кристалле, не приводящие к локальным разрушениям решетки, носят коллективный характер и в общем случае распространяются на весь кристалл.

Если ядро, поглотив γ-квант, приобретает импульс отдачи $\mathbf{p} = -\dfrac{E_0}{c}\mathbf{n}$, то это приводит к возбуждению фононов. Импульс фонона (или суммарный импульс фононов) в общем случае не совпадает с $\mathbf{p}$, поскольку возможна передача части импульса кристаллу как целому. Благодаря большой массе кристалла передача импульса не сопровождается передачей энергии. В частности, весь импульс отдачи $\mathbf{p}$ может быть передан кристаллу как целому, но тогда переданная энергия равна нулю. Рассмотренный случай соответствует упругому поглощению (испусканию) γ-квантов; при этом линия поглощения (испускания) оказывается несмещенной, т. е. имеет место эффект Мёссбауэра. Ширина таких «мёссбауэровских» линий равна Γ, что существенно меньше ширины линий, показанных на рис. 13.12.

Относительная интенсивность такой линии (и вероятность эффекта Мёссбауэра) тем больше, чем больше вероятность невозбуждения фононов при получении ядром, связанным в кристалле, импульса $\mathbf{p}$. При абсолютной температуре T, равной нулю, вероятность возбуждения фонона с частотой ω зависит от отношения $R/\hbar\omega$ и растет с его увеличением. Если для области частот, характерной для кристалла, $R/\hbar\omega$ не превышает значительно 1, то вероятность эффекта Мёссбауэра будет при $T = 0$ относительно велика. Но с ростом T эта вероятность непрерывно уменьшается. Дело в том. что вероятность возбуждения фононов увеличивается с ростом числа фононов данного сорта $n(\omega)$ в кристалле. Но с ростом температуры число фононов непрерывно растет в соответствии с выражением для равновесного распределения $\overline{n}(\omega) = I/e^{\hbar\omega/kT} - I$. Поэтому чем больше T, тем больше вероятность возбуждения фононов при отдаче и, следоваельно, тем меньше вероятность эффекта Мёссбауэра.

Таким образом, условия для наблюдения эффекта Мёссбауэра будут тем благоприятнее, *чем меньше энергия перехода и ниже температура твердого тела*. Однако отчетливый эффект для некоторых ядер удается наблюдать даже при комнатной температуре. Но в большинстве случаев необходимо охлаждение образца.

Благодаря узости несмещенной линии и относительно большим значением энергии γ-квантов условие резонансного поглощения легко нарушается. Заменив в (13.8) R на Γ нетрудно заключить, что нарушение этого условия будет

иметь место при весьма малой относительной скорости v источника и поглотителя. Например, в случае ^{57}Fe, учитывая найденное раньше отношение $\Gamma/R \sim 10^{-6}$, получим значение v порядка 0,1 миллиметра в секунду. В опытах по наблюдению эффекта Мёссбауэра типичные значения v имеют порядки от 10^{-2} см/с до 1 см/с (что определяется, очевидно, выбором ядер-излучателей). Устройства, позволяющие автоматически перемещать источники с такими скоростями, нетрудно изготовить.

Для наблюдения эффекта Мёссбауэра может быть использована видоизмененная схема опыта, показанная на рис. 13.11; изменение сводится к перемещению источника в направлении поглотителя и обратно с некоторой скоростью v; в опыте определяется зависимость скорости счета детектора γ-квантов N от v. При достаточно большой скорости источника линия испускания сдвигается за счет эффекта Доплера, и резонансное поглощение невозможно. По мере уменьшения v доплеровский сдвиг линий испускания и поглощения уменьшается. При пересечении этих линий начинается интенсивное резонансное поглощение, что отражается на резком падении скорости счета (рис. 13.13).

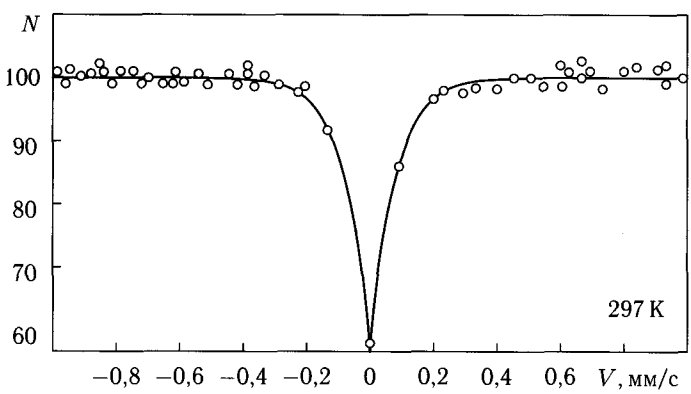


Рис. 13.13. Зависимость интенсивности γ-излучения (E_γ = 14,4 КэВ), прошедшего через поглотитель — соль K_3 ^{57}Fe(CN)$_6$ от скорости источника ^{57}Co

Используя описанную методику, можно найти положение центра линии, ее ширину и интенсивность (а, следовательно, и вероятность эффекта Мёссбауэра), особенности формы линии и т. д.

Уникальность и возможности эффекта Мёссбауэра обусловлены весьма высоким энергетическим разрешением $\Gamma/E_0 = 10^{-10}$–10^{-15}, что позволяет измерять чрезвычайно малые изменения энергии. В ядерной физике эффект Мёссбауэра применяют для особо точных измерений.

Хотя влияние процессов в электронной оболочке атома на внутриядерные процессы ничтожно, однако его удается обнаружить с помощью эффекта Мёссбауэра. Наблюдается сдвиг мёссбауэровских линий и изменение их ширины при изменениях температуры, структуры кристалла, переходе от одного химического соединения к другому и т. д. Поэтому в физике твердого тела также широко используют эффект Мёссбауэра.

Глава 14

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

§ 14.1. Механизмы ядерных реакций

Определение ядерных реакций и эпизодическая информация о них уже приводилась выше. В настоящей главе мы обобщим и углубим сведения о ядерных взаимодействиях, именуемых ядерными реакциями [2].

В результате ядерной реакции в ядре происходит сложная перестройка структуры, точное количественное описание которой практически невозможно. Поэтому процесс взаимодействия обычно аппроксимируют тем или иным упрощенным механизмом реакции, т. е. поступают по аналогии с описанием структуры ядра, когда последнюю аппроксимируют различными ядерными моделями. Существует множество механизмов ядерных реакций. Для разных энергий и частиц роль различных механизмов реакций неодинакова, причем иногда разные механизмы конкурируют между собой. Мы здесь ограничимся перечислением тех из них, которые можно трактовать как «важнейшие».

1. Большое значение имеет предложенный Н. Бором механизм составного ядра (§ 10.1), в соответствии с которым реакция разделяется на две независимые стадии: первая из них завершается образованием промежуточного ядра C, а вторая — его распадом: $a + A \to C \to b + B$. Образование составного ядра возможно лишь при условии, что его время жизни τ_c значительно больше $\tau_{\text{яд}}$.

Представление о составном ядре сохраняется и в так называемой статистической теории ядерных реакций (модели испарения).

2. Если падающая частица обладает зарядом и относительно большой массой ($m_a \gg m_e$), то возможно кулоновское возбуждение: падающая частица, находясь вне области действия ядерных сил ядра, возбуждает его своим кулоновским полем. При облучении ядра электромагнитным излучением достаточно высокой частоты возможна также фотоядерная реакция.

3. Своеобразен механизм реакций, отображаемый оптической моделью, согласно которой ядро представляет собой сложную среду, способную преломлять и поглощать волны де Бройля налетающих на нее частиц.

4. При времени взаимодействия порядка $\tau_{\text{яд}}$ основную роль играют прямые процессы столкновения падающей частицы с одним или несколькими нуклонами ядра, тогда как остальные нуклоны не участвуют во взаимодействиях. Известно несколько вариантов механизма прямой реакции.

5. Для описания частиц высоких энергий применяют целый ряд специфических моделей; мы ограничимся обсуждением двух из них: каскадной и гидродинамической.

6. К особой категории относится механизм деления тяжелых ядер, связанный с радикальным изменением структуры ядерной системы.

7. Уникальный характер носят ядерные реакции, идущие под действием космических лучей в атмосфере Земли.

В этой главе мы рассмотрим механизмы реакций, перечисленных в пунктах 1–5. Учитывая специфичность ядерных реакций, указанных в пунктах 6 и 7, они выделены в отдельные главы.

§ 14.2. Основные характеристики ядерных реакций

Напомним лаконичную форму записи ядерной реакции: $A(a,b)B$. Здесь a — частица падающего пучка, A — ядро мишени, b — вылетающая частица (или совокупность таких частиц), B — ядро-продукт. Эти традиционные обозначения будут использоваться при дальнейшем изложении.

Для количественного описания ядерной реакции используется эффективное сечение — полное или дифференциальное. Так, вероятность ω ядерного взаимодействия между ядром мишени и частицей-снарядом пропорциональна плотности потока таких частиц N, падающих на эту мишень:

$$\omega = \sigma N,$$

где $\sigma = \int d\Omega \dfrac{d\sigma}{d\Omega}$ — интегральное сечение, характеризующее интенсивность реакции.

В качестве частиц, вызывающих ядерные реакции, используются протоны, нейтроны, дейтроны, α-частицы, фотоны, многократно ионизованные атомы, мезоны, гипероны, нейтрино и многие другие. В большинстве случаев масса налетающей частицы m_a значительно меньше массы ядра мишени M_A. При $m_a \ll M_A$ и не слишком высоких энергиях падающих частиц л. с. к. и с. ц. и. должны практически сопадать.

Если на мишень упало N частиц и они вызвали ϑ ядерных взаимодействий, то отношение $Y = \vartheta/N$ носит название *выхода* ядерной реакции [1]).

При одних и тех же начальных условиях ядерные реакции могут идти различными путями:

$$a + A \begin{cases} \to a + A & (Q = 0) \\ \to b + B & (Q > 0) \\ \to c + C & (Q < 0) \\ \to \ldots\ldots\ldots \end{cases}$$

[1]) Выходом ядерной реакции называют также число частиц, регистрируемых установкой в заданных физических условиях. Такое определение выхода является очень широким, так как возможна регистрация частиц, испускаемых под всеми углами, под определенным углом, обладающих определенной энергией или любыми энергиями и т. д.

Приведенные конечные состояния называют каналами реакции. Применяют также представления о входном и выходном каналах. В данном случае входным каналом является канал $a + A$, а выходными $a + A$, $b + B$, $c + C$.

Если энергия падающей частицы меньше пороговой энергии какой-либо эндоэнергетической реакции, то последняя невозможна, соответствующий канал является, как говорят, «закрытым». Для падающих частиц очень низкой энергии открыты только «упругий» канал, соответствующий упругому рассеянию ($a + A \to a + A$) и экзоэнергетические каналы (в данном случае канал $b + B$). По мере увеличения энергии падающих частиц последовательно открываются эндоэнергетические каналы.

Каждому каналу соответствует определенное эффективное сечение. Сумму σ_{in} сечений реакций по всем неупругим каналам называют сечением неупругого рассеяния [1]), а сумму сечений σ_{in} и сечения упругого рассеяния σ_{el} — полным сечением σ_t: $\sigma_t = \sigma_{\text{in}} + \sigma_{\text{el}}$

При низких энергиях сечение может очень значительно (на несколько порядков) превышать значение $\sigma_{\text{кл}} = \pi R_{\text{макс}}^2$, где $R_{\text{макс}}$ максимальное расстояние, при котором возможно взаимодействие между частицами.

В гл. 7 (раздел 7.3.3) мы показали, что верхний предел сечения упругого рассеяния в S-состоянии равен

$$\delta_{\text{el}} \leqslant 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}. \tag{14.1}$$

Можно показать, что верхний предел сечения σ_{in} в S-состоянии определяются неравенством

$$\delta_{\text{in}} \leqslant \pi\lambda\!\!\!^{-2}. \tag{14.2}$$

Связь сечений упругого и неупругого процессов представлена на рис. 14.1. Как видно, чисто неупругое взаимодействие невозможно (если $\sigma_{\text{el}} > 0$, то и $\sigma_{\text{in}} > 0$). Для полного сечения выполняется неравенство $\delta_t \leqslant 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}$.

В ядерных реакциях должны выполняться еще три других точных закона сохранения: полной энергии, импульса и момента импульса. Первый из них применительно к ядерной реакции был рассмотрен в гл. 7 (раздел 7.4.4). Используя законы сохранения энергии импульса, можно найти связь между различными величинами, характеризующими кинематику реакции [2]). Нетрудно, например, связать между собой кинетические энергии W_a, W_b частиц a, b и угол θ между импульсами этих частиц $\mathbf{p}_a$ и $\mathbf{p}_b$. Действительно, в силу закона сохранения энергии энергетический баланс для реакции $A(a,b)B$ можно записать в виде

$$Q = W_B + W_b - W_a = \frac{P_B^2}{2M_B} + \frac{p_b^2}{2m_b} - \frac{p_a^2}{2m_a}, \tag{14.3}$$

где W_B — кинетическая энергия частицы B, а p_B — ее импульс. На основании закона сохранения импульса $p_B^2 = p_a^2 + p_b^2 - 2p_a p_b \cos\theta$. Комбинируя эту

[1]) В более узком смысле σ_{el} считается сечением неупругого рассеяния как такового.

[2]) Кинематикой процесса называют совокупность значений масс, энергий и импульсов частиц, участвующих в ядерной реакции.

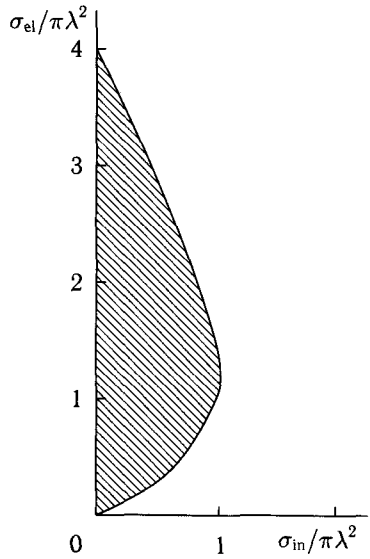


Рис. 14.1. Связь сечений упругого и неупругого рассеяния при низких энергиях. Область допустимых значений σ_{el} и σ_{in} заштрихована

формулу с (14.3), получим

$$Q = W_a\left(\frac{m_a}{M_B} - 1\right) + W_b\left(\frac{m_b}{M_R} + 1\right) - \frac{2}{M_B}\sqrt{W_a W_b m_a m_b}\cos\theta. \qquad (14.4)$$

При $\theta = 90°$ (14.4) приобретает более простой вид

$$Q = W_a\left(\frac{m_a}{M_B} - 1\right) + W_b\left(\frac{m_b}{M_B} + 1\right).$$

В качестве примера на рис. 14.2, *а* показаны зависимости W_a от W_b для экзоэнергетической реакции ${}^3_1\mathrm{H}(d,n){}^4_2\mathrm{He}$ при разных θ. Для энергетической реакции в случае $\theta \neq 90°$ формула (14.4) не упрощается. Исследуем эту формулу на примере первой искусственной ядерной реакции, наблюдавшейся Резерфордом в 1919 г.:

$${}^{14}_7\mathrm{N} + {}^4_2\mathrm{He} \to {}^{17}_8\mathrm{O} + {}^1_1\mathrm{H} + Q.$$

Вычислим энергии этой реакции. Подставляя значение масс нуклидов в формулу для энергии реакции $Q = (m_a + M_A - m_b - M_B)c^2$, получим: $Q = -1{,}188$ МэВ. Используя это значение Q и задаваясь значениями W_a, построим зависимость W_b от W_a для разных углов вылета θ (рис. 14.2, *б*). Как видно, кинетическая энергия испускаемой частицы зависит от θ существенно менее резко, чем в случае экзоэнергетической реакции ${}^3_1\mathrm{H}(d,n){}^4_2\mathrm{He}$.

В отличие от этой реакции реакция ${}^{14}_7\mathrm{N}(\alpha,p){}^{17}_8\mathrm{O}$ невозможна при значениях W_a, меньших пороговой энергии $W_{\text{пор}}$. В с. ц. и. пороговая энергия $W'_{\text{пор}}$ соответствует суммарной кинетической энергии взаимодействующих частиц,

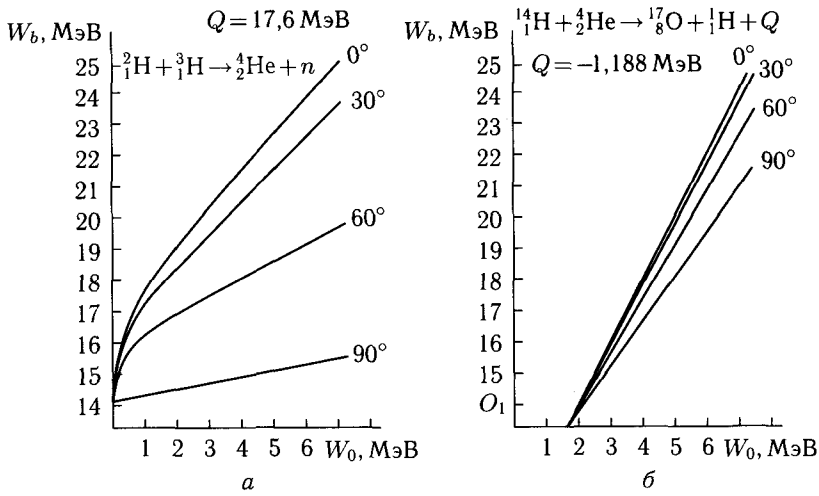


Рис. 14.2. Зависимости W_a (W_b) при разных углах θ для экзоэнергетической (*а*) и эндоэнергетической (*б*) реакции

причем $W'_{\text{пор}} = |Q|$. Для перехода в л. с. к. воспользуемся формулой (9.3.1), согласно которой

$$W'_{\text{пор}} = \frac{M_A}{m_a + M_A} W_{\text{пор}}.$$

Следовательно,

$$W_{\text{пор}} = |Q| \frac{m_a + M_A}{M_A}. \tag{14.5}$$

При $m_a \ll M_A$

$$W_{\text{пор}} \approx |Q|,$$

т. е. пороговая энергия в л. с. к. практически совпадает с $|Q|$.

В случае ядерной реакции $A(a,b)B$ спиновые моменты частиц задаются соотношениями

$$\mathbf{I}_1 = \mathbf{I}_A + \mathbf{I}_a + \mathbf{l}_{Aa}, \quad \mathbf{I}_2 = \mathbf{I}_B + \mathbf{I}_b + \mathbf{l}_{Bb},$$

где индексами A, a, b, B отмечены спины соответствующих частиц. Их значения можно либо вычислить с помощью какой-либо модели (однонуклонной, обобщенной и т. д.), либо найти из опыта. Момент $\mathbf{l}_{Aa}$ определяет относительное движение частиц (A–a), а $\mathbf{l}_{Bb}$ — (B–b) частиц.

В силу закона сохранения момента импульса $\mathbf{I}_1 = \mathbf{I}_2$. Этот закон приводит к обычным правилам отбора, с которыми мы встречались при изучении радиоактивности ядер.

Суммарное квантовое число I_1, характеризующее спин $\mathbf{I}_1$, определяется правилом

$$I_1 = I_A + I', I_A + I' - 1, \ldots, |I_A - I'| \quad (I' = I_a + l_{Aa}). \ ^{1)}$$

[1]) Аналогичное условие можно составить и для второго этапа реакции.

Всего получается $2I' + 1$ значений спина при $I' < I_A$ и $2I_A + 1$ его значений при $I_A < I'$.

Рассмотрим, например, кулоновское взаимодействие ядер ^{165}Ho и ^{16}O. Спин ядра-мишени ^{165}Ho I_A равен 7/2, а спин $I' = 8$. Поэтому спины образующихся возбужденных вращательных уровней принимают значения от 9/2 до 23/2, всего $2 \cdot (7/2) + 1 = 8$ значений, что соответствует экспериментальной картине (рис. 14.3).

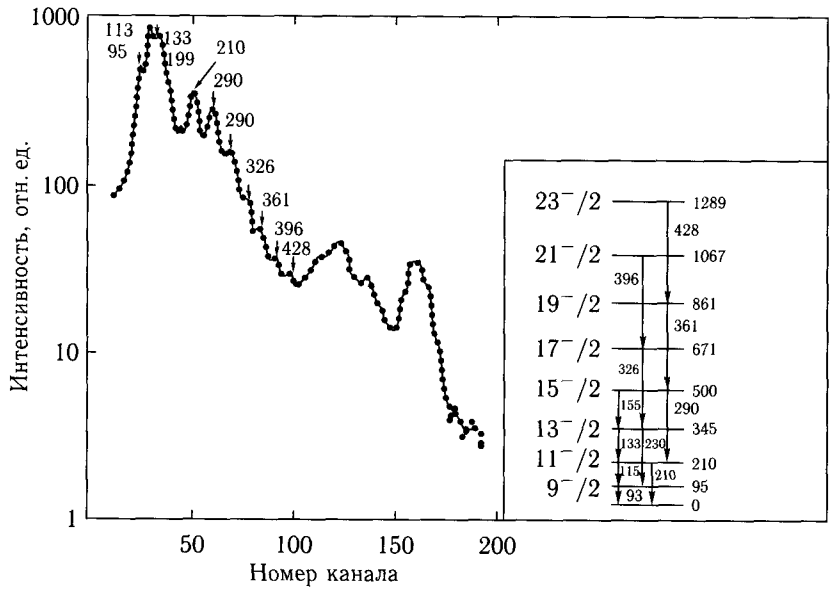


Рис. 14.3. Энергетический спектр ядра ^{165}Ho, полученный методом кулоновского возбуждения при бомбардировке ^{165}Ho ионами ^{16}O с энергией 65 МэВ. Во вставке показана построенная по этим данным схема вращательных уровней основного состояния ядра ^{165}Ho

Существенное значение при изучении ядерных реакций может иметь закон сохранения четности. Для ядерной реакции $A(b, b)B$ этот закон записывается в виде

$$\pi_a \pi_A (-1)^{l_{Aa}} = \pi_b \pi_B (-1)^{l_{bB}}, \tag{14.6}$$

где π_a, π_A, π_b, π_B — внутренние четности частиц a, A, b, B соответственно, l_{aA}, l_{bB} — орбитальные моменты пар частиц (a, A) и (b, B). Например, согласно (14.6) состояния, показанные на рис. 14.3, имеют отрицательную четность.

§ 14.3. Составное ядро

14.3.1. Общие представления о компаунд-ядре. Представим, что на неподвижное ядро A упала частица a, обладающая кинетической энергией W_a. Образовавшееся компаунд-ядро испытало отдачу, энергию которой обозначим через W_c (W_a и W_c рассматриваются в л.с.к.). На основании

закона сохранения энергии

$$(M_A + m_a)c^2 + W_a = M_c^* c^2 + W_c, \tag{14.7}$$

где $(M_A + m_a)c^2$ и $M_c^* c^2$ — энергия покоя соответственно для двух взаимодействующих частиц $A + a$ и компаунд-ядра C.

Энергия возбуждения промежуточного ядра равняется

$$E = M_c^* c^2 - M_c c^2,$$

где $M_c c^2$ — энергия покоя составного ядра в основном состоянии. Подставляя сюда значение $M_c^* c^2$ из (14.7), получим $E = (M_A + m_a - M_c)c^2 + W_a - W_c$.

Первый член справа равен энергии связи захваченной частицы ε_a. Разность $W_a - W_c = W_a'$ может быть истолкована как энергия относительного движения частиц a и A. Поэтому

$$W_a' = \frac{M_A}{M_A + m_a} W_a, \tag{14.8}$$

и

$$E = \varepsilon_a + W_a'. \tag{14.9}$$

Таким образом, энергия возбуждения компаунд-ядра складывается из энергии связи захваченной частицы и кинетической энергии частиц a и A в с. ц. и.

При энергии возбуждения, превосходящей энергию связи нуклона, ширины уровней составного ядра имеют порядок $\Delta E = \Gamma \approx 0{,}1$ эВ для тяжелых ядер и $\Gamma \approx 10^3$–10^4 эВ для легких. Этим ширинам соответствуют времена жизни от $\Delta t \equiv \tau = \hbar/\Gamma \approx 10^{-14}$ с для тяжелых ядер и до $\tau \approx 10^{-19}$ с для легких. Парадоксальность ситуации состоит в том. что при энергии возбуждения, превосходящей энергию связи нуклона, существуют дискретные уровни.

Некоторые из причин, обусловливающих столь большие времена жизни составного ядра, нами, в сущности говоря, уже были указаны выше. Так. проницаемость кулоновского барьера средних и тяжелых ядер сравнительно мала. В случае этих ядер кулоновское расталкивание протонов приводит к уменьшению на несколько порядков вероятности их испускания. Вылет частиц может быть также затруднен теми или иными правилами отбора. Реакции с испусканием γ-квантов сопряжены с перестройкой структуры ядра, занимающей время порядка 10^{-13}–10^{-14} с и больше, что на много порядков превышает характерное ядерное время $\tau_{\text{яд}} = 10^{-22}$ с.

Однако существует и более общая причина, благодаря которой $\tau \gg \tau_{\text{яд}}$. Вследствие короткодействия ядерных сил движение нуклонов в ядре является более или менее запутанным, поэтому энергия частицы, захваченной ядром, должна быстро (в ядерном масштабе времени) распределиться между нуклонами ядра. По этой причине часто оказывается, что ни одна частица не обладает энергией, достаточной для вылета из него. Ядро сможет распасться, если одна из частиц в результате внутреннего соударения приобретает такую энергию. Из сказанного вытекает также, что составное ядро в ядерном масштабе времени должно «скоро забыть» способ своего образования; поэтому-то ядерную реакцию можно разделить на две независимые стадии:

на первой из них ($a + A \to C$) в результате поглощения возникает устойчивое в ядерном масштабе времени возбужденное составное ядро C, а на второй ($C \to b + B$) происходит распад этого ядра. Соответственно сечение σ_{ab} реакции $a + A \to C \to b + B$ можно записать в виде произведения сечения σ_{aC} образования промежуточного ядра и вероятности Γ_b/Γ распада этого ядра по каналу b:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}, \tag{14.10}$$

где

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{b'} + \ldots,$$

a, b, b' — различные каналы реакции, а отношение Γ_a/Γ равно вероятности распада составного ядра по входному каналу.

Поскольку ширины $\Gamma_a, \Gamma_b, \Gamma_{b'}, \ldots$, а, следовательно, и Γ не зависят от того, какой именно канал был входным, то сечение реакции в случае такого же промежуточного ядра и другого входного канала $b' + B' \to C \to b + B$ запишется в форме $\sigma_{b'b} = \sigma_{b'c}\Gamma_b/\Gamma$, т. е. с тем же множителем Γ_b/Γ. Отсюда вытекает, что

$$\sigma_{ab} : \sigma_{ab'} : \sigma_{ab''} = \sigma_{bb} : \sigma_{bb'} : \sigma_{bb''}.$$

Справедливость этого соотношения подтверждена многочисленными наблюдательными данными.

Величины Γ_a, Γ_b, имеющие размерность энергии, называют парциальными ширинами. Их сумма Γ есть полная ширина уровня промежуточного ядра, через который осуществляется реакция.

Вторая характерная особенность механизма промежуточного ядра состоит в том, что угловое распределение продуктов реакций, идущих через компаунд-ядро, в с. ц. и. симметрично относительно угла $\theta' = 90°$ (симметрия «вперед-назад»). Подчеркнем однако, что существование симметрии вперед-назад отнюдь не свидетельствует об отсутствии других возможных механизмов, а лишь не противоречит механизму промежуточного ядра.

Рассмотрим следующий пример. На рис. 14.4 показан дифференциальный энергетический спектр протонов, возникающих в реакции ${}^{58}_{28}\mathrm{Ni}(\alpha, p){}^{61}_{29}\mathrm{Cu}$. Кривые на крупномасштабном графике имеют сходный вид: максимум спектров при всех углах θ' (варьируемых от 30° до 150°) приходится практически на одну и туже малую энергию (5 МэВ); при бóльших энергиях кривые имеют падающий вид. Остановимся теперь на особенностях зависимостей $\sigma(\theta')$, приведенных во вставках. Верхняя кривая построена при относительно малой энергии испускаемых протонов, их угловое распределение обладает симметрией вперед-назад; в этом случае, по-видимому, образуется составное ядро, а при больших энергиях имеет место прямое взаимодействие, поскольку угловое распределение $\dfrac{d\sigma}{d\Omega}(\theta')$ в случае прямой реакции должно обладать максимумом в области малых углов.

Поясним причину возникновения симметрии вперед-назад. Векторной величиной, характеризующей составное ядро, является полный момент импульса. Последний складывается, как указывалось выше, из спинов исходных частиц $\mathbf{I}_a$ и $\mathbf{I}_A$ и орбитального момента относительного движения $\mathbf{l}_{aA}$.

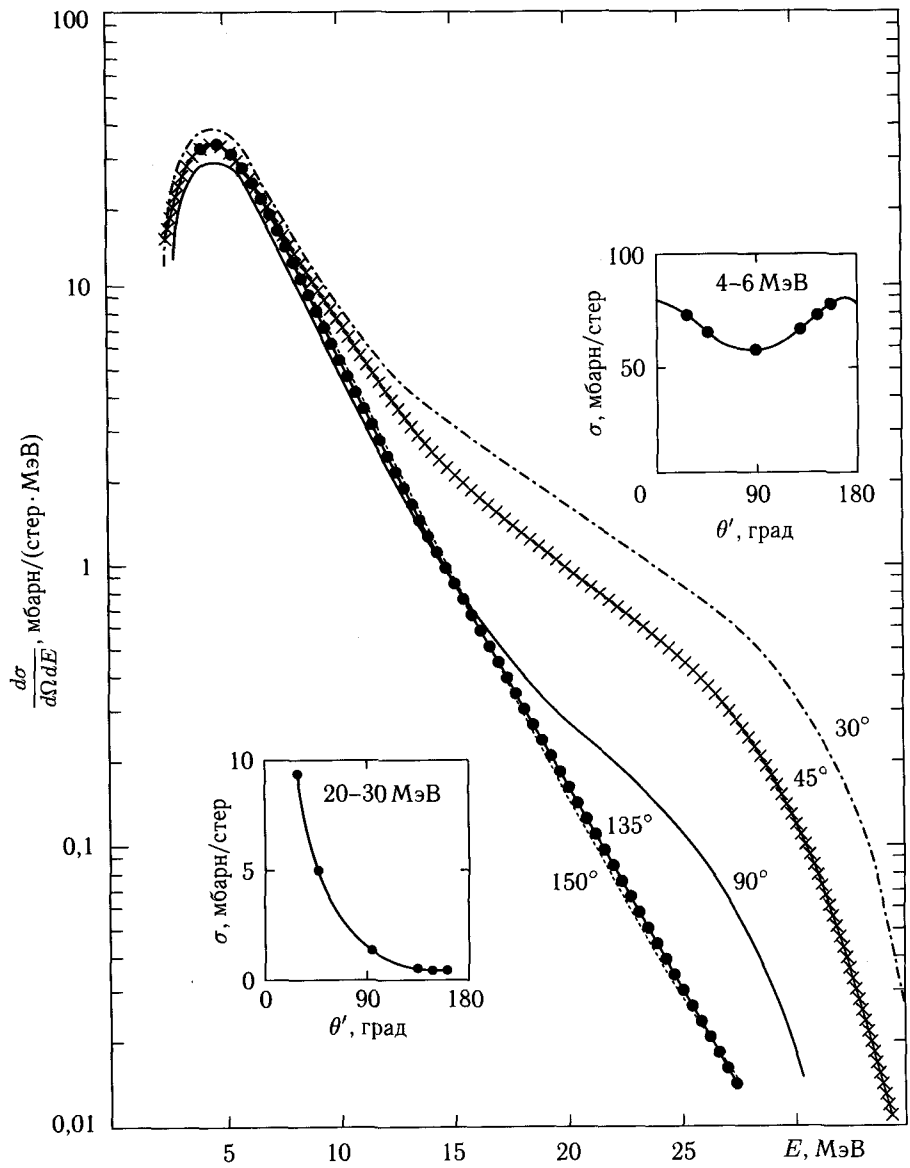


Рис. 14.4. Зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega\, dE}$ от энергии протонов для реакции и $^{58}_{28}\mathrm{Ni}\,(\alpha, p)\,^{61}_{29}\mathrm{Cu}$. Энергия α-частиц 42 МэВ. Во вставках показаны зависимости $\sigma(\theta')$ в с. ц. и.

Ориентация моментов $\mathbf{I}_a$ и $\mathbf{I}_A$ отсутствует, следовательно, можно сказать, что они ориентированы симметрично по всем направлениям, момент $\mathbf{l}_{aA}$ перпендикулярен импульсу падающей частицы, но относительно перпендикулярной ему плоскости ориентировка $\mathbf{l}_{aA}$ хаотична. Как видно, всем векторным величинам, характеризующим составное ядро, присуща симметрия вперед-назад. Эта симметрия сохраняется и при распаде промежуточного ядра, что

и обусловливает наблюдаемую симметрию углового распределения продуктов реакции.

Расчеты сечений σ_{aC} и η_{Cb}, как правило, основаны на модельных представлениях о строении ядер. Здесь нас будет интересовать расчет первой из этих величин. При расчете σ_{aC} исходят из того, что благодаря короткодействию ядерных сил все пространство можно разбить на две области: внешнюю и внутреннюю. В первой, лежащей за пределами ядра, на падающую частицу действуют определенные хорошо изученные силы (кулоновские, центробежные), а во второй — ядерные силы, свойства которых, как известно, мы знаем существенно хуже. Сечение поглощения частицы записывается в виде

$$\sigma_{aC} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\pi\lambda\!\!\!^{-2} P_l \xi_l, \tag{14.11}$$

где $\lambda\!\!\!^{-}$ — дебройлевская длина волны падающих частиц, P_l — вероятность проникновения через потенциальный барьер налетающей частицы с моментом l, ξ_l — вероятность прилипания этой частицы к ядру-мишени, зависящая лишь от характера ядерного взаимодействия частиц a и A. Поведение падающей частицы a во внешней области описывается легко вычисляемыми множителями $(2l+1)\pi\lambda\!\!\!^{-2}$ и P_l. Если $\lambda\!\!\!^{-} \ll R$ (область высоких энергий), то приближенно можно уподобить ядро-мишень A абсолютно черному телу, положив $\xi_l = 1$. Так как в этой области $P_l = 1$ практически для любых ядер (частиц), то $\sigma_{aC} = \pi R^2$. Ядро может поглотить падающую частицу при условии, что последняя попала во внутреннюю область, что соответствует прицельному расстоянию $\rho \leqslant R$. Так как $\rho = l\lambda\!\!\!^{-}$, то поглощение возможно лишь для частиц с

$$l \leqslant R/\lambda\!\!\!^{-}. \tag{14.12}$$

При низких энергиях $\lambda\!\!\!^{-} \gg R$, и условие (14.12) справедливо, если только $l = 0$. Итак, в области низких энергий вероятность прилипания отлична от нуля лишь в случае лобового столкновения частиц a и A. Проницаемость кулоновского барьера для частиц с низкими энергиями относительно мала. Поэтому в области низких энергий основное значение имеют ядерные реакции, возбуждаемые нейтронами. Однако и для них σ_{aC} значительно меньше $\pi\lambda\!\!\!^{-2}$ на большей части рассматриваемого интервала. Лишь в случаях, когда энергия падающего нейтрона соответствует каким-либо уровням составного ядра, σ_{aC} может принимать значения, близкие к $4\pi\lambda\!\!\!^{-2}$. Длина волны поглощаемого нейтрона меняется от $\lambda\!\!\!^{-}$ до значения, соответствующего энергии внутри ядра (несколько десятков МэВ).

Захват нейтрона ядром возможен лишь при условии, что обе эти волны имеют почти одинаковые амплитуды и смыкаются между собой на границе ядра гладко и непрерывно. Это имеет место при обращении производной волновой функции в нуль на границе ядра. Относительно большое значение амплитуды волновой функции в ядре, наблюдаемое при таких условиях, и означает большую вероятность захвата нейтрона. Эта ситуация возникает о очень узком интервале энергии, соответствующем уровню компаунд-ядра.

14.3.2. Энергетические уровни составного ядра. На рис. 14.5 показана связь энергетических уровней составного ядра с сечением его образования

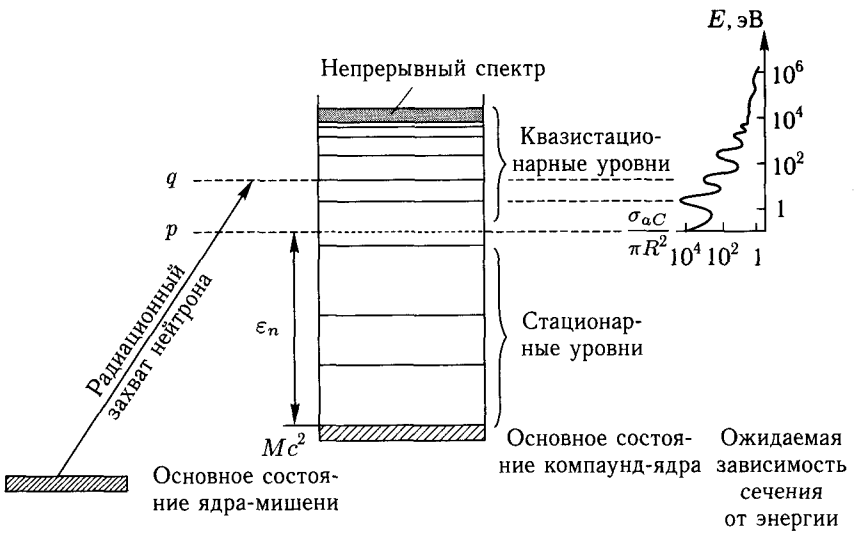


Рис. 14.5. Схема уровней составного ядра и характерный вид функции $\dfrac{\sigma_{aC}}{4\pi R^2(E)}$

(мы по-прежнему предполагаем, что поглощаемая частица — нейтрон). Составное ядро обладает дискретным энергетическим спектром (при не слишком больших энергиях возбуждения). В отличие от атомного спектра в данном случае следует различать квазистационарные уровни (соответствующие энергии E больше энергии связи нейтрона ε_n) и стационарные уровни (для которых $E < \varepsilon_n$). В области дискретных квазистационарных уровней расстояния между ними, естественно, больше ширины уровней, и зависимость сечения образования составного ядра от энергии обладает четко выраженными максимумами — резонансами (рис. 14.5, справа). Реакции, характеризуемые подобной кривой $\sigma(E)$, называют *резонансными*.

По мере роста энергии падающих нейтронов и энергии возбуждения составного ядра, число уровней и резонансов возрастает, расстояния между ними сокращаются, а их ширины увеличиваются. При достаточно большой энергии возбужденные уровни перекрываются, и спектр становится непрерывным, соответственно резонансы сливаются, и сечение становится плавной функцией энергии. Реакции, наблюдаемые при указанных условиях, называются *нерезонансными*. Для их описания используется статистическая теория.

Как показывается в квантовой механике, форма изолированного резонанса (т. е. удаленного от своих соседей), соответствующего энергии E_0 квазистационарного уровня, описывается формулой Брейта–Вигнера

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} f_l \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \qquad (14.13)$$

Здесь f_l — статистический вес: $f_l = \dfrac{2I+1}{(2I_a+1)(2I_A+1)}$, где I — момент импульса уровня составного ядра, I_a и I_A — спины сталкивающихся частиц. Энергия уровня E_0 отсчитывается от энергии возбуждения составного ядра, равной энергии связи частицы a в этом ядре (на рис. 14.5 уровень отсчета соответствует линии p; в частности для энергии уровня q имеем: $E_0 = E_q - E_p = E_q - \varepsilon_n$).

Формулу для сечения образования составного ядра можно получить, сложив сечения реакций (14.13) по всем возможным каналам:

$$\sigma_{aC} = \pi\lambda\!\!\!^{-2} f_l \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E-E_0)+\Gamma^2/4}. \tag{14.14}$$

Учитывая (14.10), преобразуем формулу (14.14) для случая распада ядра по каналу в:

$$\sigma_{ab} = \pi\lambda\!\!\!^{-2} f_l \frac{\Gamma_a \Gamma}{(W-W_0)+\Gamma^2/4} \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \tag{14.15}$$

При $E = E_0$ соотношения для упругого и неупругого сечения примут вид

$$\sigma^0_{aa} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} f_l \frac{\Gamma_a^2}{\Gamma^2}, \quad \sigma^0_{ab} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} f_l \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma^2}. \tag{14.16}$$

Допустим для простоты, что $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$. Согласно первому из выражений (14.16), при $\Gamma_b = 0$, $\Gamma_a = \Gamma$ достигается максимум упругого сечения, равный $\sigma^0_{aa} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} f_l$, что соответствует условию (14.1) [1]. Из второго выражения (14.16) получаем, что сечение неупругого рассеяния максимально при $\Gamma_b = \Gamma_a = \Gamma/2$: $\sigma^0_{ab} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_a f_l$, что согласуется с условием (14.2).

Реакцию можно считать резонансной при выполнении критерия (14.1). Пока еще нельзя считать окончательно решенным вопрос о том, при каких именно энергиях возбужденные уровни перекрываются. Полагают, что уровни, возбуждаемые в результате поглощения нейтронов с энергией в несколько МэВ, в средних и тяжелых ядрах уже перекрываются. Однако в случае легких ядер изолированные резонансы наблюдаются и в интервале существенно больших энергий. С ростом A среднее расстояние между уровнями также уменьшается, ширины уровней при этом тоже становятся меньше.

Если наряду с резонансным рассеянием имеется большой фон нерезонансного рассеяния, то форма сечения может отличаться от предсказываемой формулой Брейта–Вигнера.

§ 14.4. Модель испарения

Представление о составном ядре можно сохранить и в случае ядра, возбужденного в область непрерывного энергетического спектра, если ввести дополнительно статистические соображения. Этот путь привел к созданию

[1] Отметим, что для бесспиновых частиц, вступающих в реакцию из S-состояния относительного движения, $f_l = 1$.

модели испарения или статистической теории ядерных реакций. Согласно этой модели после захвата ядром A частицы α последняя быстро (в ядерном масштабе времени) теряет энергию, передавая ее всем остальным нуклонам ядра. Возбужденному ядру приписывается определенная температура (в невозбужденном состоянии она считается равной нулю). В течение некоторого времени, отождествляемого со временем жизни составного ядра, ни один нуклон не обладает энергией, необходимой для ухода из ядра. Эта стадия завершается в момент, когда один из нейтронов благодаря флюктуации приобретает достаточно большую энергию и вылетает из ядра («испаряется»).

Распространение понятия температуры, используемого в статистической физике, на ядро следует считать не вполне корректным, поскольку даже в тяжелых ядрах число частиц недостаточно велико для того, чтобы можно было бы считать оправданным применение для их описания величин, используемых в физике сплошных сред (об этом уже говорилось в § 7.1).

Остановимся на предсказаниях, к которым приводит статистическая теория. Согласно модели испарения, угловое распределение вылетающих частиц должно быть изотропным, а не обладать симметрией вперед-назад, так как в составном ядре устанавливается тепловое равновесие, и оно «забывает» способ своего образования. Испускаемые ядром нейтроны должны обладать максвелловским распределением по скоростям. Наконец, испарение заряженных частиц практически невозможно, так как испаряемые частицы, скорости которых распределены по закону Максвелла, должны быть значительно меньше скорости поглощенной частицы, однако вылет медленных заряженных частиц затрудняется наличием кулоновского барьера. В модели испарения сохраняются, разумеется, более общие положения модели составного ядра.

Наблюдения отчасти оправдывают предсказания модели испарения. Например, оказалось, что энергетическое распределение нейтронов, испускаемых возбуждаемыми средними и тяжелыми ядрами, может быть сравнительно хорошо аппроксимировано распределением Максвелла. С другой стороны, угловое распределение нуклонов, вылетающих из таких ядер, отличается некоторой анизотропией.

§ 14.5. Фотоядерные и электроядерные реакции

Если вещество облучать γ-излучением с энергией, превышающей энергию связи какой-либо частицы ядра, то последняя может быть вырвана из него. Таким путем можно получить свободные нейтроны, протоны и некоторые другие частицы. Этот процесс аналогичен фотоэффекту — вырыванию электронов падающими γ-квантами (§ 3.4). По аналогии испускание ядрами нуклонов и других более тяжелых частиц под действием электромагнитного излучения называют *ядерным фотоэффектом*, а соответствующую реакцию — фотоядерной.

Под действием γ-излучения, испускаемого естественными радиоактивными элементами, могут идти две фотоядерных реакции:

$$^{2}_{1}\mathrm{H} + \gamma \to {}^{1}_{1}\mathrm{H} + n; \quad {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + \gamma \to {}^{8}_{4}\mathrm{Be} + n; \quad {}^{8}_{4}\mathrm{Be} \to 2^{4}_{2}\mathrm{He}.$$

Остальные фотоядерные реакции обычно изучают, используя γ-излучение, образующееся при торможении в веществе ускоренных электронов. Наиболее хорошо изучены фотоядерные реакции (γ, n) и (γ, p). Из других исследованных фотоядерных реакций отметим процессы $(\gamma, 2n)$, (γ, np) и (γ, α). К фотоядерным реакциям можно отнести также процессы, при которых в результате поглощения ядрами квантов высокой энергии ($E \geqslant 100$ МэВ) образуются пионы, каоны и другие элементарные частицы.

Интенсивность электромагнитных процессов обычно существенно меньше, чем других ядерных реакций благодаря тому, что электромагнитные взаимодействия по сравнению с ядерными слабее на три порядка. В отличие от сильных взаимодействий электромагнитные взаимодействия хорошо изучены теоретически, поэтому параметры фотоядерной реакции, могут быть рассчитаны с относительно высокой точностью. Это, однако, не означает возможности всестороннего изучения механизма поглощения кванта ядром. Дело в том, что нуклон, поглотив γ-квант, приобретает импульс и энергию; в процессе последующих столкновений он может передать их другим нуклонам. Так как на этой стадии процесса участвуют ядерные силы, то ее гораздо труднее рассчитать теоретически.

Зависимость полного сечения σ_t от энергии E_γ γ-квантов отличает одна особенность, прослеживающаяся для всех ядер, за исключением нескольких легчайших. Значения σ_t сравнительно малы при всех энергиях E_γ, за исключением интервала значений E_γ шириной 3–4 МэВ, на который приходится высокий максимум, называемый *гигантским резонансом* (само явление, приводящее к появлению этого максимума, также называют гигантским резонансом).

Гигантский резонанс связан с дипольным возбуждением сердцевины ядра (см. § 8.3). Согласно общей классификации ядерных уровней, при этом возникает высоко расположенный уровень (на рис. 8.8, *а* уровень I^- с энергией 20 МэВ). Положение гигантского резонанса плавно и монотонно меняется с ростом массового числа от 20–25 МэВ в легких ядрах до 13–15 МэВ в тяжелых. Обсудим вопрос о механизме гигантского резонанса.

При поглощении ядром γ-излучения EI со стороны однородного электрического поля, направленного перпендикулярно направлению движения γ-квантов, на все протоны ядра действует импульс, что приводит к смещению их центра тяжести относительно центра тяжести нейтронов. Однако такое смещение может иметь различный характер. Согласно так называемой коллективной модели гигантского резонанса, все нуклоны смещаются приблизительно на одинаковое расстояние. В соответствии с представлениями оболочечной модели смещается только один нуклон; смещающейся частицей может быть не только протон, но и нейтрон. Хотя последний не обладает зарядом и непосредственное поглощение им фотона невозможно, γ-квант

поглощается в соответствующем случае не нейтроном, а остальной частью ядра. Было установлено, что ни та, ни другая из описанных моделей не обеспечивает согласия с экспериментальными данными.

По-видимому, описание механизма гигантского резонанса, даваемого оболочечной моделью, ближе к истине, так как при расчетах, выполненных в рамках варианта оболочечной модели с учетом остаточного взаимодейтсвия между нуклонами, были получены результаты, согласующиеся с опытом.

При бомбардировке ядер заряженными частицами также может проявляться электромагнитное взаимодействие. Такие процессы называют *электроядерными*. Возможна конкуренция между процессами, идущими с участием и без участия электромагнитного поля. Например, при соударении ядра ^{16}O с тяжелым ядром между ними в принципе могут осуществляться как электромагнитное, так и сильное взаимодействия. Преобладание того или другого зависит от энергии W ядра ^{16}O и заряда Z тяжелого ядра. Учитывая известные нам свойства ядерных и кулоновских сил можно заключить, что при высоких энергиях ядер ^{16}O они будут в состоянии подходить к ядру и вступать с ним в интенсивное ядерное взаимодействие; при этом роль электрических сил ничтожна. Наоборот, при низких энергиях непосредственный контакт между ядром ^{16}O и тяжелым ядром практически невозможен, и они взаимодействуют между собой через кулоновское поле. При таком взаимодействии возможно и неупругое рассеяние, сводящееся к тому, что тяжелое ядро переходит на один из нижайших возбужденных уровней. Этот процесс называется кулоновским возбуждением ядра; о нем упоминалось выше. При кулоновском возбуждении тяжелого ядра оно переходит на вращательный возбужденный уровень. Вероятность такого перехода пропорциональна Q_0^2. Так как электромагнитное взаимодействие поддается точному расчету, то коэффициент пропорциональности можно весьма точно определить теоретически. Поэтому определяя сечение кулоновского возбуждения, можно найти и Q_0. Для идентификации реакции кулоновского возбуждения регистрируются γ-кванты, испускаемые при обратном переходе возбужденного ядра на основной уровень.

Пример спектра вращательных состояний, получающегося при кулоновском возбуждении тяжелого ядра ^{165}Ho, показан на рис. 14.3.

§ 14.6. Оптическая модель

В рамках оптической модели ядро представляют в виде сплошной среды (силового центра); при падении на него частиц ядро способно преломлять и поглощать их дебройлевские волны. Потенциал взаимодействия силового центра с частицей играет роль коэффициента преломления для ее дебройлевской волны. Поглощение описывается мнимой частью потеницала, имеющего, таким образом, вид:

$$V = V_0(1 + i\xi)$$

(при $W = 1$–3 МэВ $\xi = 3$–$5\,\%$). Как видно, оптическая модель позволяет заменить решение задачи $A + 1$ тел решением задачи одного тела.

Если считать ядро абсолютно черным телом, то все нейтроны, попадающие в его объем, должны поглощаться, и эффективное сечение окажется равным πR^2. Однако, кроме поглощенных нейтронов, еще некоторое их число будет выбывать из пучка за счет дифракционного рассеяния. Как указывалось в разделе 7.3.3, $\sigma_{\text{дифр}} = \pi R^2$, поэтому полное сечение выбывания из пучка $\sigma_1 = \pi R^2 + \sigma_{\text{дифр}} = 2\pi R^2$. Средний угол дифракционного рассеяния θ равен $\lambda\!\!\!^{-}/R$. Для серого (полупрозрачного) ядра дифракционные эффекты уменьшаются, а при абсолютно прозрачном ядре дифракция исчезает вовсе (при этом $\theta = 0$).

Оптическая модель успешно применяется не только для описания взаимодействий нейтронов с ядрами, ее значение шире. Например, эту модель используют для рассмотрения взаимодействий нуклонов и пионов с нуклонами при высоких энергиях. Было установлено, что под действием протонов с энергией, равной или превосходящей несколько десятков МэВ, с большой вероятностью происходят неупругие процессы, а упругое рассеяние носит главным образом дифракционный характер.

На рис. 14.6 сравниваются дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 49,5 МэВ и 1 ГэВ на углерода в с. ц. и., определенные

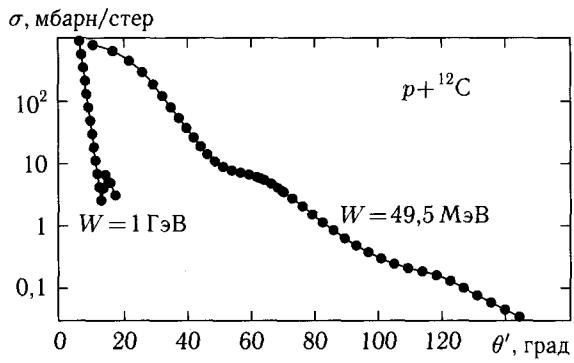


Рис. 14.6. Дифференциальные сечения углового рассеяния протонов на углероде. Точки — экспериментальные данные; кривые — расчет по оптической модели. Угол θ в с. ц. и.

экспериментально и вычисленные с помощью оптической модели. Отметим превосходное согласие теоретических и опытных данных. Видно, что протоны рассеиваются преимущественно вперед на углы $\theta' \leqslant \lambda\!\!\!^{-}/R$, причем этот угол при $W = 1$ ГэВ существенно меньше, чем при $W = 49{,}5$ МэВ.

§ 14.7. Прямые ядерные реакции

Прямые процессы идут на всех ядрах под действием любых падающих частиц, поэтому прямые реакции отличаются большим разнообразием. В прямых реакциях ядра могут испускать одиночные нуклоны, пары нуклонов, дейтроны, α-частицы и более сложные ядра (^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B и т. д.). Сложные

ядра-«осколки» называют *фрагментами*, а процесс их испускания *фрагментацией* или *скалыванием*. Процессы столкновений, при которых ядра испускают элементарные частицы — пионы, каоны и т. д., также являются прямыми.

Ранее полагали, что прямые процессы имеют существенное значение при энергиях падающих частиц, равных десяткам и более МэВ. В настоящее время считается, что прямые процессы имеют некоторое значение и при энергиях около 10 МэВ, а в некоторых случаях и еще меньше.

Установлено, что вплоть до энергий в несколько десятков ГэВ прямые реакции идут со сравнительно большой интенсивностью.

Перечислим теперь наиболее изученные прямые реакции, являющиеся в определенном смысле важнейшими:

1) реакции (n,n), (n,p), (p,n) (p,p);

2) квазиупругое выбивание $(p,2p)$, (p,pn) и др.;

3) выбивание сложных частиц и процессы образования звезд;

4) срыв (d,p), (d,n) и подхват (p,d), (n,d);

5) прямые реакции, вызываемые тяжелыми ионами (углерода, азота и т. д.);

6) процессы столкновений, при которых рождаются пионы, каоны, гипероны и т. д.

Для нас представляют интерес процессы 1–5. Рассмотрим некоторые особенности этих процессов.

1. Реакции (n,n), (n,p), (p,n), (p,p). Процессы (n,n), (n,p) были рассмотрены выше (§ 3.6, 9.7, 9.8). Здесь мы остановимся на процессах (p,p)-рассеяния при кинетических энергиях падающих протонов порядка 100 МэВ и более, значительно превышающих энергию связи нуклона в ядре. Падающий нуклон с такой энергией может взаимодействовать с отдельными нуклонами ядра. Действительно, дебройлевская длина волны нуклона с $W \geqslant 100$ МэВ меньше радиуса ядра и сравнима со средним расстоянием между составляющими его нуклонами. Например, протон с энергией 300 МэВ обладает в л. с. к. длиной волны $0{,}27 \cdot 10^{-13}$ см. Поэтому для частиц с такими энергиями можно ввести понятие траектории. Время между последовательными соударениями нуклонов в ядре значительно больше времени соударения падающей частицы с каким-либо нуклоном ядра, так что она сможет передать энергию ограниченному числу нуклонов (в предельном случае одному).

Таким образом, нуклоны с $W \sim 100$ МэВ могут вызывать прямые ядерные реакции как на поверхности, так и в глубинных областях ядра [1]. Упругое рассеяние протонов всегда сопровождается так называемым квазиупругим рассеянием (по существу являющимся неупругим процессом), при котором ядро остается в слабовозбужденном состоянии.

Поэтому если разрешение по энергии регистрирующего устройства достаточно велико, то в энергетических распределениях рассеянных протонов

[1] Тогда как под дейтсвием нуклонов с кинетической энергией, равной нескольким десяткам МэВ, прямые реакции возможны лишь на его поверхности.

помимо максимума, соответствующего упругому рассеянию, наблюдаются максимумы, отвечающие первому и следующим возбужденным состояниям ядра-мишени, обусловленных квазиупругим рассеянием.

Рассмотрим, например, показанное на рис. 14.7 энергетическое распределение протонов, рассеянных при $W = 185$ МэВ ядрами ^{12}C на угол 17,5°

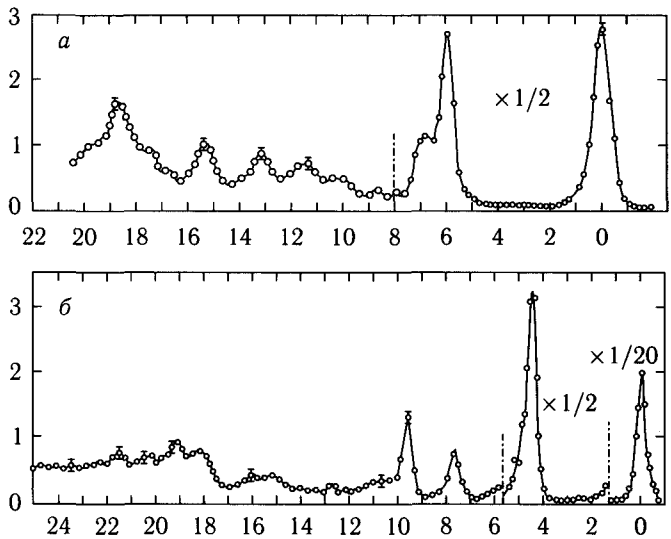


Рис. 14.7. Энергетическое распределение протонов, рассеянных при $W = 185$ МэВ ядрами ^{12}C на угол 17,5° (*а*) и ядрами ^{16}O на угол 25° (*б*) в произвольных единицах в л.с.к. По оси абсцисс отложены разности энергий рассеянного и первоначального протонов $W' - W = \Delta W$, МэВ

и ядрами ^{16}O на угол 25° (по оси абсцисс отложена разность энергий рассеянного и первичного протонов в МэВ). Разрешение равнялось 400–500 кэВ. Анализ полученных данных дал сведения сразу о полутора десятках уровней для того и другого ядра (рис. 14.8).

2. Квазиупругое выбивание $(p, 2p)$, (p, np) и др. В результате последовательных столкновений протона с энергией $W \sim 100$ МэВ с отдельными нуклонами ядра последним может быть передана энергия, достаточная для их ухода из ядра. Процесс напоминает свободное упругое столкновение двух нуклонов, приводящее к их разлету и уходу из ядра.

Благодаря тому, что протоны можно регистрировать с относительно хорошим разрешением по энергии с помощью реакции квазиупругого выбивания удается получить информацию о внутренней структуре ядра, используя метод, сходный с только что описанным. Таким путем были изучены свойства внутренних оболочек легких ядер вплоть до ядра $^{40}_{20}Ca$. Однако указанный метод не позволяет столь же эффективно изучать структуру более тяжелых ядер по той причине, что выбивание из них глубинных нуклонов одним ударом становится маловероятным.

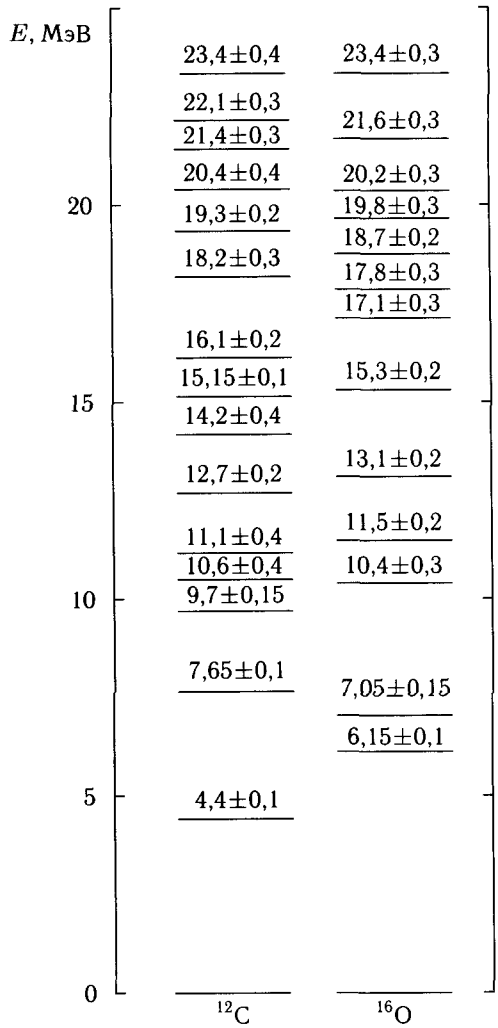


Рис. 14.8. Энергетический спектр ядер ^{12}C и ^{16}O, определенный в опытах с квазиупругим рассеянием протонов с энергией 185 МэВ

3. Выбивание сложных частиц и процессы образования звезд. В прямых процессах возможно выбивание не только одиночных нуклонов, но и сложных частиц — фрагментов типа упомянутых легких ядер. В частности существует относительно большая вероятность объединения нуклонов в нуклонные ассоциации типа α-частиц и их фрагментации. В первую очередь это справедливо для так называемых α-частичных ядер $^{8}_{4}Be$, $^{12}_{6}C, \ldots, ^{24}_{12}Mg$. По-видимому, можно полагать, что ассоциирование нуклонов в ядрах не противоречит представлениям оболочечной модели, а в определенной мере дополняет их.

Под действием нуклонов или других частиц высоких энергий (несколько сотен МэВ и больше) могут происходить «взрывы» ядер, представляющие собой развал их на большое число частиц «осколков». На снимках в пу-

зырьковой камере или на фотоэмульсии разлетающиеся осколки оставляют треки в виде лучей «звезды» (см., например, рис. 14.9). Реакции такого типа

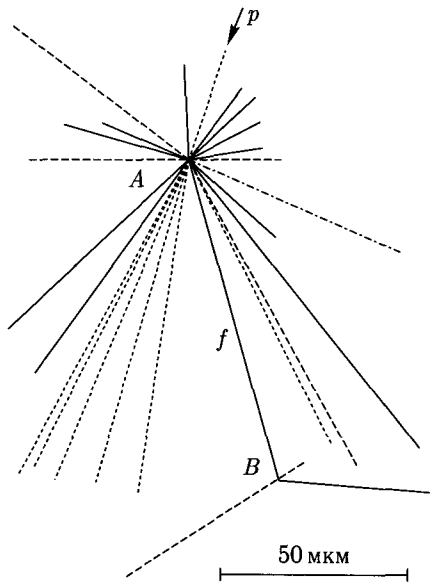


Рис. 14.9. Образование звезд в фотоэмульсии при захвате протона космического происхождения. В точке A протон, поглощенный ядром атома серебра или брома, вызывает его развал. Выброшенный при распаде ядра осколок представляет собой гиперядро. Последнее в свою очередь вызывает развал ядер в точке B, что приводит к образованию трех заряженных частиц и нескольких нейтронов, не оставшихся треков

называют процессами с образованием звезд.

4. Срыв (d,p), (d,n) и подхват (p,d), (n,d). Реакция срыва заключается в том, что дейтрон, сталкиваясь с ядром, «зацепляется» за него одним из нуклонов, который поглощается ядром; второй нуклон уходит примерно в том же направлении, в каком двигался дейтрон. Наиболее интенсивно эта реакция идет при взаимодействии с ядрами именно дейтронов по той причине, что последние обладают рядом уникальных свойств, уже знакомых читателю (§ 9.5), в частности, нуклоны в дейтроне слабо связаны.

Обратной реакцией является реакция подхвата: падающий нуклон при взаимодействии с ядром вырывает из него другой нуклон. В последние годы начали изучать также реакции срыва $(^3\mathrm{He},\alpha)$, (d,t) и пр. Реакции срыва и подхвата (d,p), (d,n), (p,d) $(^3_2\mathrm{He},\alpha)$, (d,t) и др. оказываются очень полезными для изучения структуры ядра. Так как для прямых реакций характерно однократное взаимодействие частиц, вступающих в реакцию и получающихся в ее результате, то угловое распределение продуктов реакции сильно зависит от квантовых чисел состояния ядра, находясь в котором оно захватывает или теряет нуклон.

Изучая угловое распределение продуктов реакции, можно таким образом найти квантовые числа соответствующего уровня ядра. Кроме того, благодаря

однократному характеру взаимодействия частиц, сечение зависит от того, насколько заполнен уровень другими нуклонами. Например, в случае реакции $^{16}_{8}\mathrm{O}(d,p)^{17}_{8}\mathrm{O}$ захват ядром $^{16}_{8}\mathrm{O}$ нейтрона на уровень $1p$ невозможен, так как на этом уровне нет вакантных мест.

Сечение реакции срыва можно считать прямо пропорциональным числу дырок на нуклонном уровне nlj; а сечение реакции подхвата — числу нуклонов на этом уровне.

5) Прямые реакции, вызываемые тяжелыми ионами (углерода, азота и т. д.). При бомбардировке мишени тяжелыми ионами могут наблюдаться как процессы, сходные с процессами, идущими под действием более легких частиц, так и довольно специфические реакции. Из числа последних укажем реакции передачи нуклона: $^{14}_{7}\mathrm{N}(^{14}_{7}\mathrm{N},^{13}_{7}\mathrm{N})^{15}_{7}\mathrm{N}$, $^{14}_{7}\mathrm{N}(^{19}_{9}\mathrm{F},^{18}_{9}\mathrm{F})^{15}_{7}\mathrm{N}$ и др.; в том числе реакции, позволяющие получать новые изотопы с большим дефицитом нейтронов или трансурановые изотопы.

§ 14.8. Внутриядерные процессы, идущие под действием частиц высокой энергии [1])

Одна из центральных задач физики высоких энергий — бурно развивающейся области микрофизики, заключается в изучении структуры элементарных частиц, составляющих атомы и ядра. С этой задачей тесно связана проблема исследования внутриядерных процессов, идущих под действием высокоэнергетических частиц. Именно последняя задача и интересует нас в данной книге.

Единый процесс — взаимодействие частиц с ядрами, в физике высоких энергий принято условно разделять на два процесса, развивающихся в продольном и поперечном направлениях. Это объясняется существенно различным физическим смыслом указанных процессов, что видно из следующего перечня их особенностей:

Продольное направление	Поперечное направление
1. Возможно образование новых частиц	1. Новые частицы практически не образуются
2. Движение вещества описывается релятивистской теорией; уравнение состояния релятивистское	2. Движение вещества описывается нерелятивистской теорией; уравнение состояния нерелятивистское
3. Движение почти одномерное	3. На конечной стадии движение изотропно

Количественное описание перечисленных процессов в физике высоких энергий осуществляется в рамках тех или иных моделей. Рассмотрим *каскадную модель*, основанную на гипотезе о последовательных и независимых

[1]) В настоящем параграфе предполагается, что взаимодействия происходят между адронами и ядрами (напомним, что адронами называют частицы, подверженные сильному взаимодействию (см. § 2.1).

соударениях первичных и вторичных частиц с нуклонами ядра. Прохождение высокоэнергетической частицы через ядро в этой модели уподобляется пролету быстрой частицы через систему невзаимодействующих между собой фермионов. При столкновениях с нуклонами ядра первичная частица передает им часть своей энергии. Если заимствованная нуклонами ядра энергия достаточна велика, то их соударения с другими нуклонами будут носить такой же характер, что и соударения между первичной частицей и фермионами системы. Столкновения нуклонов отдачи «первого поколения» с другими нуклонами приводят к возникновению нуклонов отдачи «второго поколения» и т. д. В результате в ядре возникает лавина нуклонов, называемая *внутриядерным каскадом*. Время развития каскада считается сравнимым с ядерным временем $\tau_{\text{яд}}$. Возбужденное ядро уподобляют системе фермионов, сильно взаимодействующих между собой.

Нуклоны отдачи, энергия которых достаточна для выхода из ядра, называются *каскадными*. Последние обладают специфическими угловыми и энергетическими распределениями. Каскадные нуклоны испускаются преимущественно в направлении движения первичной частицы. Среди испущенных нуклонов сравнительно много высокоэнергетических частиц.

Однако между столкновениями свободных нуклонов и внутриядерными (N–N)-столкновениями имеется существенное различие, связанное с тем, что при рассмотрении столкновения падающего фермиона с нуклоном ядра необходимо учитывать принцип Паули, запрещающий соударения, приводящие к передаче энергии меньшей некоторого энергетического порога, характерного для данного ядра.

Остаточное ядро, в котором завершен внутриядерный каскад, остается в сильно возбужденном состоянии (энергия возбуждения может составлять десятки МэВ и более). Дальнейший процесс описывается статистической теорией. Так, возбужденное ядро испускает испарительные нейтроны и протоны (возможно испускание и других частиц, включая γ-кванты). Время испарительной стадии составляет 10^{-13}–10^{-14} с, т. е. значительно больше времени развития внутриядерного каскада.

На рис. 14.10 показаны зависимости выхода и средней энергии каскадных частиц, испускаемых ядром ^{27}Al, от энергии падающего протона, взаимодействующего с этим ядром. По мере роста энергии протона выход каскадных нуклонов стремится к определенному предельному значению, тогда как их энергия увеличивается почти линейно, что обусловлено ограниченностью числа нуклонов в ядре. Каскадные частицы испускаются главным образом вперед.

Каскадная модель позволяет получить согласие с опытом лишь в некоторых ограниченных интервалах энергии при соответствующей подгонке параметров теории. Однако она приводит к противоречиям с экспериментом в ряде случаев. Приведем два примера. В физике высоких энергий важным параметром является коэффициент неупругости K, равный доле первичной энергии, передаваемой при взаимодействии вторичным частицам. Экспериментальные данные свидетельствуют, что значения K приблизительно по-

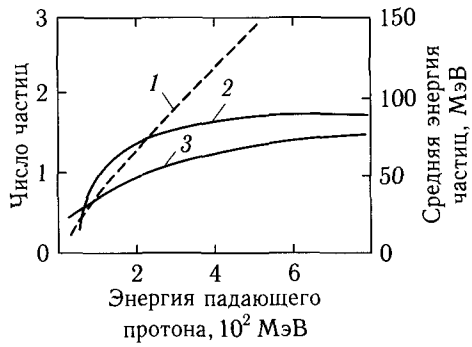


Рис. 14.10. Зависимость выхода и средней энергии каскадных частиц, испускаемых ядром ^{27}Al, от энергии падающего протона, взаимодействующего с этим ядром: *1* — средняя энергия; *2* — среднее число протонов; *3* — среднее число нейтронов

стоянны в широком интервале первичных энергий W_0 (по крайней мере до 10 ТэВ, т. е. до 10^{13} эВ). От массововго числа мишени A коэффициент неупругости K зависит слабо. Это видно из зависимостей, приведенных на рис. 14.11. Сплошной линией на том же рисунке показан результат расчета

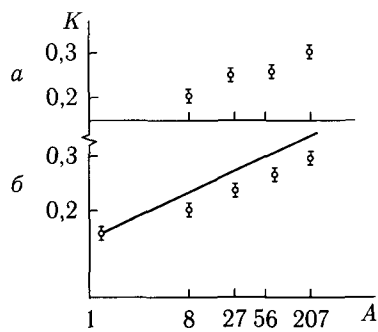


Рис. 14.11. Зависимость коэффициента K от атомной массы ядра-мишени. Сплошная линия-расчет по каскадной модели, точки-эксперимент: *а* — все ядерно-активные частицы; *б* — первичные нейтроны

по каскадной модели. В отличие от экспериментальной зависимости $K(A)$ соответствующая теоретическая кривая имеет существенно иной ход.

Другой важный параметр — средний импульс p_1, передаваемый при соударении ядру в поперечном направлении. В интервале $W_0 = 10^3$–10^6 ГэВ значения p_1 медленно (возможно логарифмически) увеличиваются с энергией. Каскадная модель противоречит слабой зависимости p_1 от A.

Наконец, каскадная модель не может объяснить следующую особенность внутриядерного (π–N)-взаимодействия. Допустим, что в результате столкновения налетающей частицы с внутриядерным нуклоном образовалось несколько пионов. Эти ядерноактивные частицы будут с большой вероятностью поглощаться внутри ядра. Если в соответствии с исходным положением каскадной модели считать, что пионы взаимодействуют независимо друг от друга, то сечение поглощения n пионов должно равняться n-кратному сече-

нию неупругого $(\pi{-}N)$-взаимодействия: $\sigma_{n\pi N} \approx n\sigma_{\pi N}$. Например, при $n = 3$ $\sigma_{3\pi N} \approx 3\sigma_{\pi N}$, при $n = 5$ $\sigma_{5\pi N} \approx 5\sigma_{\pi N}$ и т. д. Однако согласно наблюдениям $\sigma_{3\pi N} \approx \sigma_{\pi N}$, а $\sigma_{5\pi N} \approx \sigma_{\pi N}/2$, т. е. приведенное рассуждение неверно.

Поясним особенность этой ситуации, приведя следующую аналогию из электродинамики. Изучение процесса тормозного излучения быстрого электрона при рассеянии на большие углы показало, что в электромагнитном поле рассеянного электрона некоторый промежуток времени отсутствуют виртуальные фотоны в определенном интервале частот $\Delta\omega$ (образно говорят, что в течение некоторого времени электрон является частично «раздетым» или «полуголым»). Лишь через определенное конечное время собственное электромагнитное поле электрона полностью восстанавливается, и он начинает испускать в новом направлении движения фотоны с частотами, приходящимися на интервал $\Delta\omega$.

Эффект уменьшения сечения взаимодействия в ядре объясняется сходным образом. Действительно, для восстановления мезонного поля адрона необходимо конечное время. Некоторый промежуток времени вторичные адроны в ядре являются «голыми» или «полуголыми» (т. е. их мезонное поле ослаблено) взаимодействие этих частиц с внутриядерными нуклонами оказывается значительно слабее, чем взаимодействие между нуклонами и адронами со сформировавшимся собственным полем.

Можно объяснить рассматриваемый эффект и иначе, предположив, что адроны, родившиеся внутри ядра, в течение времени порядка $\tau_{\text{яд}}$ составляют *кластер* (§ 11.4). Подобно отдельному адрону, последний взаимодействует с внутриядерными нуклонами как единое целое. Это взаимодействие характеризуется сечением того же порядка (или даже меньше), что и сечение обычных адрон-адронных взаимодействий.

Не исключено, что оба фактора (уменьшение сечения и возникновение кластера) взаимосвязаны.

Представление о кластере подразумевает, что некоторая совокупность частиц в определенной ситуации может составлять как бы одну «слитную» частицу. Эта идея нашла свое развитие в так называемой *гидродинамической кластерной модели*, согласно которой между падающим адроном и нуклонами ядра, расположенными вдоль его пути в ядерном веществе, осуществляется коллективное взаимодействие. Падающая частица как бы вырезает в ядерном веществе трубку, диаметр которой определяется эффективным размером области взаимодействия в поперечном направлении. Трубка ядерного вещества не имеет структуры и поэтому может считаться отдельной частицей, масса которой равна суммарной массе нуклонов в трубке.

В модели учитывается лоренцовское сокращение продольных размеров в системах отсчета, движущихся относительно л. с. к. Так, полагают, что в начальный момент соударения налетающая частица и трубка являются сжатыми дисками. Оба диска соприкасаются в начальный момент (рис. 14.12, *а*); далее в ту и другую сторону от плоскости соприкосновения по адронной жидкости с некоторой скоростью D распространяются ударные волны, причем вещество в объеме между ними покоится (ему соответствует заштрихованный участок

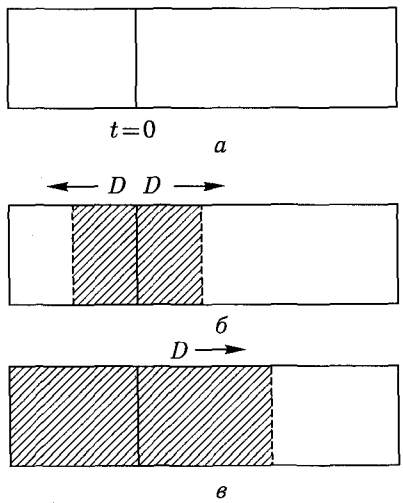


Рис. 14.12. Некоторые стадии процесса взаимодействия адрона с ядром согласно гидродинамической модели: *а* — момент столкновения ударных волн в адронном веществе; *б* — распространение ударных волн в адронном веществе; *в* — момент начала истечения адронного вещества в вакууме

на рис. 14.12, *б*). Через некоторое время ударная волна доходит до левого края трубки (рис. 14.12, *в*), и начинается «истечение» адронного вещества в вакуум, а по ядерному веществу проходит волна разрежения. Аналогично ударная волна, движущаяся вправо, доходит до правого края трубки, начинается «истечение» вещества в вакуум, влево же идет волна разрежения.

Гидродинамический разлет продолжается до тех пор, пока плотность адронного вещества не уменьшится до характерного значения, предсказываемого моделью, при котором оно начинает распадаться на реальные адроны в согласии с законами статистики или термодинамики.

Гидродинамическая модель является перспективной моделью, позволившей объяснить наиболее существенные характеристики процессов взаимодействия частиц с ядрами при высоких энергиях.

Глава 15

ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР. ТРАНСУРАНОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

§ 15.1. Деление ядер

15.1.1. Открытие деления ядер. Историю этого открытия эпохального значения, не лишенную налета драматизма, следует начать с опытов Э. Ферми, выполненных в 1934 г.. Исследовалась искусственная радиоактивность, возникающая в веществах, подвергаемых воздействию медленных нейтронов. Одним из облучаемых элементов являлся уран. После прекращения облучения урановый образец испускал β^--частицы. Предполагалось, что они возникают в процессе следующих превращений:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + n \to {}^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{93}\mathrm{R} \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{94}\mathrm{R},$$

где $^{239}_{93}$R и $^{239}_{94}$R — трансурановые элементы с $Z = 93$ и 94. Хотя в опытах Ферми действительно согласно современным представлениям имел место синтез элементов $_{93}$R и $_{94}$R, однако И. Ноддак в том же 1934 г. доказала, что химическая идентификация этих элементов осуществлялась неправильно (на этом вопросе, не имеющим для нас существенного значения, мы останавливаться не будем; аргументы Ноддак приведены, например, в книге [14, с. 160]).

В 1938 г. И. Кюри и П. Славич продолжили аналогичные опыты и обнаружили, что при бомбардировке урана нейтронами образуется радиоактивный изотоп с периодом полураспада 3,5 часа, названного ими «R (3,5 часа)». Химические исследования показали, что этот изотоп соосаждается с оксилатом лантана. На этом основании Кюри и Савич заключили, что свойства элемента «R (3,5 часа)» идентичны свойствам лантана. Новизна этого вывода состоит в том, что порядковый номер лантана ($Z = 57$) не больше, а гораздо меньше порядковых номеров урана и элементов $_{93}$R и $_{94}$R (впоследствии выяснилось, что «R (3,5 часа)» действительно представляет собой изотоп лантана). Тем самым Кюри и Савич «вплотную подошли» к открытию деления урана, однако решающий правильный вывод ими не был сделан.

Решающее значение в открытии процесса деления имели опыты О. Гана и Ф. Штрассмана. Проводя в декабре 1938 г. опыты, аналогичные экспериментам Кюри и Савича, Ганн и Штрассман с помощью точного радиохимического анализа доказали, что в результате бомбардировки урана нейтронами возникает элемент барий ($Z = 56$) и (вероятно) элемент с $Z = 43$, называвшийся в то время мазурием (его современное название-технеций). Удивительной

особенностью результатов описываемых опытов представлялось то, что оба этих элемента расположены в середине периодической системы. В своей статье от 22 декабря 1938 г. Ган и Штрассман отмечают, что «сумма массовых чисел бария и мазурия $138 + 101$ дает 239», (а значение 239 как раз равно сумме атомных масс урана и нейтрона). Однако, открыв фактически деление ядер урана, Ганн и Штрассман не дали четкой физической интерпретации своих наблюдений.

В следующем 1939 г. Л. Мейтнер и О. Фриш исчерпывающим образом объяснили результат опытов Гана и Штрассмана. Мейтнер и Фриш писали: «На первый взгляд этот результат очень трудно понять. Возможность образования элементов, лежащих много ниже урана, рассматривалась и раньше, но всегда отвергалась по ряду физических причин... Однако на основе новых представлений о поведении тяжелых ядер возникает совершенно другая картина этих новых процессов распада... Представляется возможным, что ядро урана имеет лишь небольшую устойчивость формы и может после захвата нейтрона разделиться на два ядра примерно одинаковых размеров». Мейтнер и Фриш полагали, что по причине значительного превышения в ядрах-осколках числа нейтронов над числом протонов, эти ядра должны быть β^--активны и после ряда последовательных β^--распадов превращаться в стабильные частицы. Полагали также, что β^--активность некоторых ядер — продуктов распада ядер урана, возникающих в опытах Ферми, по-видимому, ошибочно приписывалась трансурановым ядрам.

Мейтнер и Фиш предсказали, что в процессе деления ядер урана должна выделяться большая кинетическая энергия.

Для получения чисто физического доказательства возможности деления с предсказанным высоким энерговыделением Фриш в том же 1939 году провел опыт, основанный на использовании ионизационной камеры. Впоследствии аналогичные опыты были воспроизведены многими исследователями. Обычно такой эксперимент проводится с помощью ионизационной камеры, на один из электродов которой наносится тонкий слой урана (или ураносодержащего вещества) [1]. Камера соединяется с усилителем и осциллографом. На экране последнего в отсутствии нейтронного источника наблюдаются лишь многочисленные импульсы от α-частиц, испускаемых ураном (с энергией $\sim 4{,}5$ МэВ). Однако при облучении камеры нейтронами возникают многочисленные импульсы, в 15 раз и более превосходящие импульсы от α-частиц, что отвечает энергии до 100 МэВ (рис. 15.1).

В 1940 году К. А. Петржак и Г. Н. Флеров установили, что ядра урана способны и к самопроизвольному (спонтанному) делению. Для наблюдений использовалась многослойная камера деления, электроды которой (общей площадью до 6000 см^2) были покрыты тонким слоем урана. Несмотря на столь большую поверхность пластин, эффект оказался крайне малым, составив всего несколько импульсов осколков деления в час. В последующие годы было установлено, что спонтанное деление наблюдается и на других тяжелых

[1] Другое название этого устройства — камера деления.

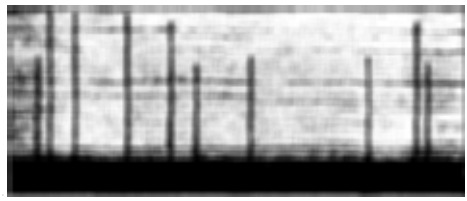


Рис. 15.1. Осциллографическая картина импульсов, возникающих при делении ядер. Темная полоса внизу образовалась от слившихся импульсов α-частиц

ядрах. Его характерной особенностью является большой период полураспада (для урана $\sim 10^{16}$ лет).

Вскоре после того, как стала ясной принципиальная возможность извлечения громадной энергии в процессе деления ядер урана, публикации о делении тяжелых ядер из соображений секретности на долгие годы были прекращены.

1. Еще за четыре года до открытия процесса деления ядер урана — в 1934 г., госпожа Ида Ноддак, считавшаяся авторитетным ученым в области химического анализа редких земель, высказала гипотезу, согласно которой «при бомбардировке тяжелых ядер нейтронами исследуемое ядро распадается на несколько крупных кусков, которые, несомненно, должны быть изотопами известных элементов, но не соседних элементов, подвергнутых облучению». Но ни Ферми, ни Ганн со Штрассманом всерьез не приняли гипотезу Ноддак. Это можно понять, если принять во внимание, что по существовавшим в 30-х годах прошлого века физическим представлениям внутрь тяжелого ядра может проникнуть и расщепить его только частица, обладающая кинетической энергией существенно большей, чем кинетическая энергия α-частиц, использованных в опытах Резерфорда и его сотрудников. Именно с целью расщепления ядер и стали использовать частицы, ускоренные на генераторе Ван-де-Граафа и других ускорителях. Нейтрон, обладающий относительно небольшой энергией, никак не походил на роль «снаряда», способного проникать внутрь тяжелого ядра и расщепить его.

2. Фриш так описывает результат дискуссии между ним и Мейтнер по поводу интерпретаций открытия Гана и Штрассмана: «Постепенно нам стало ясно, что разрушение ядра урана на две почти равные части... должно происходить совершенно определенным образом. Картина такова... постепенно деформация исходного уранового ядра, его удлинение, образование сужения и, наконец, деление на две половины. Поразительное сходство этой картины с процессом деления, которым размножаются бактерии...».

15.1.2. Основные закономерности реакции деления. Деление представляет собой экзотермическую реакцию, сопровождающуюся, как указывалось, большим выделением энергии. Обычно ядро делится на две частицы (осколки), хотя в редких случаях их число может быть больше [1]). Кроме осколков при делении испускаются нейтроны и некоторые другие частицы. Совокупность всех частиц, возникающих при делении в последующем распаде называют продуктами деления.

[1]) В дальнейшем будет рассматриваться только деление на два осколка.

Различают *низкоэнергетическое деление*, идущее под действием медленных нейтронов, и *высокоэнергетическое деление*, при котором нейтроны либо иные бомбардирующие частицы обладают большей энергией (обычно порядка десятков или сотен МэВ). Массы осколков при делении первого типа распределены асимметрично (рис. 15.2), а при делении второго типа

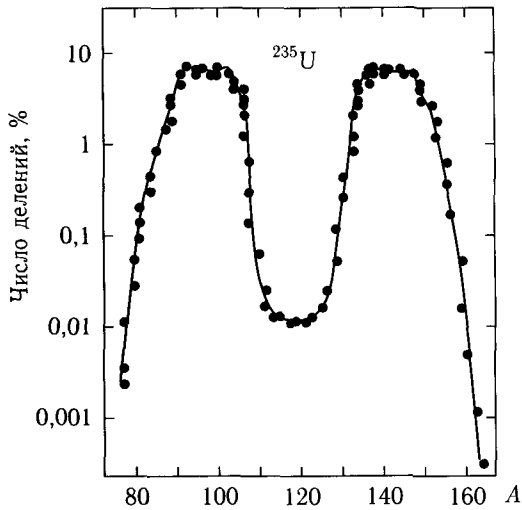


Рис. 15.2. Распределение ядер осколков по массам при низкоэнергетическом делении урана-235

симметрично или почти симметрично. Если энергия бомбардирующих частиц не превышает нескольких десятков МэВ, то деление идет с образованием составного ядра.

При асимметричном делении ядер урана-235 наиболее вероятное отношение масс осколков составляет 1,46; оно равно отношению массовых чисел тяжелого осколка — ксенона ($A = 139$) и легкого осколка — стронция ($A = 95$). Значения этих массовых чисел соответствуют на рис. 15.2 максимумам выхода продуктов деления.

Реакция деления в данном случае записывается в форме

$$^{235}_{92}\mathrm{U} + n \rightarrow {}^{236}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{139}_{54}\mathrm{Xe} + {}^{95}_{38}\mathrm{Sr} + 2n.$$

В этой реакции испускается два мгновенных быстрых нейтрона.

Энергетическая выгодность деления определяется разностью энергии связи тяжелых и средних ядер. Например, для ^{235}U удельная энергия связи ε равна 7,60 МэВ, тогда как значение ε для стабильных продуктов деления, расположенных в середине периодической таблицы, составляет приблизительно 8,45 МэВ (рис. 7.9). Таким образом, изменение энергии связи для составного ядра ^{236}U(образованного в результате поглощения ядром ^{235}U нейтрона) составляет $236 \cdot (8{,}45 - 7{,}60) \approx 200$ МэВ.

Энергия реакции Q_f равна

$$Q_f = E - (E_1 + E_2), \qquad (15.1)$$

где E — полная энергия связи ядра, а E_1 и E_2 — полные энергии связи осколков. Для вычисления Q_f используем полуэмпирическую формулу Вайцзеккера

$$E(A,Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} - \varsigma \frac{(A-2Z)^2}{A} \qquad (15.2)$$

(значения коэффициентов α, β, γ, ς приведены в п. 7.5.2).

В (15.2) отсутствует член $\delta A^{-3/4}$, что объясняется его относительной малостью; влияние этого члена на процесс деления ядер ^{235}U и ^{238}U будет исследовано ниже.

Допустим, что заряды осколков Z_1 и Z_2 относятся как их массы M_1 и M_2:

$$M_1/M_2 = Z_1/Z_2. \qquad (15.3)$$

На самом деле при данном отношении M_1/M_2 обычно имеет место небольшой разброс значений Z_1/Z_2. Однако он настолько мал, что соотношение (15.3) может считаться справедливым при ограниченной точности полуэмпирической формулы (15.2). Итак, положим, что массовые числа осколков составляют

$$A_1 = fA \quad \text{и} \quad A_2 = (1-f)A, \qquad (15.4)$$

а заряды

$$Z_1 = fZ \quad \text{и} \quad Z_2 = (1-f)Z, \qquad (15.5)$$

где f и $(1-f)$ — коэффициенты, учитывающие доли A и Z, приходящиеся на первый и второй осколки соответственно $(0 < f < 1)$. Используя формулу (15.2) применительно к E_1, E_2 и E и вводя обозначения (15.4) и (15.5), из (15.1) получим

$$Q_f = \beta A^{2/3} C_1(f) + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} C_2(f), \qquad (15.6)$$

где $C_1(f) = 1 - \left[f^{2/3} + (1-f)^{2/3}\right]$; $C_2(f) = 1 - \left[f^{5/3} + (1-f)^{5/3}\right]$.

При выводе формулы (15.6) члены, содержащие β и γ, исчезли вследствие сокращения.

Найдем энергетическое условие возможности деления. Приравняв с этой целью в (15.6) Q_f нулю, получим

$$\frac{Z^2}{A} = -\frac{\beta C_1(f)}{\gamma C_2(f)} = -25C(f), \qquad (15.7)$$

где $C(f) = C_1(f)/C_2(f)$. На рис. 15.3 показана зависимость $\frac{Z^2}{A}(f)$, определенная с помощью (15.7). Как видно, деление невозможно для элементов с $Z^2/A < 17$. Этому условию удовлетворяют элементы с $Z < 40$ и $A < 100$. Примером такого «граничного» элемента является технеций ($Z = 43$, $A = 99$). Максимальное значение $f = 0{,}5$ соответствует делению на два равных по массе осколка. Элементы в конце периодической системы могут делиться даже при условии $f \approx 0{,}025$, что соответствует α-распаду. Таким образом, отношение Z^2/A является важной величиной, определяющей энергетическую возможность деления. Оно получило название параметра деления.

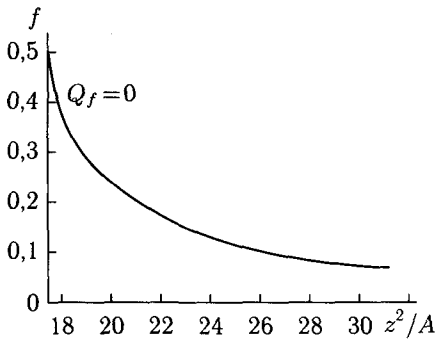


Рис. 15.3. Кривая $f(Z^2/A)$, иллюстрирующая энергетическую возможность деления

Теория деления, разработанная в 1939 г. Н. Бором и Дж. Уиллером (и независимо от них Я. И. Френкелем), исходила из представлений капельной модели. В основу теории положена идея о том, что изменение энергии делящегося ядра-капли связано с изменением его формы. Допустим, что ядро в устойчивом состоянии имеет вид сферы радиуса R, а в возбужденном — эллипсоида вращения. При отклонении от шарообразной формы поверхность ядра увеличивается, следовательно, возрастает и поверхностная энергия. Одновременно с ее ростом электростатическая энергия уменьшается, поскольку протоны максимально сближены между собой при сферической форме ядра. Итак, при деформации ядра изменяются две компоненты потенциальной энергии ядра, входящие в состав выражения (15.6). Напишем его применительно к урану, для которого опытное значение f составляет 0,67. Тогда

$$Q_f = 0{,}36\gamma Z^2 A^{-1/3} - 0{,}25\beta A^{2/3}, \qquad (15.8)$$

т. е. при деформации ядра изменение кулоновской энергии противоположно по знаку изменению поверхностной (как и следовало ожидать). Подсчитаем Q_f для компаунд-ядра ^{236}U ($U^{235} + n$); n — тепловой нейтрон:

$$Q_f = 0{,}36 \cdot 0{,}71 \frac{92^2}{\sqrt[3]{236}} - 0{,}25 \cdot 17{,}8 \sqrt[3]{236^2} = 350 - 168 = 182 \text{ МэВ}.$$

В соответствии с условием несжимаемости ядерного вещества в теории считается, что объем ядра, испытавшего деформацию, всегда равен $4\pi R^3/3$. Воспользовавшись этим условием, можно получить выражение, связывающее между собой изменение потенциальной энергии ядра, обусловленное его деформацией ΔE, и параметр деформации α:

$$\Delta E = 0{,}2\alpha^2 A^{2/3}(35{,}6 - 0{,}710Z^2/A) \text{ МэВ}. \qquad (15.9)$$

Положительное значение ΔE указывает на устойчивость ядра, поскольку при $\Delta E > 0$ увеличение деформации (α растет) сопровождается увеличением потенциальной энергии. Наоборот, отрицательное значение ΔE свидетельствует о неустойчивости ядра. Из-за более быстрого роста второго члена в (15.9) функция $\Delta E(Z^2/A)$ должна перейти через нуль и стать отрицательной; при

$Z^2/A \approx 49$ $\Delta E = 0$. Этому значению Z^2/A соответствует элемент с $Z \approx 120$, делящийся самопроизвольно и мгновенно (за ядерное время). Согласно развитой модельной теории элемент с $Z = 120$ и должен определять возможную границу периодической системы.

В процессе дальнейшего развития теории деления и совершенствования экспериментальных методов синтеза трансурановых элементов была получена новая информация, во многом изменившая начальные представления о пределах области возможного существования сверхтяжелых ядер и степени их устойчивости. Эти вопросы мы рассмотрим в § 15.2.

15.1.3. Интерпретация процесса деления на основе капельной модели ядра. При рассмотрении процесса деления следует учитывать существование потенциального барьера, аналогичного барьеру, препятствующему α-распаду. С классической точки зрения деление ядра можно вызвать, сообщив добавочную энергию, называемую энергией активации E_f, необходимую для преодоления этого барьера. С квантомеханической точки зрения возможен и другой способ распада, обусловленный просачиванием осколка сквозь потенциальный барьер (уже знакомое нам спонтанное деление).

Рассмотрим рис. 15.4, где показана зависимость потенциальной энергии ядра U от параметра, характеризующего степень деформации ядра и расстo-

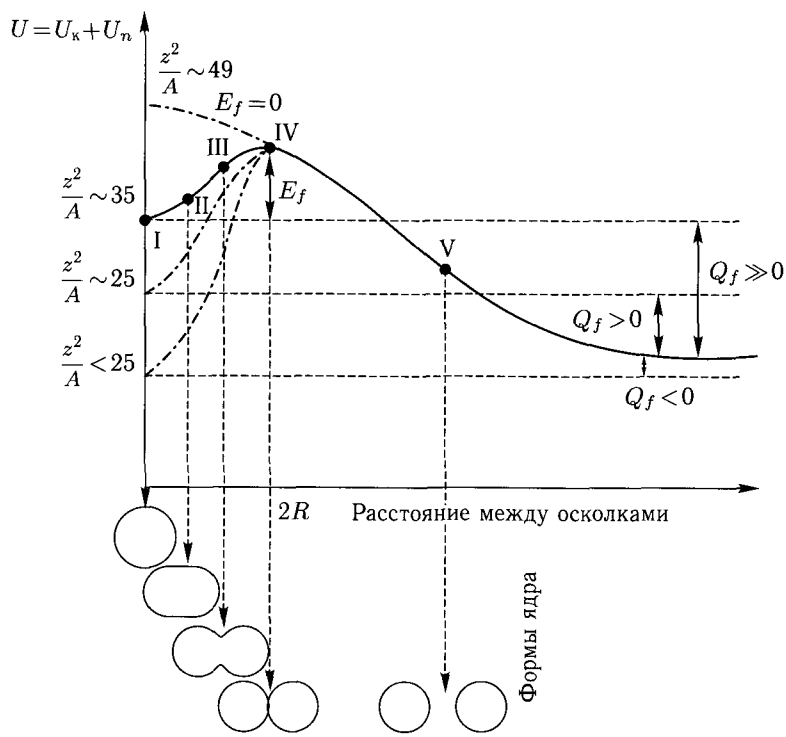


Рис. 15.4. Барьер деления при различных значениях параметра Z^2/A и соответствующие ему последовательные стадии деления ядра I–V

яние между осколками после деления. Преодоление барьера связано с дальнейшей деформацией ядра, принимающего вид гантели (см. рис. 15.4, положения I, II, III). Возвращение к первоначальной форме становится невозможным после прохождения ядром критической точки предельной упругой деформации. Дальнейшая деформация характеризуется преобладанием кулоновских сил над силами поверхностного натяжения. На последней стадии процесса поверхностные силы даже способствуют развалу ядра, поскольку под их действием половинки гантели стремятся принять форму шара (положение IV на рис. 15.4). Процесс деформации ядра завершается его распадом на два осколка, причем осколки приобретают кинетическую энергию в процессе их электростатического отталкивания. В самом деле, действие ядерных сил прекращается в момент деления (положение IV), при разлете осколки находятся в кулоновском поле друг друга. Вычислим кулоновскую энергию делящегося ядра ^{235}U, захватившего тепловой нейтрон. Будем считать, что в момент разрыва осколки, характеризуемые радиусами ρ_1 и ρ_2 и зарядами Z_1 и Z_2, соприкасаются друг с другом, так что кулоновская энергия их отталкивания равна $E_k = Z_1 Z_2 e^2/(\rho_1 + \rho_2)$. Примем, что $A_1 = 95$, $Z_1 = 38$, $A_2 = 139$, $Z_2 = 54$, $c_1 = c_2 = 1{,}5 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ см. Тогда

$$E_k = \frac{38 \cdot 54 \cdot (4{,}8 \cdot 10^{-10})^2}{1{,}5 \cdot 10^{-13} \cdot (95^{1/3} + 139^{1/3}) \cdot (1/6) \cdot 10^{-6}} \approx 200 \text{ МэВ}, \ ^{1)}$$

что совпадает с оценкой энергии деления, сделанной выше из более общих соображений.

Рассмотрим особенности деления при разной высоте барьера E_f. Как отмечалось выше, элемент с $Z = 120$ делится спонтанно и мгновенно. Для него $Z^2/A = 49$, $E_f = 0$. При $Z^2/A < 49$ [2)], $E_f > 0$, и самопроизвольное деление возможно только путем просачивания сквозь потенциальный барьер, т. е. спонтанное деление аналогично α-распаду и может быть объяснено лишь в рамках квантовой механики. Вероятность спонтанного деления зависит от параметра деления, уменьшаясь с уменьшением Z^2/A. Для урана ($Z^2/A = 36$) эта вероятность мала, соответственно велик период полураспада по отношению к делению, а именно $T^{\text{сп}} = 8 \cdot 10^{15}$ лет.

Для «быстрого» деления тяжелого ядра с $Z^2/A < 49$ с очень большим значением $T^{\text{сп}}$ необходимо предварительно передать ему энергию возбуждения E, большую E_f:

$$E > E_f \tag{15.10}$$

Это можно осуществить, облучая ядро γ-квантами с энергией E_f, удовлетворяющей неравенству $E_\gamma > E_f$. Следовательно, облучая ядра γ-квантами

[1)] Разумеется, этот подсчет является сугубо ориентировочным.

[2)] Значение $Z^2/A = 49$ является приближенным и в зависимости от способа подсчета варьирует от 45 до 49. Отметим также, что приведенная теория не учитывает особо высокой стабильности магических тяжелых ядер, которые могут оказаться сравнительно долгоживущими (см. § 15.2).

разных энергий по порогу реакции деления можно установить высоту барьера E_f.

В интервале $Z^2/A = 17$–25 барьер E_f очень высок (десятки МэВ), и для осуществления реакции деления необходимы бомбардирующие частицы, ускоренные до энергии в несколько десятков или сотен МэВ. Для элементов с $Z^2/A = 35$–36 ($_{90}$Th, $_{91}$Pa, $_{92}$U) E_f не превосходит 5–6 МэВ, что примерно соответствует энергии связи нейтронов.

Если деление происходит под действием нейтрона, то условие (15.10) принимает вид

$$E = \varepsilon_n + W_n' > E_f, \tag{15.11}$$

где ε_n — энергия связи нейтрона в составном ядре, $W_n' = \dfrac{A}{A+1} W_n$ — относительная кинетическая энергия ядра и нейтрона, W_n — кинетическая энергия последнего в л. с. к. [см. формулы (14.8) и (14.9)].

Опыт показывает, что изотоп урана ^{235}U делится тепловыми нейтронами, а другой его изотоп — ^{238}U — нейтронами с энергией, не меньшей 1,1 МэВ (подробнее об этом см. в § 16.3). В первом и втором случаях деление происходит соответственно через промежуточные ядра ^{236}U и ^{239}U; их состояния и следует рассматривать. Процесс деления протекает у этих ядер различно по двум причинам. Во-первых, высота барьера E_f для ^{236}U меньше, чем для ^{239}U, так как параметр деления в первом случае больше. Из расчетов вытекает, что

$$E_f = \begin{cases} 6{,}0 \text{ МэВ} & \text{для } ^{236}\text{U}, \\ 7{,}0 \text{ МэВ} & \text{для } ^{239}_{92}\text{U}. \end{cases} \tag{15.12}$$

Во-вторых, энергия связи нейтрона ε_n в ядре ^{236}U больше, чем в ядре ^{239}U, что связано с эффектом спаривания одинаковых нуклонов [энергия спаривания описывается в (7.27) пятым членом $\delta A^{-3/4}$]. Действительно, для четно-четного ядра $^{236}_{92}$U член $\delta A^{-3/4}$ положителен (тогда как для исходного ядра ^{235}U он равен нулю), а для четно-нечетного ядра $^{239}_{92}$U этот член равен нулю (для ядра ^{238}U он положителен).

В первом случае $\varepsilon_n = 6{,}5$ МэВ, т. е. условие (15.11) приобретает вид $E \approx \varepsilon_n > E_f$, а во втором $\varepsilon_n = 6{,}0$ МэВ; учитывая (15.12), условие (15.11) будет выполнено, если кинетическая энергия падающего нейтрона окажется не меньше $\approx 1{,}1$ МэВ. Таким образом, ядро ^{236}U имеет более низкую энергию активации и сильнее возбуждается, чем ядро ^{239}U. Аналогичная ситуация наблюдается и в других случаях. Так, ядро ^{233}U делится тепловыми нейтронами, а ядро ^{232}Th — только быстрыми. Поэтому учет явления спаривания имеет значение для решения вопроса о том, идет ли деление лишь на быстрых нейтронах, или же оно возможно и на медленных.

На процесс деления оказывает влияние рассматриваемая ниже оболочечная структура тяжелых ядер, не учитываемая в рамках изложенной выше теории. Считается, что асимметрия масс осколков, наблюдаемая при низкоэнергетическом делении, обусловлена именно оболочечной структурой делящегося ядра. Полагают, что при достижении критической деформации поверхности

ядра внешние оболочки разрываются симметрично, однако прочно связанная сердцевина ядра не разрывается; вместе с половиной нуклонов из внешних оболочек она уносится одним из осколков. При высокоэнергетическом делении формирование оболочек в осколках затруднено сильным возбуждением делящегося ядра; в результате образуются осколки с равными или почти равными массами (симметричное деление).

15.1.4. Свойства продуктов деления. Ядра элементов, расположенных в конце таблицы Менделеева, имеют высокое отношение числа нейтронов к числу протонов (например, для урана оно равняется 1,6). С другой стороны, для средних ядер это отношение значительно меньше. Поэтому после своего образования осколки перегружены нейтронами. Переход в стабильное состояние осуществляется путем испускания нейтронов, нейтрино, β-частиц и γ-квантов. Рассмотрим, например распад ядер ^{235}U.

На первой стадии испускаются «мгновенные» нейтроны и γ-кванты (время испускания тех и других $\sim 10^{-14}$ с), а на второй стадии электроны, γ-кванты распада и запаздывающие нейтроны (время испускания до десятков c и более). Распад продолжается до тех пор, пока не возникнет стабильное ядро. Мгновенные нейтроны испускаются возбужденными осколками деления, а не составным ядром ^{236}U (время их испускания $\sim 10^{-19}$ с). Мгновенные γ-кванты также испускаются возбужденными осколками в процессе их перехода в основное состояние. Спектр мгновенного γ-излучения непрерывный, с максимальной энергией, близкой к 7 МэВ.

Осколки, испытывающие β-распад, как и предсказали Мейснер и Фриш, образуют цепочки радиоактивных элементов, причем их длина весьма различна. В качестве одной из наиболее коротких цепочек можно указать на следующую:

$$^{147}_{60}\mathrm{Nd} \xrightarrow[11\text{ дн}]{\beta^-} {}^{147}_{61}\mathrm{Pm} \xrightarrow[2{,}5\text{ года}]{\beta^-} {}^{147}_{62}\mathrm{Sm},$$

а в качестве одной из самых длинных

$$^{143}_{54}\mathrm{Xe} \xrightarrow[1\text{ с}]{\beta^-} {}^{143}_{55}\mathrm{Cs} \xrightarrow[\text{короткий}]{\beta^-} {}^{143}_{56}\mathrm{Ba} \xrightarrow[\text{короткий}]{\beta^-} {}^{143}_{57}\mathrm{La} \xrightarrow[19\text{ мин}]{\beta^-} {}^{143}_{58}\mathrm{Ce} \xrightarrow[32\text{ ч}]{\beta^-}$$

$$\xrightarrow[32\text{ ч}]{\beta^-} {}^{143}_{59}\mathrm{Pr} \xrightarrow[13{,}7\text{ дн}]{\beta^-} {}^{143}_{60}\mathrm{Nd}\ (\text{стабилен}).$$

Идентификация многих членов цепочек распада затруднена (особенно в первые моменты после возникновения осколка) их малыми периодами полураспада. В соответствии с особенностями β-распада при указанных превращениях осколков $A = \mathrm{const}$, а меняется лишь Z. При каждом акте деления изотопа $^{235}_{92}U$ испускается в среднем $\vartheta = 2{,}5$ нейтрона. Около 0,75% от всех нейтронов, вылетающих при делении составляют запаздывающие нейтроны (механизм испускания запаздывающих нейтронов рассматривается в п. 15.1.5). Среднее время их запаздывания (при делении ^{235}U) равно приблизительно 12 с. Как мы убедимся ниже, запаздывающие нейтроны играют большую роль в процессе самоподдерживающейся ядерной реакции.

При делении ^{235}U тепловыми нейтронами мгновенно выделяющаяся энергия Q_f (энергия реакции) равна 180 МэВ, а энергия Q_β, уносимая частицами и γ-излучением при последующем распаде продуктов деления, составляет 22 МэВ. Примерное распределение энергии деления (в МэВ) выглядит следующим образом:

Кинетическая энергия осколков деления	168
Энергия нейтронов деления	5
Энергия мгновенного γ-излучения	7
Энергия β-частиц продуктов деления	5
Энергия γ-излучения продуктов деления	6
Энергия антинейтрино продуктов деления	10
Итого	201 МэВ

15.1.5. Механизм испускания запаздывающих нейтронов. Подобно мгновенным нейтронам запаздывающие нейтроны также испускаются ядрами — продуктами деления. Благодаря тому, что они являются нейтроноизбыточными, создаются условия для их β- и нейтронного распада. Периоды полураспада $T_{1/2}$ запаздывающих нейтронов различны и зависят от химической природы продуктов деления. Например, для нейтронов распада $^{87}_{35}$Br и $^{137}_{53}$I значения $T_{1/2}$ равны соответственно 55,6 с и 27,7 с. Минимальные значения периода полураспада у некоторых ядер-продуктов деления составляют десятые доли секунды.

Рассмотрим процесс испускания задержанных нейтронов на примере распада вышеуказанного продукта деления ядра ^{87}Br. Схема его распада приведена на рис. 13.2. В двух процентах случаев β-распад этого ядра приводит к образованию возбужденного ядра ^{87}Kr с энергией $E^* = 5{,}8$ МэВ (рис. 15.5).

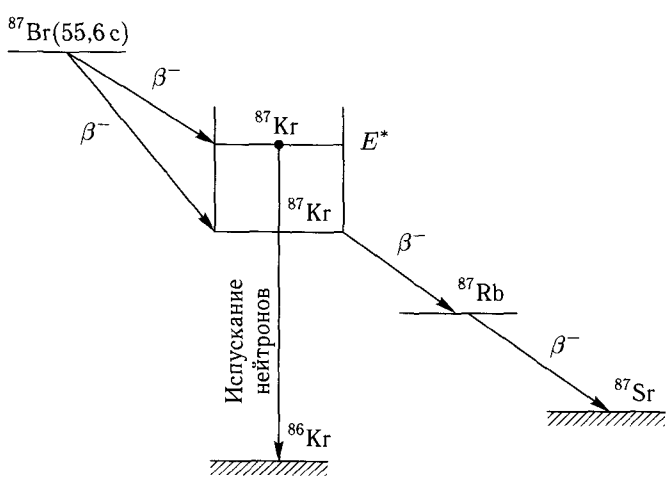


Рис. 15.5. Схема цепочки распада $^{87}\mathrm{Br} \to {}^{87}\mathrm{Kr} + \beta \to {}^{86}\mathrm{Kr} + n$

Энергия связи периферийных нейтронов протонодефицитных ядер сравнительно невелика. В данном случае следует также учесть что согласно оболочечной модели в состав ядра ^{87}Kr входит замкнутая нейтронная оболочка с магическим числом этих частиц ($N = 50$), а один нейтрон расположен сверх указанной оболочки. По изложенным причинам этот периферийный нейтрон отличается особо малой энергией связи, равной $E = 5{,}53$ МэВ. При таких условиях энергетически выгодно испускание нейтрона с уровня E^*, что приводит к образованию стабильного ядра ^{86}Kr. Этот нейтрон и идентифицируется в качестве «запаздывающего» [1]).

На рис. 15.5 приведена также схема β^--распада ядра ^{87}Kr с основного уровня.

Гольданский в 1960 г. предсказал возможность существования двойного нейтронного распада. Механизм последнего сходен с механизмом испускания запаздывающих нейтронов. Так, при условии, что энергия возбуждения ядра, испытавшего β-распад, больше энергии связи двух нейтронов, то может реализоваться процесс испускания пары нейтронов. Это явление было действительно обнаружено в 1979 г. в ЦЕРНе.

Наблюдался процесс β^- распада ядра $^{11}_{3}$Li. В десяти процентах случаев в результате возникало ядро $^{11}_{4}$Be в возбужденном состоянии. Энергия возбуждения этого ядра, равная ≈ 9 МэВ, превосходила энергию отделения двух нейтронов, составляющую 7,3 МэВ, поэтому оказывалась возможной двухступенчатая реакция

$$^{11}_{3}\mathrm{Li} \xrightarrow{8{,}6\ \text{мс}} {}^{11}_{4}\mathrm{Be} + e^- + \tilde{\nu}_e\,.$$
$$\downarrow$$
$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + 2n$$

Период полураспада $^{11}_{3}$Li равный 8,6 мс определяет и время запаздывания нейтронов.

§ 15.2. Трансурановые элементы

15.2.1. Об оболочечной структуре делящихся ядер. Рассмотренная выше модель ядра — аналога жидкой капли, основанная на представлении о том, что его равновесная форма представляет собой сферу, является достаточно грубым приближением, поскольку в действительности невозбужденные тяжелые ядра — торий, уран и трансураны — обладают сигарообразной формой. Согласно гипотезе, высказанной Б. Т. Гейликманом в 1958 г., у ядер с относительно большими отклонениями формы от сферической должны проявляться оболочечные эффекты. Приведем соображения, подтверждающие справедливость этой гипотезы,

[1]) Отметим, что в некоторых учебных пособиях по ядерной физике (например, в книге А. И. Наумова [10, с. 236]) высказывается соображение, что явление испускания запаздывающих нейтронов нельзя считать радиоактивным распадом, поскольку их задержка определяется лишь временем предшествующего β-распада.

Для описания усредненного самосогласованного поля ядра, имеющего форму эллипсоида вращения, может быть использован потенциал гармонического осциллятора

$$U = kr^2,$$

где k — коэффициент, характеризующий жесткость ядра относительно изменения его формы. Расчет показывает, что в рассматриваемом случае частота осцилляций в направлении оси симметрии и перпендикулярно ей будет различной. На рис. 15.6 приведена зависимость энергии осцилляций $h\omega$ от

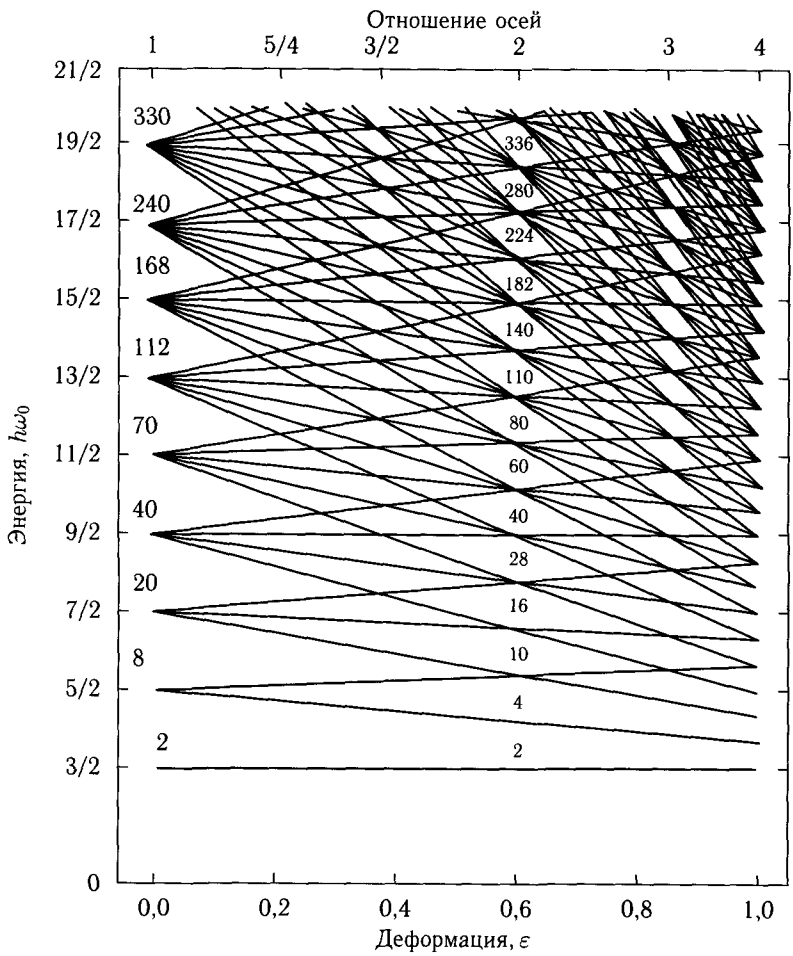


Рис. 15.6. Схема уровней анизотропного гармонического осциллятора

деформации ε и отношения осей эллипсоида вращения. Как видно, отклонение от сферической формы приводит к расщеплению уровней, причем при отношении осей эллипса 1,50; 2,0 и 3,0 наблюдается их разрежение. Это можно связать с тем, что при достаточно большой деформации ядра снова об-

разуются нуклонные оболочки (цифры над уровнями при $\varepsilon = 0{,}6$ обозначают число нуклонов в них).

В. М. Стутинский разработал метод исследования оболочечных эффектов (оболочечных поправок), исходя из модели жидкой капли. Метод основан на предположении, что оболочечные эффекты формируются относительно небольшим числом наименее связанных нуклонов ядра, тогда как для остальных нуклонов, составляющих его остов, справедливы представления модели жидкой капли. Результаты расчетов, проведенных на основе такого представления, приведены в графическом виде на рис. 15.7. Сплошная кривая изоб-

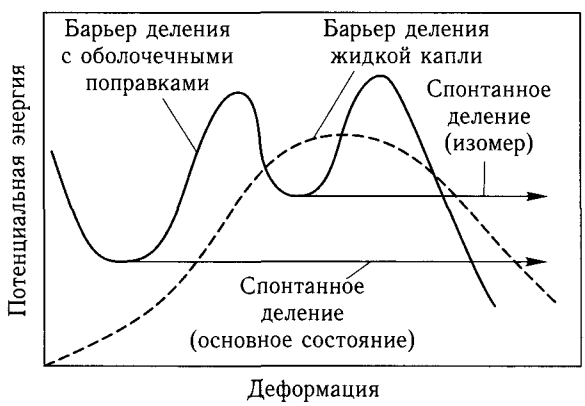


Рис. 15.7. Возможные модели форм барьеров деления

ражает потенциальную энергию с учетом оболочечных эффектов, а пунктиром отображен потенциальный барьер ядра-аналога электрически заряженной несжимаемой капли жидкости. Как видно, первая кривая отличается от второй двумя минимумами потенциальной энергии, которые соответствуют двум уровням устойчивого равновесия. Более глубокий минимум соответствует основному состоянию ядра, при котором оно принимает форму эллипсоида вращения с отношением осей 1,25; второй минимум отвечает большей деформации ядерного вещества, определяемой отношением осей 3 : 2.

Спонтанное деление ядра из основного состояния, очевидно, происходит со значительно меньшей вероятностью по сравнению со спонтанным делением из возбужденного изомерного состояния, которому соответствует правый минимум, так как в этом последнем случае барьер деления значительно уменьшен. Уровень энергии, отвечающий правому минимуму, является метастабильным и деление ядра в данном случае классифицируется как спонтанное деление изомера. Соответствующая ему энергия выше энергии основного состояния на два–три мегаэлектронвольта. Поэтому вероятность спонтанного деления для данного ядра из изомерного состояния значительно больше (на много порядков), чем из основного. Например, период полураспада относительно спонтанного деления для изотопа америция $^{242}_{95}\mathrm{Am}$ в основном состоянии равен приблизительно 10^{14} лет, а в его изомерном состоянии — около 10^{-2} с; соответственно вероятность спонтанного деления во втором

случае в 10^{21} раз больше, чем в первом. Согласно схеме уровней, показанной на рис. 15.6, при переходе от основного состояния к изомерному ядро должно сильно вытягиваться; это и облегчает спонтанное деление.

Явление спонтанного деления трансуранового элемента было открыто С. М. Поликановым в 1962 г. [11].

Ядра с массовыми числами, близкими к 300, принято называть сверхтяжелыми. Относительно высокая стабильность таких ядер может возникать только в тех случаях, когда составляющие их нуклоны образуют замкнутые оболочки, характеризуемые определенными магическими числами. При рассмотрении устойчивости сверхтяжелых ядер помимо известных нам магических чисел 82 и 126 играют важную роль два других магических числа: 114 и 184 (см. текст петитом в конце § 8.1.3). Если, например, при делении ядер оболочечные эффекты не имели бы места, то ядра с $Z = 114$ были бы неустойчивыми, мгновенно распадаясь после своего возникновения.

Остановимся еще на результатах расчетов протонных уровней ядер с достаточно большими значениями Z, выполненных несколькими авторами (рис. 15.8). Расчеты основаны на различных предположениях о форме потен-

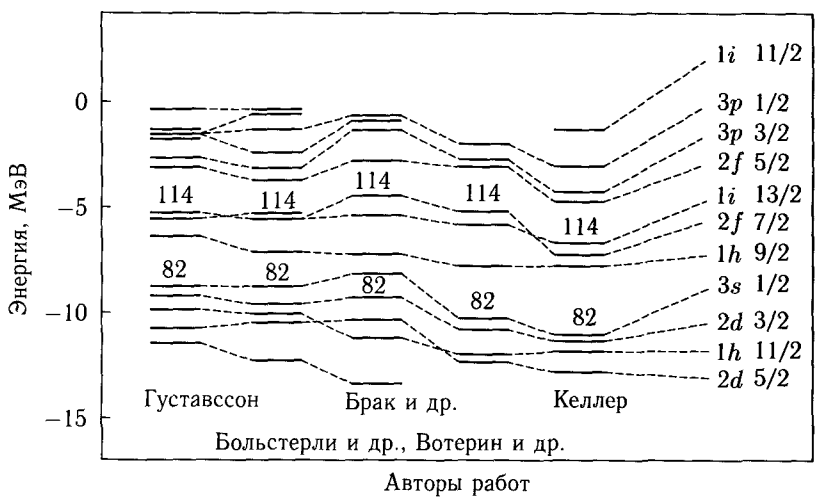


Рис. 15.8. Схема протонных уровней тяжелых ядер

циала усредненного поля (конкретный вид этих потенциалов в данном случае нас не интересует). Хотя разные варианты расчета не вполне совпадают между собой, однако все они приводят к выводу о существовании замкнутых оболочек при магических числах 82 и 114.

Были сделаны ориентировочные оценки периода полураспада относительно спонтанного деления $T^{\text{сп}}$ сверхтяжелых ядер, оказавшиеся очень высокими. Так, для дважды магического ядра $^{298}114$ $T^{\text{сп}} \sim 10^5$ лет. В действительности следует ожидать, что реальные значения $T^{\text{сп}}$ для сверхтяжелых ядер окажутся значительно меньшими, если учесть возможность для них α-

и β-распадов. Например, для ядра $^{298}114$ продолжительность существования ограничивается приблизительно десятью годами.

Выше мы отмечали, что согласно капельной модели ядра критическое значение параметра деления Z^2/A, при достижении которого барьер деления равен нулю, составляет 45–49. Этот параметр для ядра $^{298}114$ равен 43,6, т. е. близок к критическому.

Вычисленные значения $T^{сп}$ для различных сверхтяжелых ядер приведены на рис. 15.9. Как видно, по мере удаления от дважды магического ядра $^{298}114$

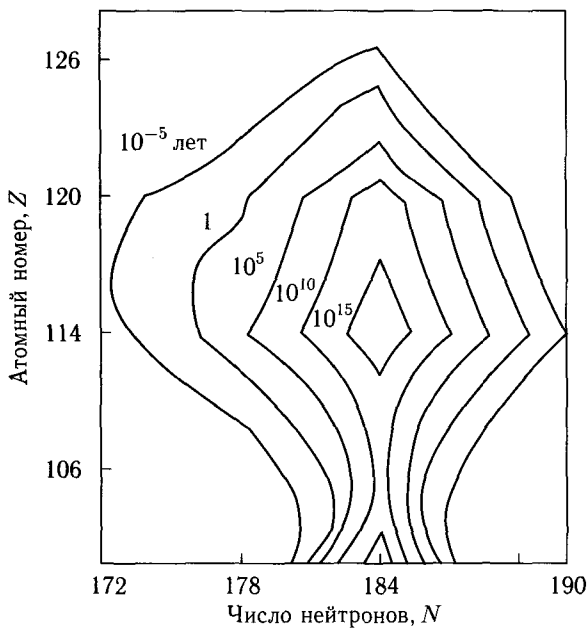


Рис. 15.9. Периоды полураспада относительно спонтанного деления сверхтяжелых ядер (в годах)

«в любых направлениях» значения $T^{сп}$ быстро убывают, что может рассматриваться в качестве свидетельства о существовании «острова стабильности».

Предполагается, что значительное число сверхтяжелых ядер, образующих «остров стабильности» группируется вокруг ядер с $Z = 110$–114 и $N = 178$–184. Их устойчивость обеспечивается относительно большой высотой барьера деления. Например, согласно расчету, для ядра с $Z = 114$ и $N = 184$ она равняется почти 10 МэВ.

Зона этих относительно долгоживущих ядер окружена ядрами, барьеры деления которых сравнительно невелики, а, следовательно, относительно малы и их периоды полураспада $T^{сп}$. В частности, для трансуранов с $Z = 100$–107 прослеживается тенденция стремительного убывания значения $T^{сп}$ по мере роста порядкового номера элемента. Например, для фермия ($Z = 100$), курчатовия ($Z = 104$), дубния ($Z = 105$), сиборгия ($Z = 106$), бория ($Z = 107$) периоды полураспада $T^{сп}$ равны соответственно 79 дням,

65 с, 40 с, 0,9 с, $2 \cdot 10^{-3}$ с [13, 16]. Поэтому для экспериментаторов возникла проблема, заключающаяся говоря фигурально, в том, каким образом можно «пересечь море нестабильных нуклидов и достичь острова стабильности». К настоящему времени физики, занимающиеся проблемой синтеза сверхтяжелых ядер, довольно успешно разрабатывают методы, позволяющие «преодолевать» эту зону (см. п. 15.2.2).

В завершение этого раздела отметим важное значение методов радиохимии в идентификации трансурановых элементов. Обозначение последних также имеет «химическое» происхождение. Так, группу элементов ${}_{89}\mathrm{Ac}$, ${}_{90}\mathrm{Th}$, ${}_{91}\mathrm{Pa}$, ${}_{92}\mathrm{U}$ и трансуранов от нептуния ($Z = 93$) до лоуренсия ($Z = 103$) принято называть актиноидами, так как их свойства напоминают свойства актиния. Близость химических свойств актиноидов объясняется тем, что у них под одинаково заполненными внешними электронными слоями идет заполнение внутренних слоев $5f$ и $6d$. Максимальное число электронов в этих слоях равняется 15, что указывает на возможность существования 15 актиноидов; последний из них, как упоминалось — лоуренсий. Следующий элемент — резерфордий ($Z = 104$) является аналогом гафния.

15.2.2. Методы синтеза трансурановых элементов и некоторые их свойства. Последовательное изучение трансурановых элементов началось с 1940 г., когда Э. Макмиллан и П. Абельсон на циклотроне в Беркли (США) провели эксперимент по бомбардировке нейтронами мишени из нитрата уранила. В опыте наблюдалась реакция

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + n \to {}^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow[e^-]{25\text{ мин}} {}^{239}93 \xrightarrow[e^-]{2{,}33\text{ дн}}.$$

Полученный элемент с $Z = 93$ был назван нептунием. На том же циклотроне и в том же году Г. Сиборг, Э. Макмиллан и др. при бомбардировке урановой мишени дейтронами наблюдали реакцию образования другого изотопа нептуния:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + d \to 2n + {}^{238}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow[e^-]{2\text{ дн}}.$$

Возникающий изотоп ${}^{239}_{93}\mathrm{Np}$ β^--радиоактивен и распадается, образуя второй трансурановый элемент — плутоний:

$$^{238}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow[e^-]{2\text{ дн}} {}^{238}_{94}\mathrm{Pu} \quad (T^{\alpha} = 90 \text{ лет}).$$

Другой изотоп плутония ${}^{239}_{94}\mathrm{Pu}$ образуется в реакции

$$^{239}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow[e^-]{2{,}33\text{ дн}} {}^{239}_{94}\mathrm{Pu} \quad (T^{\alpha} = 24400 \text{ лет}).$$

В результате α-распада ${}^{239}_{94}\mathrm{Pu}$ превращается в ${}^{235}_{92}\mathrm{U}$.

Радиохимические исследования плутония, нептуния урана показали сходность их химических свойств, что явилось дополнительным доказательством заполнения электронного слоя $5f$ группой элементов с $Z \geqslant 92$.

В последующем для получения трансурановых элементов стали широко применять мощные ядерные реакторы, что позволяло облучать мишени интенсивными потоками нейтронов [1]). Так, в 1945 г. Г. Сиборг, Р. Джемс, П. Морган и А. Гиори путем длительного облучения плутония нейтронами в ядерном реакторе получили элемент с $Z = 95$, названный америцием. Соответствующая ядерная реакция может быть записана в форме

$$^{239}_{94}\mathrm{Pu}\,(n,\gamma)\,^{240}_{94}\mathrm{Pu}\,(n,\gamma)\,^{241}_{94}\mathrm{Pu}\xrightarrow[e^-]{15\text{ лет}}{}^{241}_{95}\mathrm{Am}.$$

Другой изотоп америция $_{95}Am^{242}$, распадаясь, образует кюрий:

$$^{242}_{95}\mathrm{Am}\xrightarrow[e^-]{16\text{ ч}}{}^{242}_{96}\mathrm{Cm}\quad (T^{\alpha} = 162\text{ дня}).$$

Последующие трансурановые элементы были получены либо путем облучения актинидов в реакторе, либо путем их облучения тяжелыми ускоренными ионами ($_2$He, $_6$C, $_8$O и др.).

Например, для получения элементов с $Z = 99$ и 100 (эйнштений и фермий, $_{99}$Es и $_{100}$Fm) были использованы следующие процедуры: а) облучение нейтронами реактора образца $^{239}_{94}$Pu в течение длительного времени; б) бомбардировка α-частицами мишени из калифорния $_{98}$Cf; в) бомбардировка $_{92}$U многозарядными ионами азота (с энергией 100 МэВ) и кислорода (с энергией 180 МэВ). В последнем случае идут следующие реакции:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + {}^{14}_{7}\mathrm{N} \rightarrow {}^{246}_{99}\mathrm{Es} + 6n$$

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + {}^{16}_{8}\mathrm{O} \rightarrow {}^{250}_{100}\mathrm{Fm} + 4n.$$

Отметим, что еще до этих опытов эйнштений и фермий были обнаружены в продуктах термоядерного взрыва. Дело в том. что в термоядерной бомбе в качестве запала используется атомная бомба, содержащая уран или плутоний (см.§ 19.3). Поэтому в момент взрыва могут возникнуть ядра урана, перегруженные нейтронами, в том числе $^{253}_{92}$U и $^{255}_{92}$U. Из них соответственно образуются $^{253}_{99}$Es и $^{255}_{100}$Fm.

Рис. 15.10 иллюстрирует различные способы получения трансурановых элементов. На рис. 15.10, *а* показаны пути ядерных превращений, приводящих к образованию трансурановых элементов путем облучения ядер урана-238 нейтронами в ядерном реакторе. С помощью этого метода были в частности получены многочисленные изотопы фермия (более десяти). Однако благодаря тому, что с ростом Z вероятность деления синтезируемых элементов быстро нарастает, попытки получения элементов тяжелее фермия с помощью ядерных реакторов были сочтены нецелесообразными. На рис. 15.10, *б* представлены схемы получения трансуранов методом бомбардировки ускоренными тяжелыми ионами соответствующих мишеней. В качестве примера показаны перехо-

[1]) Для получения синтеза трансуранов могут быть использованы и высокоинтенсивные потоки нейтронов, полученные с помощью мезонных фабрик (см. п. 5.3.5).

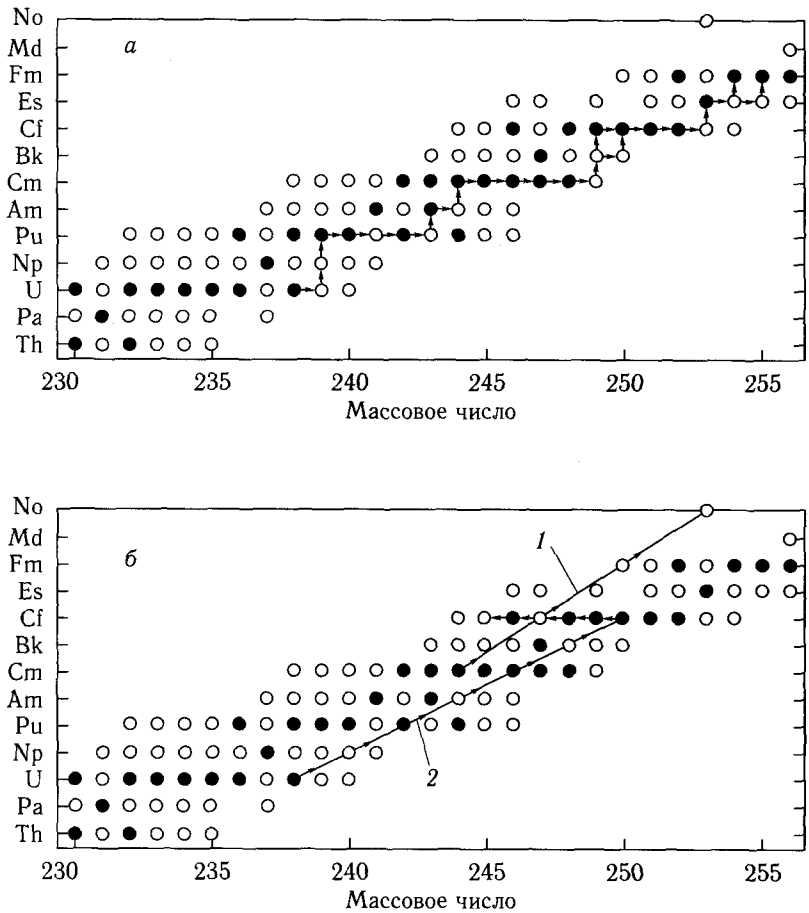


Рис. 15.10. Пути ядерных превращений, приводящих к возникновении, трансурановых элементов: *а* — облучение урана-238 нейтронами; *б* —бомбардировка тяжелыми ионами; *1* — реакция получения нобелия; *2* —реакция получения калифорния. Обозначения: ● — β-устойчивые ядра; ○ — β-активные изотопы; ↓ — β-распад; → — захват нейтронов

ды, приводящие к образованию нобелия ($Z = 102$) и калифорния ($Z = 98$). Такой метод и применяется в основном в настоящее время для получения новых трансуранов. Метод реализуется главным образом на изохронных циклотронах (см. п. 5.3.5), специально приспособленных для ускорения тяжелых ионов большой интенсивности. Например, в Дубне был создан циклотрон, интенсивность ускоряемых тяжелых ионов в котором в десятки раз выше, чем в циклотроне в Беркли. Г. Н. Флеров, Ю. Ц. Оганесян и др., используя дубненский циклотрон, в 70-х годах прошедшего века синтезировали курчатовий ($Z = 104$) и дубний ($Z = 105$). В частности, последний был синтезирован в результате облучения ^{243}Am ионами ^{22}Ne.

Ряд трансуранов накоплен в сравнительно больших количествах (нептуний, плутоний и др.), что позволяет подробно исследовать их физические и химические свойства. Характерной особенностью многих трансурановых

элементов является большое число изотопов, входящих в их состав. Например, известно 12 изотопов нептуния, плутоний состоит из пятнадцати изотопов и т. д. К сожалению, большинство трансурановых элементов удается получать в ничтожных количествах. Например, берклий ($Z = 97$) и калифорний ($Z = 98$) синтезированы в количестве порядка сотен миллиграммов, синтезированные элементы с $Z > 100$ исчисляются уже сотнями иди десятками ядер, а зачастую всего несколькими ядрами.

Одной из основных причин, затрудняющих синтез элементов с порядковыми номерами $Z \geqslant 104$, является малость их времен жизни. Например, за сутки удавалось синтезировать всего несколько ядер с $Z = 104$ и 105, которые за короткое время распадались. Однако, как говорилось выше, тенденция уменьшения времени жизни с ростом порядкового номера элемента, по-видимому, является промежуточной, сменяясь обратной. Об этом свидетельствуют, в частности, результаты, полученные объединенной группой русских и иностранных ученых (руководитель проекта Ю. Ц. Оганесян), работающей в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне. За период с 80-х годов прошедшего столетия и до первых лет текущего среди целого ряда значимых достижений этой группы следует выделить осуществление на циклотроне в Дубне синтеза 110-го и 115-го элементов, времена жизни которых равны 0,01 с и 0,1 с соответственно (ядра 115-го элемента через одну десятую долю секунды разваливаются, образуя ядра 113-го элемента). По сравнению с временем жизни бория ($Z = 107$) время жизни 110-го элемента на один порядок больше, а 115-го — на два порядка. Возможно, что удалось достичь «порога» острова стабильности, существование которого в области далеких трансуранов предсказывается рассмотренной выше оболочечной моделью сверхтяжелых ядер [16].

Возможно ли обнаружение сверхтяжелых ядер в природных условиях? Предположительно их возникновение связано со взрывами сверхновых звезд. В условиях космического пространства при взрыве сверхновой звезды температура резко повышается, благодаря чему создаются условия для интенсификации процессов рождения нейтронов, например, в результате реакции $d + \mathrm{T} \rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + n$. Последовательный захват нейтронов ядрами вещества приводит к значительному увеличению их массы вплоть до образования сверхтяжелых ядер, «обогащенных» нейтронами, что обуславливает возможность образования устойчивых сверхтяжелых ядер. Если такие процессы действительно происходят, то присутствие сверхтяжелых ядер в составе космических лучей в принципе возможно. Однако поиски сверхтяжелых ядер в составе космических лучей и метеоритов пока что не увенчались успехом.

Получение трансурановых элементов помимо научного интереса имеет и практическое значение. Например, радионуклид $^{238}\mathrm{Pu}$ входит в состав изотопного источника тока на спутниках Земли. Плутоний-239 используется в качестве одного из основных видов ядерного горючего. Нуклид калифорний-252 при одном акте спонтанного деления испускает в среднем четыре нейтрона, и такое свойство позволяет использовать этот трансуран в качестве мощного малогабаритного нейтронного источника.

ЛИТЕРАТУРА К ЧАСТИ IV

1. *Абрамов А. И.* История ядерной физики. 2-е изд., испр. — М.: КомКнига, 2006.
2. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / Пер. с англ. под ред. К. Зигбана. В 4-х томах. — М.: Атомиздат, 1969.
3. *Барсуков О. А., Емельяшевич М. А.* Основы атомной физики. — М.: Научный мир, 2006.
4. *Власов Н. А.* Нейтроны. 2-е изд. — М.: Наука, 1971.
5. *Ву Ц. С., Машковский С. А.* Бета-распад. Пер с англ. — М.: Атомиздат, 1970.
6. *Лейпунский А. И.* Избранные труды. Воспоминания. — Киев. Наукова Думки, 1990.
7. *Люк К., Юан Л., Ву Цзян-Сюн.* Методы определения основных характеристикатомных ядер и элементарных частиц / Пер. с англ. под ред. Л. А. Арцимовича. — М.: Мир, 1965.
8. *Маляров В. В.* Основы теории атомного ядра. 2-е изд. — М.: Наука, 1967.
9. *Мухин К. Н.* экспериментальная ядерная физика. — М.: Энергоатомиздат, 1993.
10. *Наумов Л. И.* Физика атомного ядра и элементарных частиц. — М.: Просвещение, 1984.
11. *Поликанов С. М.* Необычные ядра и атомы — М.: Наука, 1978.
12. *Понтекорво Б. М.* Избранные труды. В 2-х томах. — М.: Наука, 1997.
13. *Сиборг Г., Блум Д.* Синтетические Элементы // УФН. 1973. Т. 110. С. 405.
14. *Трифонов Д. Н., Кривомазов А. Н., Лисневский Ю. И.* Учение о периодичности и о радиоактивности. — М.: Атомиздат, 1974.
15. Физический энциклопедический словарь / Ред. коллегия: А. М. Прохоров (гл. ред.), Б. Б. Кадомцев, М. А. Ельяшевич и др. Статьи: *Гольданский В. И., Лейкин Е. М.* Альфа-распад; *Никитин С. Я.* Бета-распад. — М.: Советская Энциклопедия, 2002.
16. *Флеров Г., Друин Г., Плаве А.* Устойчивость тяжелых ядер и граница периодической системы элементов // УФН. 1970. Т. 101. С. 755.

Часть V

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА. ЯДЕРНОЕ ОРУЖИЕ

Глава 16

ВВОДНЫЕ СВЕДЕНИЯ О СОВРЕМЕННОЙ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ, БАЗИРУЮЩЕЙСЯ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОТОПОВ

§ 16.1. Проблемы развития мировой энергетики

Открытие ядерной энергии привело к коренным изменениям в развитии нашей цивилизации. Всесторонний обзор применения ядерно-физических достижений в различных областях науки и техники выходит за рамки этой книги. Мы ограничимся рассмотрением двух важнейших аспектов прикладного использования ядерной энергии: в мировой энергетике и военном деле. Глава 16–18 посвящены ядерной энергетике, а в гл. 19 обсуждаются вопросы создания и совершенствования ядерного оружия.

В настоящем параграфе вводного характера кратко анализируются современное состояние мировой экономики и тенденции ее развития.

К современной энергетике предъявляются следующие требования: основных потребителей (к ним относятся многие промышленные предприятия, некоторые виды транспорта и системы обогрева жилищ) необходимо обеспечивать в постоянном режиме электроснабжением, равным по крайней мере половине производимой энергии. Эта часть энергетики называется *базовой*. Остальная часть энергии должна вырабатываться и тратиться в соответствии с энергетическими потребностями, зависящими от времени суток, сезонных и погодных изменений.

Значительная часть базовой энергетики обеспечивается электростанциями, потребляющими углеводородное ископаемое топливо, запасы которого в исторической перспективе будут неизбежно исчерпаны. Выработка такими предприятиями электроэнергии сопровождается крупномасштабным сжиганием кислорода и ежегодными выбросами в атмосферу приблизительно 5,5 Гт ($5{,}5 \cdot 10^9$ тонн) углерода в составе углекислого газа. Если существующая структура производства энергии сохранится и далее, то к 2050 году следует ожидать выбросов углерода до 11 Гт в год. Но уже достигнутый ныне уровень выбросов углекислого газа в биосфере не может быть скомпенсирован естественным путем. Приблизительно 3,3 Гт из указанного выше полного

выброса в атмосферу остается в ней в составе CO_2 по крайней мере в течение нескольких сотен лет.

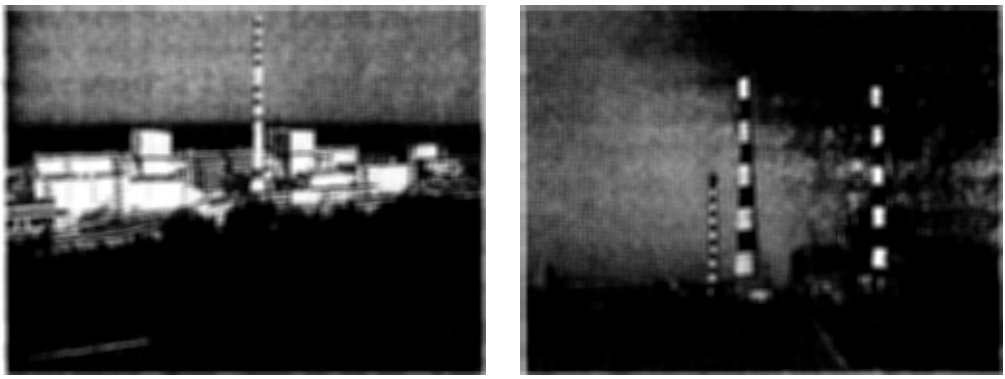
Повышение концентрации углекислого газа в атмосфере приводит к существенному изменению экологической обстановки на огромных территориях: идут кислотные дожди, резко ухудшаются условия существования насекомых, диких животных, рыб и т. д.

За счет накопления CO_2 в атмосфере усиливается нагрев земной поверхности (так как тепловая энергия в газовой среде над ней поглощается в основном молекулами CO_2 и H_2O). Возникающий парниковый эффект, обусловленный избыточным углекислым газом в атмосфере, приводит к эффективному нагреву поверхности Земли, равному приблизительно 2,45 Вт/м^2. Ожидается, что он возрастет до 5–6 Вт/м^2 к 2050 году, что сопоставимо с естественным повышением уровня солнечного излучения, приводившим в прошлые геологические эпохи к значительным изменениям климата. Согласно палеоклиматическим данным климат может изменяться за время, сопоставимое с жизнью одного поколения, т. е. достаточно быстро.

Для изменения сложившейся обстановки необходима радикальная перестройка существующей энергетической системы. По всей видимости модернизированная энергетическая система будет основана на использовании комбинации энергоресурсов, в том числе биомассы, энергии Солнца, ветра, гидроресурсов, океанских приливов, ядерных реакторов деления [8].

Ныне энергетика, основанная на использовании ядерных реакторов указанного типа, динамически развивается. В ядерных реакторах на атомных электростанциях (АЭС), горючим для которых являются делящиеся материалы, кислород не потребляется, а выделение углекислого газа происходит в ничтожных количествах, поэтому процессы в таких установках не способствуют усилению парникового эффекта в атмосфере. В нормальном режиме работы АЭС обеспечивает достаточно высокую экологическую чистоту. Нетрудно подсчитать, что энерговыделение 1 г урана приблизительно эквивалентно энерговыделению 2,7 т угля и, следовательно, для АЭС требуется несравненно меньшее количество топлива, чем для обычных электростанций (см. рис. 16.1). При их замене атомными электростанциями отпадает необходимость в дорогостоящей транспортировке крупных масс топлива. Производство тепла и энергии на АЭС обычно втрое дешевле по сравнению с электростанциями, работающими на ископаемом топливе. Наконец, уникальность ядерного топлива заключается в возможности его расширенного воспроизводства (искусственной выработки) в процессе работы реакторов некоторых типов (см. ниже).

О значимости ядерной энергетики, основанной на реакции деления в современном народном хозяйстве, свидетельствуют, например, следующие данные: в настоящее время во всем мире насчитывается свыше 400 ядерных энергетических реакторов, производящих приблизительно 17 % всей электроэнергии. В частности в России вырабатывается около 7 %, в некоторых же странах этот вклад составляет многие десятки процентов; так, в Испании



а *б*

Рис. 16.1. *а* — Атомная электростанция. Топливо: 27 т (160 т природного урана/год). Отходы: 35 т (высокоактивные); 310 т (промежуточной активности); 460 т (низкоактивные). *б* — Электростанция на угле (оснащенная новейшей технологией по борьбе с загрязнением). Топливо: 2,6 млн. т (5 составов по 14000 т/день). Отходы: 6,5 млн т CO_2; 900 т SO_2; 4500 т NO_x; 320000 т золы (включая 400 т токсичных тяжелых металлов)

доля электроэнергии, вырабатываемой АЭС, равна примерно 40%, а во Франции составляет свыше 70% [2].

В ближайшей исторической перспективе по мере истощения углеродного ископаемого топлива все большую роль в базовой энергетике будет, вероятно, принадлежать реакторам, обеспечивающим расширенное воспроизводство ядерного горючего. Но работа этих ректоров основана на использовании первичного ядерного горючего — урана-235. Однако энергозапас последнего соизмерим с запасом ископаемого органического топлива, т. е. сравнительно мал. Поэтому в длительной исторической перспективе основным кандидатом базовой энергетики предвидятся, по-видимому, термоядерные реакторы, использующие экологически чистые и возобновляемые источники энергии [8]. Именно такое направление в развитии мировой энергетики позволило бы обеспечить будущее процветание последующих поколений.

§ 16.2. Начальные стадии ядерного топливного цикла

Ядерная энергетика, помимо АЭС, включает также горнорудную промышленность по добыче урана и тория, обогатительные заводы, предприятия по производству оборудования для атомных электростанций и топливных элементов, заводы по переработке отработанного ядерного горючего и другие предприятия [1].

В этом параграфе мы коротко рассмотрим начальные стадии ядерного топливного цикла, а в следующем обсудим процесс цепной реакции деления.

16.2.1. Разведка, добыча и химическая переработка ядерного сырья. Основными элементами для получения внутриядерной энергии служат уран и торий. Уран иногда называют «вездесущим» элементом за его большое рассеяние в природе. Так, он содержится как малая примесь во всех горных

породах, почве, а следовательно, и в любых материалах (глине, извести, дереве и пр.), а также в пище. Живые ткани, как правило, содержат уран в виде малой примеси. Распространенность урана составляет $3 \cdot 10^{-4}$ %. Торий также широко распространен как примесь, в малой концентрации. Распространенность его в природе составляет $80 \cdot 10^{-4}$ %. Процентное содержание урана и тория в большинстве пород очень мало. Добыча считается промышленно перспективной, если содержание этих элементов достигает в породе 0,01 %, или более.

Для организации разведки на уран или торий используют их радиоактивность. В частности, уран может быть при известных условиях обнаружен по присутствию над поверхностью почвы радона — газа, выделяемого ураном в процессе распада (см. § 26.4). Радон — проникающий радиоактивный газ, способный мигрировать сквозь большие толщи горных пород.

Радиоактивность горных пород может быть обследована и путем регистрации проникающего γ-излучения, испускаемого γ-активными нуклидами урано-радиевого и ториевого рядов. Наиболее экспрессным методом измерения естественного γ-излучения является метод аэрогамма-спектральной съемки, заключающийся в измерении интенсивности γ-излучения определенных энергий с помощью высокочувствительных гамма-спектрометров, которые устанавливаются на борту низколетящего самолета или вертолета. На рис. 16.2 показано полученное этим методом И. Л. Болтневым, Р. М. Коганом, И. М. Назаровым, Ш. Д. Фридманом и др. в 1960–1980 гг. распределение концентрации урана и тория в поверхностных отложениях на территории европейской части России и сопредельных государств [3]. Как видно, распределения этих радионуклидов носят весьма мозаичный характер.

В местах повышенной концентрации урана или тория бурится скважина и производится каротаж, заключающийся в исследовании по стволу скважины интенсивности γ-излучения с целью обнаружить по максимальным отсчетам расположение породы с повышенным содержанием урана. Затем строится шахта и начинается ее эксплуатация.

Чаще всего уран встречается в составе урановой смоляной руды, в молекулярном соединении U_3O_8, или уранила, важнейшим компонентом которого является двуокись урана UO_2. Основным минералом, содержащим торий, является монацит, входящий в состав так называемых монацитовых песков.

Вторым этапом в переработке руды является ее обогащение, производимое на специальных фабриках. Применяется обычная обогатительная техника (гравитация, флотация, выщелачивание и пр.). С обогатительной фабрики полуфабрикат направляется на химический завод.

Для получения металлического или шестифтористого урана над полуфабрикатом проводят ряд операций (воздействие азотной и серной кислотой и пр.), в результате чего образуется нитрат уранила $UO_2(NO_3)_2$ в водном растворе. Все операции проводят в условиях, обеспечивающих получение продукта исключительной чистоты с содержанием примесей не выше нескольких миллионных долей (поскольку более значительные примеси приведут к остановке цепной реакции в ядерном реакторе, см. ниже). Особенно боль-

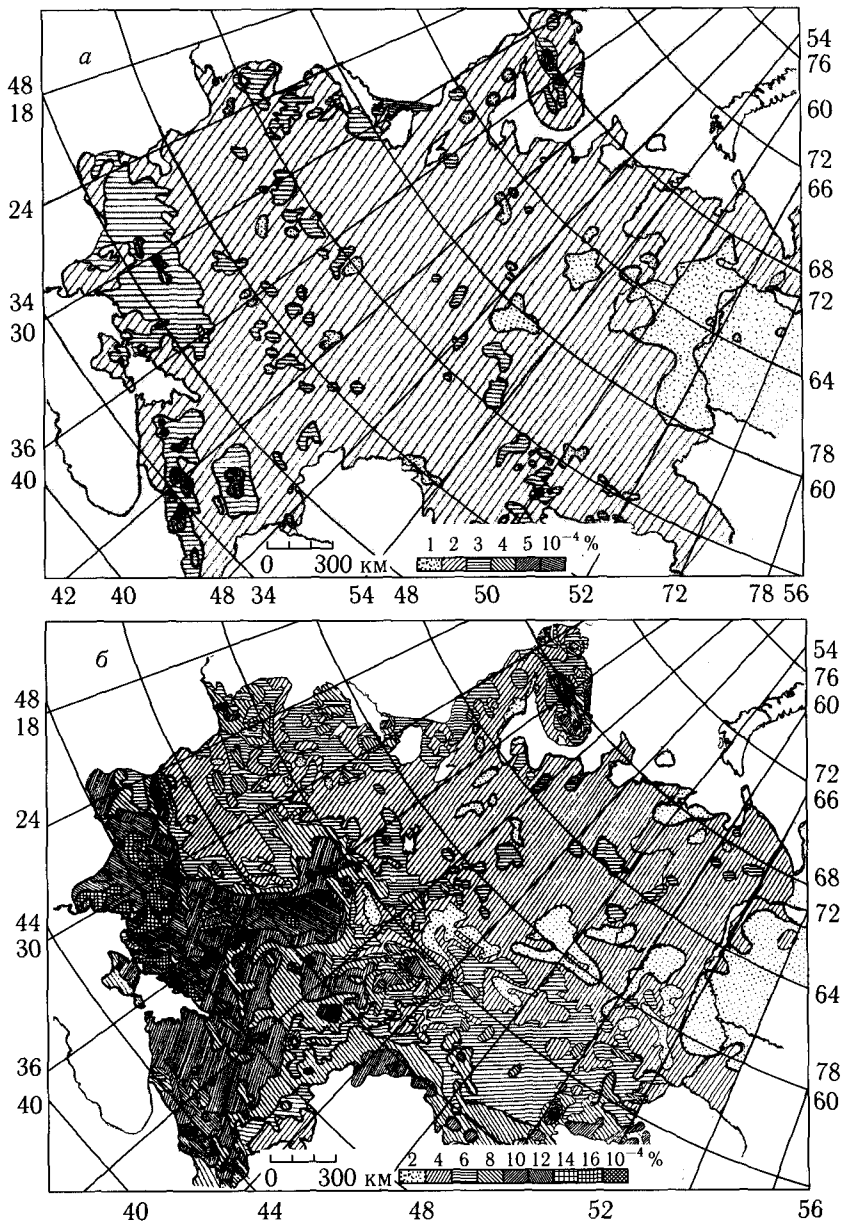


Рис. 16.2. Распределение урана (*а*) и тория (*б*) на территории европейской части России и сопредельных государств

шое внимание уделяется удалению таких элементов — сильных поглотителей нейтронов, — как бор, кадмий, индий и редкоземельные элементы.

Заключительный технологический этап очистки состоит в воздействии эфиром на уранил-нитрат. Экстрагирование эфиром позволяет получить особенно чистый продукт. В результате уранил-нитрат переходит в эфир, а при-

меси остаются в растворе. Затем уранил-нитрат вымывается из эфира водой, после чего, воздействуя на него кислородом, получают перекись урана. Путем прокаливания последняя переходит в двуокись урана UO_2. Действуя на UO_2 фтористым водородом, получают четырехфтористый уран UF_4. При обработке его элементарным фтором образуется UF_6, являющийся основным продуктом газодиффузионных установок, на которых осуществляется разделение изотопов (см. ниже).

Для получения металлического урана UF_6 перемешивают со стружками кальция и подвергают нагреванию; в результате реакции восстановления образуется элементарный уран. Затем последний подвергается переплавке в вакууме. Урановые стержни запаковывают в герметические алюминиевые чехлы, что позволяет предотвратить его окисление и выделение ядовитых продуктов распада урана.

Столь же сложный путь обработки проходят руды, содержащие торий. Последний играет в ядерной энергетике роль, так сказать, «запасного игрока». Важнейшим ядерным горючим считается уран. В дальнейшем мы и будем основное внимание уделять этому элементу.

16.2.2. Промышленные методы разделения изотопов урана. Следующая технологическая стадия переработки урана заключается в обогащении естественной смеси изотопом ^{235}U (напомним, что в ее составе на долю урана-235 приходится всего 0,7%). В ядерной энергетике применяют главным образом три следующих метода обогащения: газовой диффузии через пористые перегородки, электромагнитного разделения и центрифугирования. Ниже последовательно рассматриваются эти методы.

Газовая диффузия В качестве примера обсудим газодиффузионные процессы на установках завода К-25 (Окридж, штат Теннесси, США). В камеру, разделенную полупроницаемой перегородкой (рис. 16.3, *а*), подается газ UF_6, содержащий смесь изотопов ^{238}U и ^{235}U. При тепловом равновесии средние энергии частиц обоих изотопов равны. Обозначая массы легкой и тяжелой компоненты m_L и m_H соответственно, можно написать:

$$\frac{1}{2} m_H v_H^2 = \frac{1}{2} m_L v_L^2. \tag{16.1}$$

Здесь v — средняя скорость молекул. Из (16.1) следует, что скорость легких молекул больше скорости тяжелых

$$v_L = \sqrt{\frac{m_H}{m_L}}\, v_H, \tag{16.2}$$

так как $\sqrt{\frac{m_H}{m_L}} > 1$. Следовательно, легкие молекулы будут в среднем чаще сталкиваться с пористой перегородкой ab и через перегородку проникнет в результате больше легких молекул.

Поэтому через какое-то малое время отношение концентраций $\frac{n'_L}{n'_H}$ легких молекул к тяжелым в сосуде II будет отличаться от их первоначальной

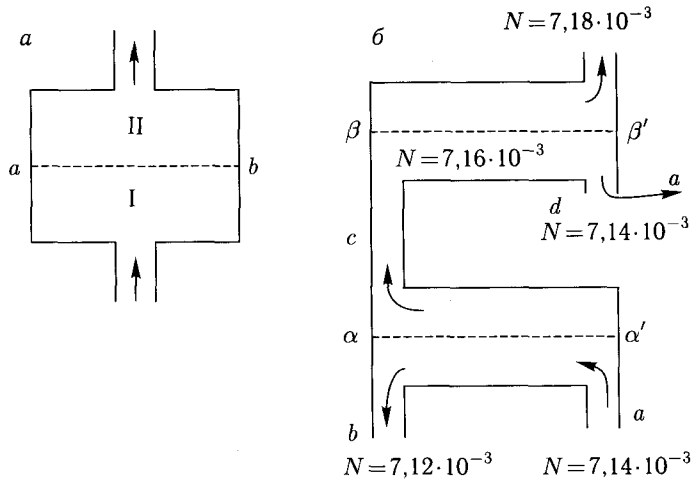


Рис. 16.3. Схема идеализированной установки для газодиффузионного разделения изотопов: *а* — отдельная ячейка, разделенная полупроницаемой перегородкой; *б* — рационализированная схема двух начальных ячеек

концентрации $\frac{n_L}{n_H}$ в сосуде I. Назовем коэффициентом разделения величину

$$r = \frac{n'_L/n'_H}{n_L/n_H}. \tag{16.3}$$

Число соударений молекул с перегородкой за единицу времени пропорционально числу молекул в единице объема V и их скорости v, причем $n' \propto nv$. Поэтому

$$\frac{n'_L}{n'_H} = \frac{n_L v_L}{n_H v_H}. \tag{16.4}$$

Подставляя (16.4) в (16.3), получим с учетом (16.2)

$$r = \frac{n_L v_L/n_H v_H}{n_L/n_H} = \frac{v_L}{v_H} = \sqrt{\frac{m_H}{m_L}}. \tag{16.5}$$

Подставляя в (16.5) массы изотопов урана-238 и урана-235, получаем

$$r = 1{,}0043,$$

т. е. разница в массах изотопов в частях сосуда I и II ничтожно мала. При этом еще следует иметь в виду, что в процессе диффузии с уменьшением числа легких молекул в камере I количество тяжелых частиц, проникающих через перегородку, возрастает, и r постепенно уменьшается (для соединения UF_6 можно принять, что после прохождения через перегородку половины газа r равно 1,0030).

Это показывает, что схему разделения изотопов целесообразно несколько изменить. На рис. 16.3, *б* показана модернизированная схема. Введем два следующих понятия: концентрацию легкого элемента

$$N = \frac{n_L}{n_L + n_H} \tag{16.6}$$

(N для ^{235}U равно 0,00714 или 0,714%) и относительную концентрацию $R = \frac{n_L}{n_H}$. Величины R и N связаны между собой формулами

$$N = \frac{R}{R+1} \quad \text{и} \quad R = \frac{N}{1-N}.$$

Для естественной смеси урана

$$R = 0{,}00714/(1 - 0{,}00714) = 0{,}00719.$$

Согласно (16.3) $\frac{n'_L}{n'_H} = r\frac{n_L}{n_H}$ или $R' = rR = 1{,}0030 \cdot 0{,}00719 = 0{,}00721,$

$$N' = \frac{R'}{R+1} = \frac{0{,}00721}{1{,}00721} = 7{,}16 \cdot 10^{-3}.$$

Рассмотрим теперь процесс прохождения газа через установку. Исходная смесь подается через канал a ($N = 0{,}00714$). Благодаря диффузии через перегородку $\alpha\alpha'$ смесь за перегородкой обогатится легкой компонентой настолько же, насколько обеднится ею первоначальная смесь, т. е. далее пройдет продукт с концентрацией $7{,}16 \cdot 10^{-3}$, а отобрана будет в отход смесь с $N = 7{,}12 \cdot 10^{-3}$.

Обогащенный в отношении ^{235}U продукт с $N = 7{,}16 \cdot 10^{-3}$ пройдет через канал c в следующую камеру, где обеднится до концентрации $N = 7{,}14 \times$ $\times 10^{-3}$. Этот газ целесообразно подать через канал d в первую камеру. На выходе будет отобрана обогащенная смесь с $N = 7{,}18 \cdot 10^{-3}$. Схема реальной установки, называемой каскадом, показана на рис. 16.4.

Для обогащения смеси изотопом ^{235}U от концентрации $7{,}14 \cdot 10^{-3}$ до 0,8 или 0,9 на заводе К-25 объединяют в единую систему несколько тысяч каскадов (ступени E–S). Мощные насосы создают вакуум и вызывают перетекание газа. Полная длина установки 1 миля.

Контроль за работой каскадов осуществляется автоматически с помощью масс-спектроскопических установок. Из-за крайней вредности гексафторида урана для человека (вдыхание газа вызывает смертельный исход), все управление заводом также осуществляется дистанционно.

Электромагнитное разделение Для разделения может быть применена сильно увеличенная в размерах установка Демстера, показанная на рис. 7.8. Ураносодержащее вещество испаряется в специальной печке, и образовавшиеся ионы (например, UBr_4 или UCl_4) ускоряются с помощью специальных электродов, на которые подается высокое напряжение. Далее ионы попадают в вакуумную камеру, где создано поперечное магнитное поле. Ионы, содержащие ^{238}U, описывают дугу большего радиуса по сравнению с ионами, содержащими ^{235}U. Поэтому те и другие попадают в разные приемники.

При таком разделении, казалось бы, коэффициент разделения может быть как угодно большим.

На самом деле из-за влияния пространственного заряда и флуктационных отклонений отдельных ионов от основной траектории, полного разделения добиться не удается. Обычно применяют несколько ступеней очистки, повторяя перегонку.

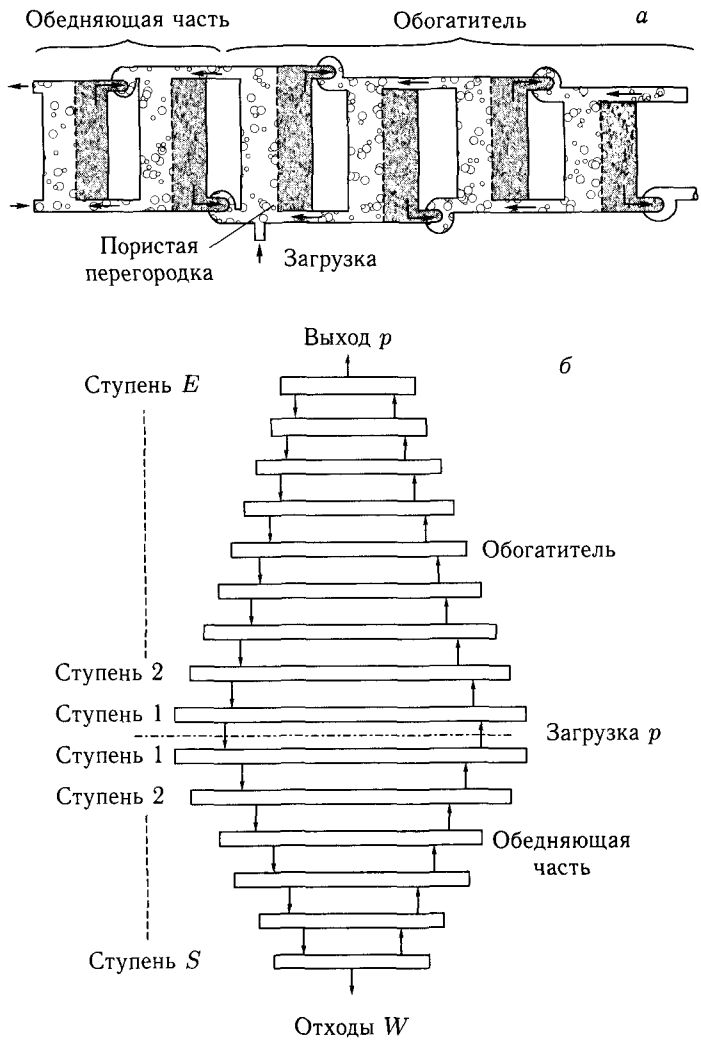


Рис. 16.4. *а* — Схема газодиффузионного каскада. Камеры, содержащие обогащенную смесь, имеют более темный вид. *б* — Схема полной газодиффузионной установки

Для выделения больших количеств ^{235}U этот способ не выгоден. Но зато он целесообразен для разделения некоторых других изотопов в тех случаях, когда сооружение диффузионного завода является экономически нерентабельным. Электромагнитным способом в настоящее время получается большое число стабильных изотопов (^{6}Li, ^{7}Li, ^{10}B, ^{12}C и др.).

Центрифугирование Через центрифугу пропускается пар, содержащий смесь изотопов определенного элемента. Под действием центробежных сил, создаваемых быстро вращающимся ротором, частицы легкого изотопа группируются близ него, а тяжелые — на периферии центрифуги. В ее внутренней части поток пара с легким изотопом направлен вверх, а с тяжелым изото-

пом — вниз. Для получения заданной степени обогащения несколько центрифуг соединяют между собой в каскад. Этот метод может использоваться для разделения изотопов и легких и тяжелых элементов. Конкретные данные об устройстве центрифуг, предназначенных для разделения ^{235}U и ^{238}U в ряде стран до сих пор не опубликованы.

§ 16.3. Цепная реакция деления

На следующей основной стадии ядерного энергетического цикла обогащенный продукт поступает в качестве расщепляющегося материала в ядерные реакторы — установки для получения внутриядерной энергии. В настоящем параграфе мы рассмотрим происходящие в них физические процессы.

Выше указывалось, что в одном акте деления высвобождается в среднем 2,5 нейтрона. Этот факт имеет фундаментальное значение, свидетельствуя о принципиальной возможности нарастающего процесса цепной ядерной реакции деления, сопровождающейся освобождением все новых нейтронов и выделением все новых порций внутриядерной энергии (обычно называемой атомной).

Представим себе, что в естественной смеси изотопов урана имеется некоторое количество быстрых нейтронов. Эти нейтроны будут замедляться и поглощаться ядрами среды. Некоторая часть нейтронов вызовет деление ядер ^{238}U (если только энергия нейтронов больше порога указанной реакции). Однако их доля будет невелика не только из-за высокого порога реакции (1,1 МэВ), но и из-за сравнительно малого сечения деления ^{238}U (~ 1 барна, см. рис. 16.5). Нейтроны, достигшие в процессе замедления энергии 1–100 эВ, будут с большой вероятностью испытывать радиационный захват на ядрах ^{238}U, так как в указанной области сечения этого процесса σ_γ характеризуется многочисленными резонансами (некоторые пиковые значения σ_γ превышают 10^3 барна (см. рис. 16.6, *а*). Сечение деления ^{235}U медленными нейтронами очень велико (580 барна в области тепловых нейтронов; с ростом энергии оно уменьшается по закону $1/v$, рис. 16.6, *б*). Поэтому вероятность деления ядер ^{235}U медленными нейтронами сравнительно велика, однако ^{235}U в смеси изотопов в 140 раз меньше, чем ядер ^{238}U. Можно значительно улучшить условия воспроизводства нейтронов либо обогащая смесь изотопом ^{235}U, либо используя замедлитель, содержащий легкие ядра, во втором случае энергия нейтронов будет теряться бóльшими порциями, что позволит им «проскакивать» через резонансную область ^{238}U.

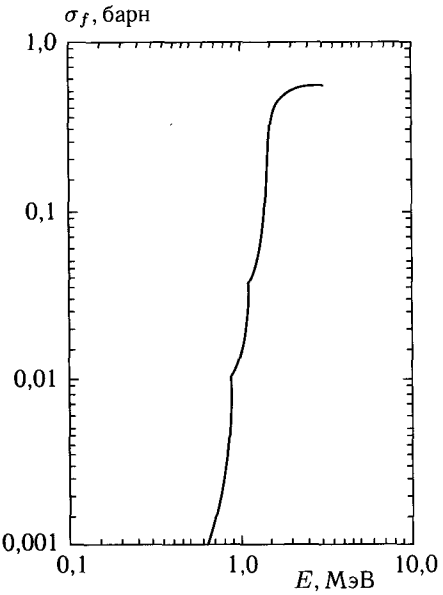


Рис. 16.5. Сечение деления ядра ^{238}U в зависимости от энергии быстрых нейтронов

Важной характеристикой цепной реакции является скорость ее нарастания, определяемая *средним временем жизни одного поколения* нейтронов τ, т. е. временем, проходящим между двумя последовательными актами деления, и *коэффициентом размножения* нейтронов k, равным отношению числа нейтронов N_i в i-м поколении к их числу в предыдущем: $k = N_i/N_{i-1}$. Прирост числа нейтронов за одной поколение равен $dN = N(k-1)$, а за единицу времени

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{\tau}. \tag{16.7}$$

Величина τ складывается из времени деления ядра, времени запаздывания вылета нейтрона относительно момента деления и времени, необходимого на перемещение испущенного нейтрона до следующего делящегося ядра.

Для получения цепной реакции взрывного типа необходимо вести процесс таким образом, чтобы значение τ было возможно меньше. Этого достигают, используя лишь мгновенно вылетающие и сравнительно быстро движущиеся нейтроны. Если же требуется получить управляемую цепную реакцию, то необходимо, чтобы время запаздывания вылета нейтронов и время их перемещения были бы возможно большими. Последнее определяется характером взаимодействия нейтронов с веществом, т. е. процессами замедления, диффузии и поглощения.

В состав ядерного реактора входят: ядерное горючее, замедлитель [1]), отражатель, служащий одновременно биологической защитой, и конструкционные

[1]) Исключением является реактор на быстрых нейтронах, не содержащий замедлителя (см. ниже).

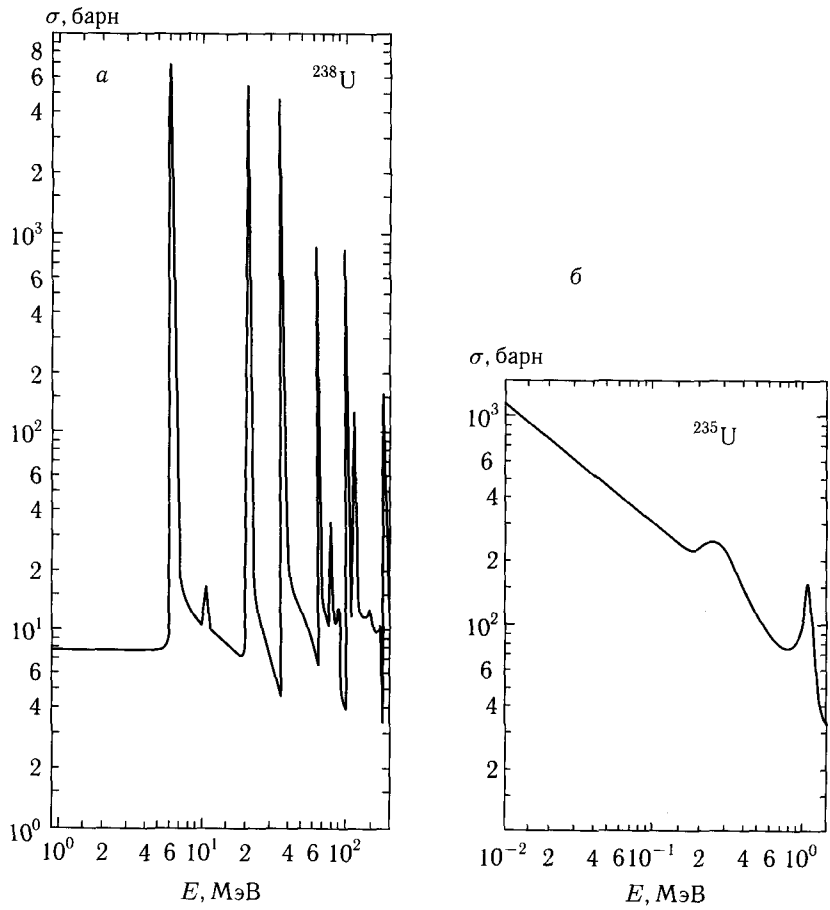


Рис. 16.6. *а* — Зависимость сечения резонансного захвата нейтронов ядрами ^{238}U в резонансной энергетической области. *б* —. Зависимость сечения захвата нейтронов ядрами ^{235}U в низкоэнергетической части спектра

материалы. Ядерное горючее в совокупности с замедлителем составляет его активную зону.

Допустим, что она состоит из природного урана в смеси с замедлителем и в ней возбуждена цепная реакция деления. Если $k = 1$, то последняя идет с постоянной скоростью, при $k < 1$ цепная реакция затухает, а при $k > 1$ идет с нарастающей во времени интенсивностью. Представим k для рассматриваемой системы в виде $k = \chi k_\infty$, где χ — вероятность избежать утечки; она зависит от геометрии реактора; k_∞ — коэффициент размножения для бесконечной среды; k_∞ зависит от свойств материалов, заполняющих реактор бесконечно больших размеров.

Обозначим через N число быстрых нейтронов данного поколения. Прежде чем они успеют сколько-нибудь существенно замедлиться, часть из них вызовет деление ядер ^{238}U, а часть — деление ядер ^{235}U, что приведет к некоторому увеличению количества свободных нейтронов; число их ока-

жется равным $N\varepsilon$ ($\varepsilon > 1$). При дальнейшем движении $N\varepsilon$ нейтронов они будут замедляться. При прохождении области резонансного поглощения ^{238}U часть из них испытает радиационный захват, что приведет к образованию изотопа ^{239}U. Обозначим через p вероятность избежать резонансного захвата ($p < 1$); последняя зависит от относительных количеств замедлителя и урана и их расположения в реакторе. Число нейтронов, сохранившихся в системе после замедления до тепловых скоростей, равно $N\varepsilon p$. Тепловые нейтроны будут захватываться ядрами среды. Величина $f = \dfrac{n_\nu \sigma_\nu}{n_\nu \sigma_\nu + n_з \sigma_з} < 1$ есть доля тепловых нейтронов, захваченных ядрами урана (n_ν и σ_ν соответственно число ядер урана в см^3 системы и сечение поглощения тепловых нейтронов ураном, $n_з$ и $\sigma_з$ — аналогичные величины для замедлителя). Тогда число поглощенных ураном нейтронов составит $N\varepsilon pf$. Некоторые из этих частиц вызовут деление. Пусть η — среднее число быстрых нейтронов, выделяющихся при поглощении ураном одного теплового нейтрона. Цепная реакция может идти, если только $\eta > 1$. Чем больше значение η, тем выше качество ядерного горючего. Величина η описывается формулой $\eta = \nu\sigma_f/\Sigma$, где σ_f и Σ соответственно сечение деления и сумма сечений деления и радиационного захвата в ^{235}U и ^{238}U с учетом процентного состава естественного урана: $\Sigma = \sigma_f + \sigma(n,\gamma)_{235} + 140\sigma(n,\gamma)_{238}$, ν — среднее число вторичных нейтронов, испускаемых на один акт деления. Так как число быстрых нейтронов следующего поколения равно $N\varepsilon pf\eta$, то $k_\infty = N\varepsilon pf\eta/N$, или

$$k_\infty = \varepsilon pf\eta. \tag{16.8}$$

Соотношение (16.8) называется *формулой четырех сомножителей*.

Значение η определяется видом топлива, а значение ε очень близко к единице, поэтому качество конкретной системы характеризуется произведением pf (напомним, что $p < 1$, $f < 1$). Поэтому выгодно создать такие условия, при которых коэффициенты p и f были бы как можно больше. Однако это не простая задача. Сравним, например, ситуацию для замедляющихся и диффундирующих нейтронов в активной зоне, состоящей в одном случае из чередующихся блоков урана и замедлителя, а в другом — из их однородной смеси, (активная зона первого типа называется гетерогенной, а второго — гомогенной). В гетерогенной системе быстрый нейтрон, испущенный при делении ядра урана, с большой вероятностью уходит в замедлитель до достижения резонансных энергий. Так как дальнейшее замедление происходит в чистом замедлителе, то вероятность избежать резонансного захвата в данном случае больше, чем в случае замедления нейтрона в гомогенной системе: $p_{гет} > p_{гом}$. С другой стороны, достигнув тепловой энергии в блоке замедлителя гетерогенной системы, нейтрон может вызвать реакцию деления, лишь продиффундировав до его границы. Очевидно, коэффициент f в гетерогенной системе меньше, чем в гомогенной: $f_{гет} < f_{гом}$.

Первый ядерный реактор, запущенный Э. Ферми в 1942 г. в Чикаго, представлял собой гетерогенную систему из естественного урана и графита и об-

ладал следующими параметрами: $\eta = 1{,}35$; $\varepsilon \approx 1{,}03$; $\varepsilon pf \approx 0{,}8$; $k_\infty = 1{,}08$ [1]. Сходные характеристики имел и первый советский исследовательский ядерный реактор, построенный и пущенный под руководством И. В. Курчатова в Москве в 1946 г., также состоявший из естественного урана и графита [5].

С. Глесстон и М. Эдлунд — специалисты по теории ядерных реакторов (США) — приводят типичный баланс нейтронов в самоподдерживающейся цепной реакции, исходя из следующих предположений: 1) коэффициент размножения в точности равен единице; 2) деление осуществляется только при захвате тепловых (медленных нейтронов; 3) при каждом акте деления образуется два вторичных нейтрона.

Для простоты считается, что вначале 100 тепловых нейтронов, поглотившись ядрами урана-235, вызывают образование 200 быстрых нейтронов. Из них:

↓→ 40 вылетают из системы при замедлении,

↓→ 20 поглощаются в уране-238 во время замедления,

140 замедляются; из них:

↓→ 10 вылетают из системы,

130 могут быть захвачены; в том числе:

↓→ 30 поглощаются замедлителем, ураном-238, вредными примесями и пр.,

100 — вызывают деление ядер урана-235.

[1] По поводу темпов развития ядерной энергетики М. Вайнберг и Е. Вигнер позднее заметили: «Из всех современных отраслей техники техника ядерных реакторов уникальна еще и своим неимоверно бурным развитием. Только четыре года отделяют открытие реакции деления ядра (1938 г.) от практического осуществления первой цепной ядерной реакции (1942 г.).»

Глава 17

ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

§ 17.1. Типы ядерных реакторов и особенности их работы

Различают ядерные реакторы на тепловых, промежуточных и быстрых нейтронах. Реакторы на тепловых нейтронах состоят из природного ядерного горючего (часто слегка обогащенного) в смеси со сравнительно большим количеством замедлителя. Реакторы на промежуточных нейтронах состоят из делящегося изотопа и замедлителя. Количество последнего подбирается из условия замедления большей части быстрых нейтронов до промежуточных энергий (с последующим их поглощением). В реакторах третьего типа цепная реакция осуществляется без замедлителя.

В работающем реакторе идут следующие процессы: 1) выделение тепла, образующегося при реакции (n, f); 2) выгорание и воспроизводство ядерного горючего; 3) отравление активной зоны продуктами распада; последние радиоактивны и способны интенсивно поглощать нейтроны; 4) поглощение защитой и конструктивными материалами нейтронов, что обусловливает появление в них наведенной радиоактивности и приводит к изменению их физико-химических свойств.

Основная характеристика реактора — его мощность; она определяется количеством тепловой энергии, выделяющейся в единицу времени. Мощность реактора измеряют в мегаваттах (10^6 Вт); 1 МВт соответствует цепной реакции, в которой осуществляется $3 \cdot 10^{16}$ актов деления в секунду.

Одним из наиболее распространенных типов реактора является упоминавшийся выше гетерогенный тепловой реактор с ураном в качестве горючего и графитом в качестве замедлителя. Степень обогащения делящегося материала может быть различной; применяются как естественный уран, так и обогащенный от нескольких процентов до десятков процентов. Реакция идет на уране-235. Активная зона заполняется прессованными блоками графита с кассетами, содержащими ядерное горючее. В них выделяется энергия, поэтому такие кассеты называют тепловыделяющими элементами (твэлами). Для охлаждения работающего реактора используется либо вода под давлением, либо углекислый газ, либо другие вещества с большой теплоемкостью. Охлаждающее вещество циркулирует непрерывно в течение всего периода работы реактора.

Критическое состояние реактора устанавливается и поддерживается с помощью управляющих стержней из кадмия или бористой стали. При более

глубоком введении такого стержня вглубь активной зоны поглощение тепловых нейтронов возрастает, и скорость процесса деления ядер урана-235 уменьшается; при выведении же стержня из активной зоны количество тепловых нейтронов увеличивается, и скорость процесса деления повышается.

Стержнем управляет особый автомат, соединенный со счетчиком, регистрирующим уровень радиации в реакторе. Имеются также дополнительные аварийные стержни, предусмотренные для случая внезапного роста интенсивности цепной реакции; их введение в активную зону приводит к ее прекращению.

Сравнительно простое управление цепным процессом в реакторе на тепловых нейтронах обусловлено тем, что среди вторичных частиц имеются *запаздывающие нейтроны* (см. п. 15.1.5). Рассмотрим более подробно их роль в протекании цепной ядерной реакции деления.

После своего образования запаздывающие нейтроны испытывают замедление и диффузию по тому же «сценарию», что и мгновенные нейтроны. Допустим, что коэффициент размножения k оказался больше единицы, например, 1,005. Доля запаздывающих нейтронов составляет 0,0075. Следовательно, коэффициент размножения только с учетом мгновенных нейтронов равен 0,9975. В таком случае одни мгновенные нейтроны не способны обеспечить цепную ядерную реакцию, поскольку для них реальный коэффициент размножения меньше единицы.

Сравним темп роста потока при данном значении K без учета и с учетом запаздывающих нейтронов. Для простоты оценки среднее время жизни одного нейтронного поколения τ без учета запаздывающих нейтронов положим равным 10^{-8} с, а с их учетом — 10^{-1} с, полагая $t = 1$ с. Запишем решение уравнения (16.7):

$$\frac{N}{N_0} = e^{(k-1)/\tau}, \tag{17.1}$$

где N_0 — число нейтронов при $t = 0$. Подставляя в (17.1) приведенные выше значения τ, получим $N/N_0 = e^5 \approx 150$ (при $\tau = 10^{-3}$ с); $N/N_0 = e^{0,5} \approx 1,6$ (при $\tau = 10^{-2}$ с).

Как видно, без учета запаздывающих нейтронов интенсивность цепной реакции за секунду возрастает приблизительно в 150 раз, а с их учетом — примерно в полтора раза.

Сравнительно медленный рост интенсивности цепной реакции и обеспечивает возможность эффективного управления работой реактора.

По своему назначению реакторы подразделяются на энергетические (для получения энергии), исследовательские (для исследования взаимодействий нейтронов с ядрами и воздействия нейтронного облучения на физические и химические свойства материалов) и расширенного воспроизводства (для получения ядерного горючего) [1].

[1] Реакторы расширенного воспроизводства иначе называют реакторами-размножителями, реакторами-бридерами либо же просто бридерами (от англ. глагола to breed — размножать).

Широкое распространение в ядерной энергетике получили реакторы следующих типов: водо-водяные (на легкой воде), газо-графитовые и водо-графитовые [1]), используемые на атомных электростанциях для получения электроэнергии. Так, реактор первой в мире атомной электростанции в Обнинске, введенной в 1954 г., электрической мощностью 5 МВт, является водо-графитовым. Реактор такого же типа мощностью 100 МВт установлен на Белоярской АЭС. Водо-водяные реакторы мощностью на 200 МВт установлены на Ново-Воронежской АЭС. В основу ядерной энергетики США положены реакторы такого же типа. В настоящее время более 85% электроэнергии, вырабатываемой на АЭС во всем мире, приходится на долю водо-водяных реакторов.

Важной характеристикой исследовательских реакторов является плотность потоков нейтронов, равная обычно 10^{12}–10^{14} частиц/(см^2 · с). В оболочке активной зоны такого реактора имеются отверстия для вывода нейтронных пучков наружу. Для изучения взаимодействия промежуточных нейтронов с веществом в нашей стране построен исследовательский водо-водяной реактор на промежуточных нейтронах, дающий очень интенсивный поток нейтронов плотностью $5 \cdot 10^{15}$ частиц/(см^2 · с).

Остановимся теперь на процессе расширенного воспроизводства ядерного горючего. Рассматривая выше радиационный захват нейтронов ядром ^{238}U, мы считали его нежелательным процессом, способствующим обрыву цепной реакции. Однако он выполняет и положительную функцию, способствуя расширенному воспроизводству ядерного горючего за счет реакции

$$n + {}^{238}_{92}\mathrm{U} \to {}^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow[2{,}3\ \text{дн}]{\beta^-} {}^{239}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow[2{,}3\ \text{дн}]{\beta^-} {}^{239}_{94}\mathrm{Pu}. \qquad (17.2)$$

Подобно изотопу ^{235}U изотоп ^{239}Pu способен делиться под действием тепловых нейтронов и является таким образом ядерным горючим. Процесс расширенного воспроизводства в соответствии с реакцией (17.2) идет и в обычных реакторах на тепловых нейтронах. Первые реакторы, работавшие на естественной или несколько обогащенной смеси изотопов урана, применялись именно для получения изотопа ^{239}Pu из ^{238}U.

Реакторы-размножители работают на быстрых нейтронах. Одновременно с расширенным воспроизводством ядерного горючего с помощью этих реакторов вырабатывается электроэнергия. Расширенное воспроизводство ядерного горючего осуществляется по схеме (17.2), либо в реакции

$$n + {}^{232}_{90}\mathrm{Th} \to {}^{233}_{90}\mathrm{Th} \xrightarrow[22\ \text{мин}]{\beta^-} {}^{233}_{91}\mathrm{Pa} \xrightarrow[27\ \text{дн}]{\beta^-} {}^{233}_{92}\mathrm{U}. \qquad (17.3)$$

В этом случае сырьем служит торий, специально вводимый в реактор. Напомним, что изотоп ^{233}U делится под действием тепловых нейтронов. В настоящее время получило преобладающее распространение лишь расширенное воспроизводство, основанное на процессе (17.2).

[1]) Вначале указан тип теплоносителя, а затем — замедлителя.

Активная зона реактора на быстрых нейтронах (рис. 17.1) лишена замедлителя и состоит из урана-235, окруженного экраном, содержащим естествен-

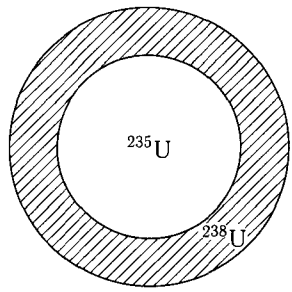


Рис. 17.1. Идеализированная схема реактора расширенного воспроизводства

ный или обедненный уран (иногда используют обедненный диоксид урана).

Первый реактор-размножитель был построен в США в 1946 г. В Советском Союзе в Физико-энергетическом институте (ФЭИ, г. Обнинск) под руководством академика А. И. Лейпунского было разработано несколько реакторов на быстрых нейтронах: БР-1, БР-2, БР-3, БР-5 (в период с 1955 г. по 1959 г.). В последующие годы под руководством ряда сотрудников ФЭИ была создана серия реакторов этого типа: БОР-60 (г. Дмитровград, 1969 г.), БН-350 (Казахстан, 1973 г.) и БН-600 на Белоярской АЭС, III блок (Урал, 1980 г.) [1].

В § 17.4 будет более подробно рассмотрено устройство реакторов некоторых типов, используемых в ядерной энергетике.

Для удаления в атмосферу газообразных продуктов деления ядер у любого реактора существует достаточно высокая вытяжная труба. Некоторые из газообразных продуктов задерживаются фильтрами (например, йод-131). Однако инертные газы криптон-85 и ксенон-133 в силу их химической инертности никакие фильтры задерживать не в состоянии. Они беспрепятственно проникают в атмосферу, рассеиваясь на большие расстояния, но обладая малым временем жизни, в атмосфере не накапливаются.

§ 17.2. Критический размер и критическая масса активной зоны. Влияние отражателя

Введем понятия критического размера и критической массы размножающей среды. Деление ядер осуществляется во всем объеме активной зоны, тогда как утечка нейтронов происходит лишь из ее поверхностного слоя. Число нейтронов, выделяющихся при делении, пропорционально объему, а число нейтронов, уходящих из активной зоны реактора, пропорционально площади ее поверхности. Поэтому для сведения к минимуму потерь нейтронов из-за

[1] Цифры в конце наименований реакторов обозначают их электрическую мощность в тыс. кВт.

утечки, целесообразно уменьшить отношение поверхности активной зоны к ее объему. Это отношение минимально у сферы. Размеры размножающей среды называют *критическими*, если число нейтронов, потерянных в результате захвата и утечки, уравновешивается числом нейтронов, освобождаемых при делении ядер ($k = 1$). При $k < 1$ такую систему называют подкритической, а при $k > 1$ — надкритической. Аналогично называются и массы этих систем (т. е. критической, подкритической и надкритической соответственно). Для активной зоны сферической формы вводят понятие критического радиуса $R = R_{\text{крит}}$. При $R < R_{\text{крит}}$ $k < 1$, а при $R > R_{\text{крит}}$ $k > 1$. Критические размеры зависят от конструкции реактора, видов ядерного горючего и замедлителя. Так, среди реакторов на тепловых нейтронах наибольшими размерами активной зоны (достигающих десятков кубометров) обладают реакторы с графитовыми замедлителями, тогда как у водяных реакторов критические размеры активной зоны сравнительно малы (менее кубометра). Критические размеры можно уменьшить, применив обогащенный уран (что приводит к увеличению как p, так и f (см. формулу (16.8).

Остановимся на вопросе о влиянии отражателя, рассмотрев для определенности реактор на тепловых нейтронах. Зависимость потока тепловых нейтронов в радиальном направлении для реактора сферической или цилиндрической формы с отражателем и без него показана на рис. 17.2. В первом

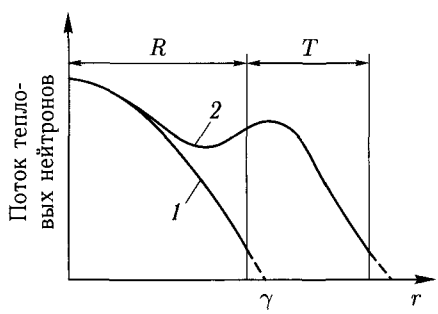


Рис. 17.2. Зависимость плотности потока тепловых нейтронов от r —расстояния от геометрического центра системы для реактора без отражателя (кривая *1*) и с отражателем (кривая *2*); R — толщина активной зоны, T —толщина отражателя

случае плотность потока нейтронов существенно выше, причем в области отражателя наблюдается характерный подъем кривой. Он связан с тем, что благодаря меньшему поглощению тепловых нейтронов в отражателе близ границы активной зоны возникает область, «обогащенная» тепловыми нейтронами. Неравномерность нейтронного потока в активной зоне оценивается по величине коэффициента неравномерности k_v; $k_v = N_{\max}/\overline{N}$, где $N_{\max}$ — наибольший, а $\overline{N}$ — средний потоки нейтронов в активной зоне. В реакторе без отражателя потоки нейтронов в центре и на краю отличаются друг от друга в 10 раз (и даже больше), поэтому k_v гораздо больше единицы. В реакторе же с отражателем их различие составляет всего 1,5–2, поэтому k_v близок к единице. Отсюда следует, что в реакторе без отражателя числа делений

в центре и на периферии сильно отличаются между собой, и ядерное топливо выгорает неравномерно. Использование отражателя способствует, таким образом, более рациональному использованию ядерного горючего. Заметим, однако, что активную зону реактора практически всегда окружают отражателем, сделанным из вещества, хорошо отражающего нейтроны, служащим также защитой от излучений, направленных в окружающую среду.

§ 17.3. Негативные явления, возникающие в процессе работы реактора

Среди продуктов распада, постепенно загрязняющих активную зону реактора по мере выгорания ядерного горючего, особенно негативную роль играет изотоп ^{135}Xe, обладающий огромным сечением поглощения тепловых нейтронов, равным $3 \cdot 10^6$ барн. Поэтому присутствие даже небольших примесей этого изотопа приводит к «ксеноновому отравлению» реактора, что сказывается на режиме его работы. Ксенон-135 возникает в процессе следующих радиоактивных превращений продуктов деления

$$^{135}Tc \xrightarrow[<0{,}5\ \text{мин}]{\beta^-} {}^{135}I \xrightarrow[6{,}75\ \text{ч}]{\beta^-} {}^{135}Xe \xrightarrow[9{,}13\ \text{ч}]{\beta^-} {}^{135}Cs \xrightarrow[2 \cdot 10^6\ \text{лет}]{\beta^-} {}^{135}Ba.$$

Как видно, все атомы ксенона возникают вследствие распада йода. Так как период полураспада ксенона-135 сравнительно невелик, то для прекращения ксенонового отравления работа реактора приостанавливается на время порядка суток или более.

Помимо ксенона в работающем реакторе возникают чрезвычайно радиационно-опасные высокоактивные отходы (ВАО), которые необходимо удалять из системы и отправлять на долговременное хранение. Подавляющая часть ВАО распадается за 300 лет. Одна из технологий ликвидации ВАО заключается в их предварительном остекловывании с последующим захоронением на сотни лет. Для долговременного захоронения высокоактивных отходов используются скважины глубиной 600–1200 м, пересекающие определенные геологические формации, обеспечивающие их надежную изоляцию. Для ликвидации ВАО может быть также использован метод трансмутации радионуклидов, заключающийся в их облучении потоком β-частиц или нейтронов, в результате чего они преобразуются в стабильные нуклиды.

Другое нежелательное явление связано с радиационными повреждениями материалов. Например, в твердых материалах при столкновении с осколками деления происходит смещение атомов в кристаллической решетке или ее разрушение.

В работающем реакторе возникает и ряд других негативных явлений, описание которых дается в более специализированный литературе.

§ 17.4. Ядерные реакторы базовой энергетики России

В этом параграфе мы рассмотрим важнейшие особенности некоторых ядерных реакторов, играющих особо существенную роль в базовой энергетике России. Более подробное описание энергетических реакторов промышленного значения интересующийся читатель найдет в специализированной книге [3], выдержавшей три издания.

17.4.1. Реактор РБМК. На многих атомных электростанциях установлены реакторы большой мощности кипящие (РБМК). Первый реактор этой серии тепловой мощностью 3200 МВт и электрической мощностью 1000 МВт (РБМК-1000) был введен в эксплуатацию в 1974 г. на ленинградской АЭС. Активная зона имеет цилиндрическую форму (диаметр $Ф = 11{,}8$ м, высота $H = 7$ м). Реактор сложен из графитовых призм. С торцевой стороны цилиндр активной зоны равномерно пронизан отверстиями для 211 труб, через которые пропускается теплоноситель (обычная вода). Длина каждой трубы — 22 м, ее семиметровая часть, приходящаяся на активную зону, выполнена из дорогого циркониевого сплава с 2,5% ниобия, верх и низ трубы — из нержавеющей стали. В трубах одна над другой размещены две тепловыделяющихся сборки ТВС) высотой 3,5 м каждая (рис. 17.3, *а*). По оси ТВС расположены циркониевый стержень и твэлы (рис. 17.3, *б*), содержащие диоксид урана с обогащением в 2,4%. Полная загрузка ядерным топливом составляет 180 т. Подача воды осуществляется снизу; нагревается в контакте с ТВС и закипает; пароводяная смесь отводится из верхней части трубы. Пар при температуре 280 °С и давлении 65 атмосфер отбирается в сепараторе и подается на турбину. КПД реактора равен 31%.

Реакторы РБМК работают на Курской, Смоленской, Чернобыльской и ряде других АЭС.

После катастрофического взрыва IV блока РБМК-1000 на Чернобыльской АЭС 26 апреля 1986 г., допущенного главным образом из-за элементарных ошибок обслуживающего персонала в реакторы рассматриваемого типа был введен ряд конструктивных и технологических изменений, существенно повысивших безопасность их работы. Описание причин, приведших к этой аварии, читатель найдет в уже упоминавшейся книге А. Н. Климова [3].

17.4.2. Реактор ВВЭР. Водо-водяные энергетические реакторы (ВВЭР) получили, как упоминалось, широкое распространение как у нас в стране, так и за рубежом. В них в качестве замедлителя и теплоносителя используется легкая вода, поэтому часто эти реакторы называются легководными. К настоящему времени в России созданы легководные реакторы с электрической мощностью 440 МВт (ВВЭР-440) и 1000 МВт (ВВЭР-1000).

Рассмотрим коротко устройство реактора ВВЭР-1000 (рис. 17.4). Штанги приводов системы управления и защиты (СУЗ) пропущены через уплотнения в верхней части реактора. В состав СУЗ входят 37 подвижных элементов, образующих тандем из двух сборок; верхняя содержит поглощающие стержни, а нижняя — делящиеся материалы. Движение тандема вверх приводит

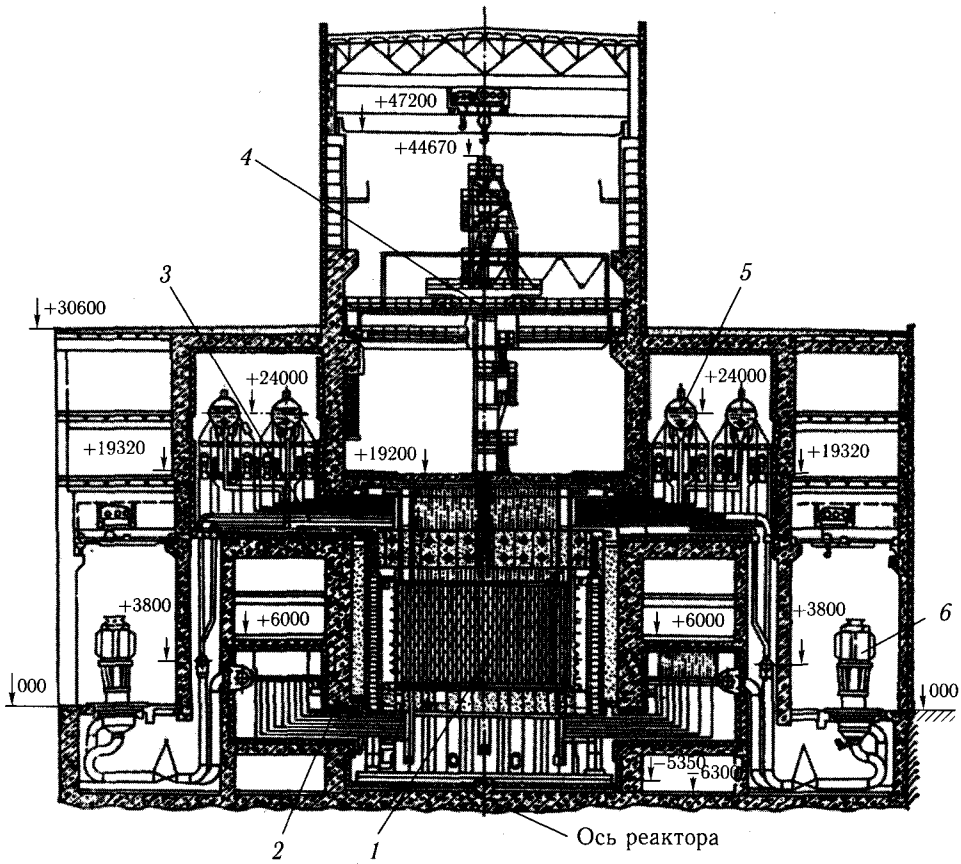


Рис. 17.3, *а*. Схема реактора РБМК-1000: *1* — активная зона; *2* — трубы входной воды; *3* — отвод пароводяной смеси; *4* — перегрузочная машина; *5* — сепаратор; *6* — питательный насос

к удалению поглотителя из активной зоны, а его место занимает ядерное горючее.

Активная зона в форме цилиндра ($Ф = 3{,}12$ м, $H = 3{,}5$ м) размещена в корпусе диаметром 4,29 м, изготовленного из высокопрочной низколегированной стали. Используется уран с обогащением до 4,4 %. Схема тепловыделяющей сборки (ТВС) показана на рис. 17.3, *б*. Число ТВС в активной зоне равно 163, а в состав каждой сборки входит 317 твэлов. Температура теплоносителя на выходе равна 321 °С при давлении до 160 атмосфер. В отличие от одноконтурного реактора РБМК легководный реактор — двухконтурный; пар, вырабатываемый во втором контуре, имеет давление около 60 атмосфер при температуре 278 °С. Вода во втором контуре, превращаясь в пар, подается на турбину. КПД реактора равен 33 %.

Реакторы ВВЭР-1000 установлены на Калининской, Южно-Украинской, Балаковской, Запорожской и других АЭС. Реакторы этого же типа, но меньшей мощности ВВЭР-400 работают на Кольской, Армянской, Ровенской АЭС, а также в Болгарии, Венгрии, бывшей ГДР, Чехии, Финляндии.

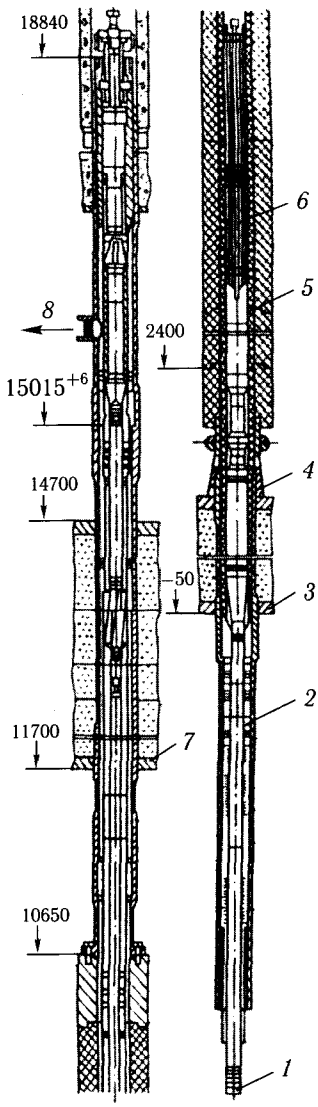


Рис. 17.3, *б*. Схема тепловыделяющей сборки реактора РБМК-1000: *1* — вход воды; *2* — стальная труба; *3* — нижняя плита защиты; *4* — графитовая установочная втулка; *5* — циркониевая труба; *6* — сборка твэлов; *7* — верхняя плитка защиты; *8* — выход пароводяной смеси

В настоящее время реакторы ВВЭР наряду с реакторами РБМК составляют основу ядерной энергетики России.

17.4.3. Реакторы на быстрых нейтронах. Опишем устройство первого реактора большой мощности БН-350 (рис. 17.5), построенного в г. Шевченко (ныне Актау) в 1973 г. в Казахстане на берегу Каспийского моря. На этом реакторе предполагалось проверить целесообразность применения ядерноэнергетических установок для опреснения морской воды. При расчетной тепловой

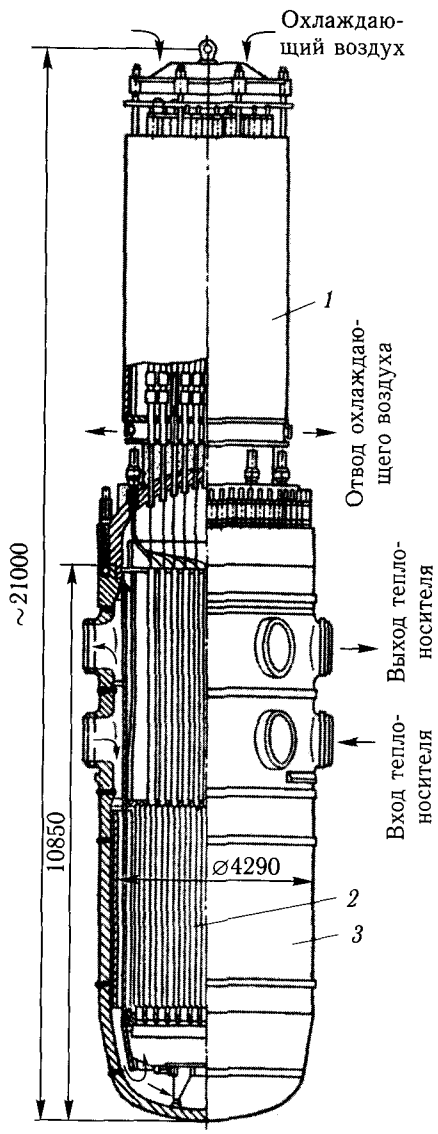


Рис. 17.4. Схема реактора ВВЭР-1000: *1* — блок с приводами СУЗ; 2-активная зона; *3* — корпус

мощности реактора 1000 МВт электрическая мощность равнялась 350 МВт, а КПД составлял 35 %.

Вокруг активной зоны цилиндрической формы ($\Phi = 1{,}5$, $H = 1{,}06$ м) размещалась зона воспроизводства (экран) толщиной 0,6 м (рис. 17.4). В состав зоны воспроизводства входит обедненный диоксид урана. Активная зона и экран заключены в стальном корпусе, в нижнюю часть которого поступает натрий при температуре 300 °С, проходящий через активную зону со скоро-

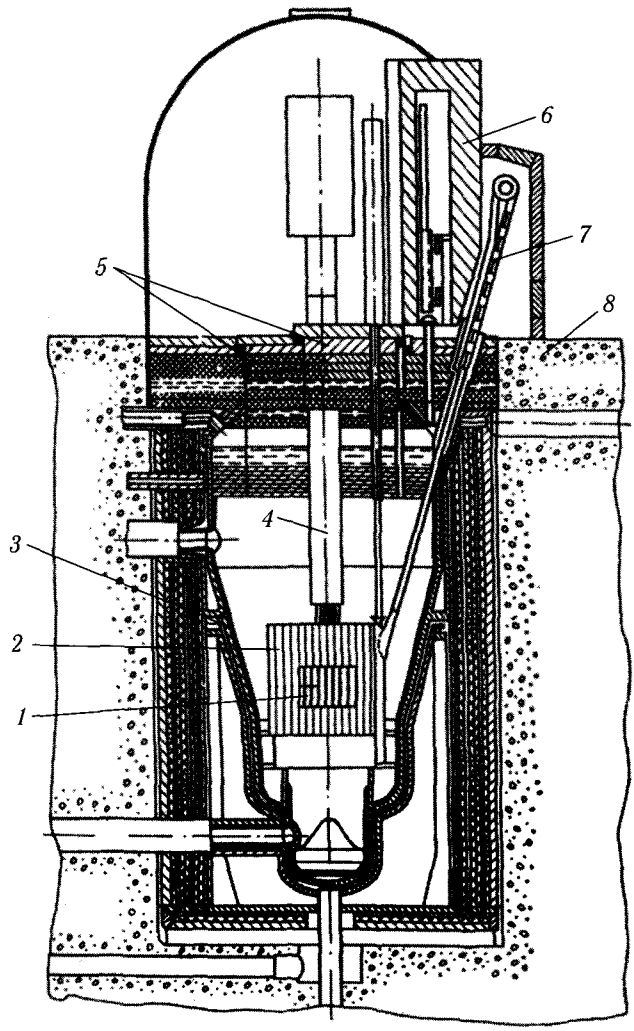


Рис. 17.5. Схема реактора БН-350: *1* — активная зона; *2* — зона воспроизведения; *3* — корпус; *4* — центральная колонка с приводами СУЗ; 5-вращающиеся пробки; 6 — разгрузочный блок; 7 — разгрузочный элеватор; 8-биологическая защита

стью 10 м/с [1]. С тем чтобы при перегрузке ТВС активная зона находилась бы в атмосфере натрия (для избежания перегрева) над ней расположен большой объем, заполненный натрием. В состав активной зоны входит 211 ТВС. Каж-

[1]) Проблема теплоотвода в реакторах на быстрых нейтронах весьма сложна. Они отличаются огромным энерговыделением (около 0,5 кВт на 1 $см^3$), а к теплоносителю предъявляется дополнительное требование возможно меньшего замедления нейтронов. Поэтому в качестве теплоносителя используют жидкий натрий — материал, являющийся наилучшим по теплоотдающим свойствам; для Na $A \gg 1$, и, следовательно, он не является эффективным замедлителем. Однако работа с таким теплоносителем осложняется тем, что натрий обладает высокой химической активностью.

дая сборка содержит 217 твэлов в стальной оболочке, сердечники которых сделаны из диоксида урана. Для выравнивания потока нейтронов обогащение в зоне неоднородно и составляет 17% внутри ее и 26% — снаружи. Загрузка урана-235 равна 1050 кг.

Для характеристики процесса расширенного воспроизводства вводится коэффициент воспроизводства $K_в$, равный отношению числа вновь образовавшихся делящихся ядер к числу распавшихся делящихся ядер. Этот коэффициент для реактора БН-350 несколько превышает единицу.

Другой важной характеристикой реактора на быстрых нейтронах является время удвоения, за которое количество ядерного топлива в нем увеличится вдвое. Согласно накопленным данным время удвоения для большинства реакторов рассматриваемого типа приблизительно равно десяти годам.

Накопленный в процессе строительства и эксплуатации реакторов БН-350 и БН-600 опыт позволили подготовить проекты типовых реакторов с использованием смешанного уран-плутониевого оксидного топлива. Коэффициент воспроизводства для них составляет 1,3, и предполагается, что эти реакторы окажутся конкурентоспособными в производстве электроэнергии. В настоящее время началась постройка реактора БН-800, его ввод в эксплуатацию планируется на 2015 год. Запланировано также создание в последующие годы еще более мощного реактора БН-1800 [7].

В середине 70-х годов было установлено, что в эпоху докембрия ($> 6 \cdot 10^8$ лет тому назад) на месте современного уранового месторождения Окло (Габон, Западная Африка) существовал естественный ядерный реактор.

Цепная реакция протекала в глинистых линзах с концентрацией урана до 20–40% и больше, расположенных в породе со средней весовой концентрацией урана 0,5%. Линза представляет собой компактное рудное тело протяженностью 10–20 метров и толщиной порядка метра. На расстоянии в несколько десятков метров было найдено шесть очагов цепной реакции.

Определяя количество образовавшегося ^{239}Pu, можно оценить продолжительность работы реактора t. Оказалось, что значение t (вернее, нижняя граница t) составляет примерно 0,6 млн лет. Выработанная реактором энергия равна приблизительно $1{,}5 \cdot 10^4$ МВт · лет. Если принять t равным $0{,}6 \cdot 10^6$ лет, то средняя мощность реактора Окло равна всего 25 кВт.

Феномен Окло интересен не только сам по себе. Тот факт, что реактор Окло оказался прекрасным хранилищем радиоактивных отходов, весьма интересен с точки зрения проблем захоронения отходов атомной энергетики.

Как видно, «в создании реактора человек был не новатором, а невольным имитатором природы» (А. Ковбек).

Глава 18

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

§ 18.1. Основные сведения о термоядерном синтезе

Впервые вопрос о возможности термоядерного синтеза в природе (точнее в недрах звезд) был рассмотрен Г. Бете и рядом других ученых в 1939 г. в исследовании, положившем начало новому направлению в науке — ядерной космофизике. В следующей части книги мы еще вернемся к этой интереснейшей проблеме. Пока же обсудим основные представления о реакциях синтеза ядер.

Напомним, что наиболее легкие и наиболее тяжелые ядра обладают существенно меньшей удельной энергией связи по сравнению с ядрами промежуточной массы (см. рис. 7.9). Так как сумма масс двух легких ядер больше массы ядра, образующегося при их слиянии, то такой процесс синтеза приводит к освобождению энергии. Энерговыделение в расчете на один нуклон q в реакциях синтеза наиболее легких ядер значительно больше, чем в процессе деления тяжелых ядер. Например, в реакции ${}_1^3\mathrm{H}(d,n){}_2^4\mathrm{He}$ $q = 17{,}6/5 = 3{,}5$ МэВ, тогда как в реакции деления на ${}^{238}\mathrm{U} = 200/238 = 0{,}85$ МэВ.

Синтез двух легких ядер возможен при условии, что они обладают кинетической энергией, достаточной для преодоления электростатического отталкивания между ними, иными словами, если эти ядра в состоянии преодолеть разделяющий их кулоновский барьер. Высота последнего для легчайших ядер имеет порядок десятков кэВ.

Реакцию синтеза можно осуществить в условиях достаточно сильно разогретой среды. Допустим, например, что для преодоления взаимного электростатического отталкивания двух легких ядер необходима энергия, равная 50 кэВ. Тепловой энергии $kT = 50$ кэВ соответствует температура $6 \cdot 10^8$ К, т. е. весьма высокая. В реагенте, состоящем из таких ядер и разогретом до указанной температуры, возможно столь тесное сближение пары ядер, при котором между ними начинают действовать ядерные силы, вызывающие их слияние (синтез).

Подчеркнем, что рассмотренный в этом примере способ синтеза ядер, основанный на использовании сильно разогретого вещества, является пока единственным, известным в современной физике. Реакция синтеза, в соответствии со сказанным, называется термоядерной реакцией. Эта реакция может стать самоподдерживающейся, если энерговыделение в процессе слияния ядер будет сопровождаться поддержанием температуры, при которой обеспечи-

вается дальнейшее осуществление процесса синтеза. Если последний будет запущен, то в дальнейшем синтез ядер может протекать самостоятельно, аналогично цепной реакции деления тяжелых ядер.

Сильно разогретое вещество (до температур порядка 10^4 К и более) находится в состоянии плазмы. Напомним, что плазмой называется газ, в котором ионизирована либо значительная часть атомов или молекул, либо ионизированы они все, причем по мере роста температуры доля ионизированных частиц вещества увеличивается. Например, при температуре $(2–3) \cdot 10^4$ К газ состоит в основном из однозарядных ионов и электронов, нейтральная компонента в нем отсутствует. При дальнейшем росте температуры увеличивается доля двухзарядных, трехзарядных и т. д. ионов, наконец, при $T \sim 10^7$ К газ ионизируется полностью, т. е. превращается в смесь «голых» ядер и электронов.

Значительная часть Вселенной находится именно в состоянии плазмы, в том числе звезды (включая Солнце), звездные атмосферы, галактические туманности и многие другие космические объекты.

В земных условиях термоядерной синтез освоен, пока что, только в военных целях — для производства водородных бомб. В последних осуществляется неуправляемая (взрывного характера) цепная реакция синтеза (см. следующую главу). В этой главе нас будут интересовать методы управляемого термоядерного синтеза. Работы по созданию энергетических установок, использующих ядерный синтез (непригодных по своей сущности для военного использования), были начаты с 50-х годов прошлого столетия в ряде стран, включая и нашу страну (тогда СССР). На первых этапах исследований управляемого термоядерного синтеза сформировалось убеждение, что создание эффективно работающих термоядерных реакторов — дело не слишком отдаленного будущего. Однако это мнение оказалось чрезмерно оптимистическим, и на протяжении нескольких десятилетий были лишь выявлены условия, при которых возможно получение термоядерной энергии.

Причины «низкого темпа» в продвижении термоядерных исследований могочисленны и разноплановы. К числу важнейших причин относится недостаточность знаний о свойствах плазмы. Потребовалось более 40 лет на развитие современного учения о физике плазмы, в рамках которого были поняты и количественно описаны сложные процессы, возникающие в процессе развития термоядерного синтеза. Пришлось решать многочисленные сложные инженерные проблемы. К ним можно отнести создание методов глубокого вакуума в больших объемах, разработку крупногабаритных сверхпроводящих магнитов, создание лазеров большой мощности, инжекторов рентгеновских лучей, источников мощных пучков нейтральных атомов; можно еще долго перечислять разнородные задачи, которые уже решены или находятся в стадии разрешения.

В конце концов стало очевидно, что исследования по созданию надежно работающей энергетической установки, использующей ядерный синтез, настолько сложны и трудоемки, что решить эту проблему силами одной страны крайне затруднительно. В настоящее время исследования по рассматриваемой проблематике проводятся во Франции в рамках международного проекта,

в котором задействованы ученые и инженеры различных специальностей из Франции, России, США и Японии. Позднее к проекту подключились специалисты из Китая, Индии и Южной Кореи. Результаты этой работы будут доступны без ограничений всем специалистам, участвующим в проекте.

Отметим пионерскую роль российских ученых в развитии исследований по управляемому термоядерному синтезу. Так, еще в 1951 году группой ученых в составе Л. А. Арцимовича, И. Н. Головина, Н. Я. Явлинского и др. была создана плазменная установка, названная токамаком, являющаяся прототипом ныне разрабатываемого термоядерного реактора, который, возможно, окажется наиболее конкурентноспособным среди энергетических устройств, использующих ядерный синтез. Большой вклад ученые нашей страны внесли и в развитие теории плазменных процессов.

К настоящему времени обозначились два принципиально различных направления развития термоядерных реакторов, и пока нет ясности в том, какое их них окажется более перспективным. Первое направление представлено термоядерными реакторами, основанными на магнитном удержании плазмы, а второе, именуемое инерциальным термоядерным синтезом, может быть реализовано в специальных камерах. Первому направлению посвящен § 18.2, а второму — § 18.3.

§ 18.2. Термоядерные реакторы, основанные на магнитном удержании плазмы

В табл. 18.1 приведены значения энерговыделения и максимального сечения для термоядерных реакций легчайших ядер.

Таблица 18.1

Значения энерговыделения и максимального сечения для термоядерных реакций простейших ядер

Реакция	Энерговыделение, МэВ	σ, барн (при энергии 1 МэВ)
1) $p+p \to {}^{2}_{1}\mathrm{H} + e^{+} + \nu$	2,2	10^{-23}
2) $p+d \to {}^{3}_{2}\mathrm{He} + \gamma$	5,5	10^{-6}
3) $d+d \to {}^{3}\mathrm{He} + n$	3,3	0,09
4) $d+t \to {}^{4}_{2}\mathrm{He} + n$	17,6	5,0

Примечание. Ядро дейтерия — дейтрон — здесь обозначен символом d, а ядро трития — тритон — символом t.

Как видно, предпочтительной из приведенных реакций является четвертая, обеспечивающая наибольшее энерговыделение и сечение которой на много порядков выше по сравнению с сечением трех других взаимодействий. Поэтому в большинстве разрабатываемых термоядерных установок используется именно реакция синтеза ядер дейтерия и трития. Последняя возможна

при достижении дейтериево-тритиевой смесью (сокращенно d–t смесью) температуры T порядка ста миллионов градусов. Однако удержать эту горячую смесь в замкнутой рабочей камере реактора без применения каких-либо мер термоизоляции практически невозможно, так как при контакте со стенками плазма быстро охладится, а они мгновенно испарятся. В 1950 г. российские ученые А. Д. Сахаров и И. Е. Тамм предложили для обеспечения достаточно длительной термоизоляции плазмы использовать магнитное поле (эта же идея была высказана американским ученым Л. Спитцером в 1951 г.). Если в рабочем объеме реактора создать магнитное поле в форме ловушки, то плазма окажется «запертой» в ней и не будет касаться стенок камеры.

Были разработаны системы с плазменными шнурами, в которых основную роль в удержании горячей d–t смеси выполняет ее самостягивание магнитным полем, возникающее при протекании по плазме. Это явление называют *пинч-эффектом* (эффектом сжатия) [1]. Один из его видов (u-пинч) наблюдается при быстром сжатии плазмы нарастающим во времени продольным внешним магнитным полем, что приводит к резкому повышению ее температуры. Сила сжатия при u-пинче возникает за счет взаимодействия продольного магнитного поля с азимутальными токами. Пинч-эффект обладает характерной особенностью, заключающейся в неустойчивости плазменного шнура. Под действием внутренних сил шнур деформируется: в нем возникают перетяжки, утолщения и изгибы, в результате шнур разрушается, а плазма разбрасывается и остывает.

Наиболее перспективным типом установки с магнитным удержанием плазмы в настоящее время считается упоминавшийся выше токамак (более полное наименование — тороидальная камера со стабилизирующим магнитным полем). Опишем схематично устройство одного из первых токамаков. Установка состоит из рабочей камеры в форме тора, окруженной системой катушек, через которые пропускается ток, создающий продольное магнитное поле. В рабочем объеме возникает тороидальный плазменный шнур, играющий роль вторичной обмотки трансформатора (рис. 18.1). Ток i, вырабатываемый индукционным путем, нагревает плазму, а порождаемое им магнитное поле B_z, направленное вдоль оси тора, создается с помощью обмотки, навитой на внешнюю поверхность камеры. Для откачки и наблюдения за плазмой служит специальный патрубок (не показан на рисунке).

Остановимся на вопросе об обеспечении в токамаках стационарности термоядерной реакции. Обозначим через n плотность d–t смеси, причем положим, что концентрация ядер дейтерия и трития в смеси одинакова. Пусть T — температура, при которой осуществляется синтез ядер, а τ — время жизни горячей плазмы, т. е. время, ее удержания в рабочей камере. После истечения этого времени происходит замена «отработанной» горячей смеси новой относительно холодной плазмой. Стационарность процесса будет обеспечиваться, если выделение термоядерной энергии за время τ оказывает-

[1] От английского глагола to pinch — сжимать, стягивать.

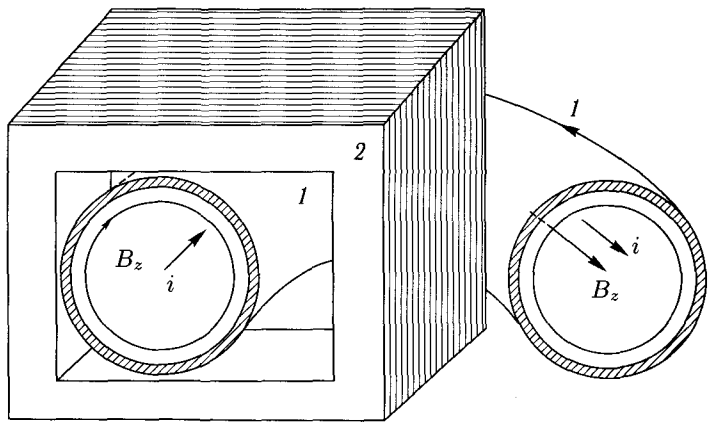


Рис. 18.1. Схема одного из первых токамаков: *1* — тороидальная камера; *2* — катушка

ся достаточным для разогрева вновь поступившей плазмы до температуры T и для компенсации потерь энергии в рабочей камере.

Количественная оценка выхода энергии определяется с помощью так называемого *критерия Лоусона* [2]

$$n\tau > 5 \cdot 10^{14} \text{ с/см}^3. \tag{18.1}$$

При характерной плотности d–t смеси 10^{14} г/см^3 время жизни плазмы согласно этому критерию должно быть равным по крайней мере 5 с. Однако в токамаках первых поколений значения τ, благодаря рассмотренным плазменным неустойчивостям, получались равными 10^{-3}–10^{-1} с. Лишь после длительным исследований удалось создать устройства, для которых выполняется критерий Лоусона.

Было установлено, что для подавления плазменных неустойчивостей допустимое давление плазмы должно составлять несколько процентов от магнитного давления. Это достигается, если индукция магнитного поля, удерживающего плазму, по крайней мере в несколько раз превышает значение индукции, при которой достигается равновесие плазмы.

За последние два десятилетия создано несколько экспериментальных токамаков нового поколения, в которых учтен накопленный опыт эксплуатации токамаков предшествующих поколений. Параметры некоторых современных токамаков таковы: температуры плазмы давлением 10^{14} частиц/см^3 составляет 10^5 К; при давлении плазмы 2–3 атм индукция магнитного поля, обеспечивающая ее термоизоляцию, составляет $B \sim 1$ Тл.

Напомним, что согласно критерию Лоусона время удержания плазмы должно быть не менее 5 секунд. Столь продолжительное ее удержание может быть обеспечено лишь в токамаке достаточно больших размеров (7–9 м). Полная тепловая мощность такого реактора равняется приблизительно одному 1 ГВт.

С целью уменьшения энергетических расходов магнитное поле в современных токамаках создается сверхпроводящими магнитами. Например, в России

построен экспериментальный токамак Т-15, в котором применены именно сверхпроводящие магниты. Токомаки современного поколения работают на d–t смеси в режиме самоподдерживающейся термоядерной реакции; нагрев плазмы до необходимой температуры осуществляется при ее нагревании α-частицами (ионами He), возникающими в реакции $d + t \to \mathrm{He} + n$.

К настоящему времени на токамаках этого поколения практически выполнены все намеченные эксперименты фундаментального значения, и ныне имеются предпосылки для создания последующего поколения установок, обладающих чертами промышленного термоядерного реактора.

Создание экспериментальной установки такого типа уже ведется — это термоядерный реактор ИТЭР [12]. В схематическом виде он представлен на рис. 18.2. Одной из его особенностей является наличие на периферии рабочей камеры бланкета, состоящего из молибдена и жидкого лития при температуре около 850 K. Быстрые нейтроны ($E \approx 14$ МэВ), образующиеся в процессе синтеза, размножаются в превращениях типа $(n, 2n)$, с большой вероятностью происходящих на молибдене. Замедляясь эти нейтроны поглощаются литием ${}^{6}_{3}\mathrm{Li}$, образуя тритий и выделяя дополнительную энергию:

$$n + {}^{6}_{3}\mathrm{Li} \to {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} + 4{,}6\ \text{МэВ}. \tag{18.2}$$

Существенно, что продукт реакции (18.2) — гелий не радиоактивен. Правда, в самом реакторе под действием нейтронов должна возникать наведенная активность. Существуют, однако, материалы с низкой активацией, пригодные для изготовления конструкционных составляющих реактора.

Строительство реактора ИНТЕР осуществляется в рамках упомянутого выше международного проекта. Основной вклад в его создание вносит ряд западноевропейских стран, Россия, США и Япония. Окончание постройки реактора намечено на 2012 год.

Обсудим коротко вопрос о запасах топлива для термоядерных реакторов. Дейтерий относится к изотопам широко распространенным к природе. В частности его можно добывать из морской воды. Тритий же является изотопом мало распространенным в природе. Однако тритий может производиться, как показано выше, из лития в самом реакторе. Природные запасы дейтерия и лития настолько велики, что их достаточно для получения энергии в термоядерных реакторах в течение многих тысячелетий. Отметим также, что эти элементы не радиоактивны.

§ 18.3. Инерционные термоядерные реакторы

Возможный вариант синтеза, осуществляемый в инерционном термоядерном реакторе, основан на микровзрыве плазмы, возникающем при ее быстром разогреве. В этом случае синтез d–t смеси осуществляется в течение времени разлета плазмы

$$\tau \sim \frac{L}{v}, \tag{18.3}$$

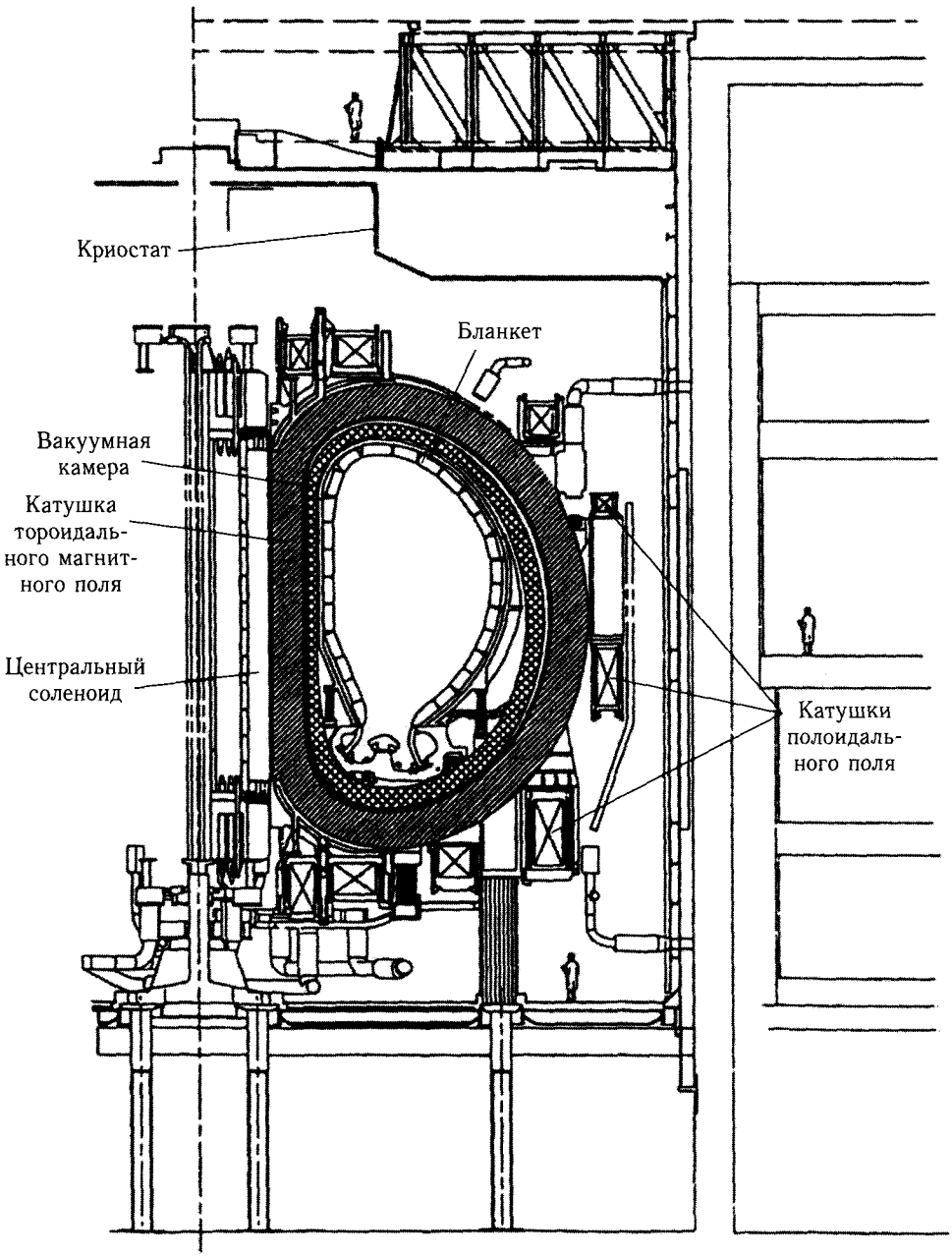


Рис. 18.2. Общий вид проектируемого токамака-реактора ИТЭР

где L — длина, характеризующая рабочие размеры объекта при микровзрыве, v — скорость частиц смеси. При температуре $T \sim 10^8$ К/с значение v равно приблизительно 10^8 см/с. Для того, чтобы процесс был управляем, а не носил характер разрушительного взрыва, следует использовать достаточно малую

порцию дейтериево-тритиевой смеси (не более нескольких миллиграмм, что соответствует объему порядка 1 мм^3 и L порядка 0,1 см). Смесь окружается защитной оболочкой.

Допустим, что такая мишень облучается светом мощного лазера. Под его воздействием оболочка мишени начинает испаряться, что сопровождается возникновением сравнительно сильного реактивного давления на поверхность образца. Под воздействием реактивных сил образец сжимается в тысячи раз и возникает термоядерная реакция. Для осуществления этого процесса необходимо передать мишени энергию около 2 МДж. Нижняя граница времени протекания реакций $\tau_{\min}$ определяется указанными выше значениями L и v, так что согласно (18.3) $\tau_{\min} = \dfrac{10^{-1}}{10^8} = 10^{-9}$ с. Энергия микровзрыва составляет примерно $5 \cdot 10^8$ Дж (что эквивалентно энергии взрыва около 100 кг обыч-

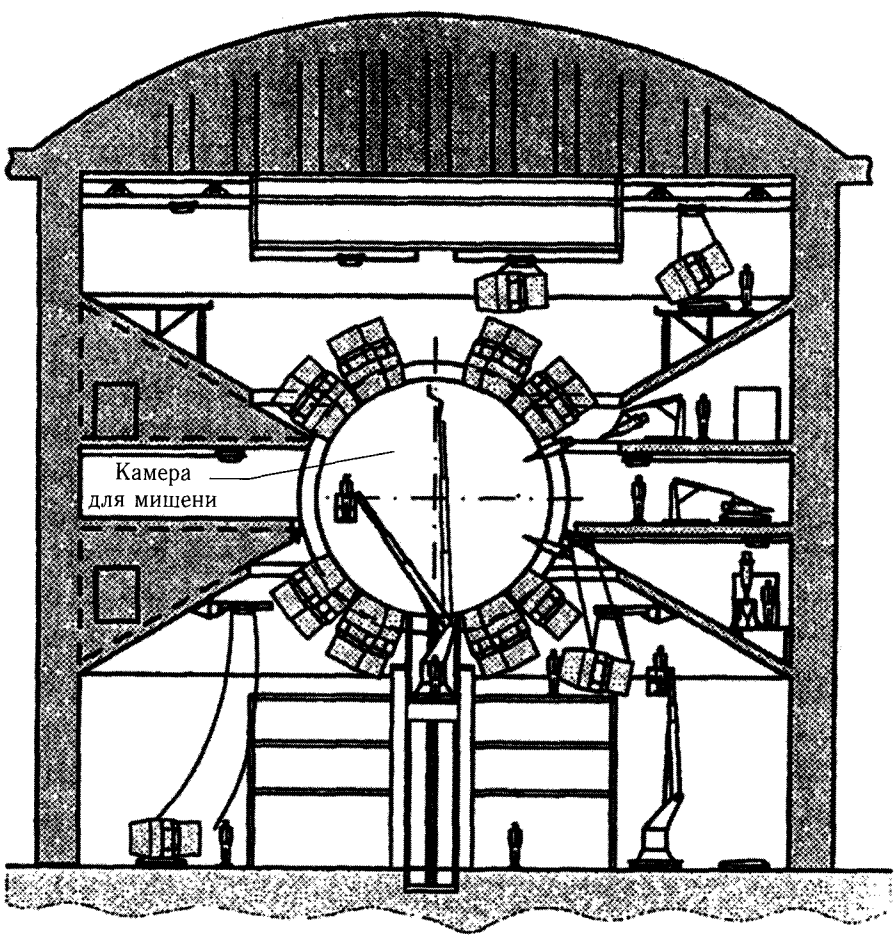


Рис. 18.3. Строящаяся в США установка, NIF, в которой будет происходить обжатие и поджиг мишени с помощью лазерного излучения

ной взрывчатки). Изготовить рабочую камеру индукционного реактора из достаточно прочного материала, способного выдержать такой микровзрыв — вполне технически решаемая задача.

Предполагается, что в работающем реакторе частота последовательно проводимых микровзрывов составит несколько герц, а тепловая энергия, выделяемая в рабочей камере, будет сниматься теплоносителем, преобразуясь затем в электрическую энергию. Считается, что создание реакторов рассматриваемого типа продвигается достаточно успешно. Например, в США строится установка NIF, в которой предполагается осуществить обжатие и поджог мишени из смеси при помощи мощного лазерного излучения (рис. 18.3).

Отметим однако, что лазер как облучатель обладает следующими принципиальными недостатками. В лазере коэффициент преобразования электрической энергии в световую равен всего 1%, к тому же на сжатие и нагрев мишени расходуется лишь 6–10% световой энергии, тогда как большая ее часть уходит на испарение вещества.

В других разрабатываемых инерционных реакторах применяются иные облучатели: мощные потоки рентгеновского излучения, ионные или электронные пучки. В создании камер с такими облучателями также достигнут к настоящему времени существенный прогресс.

Как видно, важнейшим достоинством инерционных термоядерных реакторов является отсутствие необходимости удержания и термоизоляции плазмы.

Глава 19

ЯДЕРНОЕ ОРУЖИЕ

§ 19.1. Предварительные замечания

Создание ядерного оружия развивалось по существу параллельно с формированием ядерной энергетики, уже знакомой читателю. Поэтому при описании процессов разработки этого оружия мы будем в необходимых случаях ссылаться на информацию двух предыдущих глав.

Как известно, наибольших успехов в создании ядерного орудия достигли США и СССР. Однако не следует игнорировать и достижения других стран. Хотя Германии и не удалось изготовить ядерное оружие (причины этого будут рассмотрены ниже), однако вклад немецких ученых в развитие ядерной технологии нельзя недооценивать. В Англии и Франции позднее, чем в США и СССР, но также создали и ядерное оружие, и ядерную энергетику. Еще позднее к державам, обладающим ядерным оружием, присоединились Китай, Индия и Пакистан. По-видимому, производство ядерных бомб освоено и в Израиле. Перечисленными странами пока что и исчерпывается состав «клуба ядерных держав». Однако «первопроходцами» в развитии ядерных исследований явились США, СССР, Германия, Франция и Англия.

В настоящей главе мы кратко обсудим устройство ядерных и более мощных водородных бомб и рассмотрим возможные последствия применения ядерного оружия.

Более подробно обзор работ по созданию такого оружия вынесен в Приложение А (значительная часть приводимой в нем информации стала доступной в результате сравнительно недавнего рассекречивания «атомных» архивов).

§ 19.2. Ядерные бомбы

Из информации, приведенной в гл. 18, следует, что существуют два пути получения расщепляющихся материалов: либо с помощью одного из методов разделения изотопов выделять нуклид ^{235}U из естественного урана, либо с помощью реакторов с расширенным воспроизводством получать плутоний, извлекая его радиохимическими методами из облученных урановых блоков. Второй вариант экономически более выгоден. Тем не менее в США (а затем и в нашей стране) для создания атомных бомб были использованы оба варианта. Напомним, что в первом случае изготавливается устройство из изотопа ^{235}U — урановая бомба, а во втором из изотопа ^{239}Pu — плутониевая

бомба (отметим, что ядерные бомбы по традиции часто именуют атомными бомбами; эти два термина стали идентичными).

Идея устройства и принцип действия ядерной — урановой или плутониевой — бомбы несложна. Необходимо с помощью какого-либо технического приема соединить между собой две подкритических массы ядерных зарядов, что приводит их в надкритическое состояние, завершающееся взрывом.

Однако реальная атомная бомба обладает довольно сложным техническим устройством [6]. Рассмотрим, например, упрощенную схему и механизм действия советской плутониевой бомбы. Ядерный заряд из плутония шарообразной формы массой 20 кг (размером в большое яблоко) первоначально находится в подкритическом состоянии. В его центре располагается нейтронный источник. В результате сильнейшего всестороннего сжатия порядка нескольких сотен тысяч атмосфер ядерный заряд сдавливается почти в два раза; при этом составляющие его атомы сближаются между собой настолько, что возникает надкритическое состояние. Этот процесс называется *имплозией*.

Сжатие обеспечивается направленными внутрь на плутониевый шар взрывами множества обычных химических взрывателей, сферически расположенных на равных расстояниях от ядерного заряда.

Синхронизация их взрывов достигается с помощью электрических детонаторов.

В сжатом ядерном заряде под действие нейтронов, испускаемых источником этих частиц, возникает цепная экспоненциально нарастающая реакция деления, завершающаяся ядерным взрывом. Описанное взрывное устройство находится внутри высокопрочной защитной оболочки, обеспечивающей безопасность перевозки изделия и способствующей усилению мощности взрыва. По порядку величины время ядерного взрыва составляет 10^{-8}–10^{-7} с. При взрыве температура в центре бомбы повышается до 10^8 К, а давление — до 10^5 атмосфер.

Бомба из урана-235 имеет сходное строение и аналогичный механизм взрывного устройства; ядерный заряд также обычно изготавливается в форме шара, однако его масса значительно превышает массу плутониевого заряда, составляя 50 кг.

Разработаны атомные бомбы и более сложного устройства. Существует целое семейство разновидностей атомного оружия различных калибров и назначения; их устройство обычно засекречивается.

Мощность атомных бомб эквивалентна мощности взрыва 10–20 килотонн тринитротолуола (ТНТ) — обычного взрывчатого вещества.

§ 19.3. Водородные бомбы

В США и СССР работы по созданию водородной бомбы были начаты в сороковых годах прошлого столетия. Реакции синтеза $D(d,n)^3\mathrm{He}$ и $T(d,n)^4\mathrm{He}$, сопровождающиеся выделением огромной энергии (см. табл. 18.1), представлялись наиболее подходящими для использования в таких устройствах.

В США под руководством Э. Теллера приступили к разработке изделия, в котором предполагалось использовать вторую из указанных реакций. Для инициирования самоподдерживающегося термоядерного взрыва согласно первоначальной теории Теллера было достаточно имплозии обычных взрывчатых веществ, создающих давление в несколько сотен тысяч атмосфер. Но для доказательства осуществимости такого механизма подрыва пришлось провести крупномасштабные расчеты, результаты которых разочаровали Теллера. Согласно последним для реализации d–t реакции взрывного характера температура должна повышаться, как указывалось, до сотен млн К, а давление до десятков млн атмосфер. Получить столь высокую температуру и давление с помощью обычных химических взрывчатых веществ было невозможно.

Выход из тупика был разрешен после того, как сотрудник Э. Теллера С. Улам высказал идею, согласно которой давление, необходимое для синтеза дейтерия и трития, могло быть достигнуто имплозией отраженным излучением, содержащим мощную электромагнитную компоненту, возникающую при взрыве ядерной бомбы. Было начато создание модели водородной бомбы (получившей название модели Улама–Теллера), в которой предполагалось реализовать идею Улама.

Для построения этого изделия требовалось большое количество трития. Были сооружены крупные дорогостоящие установки по его производству. Созданное термоядерное устройство получилось столь громоздким, что его никак нельзя было рассматривать как бомбу, пригодную для военного употребления (подробности см. в приложении 1). Устройство было успешно взорвано в наземном положении 1-го ноября 1952 г. Мощность взрыва составила 10,4 мегатонн в тротиловом эквиваленте, что превысило мощность урановой бомбы, сброшенной на Хиросиму, в тысячу раз.

Как видно, процесс в этом устройстве был двухступенчатым (вначале ядерный взрыв, а затем термоядерный взрыв).

В Советском Союзе на первой стадии развития исследований по созданию термоядерного оружия был избран принципиально иной подход. А. Д. Сахаров и В. Л. Гинзбург предложили модель, согласно которой процесс распада ядерного заряда (плутония) и процесс термоядерного синтеза, вызванного ядерным взрывом, происходили одновременно, а не в две стадии. Для разрешения проблемы давления слои дейтерия располагались вперемежку со слоями плутония. Эта модель получила название «слойки». Ядерный взрыв плутония обеспечивал создание условий, необходимых для осуществления термоядерного взрыва. Дорогой и искусственно получаемый тритий заменялся изотопом ${}^{6}_{3}\mathrm{Li}$. Литий — природный элемент, содержащийся в земной коре. Процесс получения лития-6 дешевле процесса изготовления трития в тысячи раз. К тому же литий можно применять не только в смеси, но и в соединении с дейтерием в виде твердого вещества — дейтерида лития — ${}^{6}\mathrm{Li}{}^{2}\mathrm{H}$. При ядерном взрыве ядро лития-6, поглощая один нейтрон, распадается по знакомой нам схеме

$$ {}^{6}\mathrm{Li} + n \rightarrow {}^{3}\mathrm{H} + {}^{4}\mathrm{He} + 4{,}6\ \text{МэВ}. \qquad (19.1) $$

Энергия 4,6 МэВ превышает энергию, выделяемую в результате слияния двух ядер дейтерия, но меньше энергии, выделяющейся при слиянии дейтрона и тритона (см. табл. 18.1). Ядро трития, возникающего при реакции (19.1), далее вступает во взаимодействие с ядром дейтерия.

Особенностью бомбы изготовленной в соответствии с моделью Сахарова–Гинзбурга, является сравнительная малость ее размеров. Это связано с тем, что массы плутония и термоядерного компонента при их послойном расположении должны быть пропорциональны между собой, поэтому размеры устройства невозможно наращивать только за счет дейтерия. Благодаря сравнительно малым размерам и массе бомба пригодна для использования в военных целях. Но ограниченные габариты бомбы лимитируют мощность этого изделия в пределах 1–2 мегатонны ТНТ. «Слойка» была успешно испытана 12 августа 1953 г.

Отметим в заключении, что некоторые детали ее устройства до сих пор закрыты для печати.

В последующем А. Д. Сахаров, Я. Б. Зельдович и ряд других физиков работали над созданием более мощной двухступенчатой водородной бомбы, сходной с разработанной американцами, но значительно усовершенствованной (в частности, вместо трития использовался литий-6).

Испытание этой бомбы было осуществлено 22 ноября 1955 г.

Аналогичные усовершенствования водородных бомб были реализованы и в Соединенных Штатах. Первое испытание модернизированной двухступенчатой водородной бомбы, пригодной для использования в военных целях, было проведено 20 мая 1956 г.

Мощности современных водородных бомб составляют 1–10 и более Мт в тротиловом эквиваленте.

Таким образом, начиная с 50-х годов прошлого столетия наша страна и Соединенные Штаты стали обладателями самого мощного в мире оружия.

§ 19.4. Экологические последствия ядерной войны

Остановимся на возможных экологических последствиях ядерной войны — вопросе, носящем, к счастью, лишь умозрительный характер, но актуальность которого сохраняется ввиду потенциально возможного использования ядерного оружия в военных целях. Этот вопрос исследовался рядом авторов ([9–11] и др.). Рассматривались различные сценарии ядерной войны, различающиеся общей мощностью взрывов, их территориальным и высотным распределением и пр. В большинстве сценариев общая мощность взрывов полагалась равной $(6–15) \cdot 10^3$ Мт ТНТ при мощности отдельных взрывов от 1 до 3 Мт (в ряде сценариев до 10 Мт).

Ядерный (термоядерный) взрыв приводит к образованию в атмосфере взрывной волны огромной мощности. Энергия взрыва за несколько микросекунд заимствуется окружающей средой; в воздухе появляется ярко светящийся огненный шар («ярче тысячи солнц» по образному выражению Р. Юнга).

Через время порядка нескольких долей секунды радиус шара достигает размера 150 м, а температура в нем уменьшается до нескольких тысяч К. При взрыве образуются мощные потоки нейтронов и электромагнитного излучения. Нагретый разреженный воздух, насыщенный пылью, достигает тропосферных и стратосферных высот, где формируются облака радиоактивных аэрозолей (см. ниже). Эта первая фаза удара сопровождается крупными разрушениями, пожарами и массовым лучевым поражением биологических объектов вокруг эпицентра взрыва. Вторичные эффекты связаны с образованием радиоактивных облаков, особенности распространения которых рассмотрены в разделе 21.8. В отличие от первой фазы воздействия ядерного удара, когда поражение наносится в пределах локальной территории (хотя по масштабу пространства сравнительно большой), во второй фазе, связанной с перемещением по ветру радиоактивных облаков и выпадением радионуклидов, радиационному поражению подвергаются громадные территории протяженностью во много тысяч километров (см., например, данные табл. 21.16).

В ядерной войне, по всей видимости, будут планироваться как воздушные, так и наземные взрывы. Предпочтение, вероятно, будет отдано первым, так как они обеспечивают поражение ударной волной значительно большей площади по сравнению с наземными взрывами. Однако проведение наземных ядерных взрывов позволяет более эффективно решать задачи, связанные с уничтожением стратегически важных, достаточно хорошо защищенных целей (как военных, так и промышленных).

При воздушных массовых взрывах количество образующегося радиоактивного вещества, состоящего из высокодисперсных аэрозольных частиц, будет достигать, по-видимому, десятков тысяч тонн и подниматься на высоту 10–40 км, оставаясь в стратосфере в течение нескольких лет. Это количество стратосферных аэрозолей сопоставимо с количеством вещества, выбрасываемого в стратосферу при особо крупных извержениях вулканов. В загрязненной аэрозолями атмосфере будет усиливаться поглощение солнечной энергии, что может привести к долговременному глобальному похолоданию на несколько градусов.

Наземные взрывы сопровождаются крупномасштабным выбросом в атмосферу грунта (в основном в виде пыли) — до 5 тыс. т. породы на килотонну мощности взрыва. Масса выброшенного грунта быстро уменьшается по мере роста высоты, на которой производится взрыв; при высотном ядерном взрыве выброшенная в окружающее пространство масса фактически сведется к массе ядерной бомбы. Большая часть выброшенного при наземном взрыве грунта оседает близ места взрыва, небольшая доля его массы испаряется, превращаясь в аэрозольную фракцию.

С большой вероятностью наиболее интенсивным ядерным ударам подвергнутся территории средних широт северного полушария. Если предположить, что взрывы будут наземными и их общая мощность будет равна указанной выше, то почти по всей территории Европы и США образуются зоны с повышенными дозами γ-излучения и загрязнением долгоживущими

изотопами стронцием-90 и цезием-137, до 10 Ки/км^2 (предельно допустимый нормированный на площадь уровень активности равен 1 Ки/км^2).

Одно из самых тяжелых последствий ядерного удара связано с массовыми пожарами, возникновение которых весьма вероятно в городах, лесах, на газовых и нефтяных промыслах. Согласно оценкам количество окиси углерода, образующегося в результате пожаров, составит $(2–4) \cdot 10^{14}$ г (по углероду), а окислов азота $(0{,}15–0{,}3) \cdot 10^{14}$ г (по азоту); эти значения несколько превышают количества соответствующих примесей антропогенного происхождения, ежегодно поступающих в окружающую среду. В состав высокодисперсных аэрозольных частиц, образующихся при лесных пожарах, входит до 25% сажи. Перечисленные продукты пожаров будут сильно поглощать солнечное излучение в видимом и инфракрасном диапазоне, что приведет к резкому сокращению интенсивности солнечного света и падению температуры на обширных территориях в течение продолжительного времени, исчисляемого месяцами. Этот эффект «ядерной зимы» будет негативно воздействовать на состояние экологических систем и на продукцию сельского хозяйства.

Выпадение сажи на поверхность ледников, морских льдов и снега (зимой) приведет к усилению их таяния, что повлечет за собой крупномасштабные изменения состояния криосферы [1]).

Другой ожидаемый негативный эффект связан с резким ослаблением озонного слоя. Оценено, что в результате массовых ядерных взрывов мощностью 10^4 мегатонн в северном полушарии будет разрушено от 30 до 60% общего количества озона; часть его сохранится только на высотах не ниже 10–15 км, т. е. ниже высоты подъема радиоактивного облака. Разрушение озонного слоя облегчит прохождение через атмосферу жесткого ультрафиолетового излучения, губительного для биосферы, и повлияет на распределение температуры в стратосфере, что скажется на климате Земли.

Здесь приведен далеко не полный перечень негативных последствий ядерной войны. Но и из сказанного можно заключить, что результатами массовых ядерных бомбардировок будут как разрушительные поражающие эффекты локальных масштабов, так и глобальные нарушения состояния биосферы, необратимые изменения климата. В таких условиях неизбежна существенная перестройка биосистем планеты, и станет проблематичной сама возможность продолжения жизни в земных условиях.

[1]) Криосферой (от греч. *kryos* — холод, лед + сфера) называется прерывистая оболочка Земли в пограничной области атмосферы, гидросферы и литосферы, характеризующаяся наличием льда и возможностью его существования.

ЛИТЕРАТУРА К ЧАСТИ V

1. Атомный проект в СССР. Доклады и материалы. Т. 1, 2. — М.: Физматлит, 1998.
2. *Большов Л. А.* Концепция развития атомной энергетики России // В кн.: Проблемы безопасного развития атомной энергетики. — М.: Наука, 1993.
3. *Коган Р. М., Назаров И. М., Фридман Ш. Д.* Основы гамма-спектрометрии природных сред. 3-е изд. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
4. *Климов А. Н.* Ядерная физика и ядерные реакторы. 3-е изд. — М.: Энергоатомиздат, 2001.
5. *Кругелов И. К.* От опытного реактора Ф-1 в Лаборатории № 2 к первому промышленному ядерному реактору в Челябинске-40. — М.: Энергоатомиздат, 1995.
6. *Кругелов И. К.* Создание первой советской ядерной бомбы. — М.: Энергоатомиздат, 1995.
7. *Никипелов Б.* О судьбе реакторов на быстрых нейтронах в России // Бюллетень по атомной энергии. 2008. № 7.
8. *Путвенский С. В.* Возможна ли будущая мировая энергетическая система без ядерного синтеза? // УФН. 1998. Т. 168, № 11.
9. Радиоактивные выпадения от ядерных взрывов / Пер. с англ. под ред. Ю. А. Израэля. — М.: Мир, 1968.
10. *Сахаров А. Д.* Воспоминания. — Нью-Йорк: Изд-во им. Чехова, 1990.
11. *Crutzen P. J., Birks J. W.* The atmosphere after a nuclear war twilight at noon // A mbio. 1982. V. 11, № 2–3.
12. Technical Basis for the ITER Final Design Report, cost Review and Safety Analysis. — IAEA: ITER Final Design Report, 1998.

Часть VI

ЭВОЛЮЦИЯ ВСЕЛЕННОЙ. ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ ЯДЕР ВО ВНЕЗЕМНЫХ УСЛОВИЯХ И В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Глава 20

КОСМОЛОГИЯ — УЧЕНИЕ О ВСЕЛЕННОЙ

§ 20.1. Структура Вселенной

Вселенной называют весь существующий материальный мир, состоящий из громадного множества разнообразных космических объектов — галактик, звезд, планет, газов, метеоритов, пыли и т. д. Основным структурным элементом Вселенной является галактика, представляющая собой объединение звезд, связанных между собой гравитационной силой [17]. Основными структурными элементами галактики являются звезды, многие из которых испускают видимый свет.

Известны планетарные системы, состоящие из центрального тела — звезды и связанных с ней силой тяготения меньшими по массе несветящимися телами — планетами. Солнечная система, одной из планет которой является наша Земля, входит в состав галактики, именуемой Млечным путем и состоящей приблизительно из ста миллиардов звезд. Центральная часть Млечного пути имеет вид сферы, переходящий в диск, расположенный симметрично вокруг общего центра. Принято центральную и периферическую части галактики называть соответственно сферической и плоской составляющей. Модель нашей галактики, так сказать, «сбоку» показана на рис. 20.1. В перпендикулярном направлении, условно говоря, «сверху» галактика имеет вид спирали. Диаметр нашей галактики равен 10^{18} км. Для ее пересечения, двигаясь со скоростью света, необходимо затратить 100 000 лет. Среднее расстояние между звездами, входящими в состав Млечного пути, равно шести световым годам, или шестидесяти триллионам километров.

Количество галактик во Вселенной согласно оценкам превышает сто миллиардов. Галактики не рассеяны хаотично, они образуют гигантские скопления. Некоторые из них содержат сравнительно мало галактик. Например,

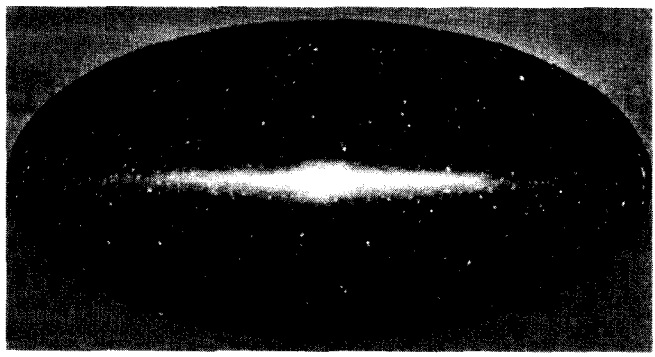


Рис. 20.1. Одна из моделей нашей галактики — Млечного пути. Изображение — результат обработки датчиков, установленных на спутнике DLRBE (США); регистрировалось излучение с длинами волн 1,25; 2,20; 3,50 мкм. Основными источниками этого излучения являются звезды Млечного Пути. Яркие точки вокруг его диска — свечение небесных тел в удаленных галактиках, смещенное в красную сторону

Млечный путь находится в составе скопления из 20 галактик. Галактика Андромеда является «соседкой» Млечного пути. Подобно нашей галактике она имеет спиральную структуру. Другие скопления насчитывают многие десятки, сотни и тысячи галактик.

К структурным элементам галактики стали относить после их сравнительно недавнего открытия и так называемые гало, имеющие приблизительно сферические формы. В гало отсутствуют звезды, оно состоит из темного вещества — субстанции, природа которой до сих пор не ясна. Никакого света из гало не выходит, оно проявляет себя лишь своим тяготением. По сравнению с массой всех звезд в галактике масса темного вещества в ее составе на несколько порядков больше.

При описанной сложной структуре Вселенной и разнообразии свойств составляющих ее небесных тел она, тем не менее, представляет собой единое целое; ее свойства нельзя заменять суммой свойств составляющих ее объектов [16, 21].

Грандиозность масштабов Вселенной и ее единственность в природе исключают возможность экспериментирования ею, вынуждая исследователя ограничиваться лишь наблюдением. В этом отношении наука о Вселенной отличается от физики микрочастиц, с которыми возможны различные опыты.

С другой стороны, структура Вселенной глубочайшим образом связана со структурой микрочастиц. Эта связь начала проявляться, как мы убедимся, с самого начального периода эволюции Вселенной, так называемого Большого взрыва, т. е. непосредственно с первых мгновений ее зарождения (§ 21.1) и продолжается уже много миллиардов лет существования нашего большого мира. Эволюция Вселенной привела к формированию атомных ядер — нуклеосинтезу [1]). Этот процесс будет прослежен нами на протяжении трех последующих глав.

[1]) Нуклеосинтез — образование в естественных условиях атомных ядер.

§ 20.2. Представление о космологии. Краткая история ее развития

Изучение Вселенной осуществляется в рамках особой науки — космологии, базирующейся помимо астрономических наблюдений и на общих физических законах. Космология, как очевидно из сказанного, наука экспериментальная, и результат всякого теоретического исследования достоверен лишь при условии его подтверждения наблюдательными данными.

Космологии присуще также родство с философскими исканиями сущности мироздания. Космология базируется также на следующем принципе философского характера: законы природы, открытые в пределах ограниченной части Вселенной (часто в пределах околоземного пространства), допускается экстраполировать на большие (в космическом масштабе) пространства или даже на всю Вселенную.

Первый этап развития космологии связан с созданием в 1916 г. А. Эйнштейном релятивистской теории тяготения. Большое внимание Эйнштейн уделил геометрии Вселенной, точнее, кривизне четырехмерного пространства–времени и возможной замкнутости мира.

Второй этап развития космологии связан с теоретическими работами выдающегося русского ученого А. А. Фридмана. Его основная заслуга состоит в открытии динамики и реальной геометрии Вселенной. В 1922–1924 гг. Фридман создал удивительную прогностическую теорию. Все накопленные в последующие годы астрономические наблюдения подтверждают выводы этой теории.

Ниже мы обсудим некоторые важные аспекты теорий Эйнштейна и Фридмана.

Третий этап связан с именем русско-американского ученого Г. А. Гамова [1]), заслуга которого состоит во внесении в космологию термодинамики и ядерной физики. Согласно теории Гамова (40–50 годы прошлого века) ранняя Вселенная представляла собой естественный ядерный реактор; в нем при гигантской температуре осуществлялся синтез химических элементов. В дальнейшем с участием других исследователей был подтвержден один из выводов теории «горячей Вселенной» — преобладающая распространенность в природе водорода и гелия, возникших в результате ядерных реакций в веществе ранней Вселенной.

В развитии космологии основополагающими являются три экспериментальных открытия:

— Э. Хаббл в 1929 г. открыл *разбегание галактик*, что указывало на расширение Вселенной;

— А. Пензиас и Р. Вильсон в 1965 г. открыли *реликтовое излучение*, которое равномерно заполняет все мировое пространство;

[1]) Г. А. Гамов — один из учеников А. А. Фридмана — выдающийся теоретик; в 1931 году (27-ми лет) был избран членом-корреспондентом АН СССР. В 1933 г. Гамов эмигрировал.

— две группы астрономов в 1998–2000 гг. открыли существование так называемой *темной энергии*, также заполняющей всю Вселенную [10–13].

Интересно отметить, что всем трем перечисленным наблюдательным открытиям предшествовало их теоретическое предсказание. Так, Фридман в 1922 г. предсказал расширение Вселенной, существование реликтового излучения было предсказано Гамовым в 40–50-х годах прошлого столетия, а Эйнштейном еще в 1917 г. было фактически предсказано существование темной энергии.

Затронутый выше вопрос о связи структуры Вселенной со структурой микрочастиц является центральным в этой части книги. Мы не ставили здесь своей целью рассмотрение многих важнейших вопросов космологии, нам необходимо проследить роль, которую играет ядерная физика в развитии наших представлений об эволюции и строении Мира. Подробное изложение космологических проблем читатель найдет в ряде прекрасно написанных книг, изданных в конце прошлого и новом столетии, информация о которых приведена в списке литературы (см., например, [16–19, 21, 22]).

Гамов совместно со своим учеником Альфером (также русского происхождения) подготовил большую статью, посвященную представлениям о горячей Вселенной; она была опубликована в 1946 году под тремя фамилиями: Альфера, Бете и Гамова. Бете никакого отношения к статье не имел и введение его в число авторов являлось «научной шуткой» Гамова; подобные «шутки» он проделывал и раньше. Это творение получило в науке название «Альфа–Бета–Гамма теории».

§ 20.3. Теоретические исследования Эйнштейна и Фридмана

Рассмотрим теперь более подробно упоминавшиеся в § 20.2 исследования Эйнштейна и Фридмана.

Предворяя их, укажем, что длительное время в науке Вселенная считалась несотворимой, вечной, однородной и неизменной. Корректным считалось представление о том, что во все времена Вселенная тождественна себе самой.

На мысль о статичности Вселенной наводило изучение звездного неба. Однако очертания созвездий со временем меняются, но процесс этот заметен при очень длительных наблюдениях, исчисляемых веками и тысячелетиями. Однородность пространства выражается в одинаковости всех точек (мест) в его пределах. А временная неизменность мира выражается в одинаковости всех эпох в его истории. Другими словами, Вселенная считалась симметричной в пространстве и времени.

Что касается современных воззрений на однородность Вселенной, то справедливость этого представления вытекает из астрономических наблюдений. Правда, ее равномерность проявляется, если оперировать большими масштабами, порядка 300 млн световых лет и более. С другой стороны, симметрия Вселенной во времени не подтвердилась астрономическими наблюдениями 20-х годов.

Но еще ранее, в 1917 г. Эйнштейн создал упоминавшуюся космологическую теорию, исходя из веками сложившихся представлений о неизменности Вселенной в пространстве и времени. Эта теория представляла собой распространение общей теории относительности (ОТО) на Вселенную. Важнейшей задачей ОТО была теоретическая интерпретация структуры и свойств мироздания. К удивлению Эйнштейна, согласно развитой им теории Вселенная не была статичной. Перед ее автором стала дилемма: или изменить исходную установку или радикально что-то изменить в этой новой теории. Эйнштейн предпочел второй подход.

Он пишет: «Я пришел к убеждению, что уравнения гравитационного поля, которых я придерживался, нуждаются еще в некоторой модификации...»

Прежде чем рассматривать эту модификацию, полезно ознакомиться как с особенностями космологической концепции Эйнштейна, так и с предшествующими теоретическими представлениями о тяготении.

Начнем с небольшого вводного комментария. В ОТО используется тензорное исчисление — математическая теория, в которой обобщено векторное исчисление и матричная алгебра. В тензорном исчислении осуществляются по определенным правилам операции с тензорами — величинами, задаваемыми в данной системе координат несколькими числами. В отличии от теории тяготения Ньютона, в которой рассматривается плоское пространство, объектом изучения в ОТО является криволинейное пространство–время. В криволинейных координатах оно записывается следующим образом:

$$ds^2 = g_{ik}\, dx^i\, dx^k,$$

где ds — интервал между двумя бесконечно-близкими событиями, индексы i и k принимают значения 0, 1, 2, 3; x^1, x^2, x^3 — произвольные пространственные координаты, x° — временная координата, тензор g_{ik} является функцией перечисленных координат, с ее помощью определяют геометрические свойства пространства–времени. Совокупность величин g_{ik} называют метрическим тензором g_{ik}^M. Зная g_{ik}^M можно вычислить расстояния между точками в трехмерном пространстве и темп течения времени в разных системах отсчета.

Уравнения тяготения Эйнштейна имеют вид

$$R_{ik} - \frac{1}{2}\, g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4}\, T_{ik}, \quad [1] \tag{20.1}$$

где R_{ik} — тензор кривизны пространства–времени (тензор Риччи), выражающийся через g_{ik}, его первые и вторые производные по координатам; $R = R_{ik} g^{ik}$; для определения величины g^{ik} решаются уравнения $g_{ik} g^{km} = \delta_i^m$, где $S_i^m = 1$, при $i = m$, $g_i^m = 0$ при $i \neq m$; T_{ik} — тензор энергии — импульса материи, характеризующий также ее движение; G — гравитационная постоянная Ньютона. Число уравнений типа (20.1) определяется числом независимых переменных g_{ik}.

[1]) Их вывод, опирающийся на принцип наименьшего действия, приводится в книге [9, с. 252–254].

Для полноты описания процесса распространения материи в гравитационном поле необходимо дополнить уравнения Эйнштейна не содержащимся в них уравнением состояния вещества. Оно связывает между собой плотность вещества ρ и давление p. Это уравнение записывается в форме

$$\rho c^2 = -p. \tag{20.2}$$

Общая теория относительности Эйнштейна по существу продолжает развитие и обобщение теории тяготения Ньютона. Механика Ньютона и его гравитационная теория содержатся в ОТО в качестве частного (предельного) случая малых скоростей и слабых полей тяготения. Теория Эйнштейна не имеет таких ограничений и потому пригодна для описания Вселенной как целостной системы.

Сравним более детально уравнения тяготения Ньютона и Эйнштейна. Ньютоновский потенциал поля тяготения φ описывается с помощью уравнения Пуассона:

$$\Delta\varphi = 4\pi G\rho, \tag{20.3}$$

где $\Delta = \dfrac{d^2}{dx^2} + \dfrac{d^2}{dy^2} + \dfrac{d^2}{dz^2}$ — оператор Лапласа, $\rho = \rho(\mathbf{r})$ — распределение плотности вещества в пространстве.

Структуры уравнений (20.1) и (20.3) формально сходны между собой. Действительно, их левые части содержат величины, описывающие гравитационное поле, а правые — члены, характеризующие материю, которая создает это поле. Однако между ними имеется и коренное различие. Уравнение (20.3) *линейно*, и потому для него справедлив принцип суперпозиций. С его помощью можно вычислить значение потенциала φ при любом распределении произвольно движущегося вещества. Но оно не зависит от движения масс (последнее определяется с помощью второго уравнения механики Ньютона).

Уравнения Эйнштейна (20.1) нелинейны потому не удовлетворяют принципу суперпозиции. В уравнениях (20.1) невозможно произвольно задать правые части, содержащие тензор T_{ik}, зависящий от движения материи, и рассчитать затем гравитационное поле, т. е. тензор g_{ik}. Особенность теории Эйнштейна, основанной на уравнениях типа (20.1), состоит в том, что они позволяют совместно описать как движение материи, создающей поле, так и само это поле. Физическое истолкование такой особенности решений ОТО состоит в том, что под воздействием материи возникает искривленное пространство–время, влияющее на движение материи, воздействие которой и создает искривление.

Вернемся теперь к упоминавшейся модификации уравнений гравитации Эйнштейна. Она свелась к введению в них одного члена, названного *космологической постоянной* Λ:

$$\Lambda = \frac{8\pi G}{c^4}(\rho c^2), \tag{20.4}$$

где ρc^2 — плотность энергии, включающей массу покоя частиц. В модифицированном виде уравнения Эйнштейна приобретают вид

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik} - \Lambda g_{ik}. \tag{20.5}$$

Если считать, что для уравнения состояния выполняется условие $\rho c^2 = -p = \text{const}$, то тензор T_{ik} записывается в форме $T_{ik} = \rho c^2 g_{ik}$, вследствие чего правая часть уравнения (20.5) обращается в нуль. В таком варианте оно описывает статичную Вселенную, находящуюся в покое и без развития.

Иной результат был получен в 1922–1924 гг. А. А. Фридманом, решившим уравнение ОТО, описывающее нестационарную Вселенную. В этой теории дается полное математическое описание Вселенной; согласно модели Фридмана Вселенная расширяется (о чем уже упоминалось). В дальнейшем мы будем неоднократно возвращаться к теории Фридмана, лежащей в основе современной космологии.

Александр Александрович Фридман происходит из музыкальной семьи. Его отец был артистом Мариинского балета и сочинял музыку для балета. Сам А. А. Фридман был тоже знатоком музыки. К сожалению, он прожил короткую («пушкинскую» по длительности) жизнь (1888–1925 гг.). После его смерти имя А. А. Фридмана почти не упоминалось в советской научной печати, а его теория считалась «идеологически вредной». Более того, много лет спустя после его смерти (в пресловутом 1937 г.) в НКВД на него было заведено дело, согласно которому он объявлялся «главарем антисоветской банды ученых-саботажников», а два его ученика были расстреляны.

Большую роль в реабилитации А. А. Фридмана и пропаганде его научного наследия в 60–70-х годах прошлого века сыграл академик Я. Б. Зельдович.

В 1988 г. в Ленинграде было торжественно отмечено столетие со дня рождения А. А. Фридмана. Присутствующий на международной юбилейной конференции академик А. Д. Сахаров (только что освобожденный из ссылки) сказал: «Мы все еще находимся в состоянии потрясения от того, что сделано этим человеком»

§ 20.4. Закон Хаббла

Согласно теории Фридмана космологическое расширение происходит по линейному закону, т. е. скорость удаления от точки наблюдения (от Земли) v прямо пропорциональна в каждый момент времени расстоянию между точкой наблюдения и удаляющемся объектом:

$$v = HR, \tag{20.6}$$

где H — коэффициент (постоянная Хаббла), не зависящий ни от расстояния R, ни от направления на объект на небесной сфере. Линейное космологическое расширение было открыто Хабблом в результате его наблюдений в 1927–29 гг. Уравнение (20.6) получило название *закона Хаббла*. Линейное расширение во Вселенной является следствием изотропии и однородности пространства. Но оно проявляется лишь в крупных масштабах пространства порядка, например, расстояний в сто миллионов лет. На сравнительно малых расстояниях космологическое расширение может и не проявляться.

Закон Хаббла основан на измерении красного смещения, которое было выявлено в процессе наблюдений, и его существование связано с эффектом Доплера, согласно которому длина волны излучения, регистрируемого приемником, зависит от относительного движения объекта наблюдения и приемника (см. ниже текст петитом). При возрастании расстояния между ними длина волны смещается в красную сторону спектра.

В космологии постоянную Хаббла принято измерять в км/с на мегапарсек (Мпк). Парсек равен расстоянию, с которого диаметр орбиты Земли просматривается под углом, равным одной секунде. Численно 1 мегапарсек равен $3{,}1 \cdot 10^{19}$ км.

До настоящего времени постоянная Хаббла измерена с невысокой точностью. Согласно современным измерениям

$$H = 73 \pm 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мегапарсек}^{-1}.$$

На рис. 20.2 показано направление движения объекта ζ и направление z, в котором перемещается излучение ν_0, испускаемое объектом и регистрируемое прибором. Доплеровское изменение частоты равно

$$v - v_0 = \frac{v}{c} \cos\theta = v_0 \frac{v_0}{c}, \tag{20.7}$$

где $v \cos\theta = v_z$ — проекция скорости движущегося объекта на направление z.

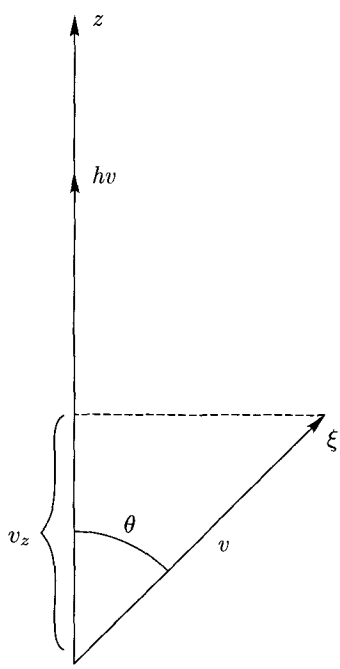


Рис. 20.2. Схема, поясняющая возникновение эффекта Доплера

Открытие Хабблом эффекта разбегания галактик было воспринято Эйнштейном как указание на ошибочность развитого им представления о статич-

ной Вселенной. С разочарованием оно было им признано несостоятельным. Эйнштейн называл введение в уравнения гравитации космологической постоянной Λ самым своим большим промахом в науке. Но это было «временным» заблуждением Эйнштейна. Как мы убедимся ниже, введение этой постоянной следует рассматривать как его величайшее достижение, так как член (20.4) описывает темную энергию, создающую антигравитацию.

Вернемся к теории Фридмана. Согласно его публикации 1922 г., в рамках развитых им представлений Вселенная первоначально, до начала космологического расширения, являлась «точкой» с неограниченно большой плотностью вещества в начальный момент времени. Такое состояние мира было названо *космологической сингулярностью*.

Особенностью постоянной Хаббла является, как указывалось, независимость от направлений и расстояний в пространстве. Согласно теории Фридмана эта величина лишь условно может считаться постоянной, так как в процессе космологического расширения она изменяется. Приближенно ее можно считать величиной, обратной времени:

$$H = 1/t. \tag{20.8}$$

Соотношение (20.8) справедливо, если выполняется соотношение (20.4). Назад во времени согласно (20.8) значение H увеличивается, а в момент космологической сингулярности постоянная Хаббла обращается в бесконечность. Как видно, в начальном состоянии Вселенной имели место две бесконечности: бесконечно большая плотность и бесконечно большая постоянная Хаббла.

Время, прошедшее от момента, когда Вселенная представляла собой точку, и до ныне наблюдаемого состояния, согласно вычислениям Фридмана, равно по порядку величины десяти миллиардам лет. Фридман вычислил это число следующим образом.

Для расширяющегося мира справедливо следующее приближенное соотношение между его плотностью ρ и временем t, прошедшим от начала космологического расширения:

$$G\rho t^2 \approx 1, \tag{20.9}$$

где G — ньютоновская постоянная тяготения.

Из соображений размерности вытекает, что только приведенная комбинация этих величин безразмерна и, следовательно, одинакова в случае любого выбора единиц измерения. Плотность ρ Фридман положил равной плотности звездного вещества нашей Галактики, составляющей 10^{-24} г/см^3. В таком случае из соотношения (20.9) получается величина $t \sim 3 \cdot 10^{15}$ с, т. е. $\sim 10^8$ лет; Фридман предположил, что плотность вещества в мире в 10^4 раз меньше; при этом условии из (20.9) получается величина в десять миллиардов лет. Согласно современным космологическим данным возраст мира равен $T^{\text{Вс}} = 13{,}7 \pm 0{,}2 \cdot 10^9$ лет.

§ 20.5. Реликтовое излучение

Вернемся к состоянию вещества на раннем этапе развития Вселенной. Одним из «продуктов» ранней Вселенной является газ фотонов. Средняя энергия фотонов при температуре в миллион градусов в соответствии с законами термодинамики является близкой к средней энергии теплового движения других частиц, входящих в состав горячей космической плазмы. Однако число фотонов согласно термодинамическому расчету должно примерно в десять миллиардов раз превышать число протонов. Следовательно, полная (суммарная) энергия фотонов настолько же превышает полную тепловую энергию протонов.

В ходе космологического расширения фотоны охлаждались. Фотоны, существовавшие на ранней стадии эволюции Вселенной, сохранились и до настоящего времени. Гамов сумел оценить температуру, которой должны в наши дни обладать эти фотоны. По расчету Гамова и его учеников Альфера и Хермана (как и Гамов они происходили из российских семей) температура «первичных» фотонов в настоящую эпоху должна заключаться в пределах 1–10 градусов Кельвина. Эти частицы, получившие название реликтовых, должны равномерно заполнять всю Вселенную, создавая фон космического фотонного излучения.

Как упоминалось, реликтовые фотоны были обнаружены астрономами Пензиасом и Вилсоном в 1965 г. Форма спектра реликтового излучения идентична форме спектра абсолютно черного тела с температурой 2,7 К, а максимум длины волны приходится на $\approx 0{,}1$ см. Тем самым теория горячей начальной Вселенной получила экспериментальное подтверждение.

С помощью соотношения (20.9) можно также определить зависимость расстояний в космосе от возраста Вселенной. Представим, что последняя имеет форму шара радиусом R и объемом V. Считая, что масса M шара не меняется со временем, и учитывая формулы

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3, \quad \rho = \frac{M}{V},$$

получается, что $\rho \approx 1/R^3$. Привлекая соотношение (20.9), получаем, что

$$R \sim t^{2/3}. \tag{20.10}$$

Положим, что разлет вещества происходит инерциально (т. е. гравитация отсутствует); в таком случае $R \sim t$. Если же тяготение существует, то расширение должно происходить медленнее, чем при разлете по инерции, а именно по параболическому закону (20.10). Закон параболического расширения, как оказалось, имел место в первые 6–8 лет существования Вселенной. В дальнейшем динамика расширения, как мы увидим далее, будет уже определяться не веществом, а темной энергией.

Наряду с подтверждением идеи горячего начала в истории Вселенной открытие реликтового излучения подтвердило и общую картину развития Вселенной, вытекающую из теории Фридмана. Важнейшим свойством ре-

ликтового излучения является то, что оно однородно и практически изотропно [1]). Поэтому оно может рассматриваться в качестве «нового» мирового эфира. Оно явилось очень удобным инструментом исследования мира, так как фон реликтового излучения представляет собой систему отсчета, позволяющую измерять движение различных космических объектов. Так, была вычислена скорость движения Земли относительно реликтового фона. Методика таких расчетов также основана на эффекте Доплера. Представим себе, что радиоантенна (называемая в астрономии обычно радиометром) движется относительно этого фона. В таком случае встречные фотоны будут обладать несколько меньшей длиной волны по сравнению с фотонами, регистрируемыми радиометром, неподвижным относительно реликтового фона. Аналогичным образом фотоны, «догоняющие» радиометр, будут обладать несколько большей длиной волны. Измерение этих сдвигов (или даже одного из них) дает возможность определения скорости относительно фона реликтовых фотонов.

Из сказанного вытекает, что для движущегося наблюдателя реликтовое излучение уже не является строго изотропным. Измерения показали, что в направлении на созвездие Льва длина волны сдвигается в сторону уменьшения, а в обратном направлении — в сторону увеличения. Разница равнялась примерно двум десятым процента. Используя формулу Доплера, приведенную выше, была вычислена скорость Земли относительно фона реликтовых фотонов. Оказалось, что эта скорость равна примерно 300 км/с. Другими словами, Земля движется в направлении на созвездие Льва с указанной скоростью. Именно с такой скоростью Земля движется в «мировом эфире».

Таким образом, в физику вернулось понятие эфира, «изгнанное» около ста лет тому назад, но в совершенно новом физическом качестве. Относительно реликтового фона скорость движения Земли в 10 раз превышает скорость обращения Земли вокруг Солнца (30 км/с). Применяя изложенную методику, была определена скорость центра нашей Галактики относительно реликтового фона; она составляет ~ 500 км/с. Было также определено, что большая «гроздь» галактик объемом в 50–100 мегапарсек движется как целое относительно реликтового фона со скоростью 500–600 км/с. Этот результат явился совершенно неожиданным для астрофизиков. Согласно первоначальным представлениям центр этой совокупности галактик почти неподвижен относительно фона.

§ 20.6. О геометрии Вселенной

В своих работах Фридман уделяет большое внимание вопросу о геометрии Вселенной. Существует три теоретически возможных типа изотропного пространства: плоское пространство, пространство гиперсферы и пространство Лобачевского. Интерес к геометрии мира объясняется тем, что она тесно

[1]) Анизатропия реликтового излучения по данным Дж. Смута составляет примерно 10^{-5}.

связана с его динамикой. Фридман считает, что следует различать два типа Вселенной. К первому относится стационарная Вселенная, обладающая постоянной во времени кривизной, а ко второму — Вселенная, кривизна пространства которой меняется со временем.

Модель Вселенной первого типа представлена шаром постоянного радиуса, его поверхность является двумерной с постоянной кривизной: $k = \text{const}$. Второй моделью Вселенной может служить гиперсфера в виде шара с меняющимся радиусом: шар способен то раздуваться, то сжиматься. В соответствии с этой второй моделью возможно периодическое изменение размеров Вселенной, когда она то вырастает, то сжимается до ничтожно малых размеров, а затем опять увеличивается и т. д. Гиперсфере приписывается положительная кривизна: $k = +1$.

В третьем варианте модели Вселенной, основанной на геометрии Лобачевского, кривизна отрицательна: $k = -1$. Двумерный аналог пространства Лобачевского представлен гиперболоидом.

Позднее Эйнштейн и де Соттер ввели еще третий вариант Вселенной в виде плоского эвклидового пространства. Приведенными построениями исчерпываются все возможные варианты пространственной геометрии однородной Вселенной.

Накопленные за десятилетия после работ Эйнштейна и Фридмана наблюдательные данные позволяют судить, что ни один из этих геометрических вариантов не подходит, так что для реальной расширяющейся Вселенной вопрос о ее геометрии до сих пор окончательно не решен.

Набор экспериментальных данных позволяет лишь предположить, что она обладает либо плоским строением, либо «почти» плоским. Для однозначного выбора одного из этих вариантов необходимо осуществить с достаточно высокой точностью прямые геометрические измерения в космических масштабах, что до сих пор представляется неосуществимым.

Пока что для того, чтобы приблизиться к решению этой проблемы, исходят из теории Фридмана, согласно которой гравитационная потенциальная энергия и кинетическая энергия космологического расширения однозначно связаны между собой, а измерить их с приемлемой точностью вполне реально. Согласно его расчетам при условии, что потенциальная энергия U по модулю равна кинетической E_k, пространство является плоским; если же $|U| < E_k$, то для пространства справедлива модель гиперсферы.

Кривизна пространства в теории Эйнштейна определяется средней плотностью вещества в космическом пространстве. При заданном значении постоянной Хаббла H кривизна трехмерного пространства равняется строго нулю лишь в случае определенного значения плотности массы Вселенной, называемой критической:

$$\rho_k = \frac{3H^2}{8\pi G} = 10^{-29}\ \frac{\text{г}}{\text{см}^3}.$$

Введем отношение реальной плотности ρ к критической

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_k}. \tag{20.11}$$

Для пространства Лобачевского ($k = -1$) выполняются неравенства $\rho < \rho_k$, $\Omega < 1$, аналогичным образом для гиперсферы ($k = +1$) $\rho > \rho_k$, $\Omega > 1$, для плоского пространства ($k = 0$) $\rho = \rho_k$, $\Omega = 1$.

Приведем значение Ω, полученное сравнительно недавно (в 2004 г.) на основании современных наблюдательных данных:

$$\Omega = 1{,}02 \pm 0{,}02.$$

Совокупность этих результатов позволяет утверждать, что пространство Вселенной либо «строго плоское», либо «почти плоское» (небольшое отклонение Ω от единицы (если оно реально) показывает лишь «меру неевклидовости» пространства.

Теория Фридмана позволяет вычислить зависимость $\Omega(t)$. Согласно расчету, в прошлом, «сейчас» и в «обозримом будущем» функция $\Omega(t)$ если и отличается от единицы, то незначительно.

Следует подчеркнуть однако, что учитывая грандиозные размеры объекта — нашего мира, любые наиболее точные измерения Ω не могут исключить возможности того, что трехмерное пространство Вселенной окажется в действительности и неевклидовым и искривленным.

Модель Фридмана называют открытой, если трехмерное пространство является пространством Лобачевского, и закрытой, если оно представляет собой гиперсферу. Первая модель соответствует бесконечной Вселенной, а вторая — конечной.

Для уточнения вопроса о временном поведении Вселенной необходимы дополнительные данные о природе темной энергии и темного вещества. В § 20.9 мы вернемся к вопросу о том, что нам известно об этих субстанциях. Но предварительно необходимо ознакомиться с понятием суперсимметрии и углубить наши знания о теории суперструн.

§ 20.7. Суперсимметрия

Известно, что в классической физике с вращательным движением (например, волчка) связана изотропная симметрия пространства. По аналогии можно допустить, что в природе существует еще одна симметрия, связанная со спиновым моментом частицы, трактуемым как квантомеханическое понятие. На основании этой аналогии была введена так называемая суперсимметрия, представляющая собой симметрию между частицами с полуцелыми спинами — фермионами и целыми спинами — бозонами. Суперсимметрии соответствует инвариантность к преобразованию, приводящему к изменению спина частиц.

Считается, что каждому фермиону соответствует партнер — бозон; партнеры различаются между собой по спину на 1/2. Например, партнер электрона

должен обладать спином 0, его называют суперсимметричным электроном или сокращенно c-электроном, партнерами кварка и лептона являются соответственно c-кварк и c-лептон с нулевыми спинами, партнер фотона представлен частицей, называемой фотино со спином 1/2 и т. д. Партнеры частиц такого рода называются SUSY-партнерами.

Особо остановимся на частице — *хиггсе*, существование которой было предположено Хиггсом в 1964 г. и получило название в его честь. Хиггс — гипотетический нейтральный безспиновый бозон; благодаря ему, как считается, происходит нарушение симметрии. SUSY-партнер хиггса — хиггсино должен обладать спином 1/2. Предположительно масса хиггса имеет порядок 100 ГэВ. Обнаружение хиггса — одна из важнейших задач физики высоких энергий.

До сих пор ни одной суперсимметричной частицы не найдено, их поиском ныне занимается целый ряд физиков-экспериментаторов.

Отметим, что SUSY-партнеры нейтрино, Z-бозона и Хиггса называются совместно нейтралино. Гипотезу о существовании этих и некоторых других SUSY-партнеров предполагается проверить на Большом адронном ускорителе в ЦЕРНе в ближайшие годы после его окончательного освоения. Возможно, что удастся обнаружить нейтралино опосредованно по потоку γ-излучения, возникающему при аннигиляционных процессах.

Существующая в настоящее время ситуация в отношении рассматриваемых частиц напоминает ту, которая сложилась в период возникновения предположений о существовании кварков, W- и Z-бозонов.

Представление о суперсимметрии возникло при попытках создания фундаментального взаимодействия, включающего в себя все известные фундаментальные взаимодействия. Такое объединение согласно теоретическим предположениям может возникнуть при энергиях, превышающих энергию Великого объединения на 3–4 порядка, что соответствует так называемой *планковской энергии*

$$E_{\text{pl}} = \sqrt{\frac{c^5\hbar}{G}} \approx 1{,}2 \cdot 10^{19}\ \text{ГэВ}, \tag{20.12}$$

получающейся из комбинации трех фундаментальных констант: гравитационной постоянной G, постоянной Планка h и скорости света c.

Единому взаимодействию соответствует наивысшая симметрия (т. е. суперсимметрия). При снижении энергии в системе частиц симметрия уменьшается благодаря ее последовательному спонтанному нарушению. Это находит свое выражение в последовательном распаде единого «суперструнного» взаимодействия на ряд известных нам взаимодействий: гравитационного, сильного, слабого и электромагнитного. Три последних взаимодействия возникают в результате спонтанного нарушения симметрии «промежуточного» Великого объединения; его распад приводит к образованию сильного и электрослабого взаимодействий. При спонтанном нарушении симметрии последнего возникает слабое и электромагнитное взаимодействия (рис. 20.3). Предполагается, что Вселенная в процессе охлаждения при своем космологическом расшире-

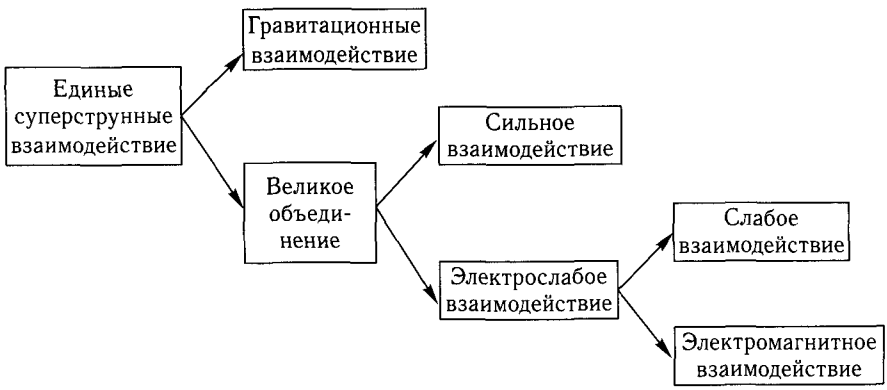


Рис. 20.3. Схема этапов спонтанного распада взаимодействий различной природы

нии проходит все этапы взаимодействий, указанных на схеме этого рисунка. Подробнее этот вопрос рассматривается в следующей главе.

§ 20.8. Теория струн

Одним из важнейших достижений современной теоретической мысли явилось бы создание упоминавшейся единой теории всех взаимодействий. Большие надежды в этом отношении возлагаются на теорию струн, кратко рассмотренную в п. 2.6.4. Подход к решению этой сложной проблемы связан с созданием последовательной теории гравитации, в которой были бы использованы принципы суперсимметрии и квантовой теории поля. Возможно, что эту проблему удастся решить с помощью теории струн — гипотетических одномерных «суперчастиц». При планковской длине

$$L_{\text{pl}} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} = 1{,}6 \cdot 10^{-33} \text{ см} \tag{20.13}$$

(играющей в теории струн исключительно важную роль [1]), и энергии, превосходящей планковскую энергию (20.13), частицы проявляют свою струнную природу.

Согласно расчетам существует десять измерений, из них девять пространственных и одно временное [2]. Первоначально все измерения были в свернутом виде и занимали миниатюрные пределы [8].

В ходе космологического расширения три пространственных измерения и одно временное развернулись до существующего ныне состояния. Оставшиеся шесть пространственных измерений остались свернутыми. Их принято

[1] L — единственная комбинация из трех фундаментальных величин G, $\hbar$, c, обладающая размерностью длины.

[2] По другой версии теории их число должно равняться одиннадцати. В дальнейшем мы будем придерживаться первой общепринятой версии.

называть дополнительными пространственными измерениями (почему были развернуты именно четыре измерения, пока остается неясным).

При перемещении колеблющихся струн в пределах своих малых пространств геометрическая форма дополнительных измерений оказывает решающее влияние на частоты их резонансных колебаний, которые проявляются на субядерном уровне как массы и заряды элементарных частиц. Поэтому можно считать, что фундаментальные свойства мироздания в сильнейшей степени зависят от размеров и формы дополнительных измерений. В этом состоит одно из важнейших положений теории струн.

Согласно некоторым уравнениям этой теории, дополнительные пространственные измерения нельзя свернуть произвольным образом, возможны лишь некоторые шестимерные геометрические построения, названные пространством Калаби–Яу [1]).

На рис. 20.4 показан пример пространства Калаби–Яу. При рассмотрении рисунка следует иметь в виду, что с помощью приводимого двумерного изображения невозможно в полной мере представить шестимерное изображение, однако его основные черты в таком виде все же отображены правильно.

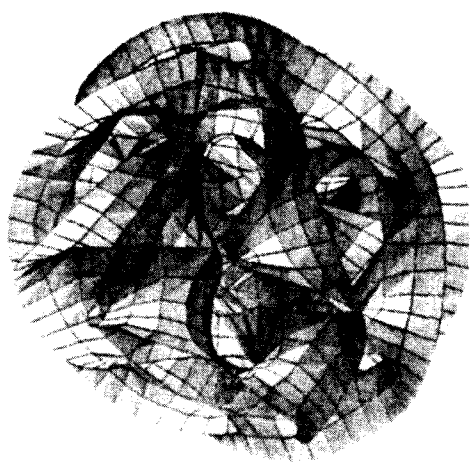


Рис. 20.4. Пример пространства Калаби–Яу

Рисунок является иллюстрацией лишь одного из десятков тысяч возможных видов пространства Калаби–Яу, удовлетворяющих требованиям теории струн.

Таким образом, согласно теории струн в каждой точке обычного трехмерного пространства расположены тесно свернутые, не проявляющие себя дополнительные измерения (рис. 20.5). Эти микроскопические объекты вездесущи и являются неотъемлемой частью любой «обычной» пространственной структуры. Если, например, читатель, находясь в неподвижности, вытянет руку, а затем переместит ее в исходное положение, то рука, перемещаясь

[1]) Названных в честь математиков Э. Калаби и Ш. Яу.

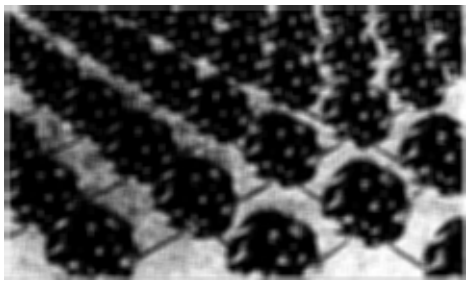


Рис. 20.5. Дополнительные измерения, свернутые в пределах Вселенной в пространство Калаби–Яу

в пространстве, пересечет бесчисленное множество свернутых измерений. Будучи по масштабу неизмеримо меньше человеческой руки, они как бы «размазываются» при ее движении и установить их существование в обычных «бытовых» условиях невозможно.

§ 20.9. Что мы знаем о темной материи и темной энергии?

20.9.1. Темная материя. Темная материя (dark matter) или гало, образующая структурный элемент Галактики, была обнаружена следующим образом. Согласно астрономическим наблюдениям скорости движения галактик равны тысячам километров в секунду, и удержание их в наблюдаемых галактических скоплениях возможно, если полная масса вещества в этих скоплениях приблизительно на порядок превышает их видимую массу. Это крупное и неожиданное открытие было сделано в 40-х годах прошлого века.

Гало либо окружают галактики и их скопления, либо располагаются в межгалактическом пространстве. Например, вокруг диска Млечного пути расположено обширное гало. Средняя плотность темной материи близка к значению ρ_k, составляя $\approx 10^{-29}$ г/см^3, в десятки раз превышая плотность видимого вещества.

Остановимся на вопросе о свойствах частиц гало, информация о которых, как упоминалось, пока немногочисленна. Известно, что эти частицы нерелятивистские, не барионы и слабо взаимодействуют с известными нам видами материи. Их массы на много порядков (на 10^3 и более) превосходят массу протона. Кандидатами на роль носителей темной материи являются гипотетические массивные тела, известные в англоязычной литературе под термином WIMP [1]). Предполагается, что в их состав в частности входят суперсимметричные частицы — фотино, нейтралино и др. WIMP'ы не участвуют в сильных и электрослабых взаимодействиях, считаются стабильными и сохраняющимися в ходе космологического расширения. По-видимому, во Вселенной присутствуют в равном числе WIMP'ы и их античастицы. Взаимная аннигиляция тех и других практически невозможна, так как простран-

[1]) Аббревиатура от Weakly Interacting Massive Particles (англ.) — «Слабо взаимодействующие массивные частицы».

ственная плотность этих тел сравнительно невелика и относительно малы сечения слабых процессов.

20.9.2. Темная энергия. В § 20.2 упоминалось об открытии двумя группами астрономов загадочной субстранции, получившей название темной энергии (dark energy). Интересно отметить многочисленность лиц, имеющих отношение к этому открытию; в состав двух групп входило около ста человек [1]). Работы, связанные с природой этой субстанции, со все большим размахом продолжаются и в настоящее время, и к ним привлекаются не только новые экспериментаторы, но и теоретики.

Эти исследования стимулировали и интерес к гипотезе Эйнштейна о статичности Вселенной. Если в его первоначальной гипотезе введение постоянной Λ выглядело как вынужденное (см. § 20.3), то новая интерпретация гипотезы Эйнштейна привела к введению представления о всемирном антитяготении, связанным с существованием темной энергии во Вселенной. Действительно, полученные новые наблюдательные данные доказывают «законность» формы записи уравнения тяготения Эйнштейна в модернизированном виде (20.5), включающем космологическую постоянную Λ, математически описывающую темную энергию.

Остановимся на вопросе, почему темная энергия создает именно антитяготение, а не тяготение? Уравнение среды, создаваемой темной энергией, определяется уравнением состояния (20.2): $\rho c^2 = -\rho_\nu$, в соответствии с которым при положительной плотности энергии ρ плотность его давления ρ_ν отрицательна. Такого рода обстоятельство нельзя считать чем-то особо исключительным. Разумеется, в условиях, обычно называемых «нормальными» в твердом теле, жидкости или газе, давление положительно. Но отрицательное давление зачастую также возникает, например, в падающем потоке воды. Из уравнения (20.2) и следует, что темная энергия обладает антитяготением [22].

Вернемся к опытам, приведшим к ее открытию. Они основаны на наблюдении вспышек далеких сверхновых звезд (подробнее об их свойствах см. в п. 22.5). Вспышки сверхновых позволяют определять наибольшие космологические расстояния. Наблюдения сверхновых сводятся к определению блеска звезды — энергии, достигающей Земли в единицу времени на единицу площади, и красному смещению. Величина

$$\zeta = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \tag{20.14}$$

служит мерой смещения (λ и λ_0 — длины волн регистрируемого и испускаемого света соответственно). Величину ζ часто называют, как и само явление, красным смещением. Определив блеск и красное смещение, на графике зависимости этих величин ставится точка (см. рис. 20.6). Две линии, показанные на графике, получены теоретически; при сравнительно малых значениях красного смещения они сливаются; верхняя линия получена при

[1]) Одну из них возглавлял Б. Смит и А. Райес, а другую С. Перламуттер.

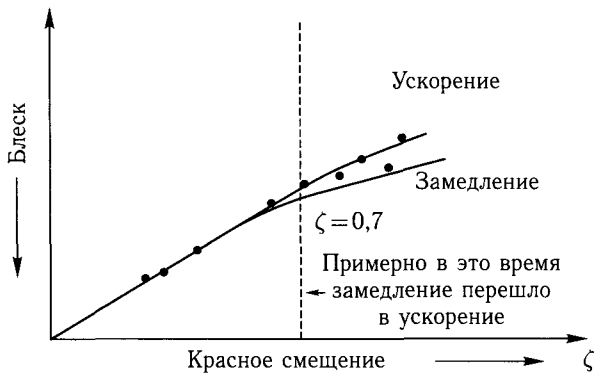


Рис. 20.6. Зависимость блеска от красного смещения для сверхновых звезд. По ординате отложен (в логарифмическом масштабе) блеск, увеличивающийся сверху вниз

предположении о том, что космологическое расширение происходит с ускорением, а нижняя — с замедлением. Большинство наблюдательных точек расположено на верхней кривой, и, следовательно расширение Вселенной происходит с ускорением. Причиной ускорения является, как установлено выше, антигравитация, создаваемая темной энергией. Под действием антигравитации тела удаляются друг от друга, тем самым ускоряя разлет галактик и других небесных тел.

Темная энергия распознана именно по ускорению космологического расширения. Полученные наблюдательные данные позволили определить плотность темной энергии, выраженную в единицах плотности массы, она равна $\approx 7 \cdot 10^{-30}$ г/см^3. В тех же единицах средняя плотность светящегося вещества и темной материи равна $2 \cdot 10^{-31}$ г/см^3 и $2 \cdot 10^{-30}$ г/см^3 соответственно. Таким образом, доля темной энергии в энергии Вселенной составляет 67%, а доли темного вещества и барионов («обычного» вещества) равны примерно 30% и 3%. Доля же излучения, состоящего в основном из реликтовых фотонов, всего порядка 10^{-2} %! (еще меньше вклад безмассовых, либо почти безмассовых нейтрино). Как видно, темная энергия является самой плотной в мире средой; ее плотность превышает и сумму плотностей остальных составляющих вещества Вселенной.

Замечательной особенностью темной энергии является то, что ее плотность идеально одинакова во всей Вселенной. Тот факт, что плотность темной энергии больше суммарной плотности всех остальных космических составляющих, означает, что во вселенной антитяготение превышает тяготение.

Красное смещение является помимо меры расстояния также и мерой времени: расстояние тем больше, чем больше значение ζ в (20.14) и, следовательно, тем большее время необходимо для достижения светом наблюдателя на Земле. Видимое наблюдателем изображение звезды было таким в момент ее свечения в далеком прошлом. В частности, при $\zeta = 0{,}7$ наблюдателю представляется картина Вселенной, существовавшая 6–8 млрд лет тому назад.

В теории Фридмана приведена зависимость расстояния R от времени t в условиях подавляющего преобладания темной энергии

$$R(t) \sim e^{ct/A}, \tag{20.15}$$

где A — космологическая константа, ее размерность — длина, зависящая от плотность темной энергии:

$$A = (k\rho_\nu)^{-1/2} \approx 10^{23} \text{ см}.$$

Экспоненциальная зависимость $R(t)$ соответствует предельному случаю, когда в космической среде господствует лишь темная энергия, тогда как воздействие остальных составляющих этой среды сходит «на нет».

Космологической составляющей A соответствует время $A/c \sim 10$ млрд лет, по порядку величины близкое к современному возрасту Вселенной. Если обратиться назад по времени, то плотность темной энергии в прошлом отнюдь не доминировала. Ее плотность не зависит от времени; для плотности вещества справедлив закон $\rho \sim t^{-2}$ (см. соотношение (20.9), т. е. значение ρ меняется обратно пропорционально квадрату возраста Вселенной.

Выполненные сравнительно недавно наблюдения света суперудаленных сверхновых звезд подтвердили, что в достаточно отдаленном прошлом, в так называемую эпоху вещества, ее отличительной особенностью являлось доминирование иных составляющих. Процесс расширения в эту эпоху происходил с замедлением по закону $R \sim t^{2/3}$, рассмотренному выше (см. 20.10).

В возрасте Вселенной 6–8 млрд лет плотность темного вещества оказалась приблизительно равной плотности темной энергии (см. рис. 20.7) [1].

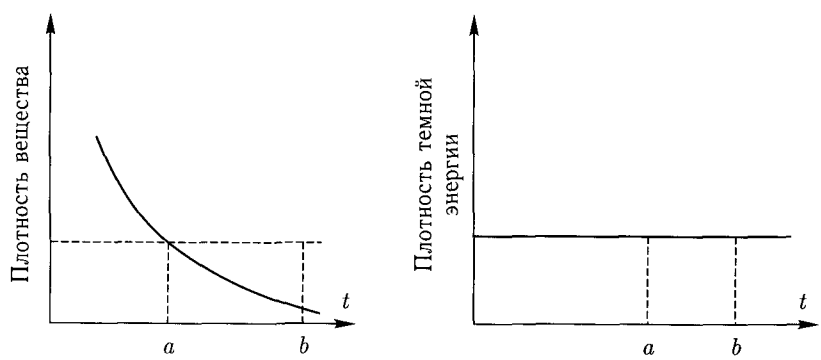


Рис. 20.7. Временное поведение плотности вещества (график слева) и темной энергии (график справа); точка a соответствует возрасту мира $t = 6$–8 млрд лет, точка b — современному возрасту Вселенной; за единицу принята плотность темной энергии

Процесс расширения Вселенной после раннего периода ее развития (рассматриваемого подробно в следующей главе) представлен в графическом виде на рис. 20.8. Период доминирования излучения, в течение которого размеры

[1] На рис. 20.7, а условная временная граница между ними соответствует точке a; точка b отвечает началу современной эпохи.

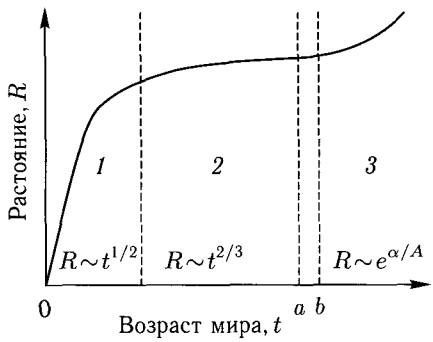


Рис. 20.8. Графическая схема, поясняющая процесс расширения Вселенной. Периоды доминирования: *1* — излучения (40 тыс. лет); *2* — вещества (1–8 млрд лет), точка a соответствует $t \sim 8$ млрд. лет; *3* — темной энергии (космического вакуума), точка b соответствует $t \sim 9$ млрд. лет. Масштаб рассматриваемых величин произволен.

мира увеличиваются пропорционально $t^{1/2}$, сменяется эпохой доминирования вещества; временное увеличение размера Вселенной в эту эпоху описывается параболическим законом $R \sim t^{2/3}$ (формула (20.10). В настоящую эпоху преобладания темной энергии расширение Вселенной записывается экспоненциальным законом (20.15).

Поскольку плотность и давление темной энергии неизменны, на нее ничто и никогда повлиять не может. Действуя на вещество антитяготением, темная энергия тем самым воздействует на свойства пространства–времени (или даже полностью их определяет). Но обратного влияния на себя ни вещества, ни геометрии мира темная энергия не испытывает. Оказывая действие она не испытывает противодействия. Мы сталкиваемся с единственным в физике прецедентом, когда действие не равно противодействию — не выполняется третий закон Ньютона.

Основные выводы из указанных открытий состоят в следующем. В наблюдаемой Вселенной преобладает темная энергия, которая описывается в теории Эйнштейна космологической постоянной Λ. Плотность темной энергии превосходит плотность энергии всех остальных видов вещества в космосе, вместе взятых. Темная энергия порождает антигравитацию — т. е. космическое антитяготение, управляющее в настоящее время динамикой космологического расширения.

§ 20.10. О связи дополнительных измерений с темной энергией

Несмотря на большое число исследований темной энергии, выполненных к настоящему времени, ее физическая сущность далека от понимания. Среди авторов, изучающих этот феномен природы, нет единства даже в отношении того, каким более определенным термином следовало бы ее обозначать. Например, ряд ученых считают, что темная энергия является особой формой вакуума, называют последнюю «космическим вакуумом» (А. Д. Чернин, А. М. Черепащук). [22] Другие (В. Н. Лукаш, В. А. Рубаков) [13] полагают,

что темная энергия является энергией некоего еще не открытого слабого поля.

Хотя эту вторую версию и нельзя исключить как невозможную, однако пока она не представляется вполне обоснованной. Первая же версия, предполагающая, что темная энергия является одной из модификаций вакуума, является физически более аргументированной. Действительно, в ее основе лежит экспериментально доказанный факт о том, что темная энергия является средой, равномерно заполняющей Вселенную вплоть до малых масштабов. Если представить, что тело макроскопических масштабов погружено в такую среду, то заполняющая ее субстанция не будет вытеснена из его пределов — она одинакова вне и внутри тела.

Но если считать темную энергию «физическим вакуумом», то встает вопрос: тождественен ли последний известному в физике вакууму квантовых полей, представленному энергией «нулевых квантовых колебаний», соответствующих длине волны порядка 1 мм (см. ниже текст петитом).

Как известно, в квантовой механике колебания квантовой частицы с частотой ω уподобляют колебаниям линейного гармонического осциллятора.

Энергия этих колебаний описывается формулой

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega, \quad n = 0, 1, 2, 3, \ldots, \tag{20.16}$$

согласно которой наинизшая энергия (при $n = 0$) равна

$$E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega,$$

т. е. она отлична от нуля. Согласно квантовой теории представление о нулевых колебаниях энергии справедливо для любых квантовых полей. И, следовательно, вакуум всегда обладает ненулевой энергией. Но определить ее количественно невозможно. Дело в том, что частоты нулевых колебаний простираются практически от нуля до бесконечности, поэтому суммирование частот приводит к бесконечной энергии, которой соответствует бесконечная плотность энергии вакуума.

Для избежания этого нереального результата суммирование сверху прекращается при некоторой предельной «эффективной» частоте. Ее полагают равной $\omega_0 \sim 10^{-13}$ с (в шкале длин волн ей отвечает $\lambda_0 \sim 1$ мм). Приведенное значение эффективной частоты соответствует действительной плотности вакуума. Таким образом, считается, что на практике обрезание нулевых колебаний осуществляется при длине волны порядка 1 мм.

Уточним существующее в физике понятие вакуума. Когда говорят «о скорости света в вакууме», то подразумевают, что вакуум — это просто пустота — отсутствие каких-либо частиц или вообще некой «среды». В пространстве, при отсутствии в нем частиц и полей, распространение света происходит с постоянной скоростью $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с. Вспомним, однако, о возможности спонтанных (флуктуационных) процессов рождения виртуальных пар из частиц и античастиц (§ 2.5). Такие процессы непрерывно идут в физическом вакууме, причем пары виртуальных частиц практически мгновенно

аннигилируют, так что в целом электрический заряд среды остается равным нулю. На основании сказанного, несколько упрощая ситуацию, вакуум можно считать «как бы пустым».

Но интересующая нас субстанция вовсе не пустота, она обладает большими энергией и давлением. Может быть темная энергия связана с дополнительными измерениями пространства, о которых мы рассказывали выше? Обсудим эту версию.

Прежде всего есть смысл обратить внимание на то, что дополнительные измерения пространства связаны исключительно с гравитацией. Другие виды взаимодействий, например, электромагнитные, не сопровождаются возникновением дополнительных измерений. Так, дополнительные измерения отсутствуют при взаимодействии двух зарядов, описываемым законом Кулона, установленным для трехмерного пространства и являющимся законом обратных квадратов.

Но в четырехмерном пространстве (если бы таковое существовало) выполнялся бы не закон обратных квадратов, а закон обратных кубов, в общем же случае N-мерного пространства гравитационные силы убывали бы обратно пропорционально расстоянию в $(N-1)$-й степени).

При исследовании дополнительных измерений используются, как мы знаем, представления теории струн. Одной из основополагающих величин в таких исследованиях является планковская длина $L_{\text{pl}} = 1{,}6 \cdot 10^{-33}$ см (см. формулу (20.13). Протяженность струн имеет порядок равный именно 10^{-33} см. Однако измерить протяженность порядка L_{pl} с помощью существующих экспериментальных средств невозможно.

Обратимся теперь к гипотезе Н. Аркани-Хамеда и его сотрудников (США), согласно которой помимо известных нам шести дополнительных пространственных измерений существует еще два дополнительных пространственных измерения, протяженность которых L_d равна долям миллиметра, что на несколько десятков порядков превышает планковскую длину L_{pl}. В отличие от последней субмиллиметровая длина L_d соизмерима с расстояниями, масштабы которых привычны для земных условий. Очевидно, что на расстояниях, значительно больших L_d, два дополнительных измерения не должны обнаруживаться, а пространство будет восприниматься как трехмерное. Но если обратиться к расстоянию гораздо меньшему L_d, то пространство будет обнаруживаться как пятимерное.

Для того, чтобы убедиться, существуют ли два субмиллиметровых пространственных измерения, необходимо осуществить опыт с тяготением на расстояниях, значительно меньших L_d. Если окажется, что сила тяготения между двумя массами уменьшается обратно пропорционально четвертой степени расстояния, то это будет служить доказательством существования двух дополнительных пространственных измерений.

Хотя эксперименты с тяготением на расстояниях, близких к протяженности двух дополнительных измерений, сопряжены с рядом технических трудностей, но они считаются вполне преодолимыми.

Введем еще одну фундаментальную величину — планковскую массу

$$M_{\text{pl}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = 2{,}18 \cdot 10^{-5} \text{ г}. \tag{20.17}$$

Важность величин L_{pl} и M_{pl} связана с тем, что они определяют область одновременного проявления квантовых явлений и явлений, связанных с общей теорией относительности, коротко ее можно назвать областью квантово-гравитационных эффектов. Но до сих пор не удалось получить достаточно полного представления об их физической сущности.

Пока же лишь предполагают, что на участках пространства, соизмеримых с планковской длиной, оно является уже не непрерывным, а дискретным, квантованным. Аналогичным образом считается квантованным и планковское время, выражение для которого получается делением планковской длины L_{pl} на скорость света c:

$$T_{\text{pl}} = \frac{L_{\text{pl}}}{c}.$$

Значение T_{pl} — ультрамалое, равное 10^{-44} секунды. Предполагается, что внутри этих «квантов времени» представления «раньше» и «позже» уже не имеют смысла. В существующих условиях создать последовательную теорию о квантово-гравитационных явлениях никак не удается.

Экспериментальные наблюдения кванто-гравитационных эффектов возможны лишь при ускорении элементарных частиц на ускорителях, до энергий порядка $M_{\text{pl}}c^2$. Но получить столь гигантские энергии абсолютно невозможно (и не предвидится их достижение в будущем).

Ситуация с возможными экспериментами по выявлению границы области, в которой применимы существующие представления о непрерывности пространства и времени, изменилась после введения в обиход теоретиков новой фундаментальной массы M_d, значения которой заключены в пределах $(10^3\text{–}10^4)\ m_p$, где m_p — масса покоя протона. Эти значения масс соизмеримы с массами, входящими в состав темного вещества (см. предыдущий параграф). Возможно, что имеется глубокая связь между темной энергией и темным веществом, возникшая еще в период ранней Вселенной.

В соответствии с гипотезой двух дополнительных измерений пространства проявление квантово-гравитационных эффектов возможно при энергиях M_dc^2, в $10^{15}\text{–}10^{16}$ раз меньших по сравнению с энергией $M_{\text{pl}}c^2$.

Получить частицы с энергиями порядка M_dc^2 на ускорителях будущего поколения уже вполне реально. В настоящее время идет подготовка экспериментов, связанных с проверкой гипотезы двух дополнительных измерений пространства, как в лабораторных условиях в гравитационных опытах на сверхмалых расстояниях, так и в экспериментах на ускорителях.

Воспользуемся так называемой специальной системой единиц, положив $\hbar = c = 1$. В этой системе единиц планковская масса и ньютоновская постоянная тяготения связаны с константами, введенными в рамках гипотезы

дополнительных измерений, следующим образом:

$$M_{\text{pl}} = M_d^2 L, \quad G = M_d^{-4} L^{-2}.$$

На основании этих формул можно интерпретировать планковскую массу и ньютоновскую постоянную тяготения в качестве неких трехмерных «отражений» «истинно фундаментальных физических констант M_d и L_d», введенных на основе представлений о существовании пятимерного пространства. Плотность темной энергии в специальной системе единиц определяется формулой

$$\rho_{\varkappa} \approx L_d^{-4},$$

причем масса этой субстанции в объеме пространства размером L_d равна $1/L_d$. Полагая $L_d \approx 10^{-2}$ см, получаем, что $\rho_{\varkappa} = 3 \cdot 10^{-30}$ г/см^3. Этот результат близок к наблюдаемому значению $\rho_{\varkappa}$ в космосе.

Отметим, что протяженность дополнительных измерений L_d соизмерима со значением длины волны λ_0, соответствующей эффективной частоте обрезания нулевых колебаний квантовых полей (см. выше текст петитом). Можно ли на основании этого совпадения считать, что дополнительные измерения связаны каким-то образом с эффективным обрезанием частот и энергий нулевых колебаний?

При положительном ответе следует заключить, что природа темной энергии и квантовых полей одинакова. При отрицательном ответе необходимо признать, что природа темной энергии иная, ее происхождение связано с дополнительными измерениями (но отнюдь не зависит от квантовых полей).

Аргументом в пользу второго предположения является «всепроникающая способность» темной энергии; она может в соответствии с проведенным анализом считаться как бы «отражением» в трехмерном пространстве «пятимерного вакуума», который и должен считаться «истинно фундаментальным космическим вакуумом».

В заключение следует подчеркнуть, что физическая природа темной энергии относится к труднейшим научным загадкам не только космологии, но и, пожалуй, физики в целом. Изложенные выше новые идеи и основанные на них теоретические исследования следует считать лишь гипотетическими построениями, возможно, в чем-то ошибочными. Но их ценность в том, что они позволяют наметить пути дальнейших исследований, в первую очередь экспериментальных, с помощью которых может быть удастся прояснить физическую сущность этого феномена.

Глава 21

БОЛЬШОЙ ВЗРЫВ И ЭВОЛЮЦИЯ РАННЕЙ (ГОРЯЧЕЙ) ВСЕЛЕННОЙ

§ 21.1. Начальный период эволюции Вселенной

О том, что в далеком прошлом произошло грандиозное космическое явление, названное *Большим взрывом* [1]), свидетельствуют уже обсужденные нами открытия:

— разбегание галактик;

— существование микроволнового фонового излучения.

Как мы убедимся далее, о том же свидетельствует высокая распространенность гелия.

Развитие процессов, происходивших после Большого взрыва, принято разбивать на два очень неровных промежутка времени: первый продолжался менее десятка минут, а второй — многие миллиарды лет. Первый этап состоит из очень коротких периодов, называемых «эпохами» [15].

Одна из самых трудных проблем — это проблема начальной космической сингулярности, когда, по словам Фридмана «пространство было точкой, а плотность Мира — бесконечной». Вблизи начальной космологической сингулярности в условиях экстремально высокой плотности помимо представлений общей теории относительности необходимо учитывать отсутствующие в этой теории квантовые эффекты. В частности, соотношением неопределенности исключается «точка нулевого размера». Она должна быть заменена размытым объектом конечных размеров, которые обычно полагаются равными планковской длине $\sim 10^{-33}$ см (см. формулу 20.13), соответствующей планковской плотности $\approx 10^{94}$ г/см^3. При таких условиях гравитация может считаться квантовым явлением, а в качестве гравитационного «кванта» вводится упомянутая выше неоткрытая еще элементарная частицы — *гравитон*.

Рассмотренные в предыдущей главе достижения наблюдательной космологии позволили создать Стандартную космологическую модель (СКМ), позволяющую описать как эволюцию Вселенной в целом, так и формирование ее структуры. В настоящей главе мы рассмотрим, опираясь на важнейшие положения этой модели, эволюцию дозвездной горячей Вселенной.

Начало эволюции Вселенной, отсчитываемое непосредственно после Большого взрыва, приходится на планковское время, называемое также планков-

[1]) Этот термин предложил Ф. Хойл.

ским моментом:

$$t_{\text{pl}} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} = 5{,}4 \cdot 10^{-44} \text{ с}.$$

Начальный период развития Вселенной продолжительностью 10^{-43} с и масштаб времени $t = 10^{-43}$ с называются *планковскими*. За планковское время свет может пройти расстояние порядка 10^{-33} см. В планковский период температура Вселенной равнялась критической — 10^{32} К, при которой существует единственная суперсила, представляющая собой объединенные в единое целое четыре известных фундаментальных силы. В таких условиях проявляются струнные свойства материи, поэтому рассматриваемый период иногда называют суперструнным. В конце этого периода суперсила расщепляется на гравитационную силу и силу Великого объединения (см. § 20.7 и рис. 20.3).

Завершение суперструнного периода связано с падением температуры, что сопровождается сжатием струн, при температурах ниже 10^{32} К их можно трактовать в качестве элементарных частиц. Так как объем пространства остается чрезвычайно малым, то частицы непрерывно сталкиваются между собой, образуя горячую плотную смесь.

Напомним, что следует различать энергию, связанную с массой покоя частицы, и кинетическую энергию, определяемую скоростью ее движения. В условиях очень высоких температур кинетическая энергия преобладает над энергией, связанной с массой покоя частицы (энергией покоя), которая остается неизменной.

Великое объединение, просуществовавшее от 10^{-43} с до 10^{-36} с, было представлено кроме переносчиков силы этого периода — X- и Y-бозонами также всеми известными элементарными частицами и их суперпартнерами (пока неоткрытыми). Все частицы в условиях гигантски высоких температур по указанной выше причине были практически безмассовыми, т. е. вели себя подобно фотонам.

§ 21.2. Инфляционная стадия состояния Вселенной

Ниже нам понадобится информация о так называемых инфляционных моделях. Идея, на которой они базируются, была сформулирована Э. В. Глинером в 1965 г. (СССР). Согласно его гипотезе во Вселенной в ее начальном состоянии присутствовал первичный вакуум, отличительными особенностями которого были огромная плотность и отрицательное давление. Поэтому он должен был создавать антитяготение, проявляющееся во взаимном отталкивании частиц вещества. В последующие годы сформулированное на основе гипотезы Глинера направление теоретических исследований получило название *инфляции* (раздувания) [1]. Под инфляцией стали понимать процесс, который под действием антигравитационного вакуума вызывает первоначальное ускоренное расширение Вселенной.

[1] Инфляция (Inflatio, лат.) — вздутие.

Большой вклад в развитие этого направление внесли Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский (СССР), А. Гут, П. Стейнхард (США) и др. К настоящему времени число теоретиков, занимающихся проблемой инфляции, исчисляется сотнями. Было разработано много инфляционных моделей, в большей или меньшей степени различающихся между собой. Эти модели позволяют объяснить ряд явлений, которые как бы «выходят за рамки» СКМ.

Например, согласно Стандартной космологической модели огромная плотность первичного вещества в планковский период должна была бы обеспечить плотность вещества Вселенной в современную эпоху на много порядков выше ныне наблюдаемой. С точки зрения СКМ непонятно, почему реликтовое излучение однородно и практически изотропно во всех точках Вселенной, доступных наблюдению. И почему температура даже в крайне отдаленных друг от друга точках космического пространства одинакова? Действительно, за счет теплового обмена такое выравнивание температур между удаленными областями не могло произойти, учитывая громадность разделяющих их расстояний. Стандартная космологическая модель не объясняет также, почему Вселенная является плоской, описываемой евклидовой геометрией. Перечисленные вопросы и ряд других, которые здесь не затрагиваются, удалось «снять» при помощи инфляционной теории.

Ниже приводится краткий сценарий инфляции, основанный на модельных представлениях, развитых А. Гутом, В. Линде, А. Альбрехтом и П. Стейнхардом (1981–1992 гг.). Считается, что за крайне малый отрезок времени от 10^{-36} до 10^{-34} с после Большого взрыва произошло колоссальное (минимум в 30 раз) расширение Вселенной. В ходе молниеносного расширения и последовавшего за ним замедленного инерционного роста Вселенной, предсказанного СКМ, область пространства, содержащая материю, разошлась на громадные расстояния.

С чем же связано это мгновенное расширение? Вспомним, что первоначально во Вселенной имело место единое взаимодействие, которому свойственна наивысшая симметрия. В эту первичную эпоху в зарождающемся мире существовало однородное медленно меняющееся скалярное поле, квантами которого по предположению являются упоминавшиеся бозоны типа частиц Хиггса. В этом поле сформировался первичный вакуум огромной (близкой к планковской) плотности.

Уравнение состояния первичного вакуума описывается формулой (20.2), связывающей его плотность ρ и давление p: $p = -\rho c^2$. Отрицательное давление и ответственно за расширение Вселенной взрывного характера, зависящего от времени по экспоненциальному закону (20.15). В условиях последующего фазового перехода, связанного со спонтанным распадом суперсимметричного состояния, начинается перестройка вакуума. Последняя сопровождается понижением энергии вакуума и охлаждением пространства. Процесс завершается колебаниями скалярного поля относительно среднего значения энергии перестраиваемого вакуума, что сопровождается освобождением гигантского запаса энергии, содержащегося в вакууме. Освобождающаяся энергия затрачивается на разогревание охлажденной Вселенной до температуры, свой-

ственной Великому объединению и образованию горячих частиц, античастиц и излучения. После распада первичного вакуума антигравитация сменяется гравитацией.

Увеличение размеров Вселенной в инфляционный период имеет своим следствием равномерное пространственное распределение реликтовых фотонов в ее пределах, сохраняющееся во всех последующих эпохах, и выравнивание температуры по всему мирозданию.

Для пояснения причины плоскостности Вселенной воспользуемся следующей аналогией. Допустим, что имеется раздуваемый шар. Его поверхность все время (по мере раздувания) будет оставаться неевклидовой. Выделим мысленно на поверхности шара достаточно небольшой участок поверхности. По мере раздувания шара выделенная поверхность будет все более приближаться к плоскостной форме. Когда радиус шара станет значительно больше протяженности рассматриваемого участка, последний с достаточно малой погрешностью может считаться плоским.

Аналогичным образом ныне существующий мир размером в 10^{28} см ничтожно мал по сравнению с пространством, который занимала раздувавшаяся Вселенная к концу инфляционного процесса, так что пространство нашего мира является или строго плоским, или близким к плоскостности, и для него справедлива евклидова геометрия.

В послеинфляционном мире уже не остается «старых доинфляционных» частиц. Устанавливается термодинамическое равновесие, и в дальнейшем эволюция протекает согласно СКМ, проходя через стадии последовательного нарушения симметрий, как это указано выше в § 20.7. Хотя прохождение Вселенной через инфляционную стадию в процессе ее эволюции кажется с физической точки зрения обоснованным, однако при всей его убедительности все же не хватает опытного подтверждения того, что описанный инфляционный процесс действительно произошел «на заре» эволюции Вселенной.

§ 21.3. Электрослабая, адронная и лептонная эры. Дозвездный нуклеосинтез

В возрасте Вселенной $t \approx 10^{-36}$ с и температуре $T \sim 10^{28}$ К прекращается воздействие Великого объединения, сила которого расчленяется на сильные и электрослабые силы, что означает начало электрослабой эры. В конце Великого объединения у X- и Y-бозонов появляется масса. Эти частицы и их античастицы исчезают благодаря распаду и аннигиляции при возрасте Вселенной $t > 10^{-36}$ секунды.

На начальной стадии электрослабой эры температура еще настолько велика, что связывание кварков полем глюонов невозможно. В продолжение всей электрослабой эры кварки проявляют себя как свободные частицы. $W^{\pm}$ и Z-бозоны обладают кинетической энергией, еще значительно превышающей их энергию покоя, поэтому они фактически еще неотделимы от фотонов. Однако при дальнейшем падении температуры кинетическая энергия $W^{\pm}$-

и Z-частиц уменьшается настолько, что их энергия покоя начинает играть существенную роль.

Электрослабая эра сменяется кварковой (рис. 21.1), характеризующейся взаимодействием кварков между собой через силу сильного взаимодействия.

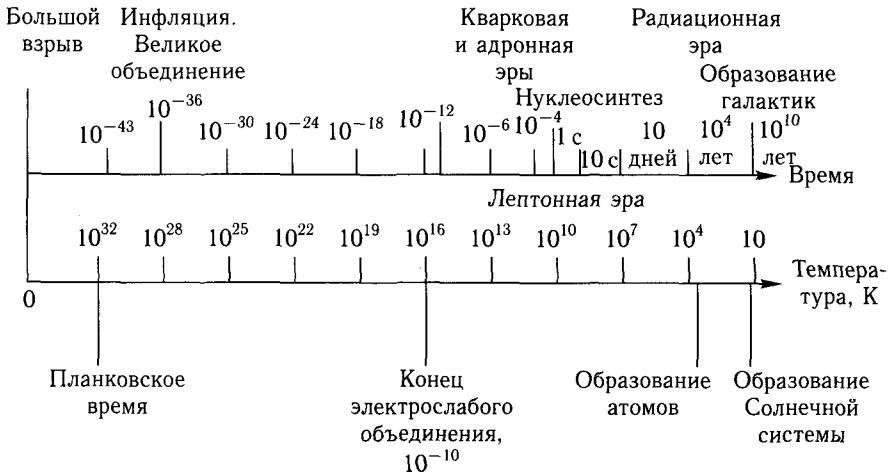


Рис. 21.1. Диаграмма, иллюстрирующая ход эволюции Вселенной

В условиях еще достаточно высокой температуры, существующей в начале этого периода, кварки ведут себя как свободные частицы, когда при $t = 10^{-6}$ с температура падает до 10^{13} К, создаются условия для так называемого кварк-адронного фазового перехода, при котором кварки склеиваются глюонами в адроны и антиадроны, вступающие после своего образования в активные взаимодействия между собой.

Рассматриваемое явление в определенной мере аналогично фазовому переходу молекул воды H_2O из состояния газа (пара) в состояние жидкости. Ниже 100 градусов Цельсия молекулы воды уже не обладают кинетической энергией, достаточной для сопротивления силам межмолекулярного притяжения, и пар превращается в воду.

Подобным же образом кварки при температуре 10^{13} К одновременно образуют связанные группы, состоящие из двух или трех кварков. При склеивании между собой двух u-кварков и одного d-кварка возникает протон, а из двух d-кварков и одного u-кварка формируется нейтрон. В отличие от триплетов, составленных из u и d-кварков, мезоны, состоящие из двух кварков, менее устойчивы.

В условиях расширяющейся и охлаждающейся Вселенной температура фотонного газа уменьшается благодаря эффекту Доплера, возникающему в результате отражения фотонов от удаляющихся частиц. Более подробно этот процесс можно описать следующим образом. Рост расстояния между удаляющимися частицами сопровождается за счет эффекта Доплера увеличением длины волны λ фотонов. Так как значение λ обратно пропорционально энергии фотона, то последняя уменьшается по мере роста λ. Поскольку

фотон обладает нулевой массой покоя, то с ростом λ значение его энергии стремится к нулю. С другой стороны, полная энергия частиц вещества имеет ограничения снизу, так как они обладают ненулевой массой покоя.

Приблизительно 40000 лет спустя после начала космологического расширения, Вселенная охлаждается настолько, что полная энергия вещества оказывается больше суммарной энергии излучения. Во Вселенной на смену радиационной эре приходит упоминавшаяся выше эра вещества.

Таким образом, кварки прекращают свое существование в качестве свободных частиц. На этом завершается эра кварков.

На всем протяжении ранней горячей Вселенной идут также процессы аннигиляции пар частиц–античастиц с образованием фотонов и обратные процессы распада фотонов на исходные пары частиц–античастиц. В условиях термодинамического равновесия вероятность такого рода прямых и обратных процессов одинакова. Вселенная была насыщена как парами частиц–античастиц, так и фотонами.

В адронную эру (10^{-10}–10^{-4}) с идут процессы рождения и аннигиляции адронов и лептонов. В конце этой эры, т. е. примерно через 10^{-4} с после Большого взрыва, в условиях быстро расширяющейся и охлаждающейся Вселенной в результате ее временного выхода из состояния термодинамического равновесия нарушается равенство вероятностей образования пар барионов–антибарионов и их аннигиляции. В п. 12.10.3 мы отмечали, что согласно гипотезе А. Д. Сахарова наблюдаемая асимметрия между барионами и антибарионами возникла в указанных условиях благодаря несохранению барионного заряда и нарушения CP-инвариантности. Для образовавшегося небольшого избытка барионов не нашлось партнеров, и возникло почти полное преобладание барионов над антибарионами (в частности, нуклонов над антинуклонами). Так, например, в космических лучах лишь в редких случаях удается зарегистрировать единичные антинуклоны.

Адронная эра сменяется лептонной (10^{-4}–10 с), в течение которой идет рождение и аннигиляции лептонов. В конце этой эры в состав Вселенной входят фотоны, лептоны (антилептоны), представленные главным образом элекронами и позитронами, нейтрино (антинейтрино) и относительно малым числом нейтронов и протонов, сохранившихся после эры адронов.

При температуре $\sim 2 \cdot 10^{10}$ К ($t = 0{,}1$–1 с) происходит следующее важное явление: Вселенная становится прозрачной для нейтрино, которые начинают распространяться независимо от вещества; для нейтрино темпы изменения температуры и давления оказываются иными, чем для остальных частиц. Охлаждение нейтринного газа в дальнейшем (при $t > 0{,}1$ с) происходит исключительно благодаря расширению.

Лептонная эра переходит в длительную радиационную эру ($t =$ $= 10$ с–40000 лет). Число лептонов в ее начале оставалось еще очень значительным. Но благодаря аннигиляции началось их быстрое исчезновение и образование фотонов. Если в лептонную эру плотность фотонов была соизмерима с плотностью частиц с ненулевой массой покоя, то в радиационную

эру плотность последних оказалась на много порядков меньше плотности фотонов.

Примерно через сто секунд после Большого взрыва, когда температура достигла 10^9 К при плотности вещества около 50 г/см^3, стал возможен *нуклеосинтез* [1]), а именно, возникли условия, при которых протон и нейтрон в результате столкновения смогли образовать дейтрон ${}^2_1\mathrm{H}$. В процессе дальнейшего синтеза образовались ядра ${}^4_2\mathrm{He}$, а также в ничтожно малом количестве ядра ${}^3_2\mathrm{He}$, ${}^7_3\mathrm{Li}$ и ${}^9_4\mathrm{Be}$. Синтез более тяжелых ядер оказался невозможным из-за недостатка энергии. Период нуклеосинтеза завершился в течение порядка 10 минут.

Количество протонов после завершения нуклеосинтеза (часто называемого дозвездным) превышало количество нейтронов, поскольку число нейтронов, вошедших после реакции в состав ядер, больше числа синтезированных протонов. Таким образом, результатом дозвездного нуклеосинтеза явилось преобладание в природе двух веществ: водорода ($\approx 70\,\%$) и гелия ($\approx 30\,\%$), из которых в дальнейшем формировались звезды.

§ 21.4. Образование атомов. Разделение вещества и излучения

После завершения нуклеосинтеза Вселенная продолжала расширяться, и в течении многих последующих тысячелетий никаких существенных изменений не происходило.

Приблизительно после 300–350 тыс. лет температура упала до ~ 3 тыс. градусов Кельвина, достаточной для образования атомов. Начиналась эра образования атомарного вещества. Хотя электроны и присутствовали в предшествующее время, но особой роли не играли из-за сравнительно малой массы.

Возникновение атомов явилось очень важным этапом истории Вселенной. Если до начала их формирования электромагнитное излучение взаимодействовало с электрически заряженными частицами, то появление электрически нейтральных частиц — атомов привело к почти полному исчезновению свободных электрических зарядов, и характер взаимодействия электромагнитного излучения с веществом принял совершенно другой характер. Стали возможны электромагнитные явления при переходе атомарных электронов с одного электронного уровня на другой. Фактически произошло отделение вещества от излучения. Этот процесс, естественно, не был мгновенным, но детали его формирования для нас здесь особого интереса не представляют.

Благодаря такому разделению вещества и излучения последнее оставалось практически неизменным при дальнейшем расширении Вселенной.

Возникновение атомов может в определенной мере считаться завершением Большого взрыва.

---

[1]) Термин возник в результате сочетания двух слов: «nucleus» (лат.) — ядро и «synthesis» (греч.) — соединение.

§ 21.5. О рождении Миров

Несколько десятилетий тому назад П. И. Фомин (СССР) выдвинул предположение, что Вселенная могла родиться «из ничего». Действительно, пары виртуальных частиц, рождающихся при флуктуациях в первичном вакууме благодаря свойственной ему антигравитации, должны испытывать взаимное отталкивание и, превращаясь в реальные частицы, удаляться друг от друга.

Эта идея в инфляционных моделях получила «второе дыхание». Было выдвинуто предположение, что возможно рождение не одной, а множества вселенных. Так, допускается, что инфляционное поле (содержащее первичный вакуум) обладало случайным хаотическим распределением плотности вещества в различных областях пространства. В местах, где его плотность оказывалась сравнительно большой, начиналось «раздувание материи», что приводило к образованию новых вселенных — космических островов.

При таком сценарии Большой взрыв и возникновение нашей Вселенной вовсе не уникальное событие, а лишь одно из проявлений способности природы «порождать» смежно существующие миры.

Но не выходит ли гипотеза о возможности возникновения и существования миров за пределы физической корректности?

Критерий границы физики очевиден: если какие-либо теоретические построения или утверждения можно проверить с помощью наблюдения или соответствующего эксперимента, то они не выходят за рамки физики. Модель множественности миров явно не укладывается в рамки физики, поскольку она в принципе не может быть проверена. Лишь Вселенная, в которой мы, по выражению Фридмана «обречены жить» доступна наблюдению. А вопросами множественности миров может заниматься философия, включая метафизику [1]).

За горизонтом Мира человек никогда ничего не сможет увидеть. Поэтому мы в дальнейшем ограничимся рассмотрением явлений, происходящих в «нашем» Мире.

[1]) Последний термин связан с одним из произведений Аристотеля, в котором за разделом «Физика» идет раздел «Метафизика» (по-гречески «meta ta physika» — «после физики»). Метафизика трактует понятия и представления, недоступные опыту.

Глава 22

ЗВЕЗДНЫЙ ПЕРИОД ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ. НУКЛЕОСИНТЕЗ В ЗВЕЗДАХ

§ 22.1. Протозвезды

Новая эпоха в развитии Вселенной началась приблизительно через один миллиард лет после начала Большого взрыва с формирования галактик; черед образования звезд начинается примерно еще через один миллиард лет.

Считается, что первоначально однородное вещество, заполняющее пространство, в силу гравитационной неустойчивости сгущается в гигантские облака, являющиеся «поставщиками» массы формирующихся галактик. Облака состоят в основном из пыли и молекул водорода с небольшой примесью гелия и дейтерия, возникших в эру нуклеосинтеза. Благодаря гравитационным флуктуациям в пределах облаков образуются сравнительно небольшие центры повышенной плотности. Под действием гравитационного притяжения происходит падение (аккреция) частиц вещества на эти центры, что сопровождается их разогреванием и увеличением массы. Значительная часть упавших молекул распадается на ионы атомов и электроны. Описанные сгустки вещества называются *протозвездами*. Время их образования составляет 10^5–10^6 лет.

Протозвезда сжимается (коллапсирует) [1]) благодаря собственной гравитации. За счет сжатия протозвезда разогревается до температуры, при которой возникает ее свечение.

В процессе продолжающейся аккреции масса протозвезды может вырасти до 10 % от массы Солнца, а температура в ее центре достичь 10^6 К. При таких параметрах в протозвезде возможен термоядерный синтез, отличающийся, однако, от реакций синтеза в стационарной звезде типа Солнца. В § 22.4 мы рассмотрим этот процесс в недрах Солнца, пока же укажем, что он осуществляется при значительно большей температуре. В протозвезде реакция синтеза возможна лишь в результате d–d-взаимодействия:

$$d + d \to {}^3\mathrm{He} + n + 3{,}27\ \text{МэВ}. \qquad (22.1)$$

Заметим, что содержание дейтерия в протозвезде на четыре-пять порядков меньше содержания протонов, которые являются «основными участниками» реакции синтеза на Солнце. Тем не менее, даже и при столь незначительной

[1]) Коллапс (лат. — collapses) — упавший.

концентрации дейтерия в центре протозвезды за счет реакции (22.1) выделяется сравнительно большая энергия.

При дальнейшем росте массы протозвезды и ее коллапсу, продолжающемуся по указанной выше причине, температура в ее центре достигает $\approx 10^7$–10^8 К. Такому небесному телу уже можно присвоить статус «звезды».

§ 22.2. Диаграмма Герцшпрунга–Ресселя

Прежде чем переходить к обсуждению нашей основной темы — нуклеосинтезу в процессе эволюции звезд, целесообразно ознакомиться с так называемой *диаграммой Герцшпрунга–Ресселя*, которую мы используем при последующем изложении.

Голландский астроном Э. Герцшпрунг и американский астроном Г. Ресселъ, обобщив данные о связи светимости звезд с температурой на их поверхности, построили диаграмму, названную по их имени (1913 г.). На рис. 22.1

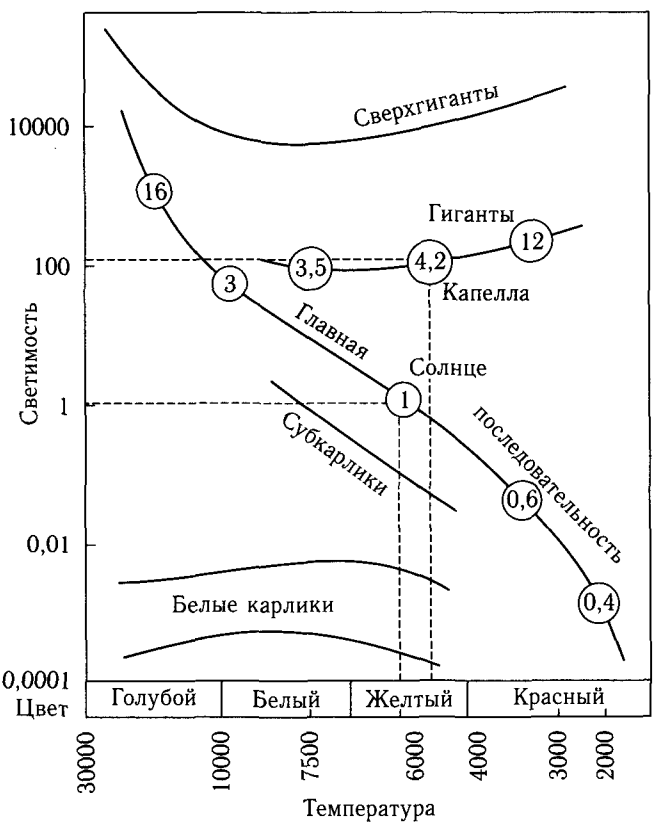


Рис. 22.1. Упрощенный вариант диаграммы Герцшпрунга–Рессела

приведен упрощенный вариант диаграммы Герцшпрунга–Ресселя. По оси ординат отложена величина, пропорциональная логарифму количества энергии, испускаемой звездой за единицу времени — светимость; единицей последней

обычно принимается светимость Солнца. По оси абсцисс отложены значения температуры поверхности звезды, убывающие слева-направо. Охвачена совокупность температур от 2000 до 30000 К (диапазон цвета от красного до голубого). Кружками обозначены звезды. Кружки, представляющие положение звезд, располагаются на нескольких линиях, соответствующих звездам различного типа.

Совокупность звезд, расположенных по диагонали диаграммы, называется *главной последовательностью*. На ней, в частности, расположено Солнце — звезда сравнительно небольшой величины, поверхность которой, как видно, имеет температуру 6000 К, что соответствует желтому цвету. Две линии, расположенные выше главной последовательности, относятся к звездам — гигантам и сверхгигантам; первая из них почти параллельна оси абсцисс, вторая более изогнута. Совокупность звезд этого типа сравнительно слабо зависит от цвета их поверхности и ее температуры. В левой нижней части диаграммы расположены белые карлики.

Подавляющее большинство наблюдаемых звезд (95%) «заполняют» главную последовательность. Число белых карликов составляет 3% от общего числа наблюдаемых звезд. Цифры внутри кружков указывают массу звезды, нормированную на массу Солнца, которая принята за единицу. Согласно астрономическим данным диапазон значений масс звезд простирается в принятых единицах от 0,1 (белые карлики) до 50 (сверхгиганты). Однако плотность вещества максимальна у белых карликов и минимальна у гигантов и сверхгигантов.

§ 22.3. Отрицательная теплоемкость звезд

Остановимся на условиях, обеспечивающих устойчивое термоядерное горение в недрах звезд.

Под действием гравитационных сил звезда сжимается, этим силам противостоят силы давления горячего газа и излучения, что обеспечивает гидростатическое равновесие звезды.

В звезде может также существовать тепловое равновесие, при котором энергия, выделяемая в результате реакций синтеза, точно равна энергии, испускаемой поверхностью звезды. Тепловое равновесие нарушается в результате сжатия и расширения звезды. Стационарное равновесие между запасами потенциальной энергии U и тепловой энергией движения частиц газа $E_{\text{т}}$ определяется так называемым вириальным соотношением

$$2E_{\text{т}} = -U,$$

т. е. в стационарной звезде равновесие устанавливается, если по абсолютному значению потенциальная энергия (т. е. энергия потенциального сжатия) в два раза превышает ее тепловую энергию.

Такая звезда обладает довольно парадоксальным свойством, а именно отрицательной теплоемкостью. Напомним, что для тел, которые обычно рассматриваются в физике, теплоемкость положительна; это выражается, напри-

мер, в том, что температура металлического образца уменьшается при потере им энергии, т. е. при остывании. Для звезды же происходит нечто противоположное: чем выше потеря излучаемой энергии, тем больше температура ее центральной области. Объясняется эта особенность стационарной звезды весьма просто: благодаря потере звездой энергии на излучение она постепенно сжимается. Но сжатие сопровождается превращением потенциальной энергии в кинетическую за счет падения периферийных слоев в направлении ее центра. Это приводит к разогреванию недр звезды. Поскольку абсолютное значение потенциальной энергии вдвое превышает тепловую, приобретаемую звездой в процессе сжатия, тепловая энергия превышает энергию, теряемую при излучении. В результате температура в недрах звезды оказывается тем больше, чем значительнее потеря на излучение.

Именно благодаря отрицательной теплоемкости в недрах звезды происходят непрерывные термоядерные реакции, приводящие к синтезу химических элементов, так как температура в центре звезды постепенно и неуклонно увеличивается.

§ 22.4. Солнце

Рассмотрение термоядерного синтеза в звездах мы начнем с Солнца — наиболее близкого к Земле светила и наиболее изученного, обеспечивающего своей энергией жизнь на нашей планете. Предварительно приведем информацию о трех его важнейших физических параметрах: массе, радиусе и излучаемой энергии (светимости). Их принято обозначать символами: $M_\odot$, $R_\odot$, $L_\odot$ соответственно. Они равны $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г, $R_\odot = 7 \cdot 10^{10}$ см, $L_\odot = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Солнце относится, как отмечалось, к звездам средней величины.

Впервые предположение, что свечение Солнца обусловлено слиянием легких ядер при высоких температурах, было высказано в 1929 г. Аткинсоном и Хоутермансом (они были тогда студентами-старшекурсниками Геттингенского университета). Но в то время эта идея носила сугубо умозрительный характер. И лишь в 1938–1939 годах Г. Бете, Ч. Критчфилд и К. Вайцзеккер ее развили и провели необходимые количественные оценки (в последующие годы в этой работе принимали также участие У. Фаулер, С. Чандрасекар).

Как мы знаем, вещество при температурах порядков 10^6–10^8 К находится в состоянии плазмы (§ 18.1). В частности, плазма в центральной части Солнца состоит из ядер водорода, гелия и электронов. Под действием гравитационных сил плазма сжата до плотности, равной приблизительно 100 г/см^3. При такой плотности расстояния между ядрами в плазме превышают их размеры. Поэтому для них справедливы основные положения кинетической теории газов и можно считать, что энергетическое распределение ядер описывается законом Максвелла. При типичной для недр Солнца температуре $(15–20) \cdot 10^6$ К [1]) средняя тепловая энергия ядер плазмы равна 1,5–2 кэВ.

[1]) В центральной части Солнца температура может достигать 10^9 К.

Однако протоны с этими энергиями при $(p$–$p)$-взаимодействиях не в состоянии преодолеть разделяющий их кулоновский барьер. Тем не менее, реакции синтеза могут эффективно осуществляться и в таких условиях. Это обусловлено следующими двумя обстоятельствами. Во-первых, всегда имеется некоторое число ядер, обладающих энергиями выше средней, а во-вторых, существует вероятность просачивания частиц сквозь потенциальный барьер, возрастающая с ростом их энергии. Между центральной областью Солнца и его поверхностью расположен протяженный слой вещества с исключительно низкой теплопроводностью. Удержание высокотемпературной плазмы в глубинной части Солнца обеспечивается огромным гравитационным давлением этого слоя.

Обратимся теперь к результатам исследования упомянутых выше ученых. Было показано, что процессы синтеза в недрах Солнца и других звезд могут протекать по двум циклам, названных *водородным* (или протон-протонным) и *углеродным* (или углеродно-азотным) [1]).

Водородный цикл состоит из пяти реакций, а углеродный — из шести. В табл. 22.1 приведены сведения об элементарных превращениях в этих циклах.

Остановимся вначале на водородном цикле. Фундаментальным процессом, происходящим в ограниченном объеме в центре Солнца, является взаимодействие двух протонов, объединяющихся в дейтрон (реакции 1 и 2 в табл. 22.1). За счет энергии, выделяющейся при каждом из этих взаимодействий ($Q = 0{,}42$ МэВ), возникает тепловое давление, препятствующее гравитационному сжатию Солнца, размер и светимость которого стабилизируются. Реакция

$$p + p \to d + e^+ + \nu \tag{22.2}$$

идет под действием слабых сил. Ее эффективное сечение очень мало [2]). С этим связана рекордная длительность указанной реакции (в звездной эволюции), продолжающаяся миллиарды лет (см. табл. 22.1) до тех пор, пока не закончится выгорание водорода. Отметим, что экзотическое по своей сути взаимодействие (22.1) никогда не наблюдалось в земных условиях.

Скорость ядерных превращений, следующих за образованием дейтрона, резко увеличивается (см. реакции 3 и 5 в табл. 22.1).

Перейдем к углеродному циклу. Время его протекания существенно меньше по сравнению с водородным. Анализ реакций углеродного цикла 6 и 11 показывает, что кроме повторного возникновения ядра $^{12}_{6}\mathrm{C}$, из четырех исходных протонов образуются α-частица, два позитрона и два нейтрино. Таким образом, ядра $^{12}_{6}\mathrm{C}$ играют лишь роль «катализатора» реакции.

Общий вывод состоит в том, что описанные цепочки реакций 1–11 не могут привести к созданию ядер более тяжелых, чем α-частицы, причем

[1]) Водородный цикл как источник энергии звезд открыли Г. Бете и Ч. Критчил, а углеродный — Г. Бете и К. фон Вайцзеккер.

[2]) Например, для сталкивающихся протонов с энергией в 1 МэВ сечение реакции (22.2) равно всего 10^{-24} барн.

Таблица 22.1

Реакции водородного и углеродного циклов и их характеристики

№ реакции	Реакция	Q, МэВ	τ
Водородный цикл			
1	$p+p \to d+e^+ +\nu$	0,42	$1{,}4 \cdot 10^{10}$ лет
2	$p+p \to d+e^+ +\nu$	0,42	$1{,}4 \cdot 10^{10}$ лет
3	$p+d \to {}^3_2\mathrm{He}+\gamma$	5,49	5,7 с
4	$p+d \to {}^3_2\mathrm{He}+\gamma$	5,49	5,7 с
5	${}^3_2\mathrm{He}+{}^3_2\mathrm{He} \to {}^4_2\mathrm{He}+2p$	12,86	10^6 лет
Итого	$4p \to {}^4_2\mathrm{He}+2e^+ +2\gamma+2\nu$	24,68	$1{,}4 \cdot 10^{10}$ лет
Углеродный цикл			
6	$p+{}^{12}_6\mathrm{C} \to {}^{13}_7\mathrm{N}+\gamma$	1,94	$1{,}3 \cdot 10^7$ лет
7	${}^7_3\mathrm{N} \to {}^{13}_6\mathrm{C}+e^+ +\nu$	1,20	7 мин
8	$p+{}^{13}_6\mathrm{C} \to {}^{14}_7\mathrm{N}+\gamma$	7,55	$2{,}7 \cdot 10^6$ лет
9	$p+{}^{14}_7\mathrm{N} \to {}^{15}_8\mathrm{O}+\gamma$	7,30	$3{,}2 \cdot 10^8$ лет
10	${}^{15}_8\mathrm{O} \to {}^{15}_7\mathrm{U}+e^+ +\nu$	1,73	82 с
11	$p+{}^{15}_7\mathrm{N} \to {}^{12}_6\mathrm{C}+{}^4_2\mathrm{He}$	4,97	$1{,}1 \cdot 10^5$ лет
Итого	$4p \to {}^4_2\mathrm{He}+2e^+ +3\gamma+2\nu$	24,69	$3{,}2 \cdot 10^8$ лет

Примечание: Q — энергия, выделяющаяся в данной реакции, τ — среднее время реакции.

в результате завершения того и другого цикла четыре протона превращаются в ядро гелия-4: $4p \to \alpha$, и в каждом цикле выделяется приблизительно одинаковая энергия $\approx 24 \cdot 7$ МэВ [1]).

Большая часть энергии синтеза выделяется в форме кинетической энергии протонов и γ-излучения. Нейтрино уносят всего лишь $\approx 0{,}6$ МэВ.

Рассмотрим показанные на рис. 22.2 зависимости скорости выделения энергии ε (эрг/г · с) от температуры в недрах Солнца для водородного и углеродного циклов. Как видно, скорости выделения энергии для обоих циклов сравниваются при температуре $13 \cdot 10^6$ К; при больших значениях температуры значения ε для углеродного цикла значительно больше, чем для водородного.

1. Представленный в табл. 22.1 водородный цикл доминирует при сравнительно малой температуре. С ее ростом ($\approx 15 \cdot 10^6$ К) весьма вероятны реакции с участием ядер ^{3}He:

$$ {}^3_2\mathrm{He}+{}^3_2\mathrm{He} \to {}^4_2\mathrm{He}+p+p; \quad {}^3_2\mathrm{He}+{}^4_2\mathrm{He} \to {}^7_4\mathrm{Be}+\gamma; \tag{22.3} $$

[1]) Правда, если учесть процесс аннигиляции двух позитронов с двумя электронами в том и другом цикле (реакции 1, 2, 7, 11), то энергия каждого из них должна быть увеличена примерно на 2 МэВ.

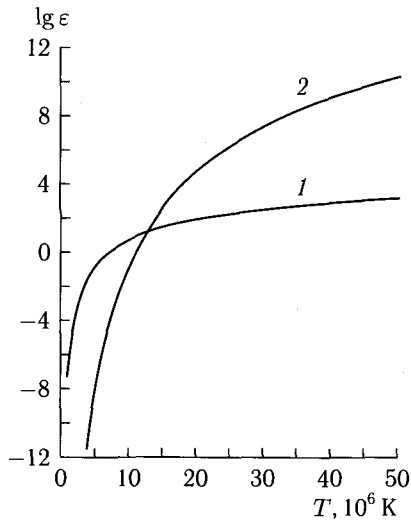


Рис. 22.2. Скорость выделения энергии ε (эрг/г. с.) в зависимости от температуры в недрах Солнца. Кривая *1* — в водородном цикле, кривая *2* — в углеродном цикле

если ядро ^{3}He, участвуя в первой из этих реакций, сгорает, то цепочка ядерных превращений на этом прекращается. Но если ^{3}He участвует во втором взаимодействии (22.3), то цепочка превращений может продолжаться двояко:

$$^7_4\mathrm{Be} + e^- \to {}^7_3\mathrm{Li} + \nu; \quad {}^7_3\mathrm{Li} + p \to 2^4_2\mathrm{He}$$

или

$$^7_4\mathrm{Be} + p \to {}^8_5\mathrm{B} + \gamma; \quad {}^8_5\mathrm{B} \to {}^8_4\mathrm{Be} + e^+ + \nu; \quad {}^8_4\mathrm{Be} \to 2^4_2\mathrm{He}. \qquad (22.4)$$

Испускаемое в цепи превращений (22.4) «борное» нейтрино, обладающее довольно высокой энергией в 7 МэВ, является удобным «индикатором» для изучения процессов термоядерного горения в недрах Солнца.

2. Отметим необычайно малое энерговыделение термоядерных реакций Солнца. Согласно расчету на 1 г вещества выход энергии равен 2 эрг/(с · г), что на пять порядков меньше энерговыделения в организме человека. Но благодаря колоссальной (по земным масштабам) массе Солнца полная мощность его излучения огромна, составляя $4 \cdot 10^{26}$ Вт. Благодаря его излучению каждую секунду его масса уменьшается на 4,3 млн т.

В «современном» Солнце реакция синтеза гелия из водорода происходит при температуре $\approx 15 \cdot 10^6$ К. Спустя четыре млрд лет весь водород в центре Солнца превратится в гелий. Дальнейший синтез ядер гелия в ядра углерода возможен при резком увеличении температуры (до 10^8 К), так как только при этом условии для ядер гелия, обладающих вдвое большими зарядами по сравнению с протонами, окажется возможным сближение между собой на расстояние, при котором преодолевается разделяющий их кулоновский барьер. Указанный рост температуры на два порядка и обеспечивается за счет отрицательной теплоемкости Солнца.

§ 22.5. Белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры

Характер синтеза в звезде зависит от ее массы, которая определяет значения гравитационных сил (чем больше масса звезды, тем выше степень сжатия вещества в ней и значение максимальной температуры в центральном слое) [19].

Согласно теоретическим оценкам в звезде с массой меньше $0{,}08M_\odot$ протекание термоядерных реакций невозможно (включая реакцию горения водорода). С ростом массы звезды до $0{,}3M_\odot$ возможно горение водорода, начиная с $0{,}7M_\odot$ — водорода и гелия, с $5M_\odot$ — водорода, гелия и углерода и т. д. (подробнее этот вопрос рассматривается ниже). Каждое очередное гравитационное сжатие звезды, приводящее к резкому повышению температуры, может сопровождаться выбросом вещества во внешнее пространство. После окончания всех циклов термоядерных процессов остается лишь центральная часть звезды, от ее массы зависит дальнейший ход эволюции этого небесного тела.

Если первоначальная масса звезды была меньше $8M_\odot$, то после завершения всех возможных процессов синтеза масса остаточного ядра может оказаться равной или меньшей $1M_\odot$. Процесс дальнейшего гравитационного сжатия этой звезды завершается ее превращением в стабильное небесное тело — *белый карлик*. Приведем его физические характеристики: температура поверхности равна 10^4 К, радиус $\sim 10^4$ км (соизмерим с радиусом Земли), плотность порядка 10^6 г/см^3.

Наблюдения показали, что белые карлики весьма распространены во Вселенной. В нашей галактике их насчитывается около 10^{10} и на них приходится примерно 10% от всей галактической массы.

Остановимся на причине устойчивости белого карлика указанной массы ($\approx 1M_\odot$). Его вещество представлено полностью ионизированными атомами; составляющие его «голые» атомные ядра окружены «облаком» вырожденного электронного газа.

Вырожденный газ отличается от классического идеального газа тем, что для частиц первого справедлив квантовомеханический принцип неразличимости одинаковых частиц. Из этого принципа для электронов, как и для других частиц с полуцелым спином — фермионов (например, нейтронов) вытекает принцип Паули, согласно которому в данном энергетическом состоянии может находиться лишь один фермион. Применительно к электрону в силу принципа Паули для каждого электрона существует минимальный объем пространства $\Delta\nu$, который он может занимать ($\Delta\nu = 10^{-30}$–10^{-32} см^3, при этом расстояние между электронами равно приблизительно 10^{-10} см) [1]).

Уменьшение объема $\Delta\nu$ под действием гравитационного давления невозможно. Каждый электрон в белом карлике сжат до предельного объема $\Delta\nu$, и потому внутреннее давление электронного газа уравновешивает гравитационное давление. Отметим, что давление вырожденного электронного газа не

[1]) Более подробно свойства вырожденного электронного газа описаны в книге [3], § 25.5.

зависит от температуры, а зависит только от плотности. Это связано с тем, что энергия квантованных движений электронов значительно превосходит энергию их тепловых движений.

Благодаря независимости плотности от температуры, потеря звездой энергии на излучение не сопровождается сжатием ее глубинной области. Поэтому гравитационное сжатие отсутствует и выделения добавочного тепла, которое было бы с ним связано, не происходит. Следовательно, температура в центре звезды не увеличивается и дальнейший термоядерный процесс становится невозможным.

Введем критическое значение массы звезды $M_{\text{кр}}$, названное *чандрасекаровским пределом*; при $M > M_{\text{кр}}$ гравитационное сжатие среды уже не может быть приостановлено силой давления вырожденного электронного газа. Согласно расчету

$$M_{\text{кр}} = \frac{5{,}75}{\chi^2} M_{\odot},$$

где χ — число нуклонов, приходящихся на один электрон. Для сравнительно легких ядер ($N \approx 2$) $\chi = 2$ и

$$M_{\text{кр}} = 1{,}44 M_{\odot}. \tag{22.5}$$

Рассмотрим случай, когда вырожденное ядро звезды после предшествующей эволюции обладает массой $M \approx M_{\text{кр}}$. При этом условии электронное вырождение преобразуется в так называемое релятивистское вырождение, связанное со значительным увеличением скорости электронов. Известно, что электроны, благодаря своей малой массе, способны сравнительно быстро ускоряться, и уже при энергиях в несколько кэВ могут считаться релятивистскими частицами (§ 3.2, 5.3). В ядрах с массой больше $1{,}44 M_{\odot}$ квантовое движение вырожденных электронов происходит уже при скоростях, близких к скорости света, что ограничивает их дальнейшее ускорение. В звезде с указанной сравнительно большой массой упругость газа оказывается недостаточной для противостояния возросшим гравитационным силам, что приводит к гравитационному коллапсу звезды. В процессе коллапса идет захват электронов протонами и вещество насыщается нейтронами, что завершается образованием звезды, называемой *нейтронной*.

Однако в вырожденном белом карлике возможно неустойчивое термоядерное горение, приводящее к ядерному взрыву, если его масса близка к чандрасекаровскому пределу.

Объясним причину взрыва такой звезды. Допустим, что в какой-либо точке вырожденного вещества, из которого состоит звезда, по той или иной случайной причине несколько выросла температура. Давление вещества при этом не возрастет, так как оно вырождено. Но благодаря увеличению температуры возрастет выделение термоядерной энергии, что приведет к дополнительному росту температуры. Но так как давление при этом не увеличивается, то газ не расширяется и не совершает работы против гравитационных сил. В условиях неограниченного роста температуры в конце концов происходит ядерный взрыв.

Если же звезда состоит из невырожденного вещества, то нагревание газа за счет усиления термоядерных реакций приведет к его расширению. Газ будет совершать работу против сил гравитации и охлаждаться, вследствие чего звезда будет по-прежнему стабильно существовать.

В белых карликах, массы которых заключены в пределах от $0{,}5M_\Theta$ до $1{,}4M_\Theta$ ядра состоят из углерода и кислорода. А при массе $M < 0{,}5M_\Theta$ — из гелия. Светимость белых карликов на два-четыре порядка меньше, чем у Солнца. Свечение белых карликов обеспечивается только за счет запаса тепловой энергии.

В результате взрывов белых карликов, массы которых близки к чандрасекаровскому пределу (22.5), обусловленных термоядерными реакциями, возникают так называемые вспышки сверхновых звезд I-го типа [1]); они отличаются низким содержанием водорода и подразделяются на два подтипа: Ia и Ib. В спектрах поглощения первых наблюдаются четкие линии кремния, а в спектрах вторых — линии гелия.

Если ядро обладает массой больше чандрасекаровского предела $1{,}4M_\Theta$, но меньше $3M_\Theta$ (называемого пределом Оппенгеймера–Волкова) и в его состав входят главным образом элементы группы железа, то эволюция звезды завершается; наступает гравитационный коллапс ее ядра, сопровождаемый сбрасыванием внешней звездной водородной оболочки. Описанное явление воспринимается наблюдателем как вспышка сверхновой звезды II-го типа, сопровождаемая испусканием интенсивной линии водорода. Как правило, сверхновые звезды II-го типа менее яркие по сравнению со звездами I-го типа. Вспышки сверхновых II типа имеют место и при рассматриваемом ниже гравитационном коллапсе сердцевины массивных ядер.

Для космологических наблюдений используется излучение сверхновых типа Ia. Одна из основных причин такого предпочтения связана с тем, что сверхновые этого типа являются особенно яркими (к вопросу о светимости сверхновых мы вернемся в § 22.6). К тому же сверхновые типа Ia хорошо изучены теоретически.

В процессе коллапса железного ядра формируется нейтронная звезда, в которой противостоят друг другу силы гравитационного притяжения и огромные силы давления вырожденного нейтронного вещества. Образование последнего связано с тем, что нейтроны подобно электронам являются фермионами, подчиняясь принципу Паули, в соответствии с которым лишь один нейтрон может находиться в данном энергетическом состоянии.

Сжатие массивной сердцевины звезды, находящейся на завершающей стадии эволюции, приводит к гигантскому возрастанию температуры (до миллиардов градусов Кельвина), при которой начинается развал атомных ядер на нейтроны и протоны. Протоны, поглощая электроны, превращаются в нейтроны. Благодаря сильному сжатию между нейтронами в соответствии с принципом Паули возникают мощные силы отталкивания, которые удерживают

[1]) Часто употребляется упрощенный термин «вспышка сверхновой».

гравитационные силы, что приводит к образованию устойчивой нейтронной звезды.

При коллапсе звездного ядра в нейтронную звезду ее размер уменьшается от 10^5–10^6 км до ≈ 10 км, а средняя плотность резко возрастает (см. ниже текст петитом). Температура нейтронной звезды постепенно уменьшается от начальной порядка 10^{11} до 10^6 К за время около миллиона лет.

Благодаря малым размерам и небольшой светимости обнаружение нейтронной звезды оптическими методами затруднительно. Однако ее можно обнаружить по испускаемому ею радиоизлучению. Дело в том, что, как правило, нейтронная звезда быстро вращается, что связано со следующей причиной. Исходная звезда до сброса своей водородной оболочки обычно обладает относительно большим угловым моментом $I\omega$, где I — момент инерции звезды, ω — ее угловая скорость вращения. При резком уменьшении размера звезды уменьшается и значение I. Момент импульса может быть сохранен лишь при достаточно быстром возрастании скорости осевого вращения.

Энергия вращения звезды преобразуется в направленное радиоизлучение. Такую звезду часто называют радиопульсаром.

Первая нейтронная звезда была открыта в 1967 г. в Кембриджской обсерватории. Это открытие позволило установить существование во Вселенной объектов с очень высокими плотностями. К настоящему времени открыто приблизительно 1200 нейтронных звезд, большинство из них — в пределах нашей галактики.

На рис. 22.3 показано радиальное распределение плотности вещества в нейтронной звезде радиусом $R = 15$ км. В глубинном слое звезды, обозначенном цифрой *1*,

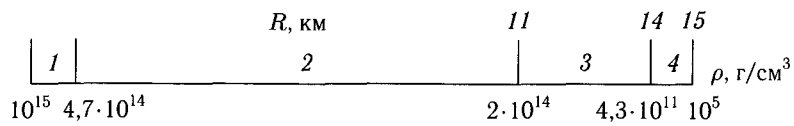


Рис. 22.3. Диаграмма распределения плотности вещества ρ в нейтронной звезде радиусом $R = 15$ км

плотность ρ достигает громадного значения порядка 10^{15} г/см^3. Предполагают, что в состав сердцевины звезды помимо нейтронов входят пионы и гипероны, возможно образование пионного конденсата (см. в [3] § 7.6), а также возникновении гиперонной и кварк-глюонной плазмы) [1]. В срединной части звезды (слой *2*) плотность по мере роста R постепенно уменьшается до значения $2 \cdot 10^{14}$ г/см^3, этот слой состоит в основном из вырожденных нейтронов в жидкой фазе. В пределах слоя *3* плотность с ростом R продолжает уменьшаться достигая значения $4{,}3 \cdot 10^{11}$ г/см^3 при $R = 14$ км. Слой *3* состоит из ядер в твердой фазе с повышенной концентрацией нейтронов. Область *4* обладает кристаллической структурой, сформированной ядрами и вырожденными электронами. Граничный относительно тонкий слой ($R \approx 15$ км)

[1] Существует предположение, что в первые мгновения (до 10^{-5} с) после Большого взрыва во Вселенной также было возможно образование кварк-глюонной плазмы.

представлен плотно упакованными атомами. На периферии звезды $\rho = 10^5$ г/см^3,, что на десять порядков меньше плотности в ее глубинной части.

Согласно предсказаниям ОТО, звезды, обладающие железными ядрами с высокой концентрацией нейтронов, масса которых в конце эволюции превышает $3M_\Theta$, в результате релятивистского коллапса образуют так называемые *черные дыры*. Дело в том, что давление этих частиц неспособно скомпенсировать гравитационное давление, что и приводит к резкому сжатию звезды. Образующееся небесное тело было названо черной дырой [1]) по той причине, что оно способно лишь поглощать падающее на него излучение, тогда как обратный процесс испускания любых сигналов становится невозможным. Согласно теории, черная дыра продолжает сжиматься до тех пор, пока не превратится в точку с бесконечной плотностью (называемой сингулярностью). В некотором отношении сингулярность черной дыры аналогична сингулярности Большого взрыва.

Существует предельное расстояние от черной дыры, достигнув которого фотон оказывается «схваченным». Это расстояние называется горизонтом события или сферой Шварцшильда. Если фотон находится на расстоянии, большим горизонта события, то для него в принципе существует возможность ухода из окрестности звезды. Если же фотон находится на горизонте события, то он уже не в состоянии его покинуть, он попадает в пределы черного тела и исчезает для внешнего мира.

Основные характеристики рассмотренных небесных тел трех типов приведены в табл. 22.2.

Таблица 22.2

Характеристики звезд различной массы

Масса звезды	$M < 1{,}4M_\Theta$	$M \leqslant 3M_\Theta$	$M > 3M_\Theta$
Тип звезды	Белый карлик	Нейтронная звезда	Черная дыра
Размер звезды R, км	10^4	10	30
Плотность в центре звезды ρ, т/см^3	1	10^9	10^9

Число релятивистских объектов с надежно определенными массами к настоящему времени составляет несколько десятков (в том числе выявлены массы 18 черных дыр).

1. Обнаружить черную дыру можно лишь опосредованно — по воздействию ее мощного гравитационного поля на движение окружающих тел и по распространению излучения. При условии, что видимая звезда образует с черной дырой систему двух небесных тел возможен эффективный метод обнаружения последней.

Приведем пример. Космический объект Лебедь XI состоит из двух тел с периодом вращения 5,6 суток. Одно из них представляет собой голубой гигант с массой $22M_\Theta$, а второе — невидимый объект с массой $8M_\Theta$. Предполагается, что он является

[1]) Название «черная дыра» было предложено Уиллером в 1967 г.

черной дырой, так как при столь большой массе это небесное тело нельзя считать нейтронной звездой. Из видимого объекта в невидимый происходит «перетекание» газа, что сопровождается его нагреванием. При попадании в невидимое небесное тело газ испускает пульсирующее рентгеновское излучение. Оно может быть зарегистрировано наблюдателем в околоземном космическом пространстве (но не в атмосфере Земли, в которой рентгеновские лучи полностью поглощаются).

2. Еще один своеобразный и загадочный космический объект, названный *квазаром*, был открыт в 1963 г. Квазар — внегалактическое образование, испускающее излучение огромной мощности в оптической радио и рентгеновской областях спектра. Светимость квазара 10^{45}–10^{48} эрг/с.

§ 22.6. Массивные звезды

Перейдем к обсуждению термоядерных реакций в массивных звездах ($M > 10M_{\odot}$). Благодаря отрицательной теплоемкости затраты энергии на излучение сопровождаются ростом температуры в звездном ядре, что создает условия для протекания непрерывных последовательных процессов термоядерного синтеза. Так, водородное горение, рассмотренное в § 22.4, сменяется горением ядер гелия. Их слияние приводит к образованию ядер бериллия-8:

$$^4\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} \rightarrow {}^8\mathrm{Be} + \gamma - 0{,}09 \text{ МэВ}.$$

Ядро ^{8}Be неустойчивое, его время жизни имеет порядок 10^{-16} с. Но благодаря высокой плотности ядер гелия до распада ядра ^{8}Be на два ядра гелия оно с большой вероятностью может вступить во взаимодействие с α частицей $^8\mathrm{Be} + {}^4\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + \gamma + 7{,}37$ МэВ, в результате которого образуется стабильное ядро углерода-12.

Горение гелия, связанное с повышением температуры, приводит к расширению зоны термоядерных реакций. Рост темпа излучения сопровождается увеличением внешнего периферийного слоя звезды на несколько порядков, в результате чего температура в этом слое понижается. Спектральный состав звезды изменяется, в нем резко усиливается красная составляющая, что означает «перемещение» звезды с главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга–Ресселя в область красных гигантов или сверхгигантов. В частности, превращение Солнца в красный гигант должно произойти, согласно расчету, через 5 млрд лет.

Горение гелия и образование в центре звезды углерода сопровождается достаточно кратковременной остановкой реакций синтеза. Вновь усилившееся гравитационное сжатие приводит к росту температуры и, следовательно, к увеличению кинетической энергии ядер гелия. При достаточно высоком ее значении ядра гелия смогут, преодолевая электростатическое отталкивание ядер углерода-12, вызвать реакцию

$$^4\mathrm{He} + {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{16}\mathrm{O} + \gamma + 7{,}16 \text{ МэВ},$$

приводящую к образованию стабильного ядра кислорода-16.

Стадии эволюции, подобные описанным, продолжаются и далее по такому же сценарию.

Ход эволюции элементов в массивной звезде отражен данными, приведенными в табл. 22.3.

Таблица 22.3

Характеристики стадий эволюции тяжелой звезды ($M > 10M_\odot$)

Плотность в центре звезды, г/см^2	Элемент	Температура в центре звезды, К	Продолжительность горения
$1–10^2$	Водород	$(4–8) \cdot 10^7$	7 млн лет
$10^3–10^4$	Гелий	$(2–3) \cdot 10^8$	500 тыс. лет
10^5	Углерод	10^9	600 лет
10^6	Кислород	$5 \cdot 10^9$	6 месяцев
$10^6–10^7$	Кремний	$(3–5) \cdot 10^9$	1 сутки

Чем больше порядковый номер элемента, участвующего в соответствующей термоядерной реакции, тем выше температура и давление в центре массивной звезды.

Пройдя все стадии термоядерного синтеза, эволюция массивной звезды завершается взрывом сверхновой.

Время термоядерных процессов в недрах звезды до стадии горения кремния с последующим образованием атомных ядер группы железа занимает, согласно данным табл. 22.3, миллионы лет. Дальнейшие процессы идут стремительно. Продолжительность горения кремния составляет всего сутки, при этом в центральной части звезды образуется слой железа, окруженный кремниевой оболочкой, за пределами которой на периферии звезды продолжается синтез более легких элементов.

В центральной «железной» части звезды термоядерный синтез прекращается по отмеченной выше причине (поскольку ядра группы железа обладают максимальной удельной энергией связи). Однако железная сердцевина продолжает нагреваться из-за гравитационного сжатия за счет выделяющейся при этом гравитационной энергии. В железной сердцевине звезды при температуре $5 \cdot 10^9$ К возникают реакции расщепления атомных ядер железа, приводящие к множественному образованию нейтронов, протонов, ядер гелия, и идут под действием слабых сил реакции с испусканием нейтрино типа

$$(A, Z) + e^- \to (A, Z - 1) + \nu_e.$$

Эти реакции эндотермические, приводящие к некоторому охлаждению сердцевины звезды. Давление в ней, отчасти за счет давления вырожденного электронного газа, становится недостаточным для противостояния гравитационным силам. Начинается во все убыстряющемся темпе падение внешних слоев на центральную часть звезды — происходит коллапс.

Температура в начале коллапса в сердцевине звезды равна $10^9–10^{10}$ К при плотности $10^8–10^{11}$ г/см^3. Благодаря увеличению кинетической энергии

частиц вещества, падающего на центральную часть звезды, происходит рост скорости горения ее периферийных областей. Содержащийся в ней кислород при температуре 10^9–10^{10} К выгорает в течение нескольких минут.

Заключительная стадия коллапса происходит в особенно высоком темпе. В течение нескольких секунд температура в сердцевине звезды достигает 10^{11}–10^{12} К при плотности вещества 10^{14}–10^{15} г/см^3.

Создаются условия для интенсивно протекающего процесса превращения протонов в нейтроны

$$p + e^- \to n + \nu_e. \tag{22.6}$$

Пройдя все стадии термоядерного синтеза, эволюция массивной звезды завершается вспышкой сверхновой; при взрыве освобождается гигантская энергия, равная 10^{51}–10^{54} эрг, большая ее часть уносится нейтрино. В центре звезды образуется нейтронная сердцевина, сжатая до ядерной плотности.

Если до взрыва светимость звезды была крайне низка и ее не всегда удавалось зарегистрировать, то после вспышки светимость этого небесного тела резко увеличивается. Излучение сверхновой в максимуме светимости в единицу времени соизмеримо со светимостью некоторых галактик, состоящих из огромного числа «обычных» звезд.

Взрыв порождает в «нагретом» периферийном слое звезды нуклеосинтез (называемый более полно взрывным нуклеосинтезом), в процессе которого образуются мощные потоки нейтронов, интенсивно поглощаемые ядрами. В результате этих процессов возникают быстро текущие ядерные реакции, приводящие к образованию элементов с массовыми числами более 60, в число которых входят и трансураны (более полно этот процесс рассматривается в § 22.7).

Обычно светимость сверхновой сравнительно быстро убывает. На рис. 22.4 сверху приведены две фотографии свечения (*а*, *б*), отмеченные стрелками. Вторая фотография получена через девять месяцев после первой. За это время блеск звезды резко уменьшился. Внизу приведен график падения светимости. Как видно, светимость уменьшается по экспоненциальному закону с уменьшением в два раза за 55 дней. По характеру спада светимости можно предположить, что она формируется излучением радионуклидов с различными временами жизни, образующимися в процессе взрыва сверхновой. В данном случае определяющую роль сыграл, по-видимому, трансурановый элемент калифорний-254, период полураспада которого как раз равен 55 дням.

Взрывы сверхновых относятся к редким событиям. Так, в нашей галактике за сто лет происходит в среднем 3–4 вспышки сверхновых. Суммарное число наблюдений таких событий не достигает сотни, причем они относятся преимущественно к далеким галактикам.

В результате потери значительной части вещества сверхновой «остаточное» небесное тело представляет собой либо нейтронную звезду, если масса исходной звезды приходится на интервал $10M_\Theta$–$40M_\Theta$, либо черную дыру, если $M > 40M_\Theta$.

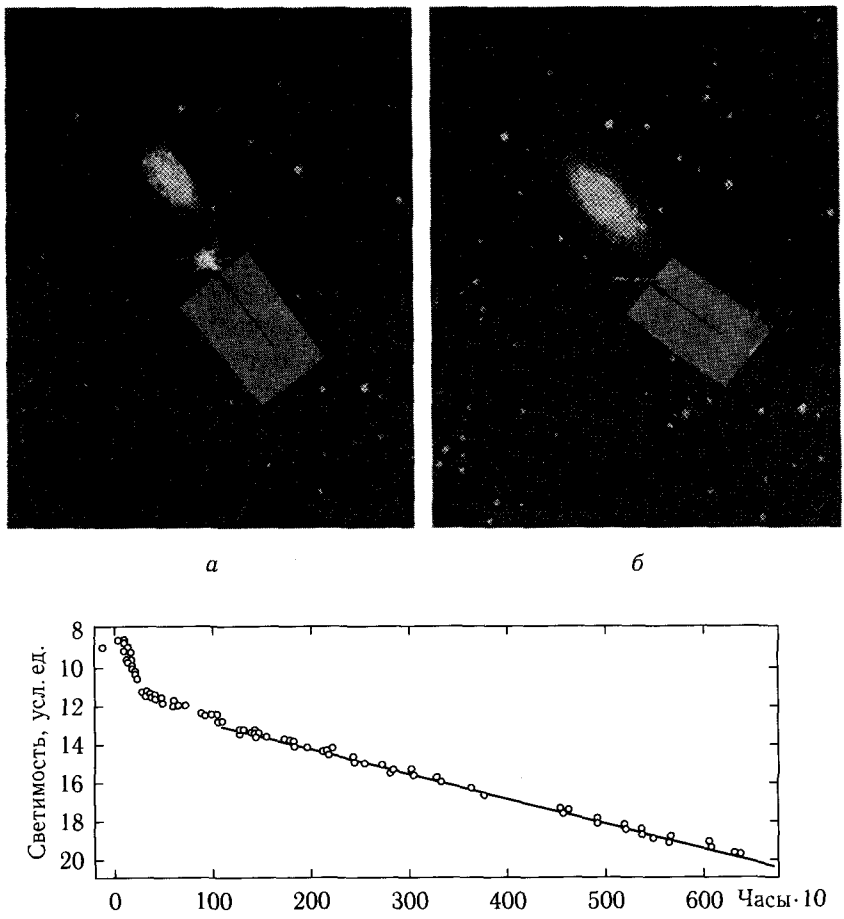


Рис. 22.4. Сверху две фотографии светимости сверхновой (отмечены стрелками), вторая сделана через 9 месяцев после первой. Внизу приведен график падения светимости

Из рассеянных в пространстве фрагментов взорвавшегося небесного тела постепенно под действием сил тяготения формируются звезды второго поколения, в состав которых уже входит целый ряд элементов, отсутствовавших первоначально в исходной звезде. Наше Солнце является именно звездой второго поколения.

§ 22.7. Распространенность химических элементов в природе. Их происхождение

Выше мы убедились, что наиболее распространенными химическими элементами в природе являются водород и гелий. Если критерием распространенности считать процентное содержание числа ядер, то на долю водорода и гелия приходится 91% и 8,2% ядер соответственно, тогда как доля остальных ядер составляет всего 0,8%. Поскольку процесс нуклеосинтеза

во Вселенной сопровождается непрерывным уменьшением водорода и гелия, то приведенные цифры распространенности элементов свидетельствуют, что современная Вселенная должна считаться «весьма молодой» (в космических масштабах времени).

Однако роль всех элементов, включая «редкие», в развитии мира очень велика, и поэтому данной проблеме уделяется большое внимание. Вопрос о распространенности химических элементов и их изотопическом составе нами уже частично рассматривался (см. § 7.5 и табл. 7,1). Здесь мы обобщим и несколько расширим приведенную выше информацию.

На рис. 22.5 показана диаграмма распространенности нуклидов во Вселенной в зависимости от массового числа A, построенная Зюссом и Юри.

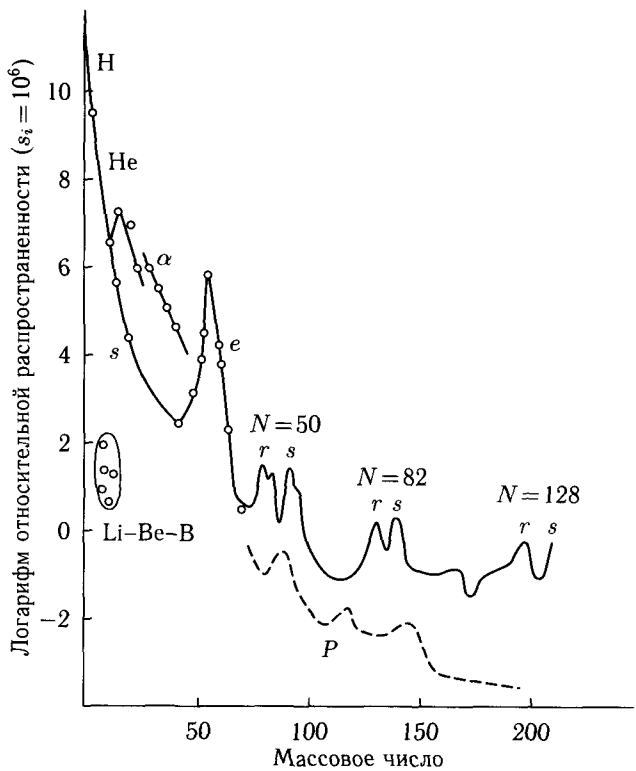


Рис. 22.5. Распространенность элементов во Вселенной по данным Зюсса и Юри

По оси ординат отложены значения логарифма распространенности, причем распространенность кремния положена равной 10^6. Диаграмма построена на основании информации о составе земной атмосферы, литосферы, метеоритов, Луны, атмосфер звезд (включая Солнце) и пр.

Согласно данным диаграммы вслед за высокой распространенностью H и He следует резкий спад, минимум которого занимают легкие ядра Li, Be, B. Распространенность следующих нуклидов на много порядков выше, однако с ростом массового числа наблюдается понижение распространенности

(группы α и s), которые сменяются максимумом, называемым железным (его образуют Fe, Co, Ni, составляющие группу e). Далее с ростом массового числа наблюдается понижение кривой, приходящееся на средние нуклиды (A — 65–100). Правее этого интервала расположен ряд тяжелых нуклидов ($A > 100$) характеризуемых распространенностью одного порядка. В зоне $A > 70$ выделяются три парных максимума, их правые пики соответствуют ядрам с магическими числами нейтронов 50, 82 и 126. Однако высота этих максимумов меньше высоты железного максимума.

Ниже основной кривой расположена выделенная пунктиром зона p, соответствующая нуклидам, распространенность которых еще на два-три порядка меньше. Эти нуклиды называются «обойденными».

Отметим также, что распространенность четно-четных нуклидов больше по сравнению с соседними нуклидами, обладающими нечетным числом нуклонов.

Перечисленные особенности распространенности элементов и их происхождение могут быть объяснены с помощью современных представлений ядерной физики [18]. Так, отмеченная особенность расположения соседних нуклидов, носящая «пилообразный» вид, нами фактически объяснена выше (см. пп. 7.5.2 и 8.1.1); она связана с эффектом их спаривания (см. также рис. 7.8 и 8.1). Принято выделять следующие процессы нуклеосинтеза в звездах, идущие с участием легких и средних ядер.

1. Уже знакомые нам *углеродные* и *водородные циклы*, являющиеся основными источниками энергии звезд.

2. α-процесс, представляющий собой термоядерное взаимодействие либо между α-частицами (ядрами гелия), либо между частицами, состоящими (в модельном представлении) из α-частиц. Допустим, что α-частица приобрела кинетическую энергию, достаточную для преодоления кулоновского барьера углерода-12. В таком случае возможен α-процесс:

$$^4\mathrm{He} + {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{16}\mathrm{O} + \gamma + 7{,}16 \text{ МэВ},$$

приводящий к образованию стабильного ядра кислорода-16.

В ядрах с $A > 12$ возможен последовательный захват α-частиц:

$$^{12}\mathrm{C} \xrightarrow{\alpha} {}^{16}\mathrm{O} \rightarrow {}^{20}\mathrm{Ne} \rightarrow {}^{24}\mathrm{Mg} \rightarrow {}^{28}\mathrm{Si},$$

а также термоядерные реакции

$$^{12}\mathrm{C} + {}^{12}\mathrm{C} \quad \text{и} \quad {}^{16}\mathrm{O} + {}^{16}\mathrm{O}.$$

3. e-процесс, состоящий их последовательных актов синтеза ядер железа, кобальта и др., образующих «железный пик», возникающий в условиях термодинамического равновесия ($T \sim 3 \cdot 10^9$–10^{10} К). Термоядерный синтез завершается, как мы знаем, на ядре железа. Изменение характера распространенности химических элементов в интервале правее железного максимума свидетельствует об ином механизме образования тяжелых нуклидов по сравнению с механизмом образования легких и средних нуклидов.

Элементы с массовыми числами, превышающими значение A для железного максимума, образуются, в основном, под действием нейтронов. Это объясняется тем, что энергетический кулоновский барьер, который приходится преодолевать в процессе термоядерного синтеза заряженным частицам, для нейтронов не имеет значения. Нейтроны в свою очередь являются продуктами других ядерных реакций, в которых участвуют и заряженные частицы. Для полноты картины заметим, что большая часть тяжелых ядер испытывает β-распад, что также сказывается на распространенности химических элементов.

Формирование тяжелых элементов осуществляется главным образом в (n, γ) реакциях:

$$(A, Z) + n \to (A + 1) + \gamma, \tag{22.7}$$

обеспечивающих последовательный захват свободных нейтронов. Исходными ядрами являются, по-видимому, ядра группы железа, поскольку последовательное протекание реакций типа (22.7) с более распространенными в природе ядрами — ^{12}C, ^{16}O и др. маловероятен из-за их чрезвычайно малых сечений радиационного захвата нейтронов.

Различают два процесса, идущих под действием свободных нейтронов.

1. *s-процесс* заключается в медленном захвате нейтронов ядрами [1]). Этот процесс может сопровождаться β^--распадом, но α-распад практически невозможен, так как у рассматриваемых ядер относительно велики кулоновские барьеры.

Условия, необходимые для интенсивного протекания s-процесса, состоят в следующем: ядерные реакции с образованием нейтронов возможны в веществе при температуре более 10^8 K; плотность нейтронов в среде должна составлять 10^8–10^{10} см$^{-3}$; эти два условия должны выполняться в звезде в течение относительно длительного промежутка времени (не менее нескольких лет), так как только в таком случае в результате последовательного захвата нейтронов могут возникнуть тяжелые ядра. Наконец, возникающие при s-процессе ядра должны покидать звезду и уходить в межзвездное пространство, не участвуя в новых ядерных реакциях.

Перечисленные условия существуют в красных гигантах.

В качестве подходящих источников нейтронов с необходимой температурой $> 10^8$ K, участвующих в s-процессах, пригодны различные ядерные реакции, например

$$^{13}\mathrm{C} + \alpha \to {}^{16}\mathrm{O} + n; \quad {}^{13}\mathrm{C} + \gamma \to {}^{12}\mathrm{C} + n.$$

Допустим, что ядро $(A + 1)$, возникшее в реакции (22.7), нестабильно. Если значения плотности нейтронов укладываются в указанных выше пределах, то для такого ядра вероятность β^--распада будет превалировать над вероятностью захвата нейтрона. Обозначим среднее время жизни ядра до захвата

[1]) s — от слова slow (англ.) — медленный.

им нейтрона $\tau_{n\gamma}$, а относительно β^--распада τ_β. В s-процессе выполняется «сильное» неравенство

$$\tau_{n\gamma} \gg \tau_\beta. \tag{22.8}$$

Здесь учтено, что вероятность данного процесса в единицу времени обратно пропорциональна соответствующему среднему времени жизни.

За достаточно продолжительное время s —процесс может обеспечить образование любых тяжелых ядер вплоть до висмута-83. В ядрах с порядковыми номерами от 84 до 89 стабильные изотопы отсутствуют. Поэтому существование в природе ядер тория ($Z = 90$) и урана ($Z = 92$) можно объяснить, если только предположить, что они образуются в результате достаточно быстрого захвата свободных нейтронов указанными промежуточными нестабильными ядрами (см. ниже).

Образующимся в s-процессе ядрам на диаграмме ядерной стабильности (рис. 10.3) соответствуют «узкая дорожка» (s-трек) близ линии β-стабильности. Эти ядра являются либо долгоживущими, либо стабильными. Пример образования таких ядер показан на рис. 22.6.

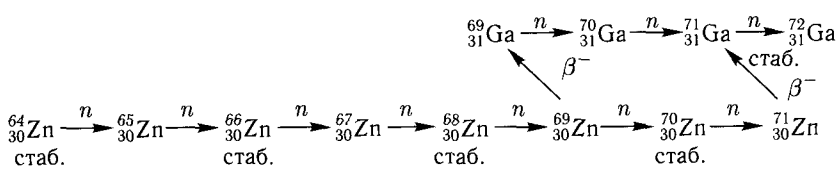


Рис. 22.6. Схема образования изотопов элементов с $Z = 30$–31 в процессе s-распада: → — захват нейтронов; ↓ — β^--распад. Стабильные изотопы отмечены индексом «стаб»

2. *r-процесс* представляет собой быстрый захват нейтронов [1]). Благодаря присоединению нескольких нейтронов ядро становится неустойчивым и распадается. В r-процессе для средних времен жизни $\tau_{n\gamma}$ и τ_β выполняется неравенство, обратное неравенству (22.8):

$$\tau_{n\gamma} \ll \tau_\beta,$$

т. е. вероятность захвата нейтрона значительно превышает вероятность его β^--распада.

r-процесс эффективно протекает при плотностях потока нейтронов порядка (10^{24}–10^{30}) частиц/(см^2 · с), возникающих, главным образом, на начальном этапе вспышки сверхновой звезды.

Рассмотренный вкратце в § 22.6 взрывной нуклеосинтез как раз идет по схеме r-процесса. Остановимся на информации об источниках нейтронов, обеспечивающих возможность этого процесса. В результате «быстрого» (за десятые доли секунды) воздействия расходящейся ударной волны на оболочку горения гелия создаются условия для протекания реакции

$$^{22}\mathrm{Ne} + {}^4\mathrm{He} \rightarrow {}^{25}\mathrm{Mg} + n.$$

[1]) r — от слова rapid (англ.) — быстрый.

Возникающие нейтроны и участвуют во взрывном нуклеосинтезе. В недрах сверхновых, насыщенных нейтронами, также возможен r-процесс. Предполагают, что образованные в глубинных слоях элементы выносятся на периферию звезды через ее участки, разогретые нейтрино.

Сформированные первоначально в r-процессе ядра сильно перегружены нейтронами. Например, в исходном ядре ^{232}Pb содержится на 24 нейтрона больше по сравнению с устойчивым ядром ^{208}Pb. Испытывая последовательные β^--распады при неизменном массовом числе, такие нейтроноизбыточные ядра превращаются в конце концов в стабильные либо долгоживущие в отношении β^--распада ядра, образуя на диаграмме ядерной стабильности «тонкую дорожку» (r-трек). Последний расположен ниже s-трека.

В r-процессе преодолевается упомянутый выше разрыв стабильных изотопов в интервале порядковых числе 84–89. Так, ядро тория-232 ($Z = 90$) возникает вследствие серии последовательных β^--распадов ядра свинца-232 ($Z = 82$). Помимо тория благодаря r-процессу образуются ядра с $Z > 90$ — протактиний, уран и трансураны.

3. Представляет интерес обсуждение роли s- и r-процессов в формировании упомянутых выше трех сдвоенных максимумов на кривой распространенности элементов, расположенных правее железного максимума (см. рис. 22.5). Особенность правых пиков в каждом из сдвоенных максимумов состоит в том, что ядра, ответственные за их возникновение, содержат магические числа нейтронов, равные соответственно 50, 82 и 126. Эти стабильные высокоустойчивые ядра образуются в s-процессе.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Уравнение, описывающее изменение числа ядер $N(A)$ с массовым числом A в s-процессе, возникающих в единицу времени, имеет вид

$$\frac{dN(A)}{dt} = N(A-1)\cdot\nu\cdot\sigma_{n\gamma}(A-1) - N(A)\cdot\nu\cdot\sigma_{n\gamma}(A). \qquad (22.9)$$

Здесь $N(A-1)$ — числа ядер с массовым числом $A-1$, ν — поток нейтронов, $\sigma_{n\gamma}(A)$ и $\sigma_{n\gamma}(A-1)$ — сечения захвата нейтронов ядрами с массовыми числами A и $A-1$ соответственно. Первый член в (22.9) справа определяет число ядер с массовым числом A, возникающих в единицу времени, второй — исчезновение этих ядер.

При более полном описании s-процесса в правую часть уравнения (22.9) следует ввести со знаком минус еще третий член: $\lambda_\beta N(A)$, учитывающий исчезновение в единицу времени ядер A в результате β^--распада; сомножитель $\lambda_\beta = 1/\tau_\beta$ — вероятность (n,β)-реакции. В настоящем случае нас интересуют стабильные ядра, для которых $\tau_\beta = 0$, поэтому член $\lambda_\beta N(A)$ также следует положить равным нулю.

При стационарном процессе $\dfrac{dN_A}{dt} = 0$, и согласно уравнению (22.9)

$$\frac{N_A}{N_{A-1}} = \frac{\sigma_{A-1}}{\sigma_A},$$

т. е. в рассматриваемом случае числа ядер N_A и N_{A-1} обратно пропорциональны соответствующим сечениям захвата. Так как сечения радиационного захвата нейтронов магическими ядрами существенно меньше, чем для соседних ядер, то распространенность первых должна быть значительно больше вторых.

Пики, смещенные влево от рассмотренных «магических» пиков, обязаны своим происхождением r-процессу. Участвующие в нем ядра по мере захвата нейтронов приближаются по своему составу к магическим ядрам. Рост числа нейтронов в ядрах в составе левых пиков сопровождается увеличением вероятности их β^--распада и, следовательно, падением значений τ_β. В определенный момент возникает чередование двух актов: после захвата нейтрона ядро испытывает β^--распад, затем ядро с возросшим на единицу порядковым номером захватывает нейтрон, испытывая далее β^--распад и далее в той же последовательности. Эти преобразования приводят к смещению местоположения ядер на диаграмме ядерной стабильности «вверх», т. е. в сторону линии стабильности.

Однако приближение к ней имеет своим следствием превышение в единицу времени числа захвата нейтронов над числом их β^--распада. Скорость r-процесса увеличивается, и за счет поглощения все новых нейтронов образуются ядра с относительно большими массовыми числами. Причем число протонов в таких ядрах оказывается несколько меньшим, чем у ядер, относящимся к соседним правым пикам. Рассмотрим, например, самую правую пару пиков, соответствующих свинцу ($Z = 82$, $N = 126$) и платине ($Z = 78$, $N = 117$). Число протонов в составе ядра платины «попадает» на околомагическую область, будучи однако на четыре единицы меньше, чем у ядра свинца (см. также [11],[23]).

Таким образом, левые пики в каждом из сдвоенных максимумов, образованные благодаря r-процессу, смещены на диаграмме распространенности элементов в сторону меньших значений массового числа по сравнению с правыми пиками, связанными с s-процессом.

4. p-Процессы свойственны обойденным ядрам: ^{14}Se, ^{78}Kr, ^{92}Mo, ^{96}Ru и др., которые по массам можно отнести к категориям средних и тяжелых. Образование этих ядер за счет захвата нейтронов вообще невозможно. В качестве примера рассмотрим варианты образования этого ядра в γ- и s-процессах. В первом случае его возникновение невозможно из-за того, что цепочка β-распадов заканчивается на стабильном ядре циркония-92:

$$^{92}_{39}\mathrm{Y} \xrightarrow{\beta^-} {}^{92}_{40}\mathrm{Zr} \not\xrightarrow{\beta^-} {}^{92}_{41}\mathrm{Nb} \xrightarrow{\beta^-} {}^{92}_{42}\mathrm{Mo}.$$

Образование ядра $^{92}_{42}$Mo в s-процессе также невозможно, поскольку стабильное ядро циркония-91, захватив нейтрон, также превращается в стабильное ядро циркония-92:

$$^{91}_{40}\mathrm{Zr} + n \to {}^{92}_{40}\mathrm{Zn} + \gamma.$$

По-видимому, обойденные ядра возникли или в результате реакции (p, γ), или в реакциях с нейтрино, испускаемых при взрыве сверхновых звезд.

Особо остановимся на процессах образования группы легких ядер $^{6}_{3}\mathrm{Li}$, $^{9}_{4}\mathrm{Be}$, $^{10,11}_{5}\mathrm{B}$. В дозвездный период или в звездах эти ядра образоваться не могли. Скорее всего они сформировались в ядерных реакциях фрагментации в составе космических лучей. Это предположение основано как на соответствующих расчетах, так и на данных наблюдений. Мы вернемся к этому вопросу в § 23.1.

Существует предположение, что легкие ядра могут возникать также за счет нейтринного нуклеосинтеза, когда звезды испытывают гравитационный коллапс и в их окрестностях возникают нейтринные потоки большой мощности.

§ 22.8. Возможная конечная судьба Вселенной

Как мы установили в § 20.6, Вселенная является открытой-плоской, либо же в ней существуют очень малые отклонения от евклидовой геометрии. Если, например, плотность Вселенной равна $2\rho_k$, то $L \approx 3 \cdot 10^9$ пс $\approx 10^{23}$ км. Установить столь малую искривленность практически невозможно. Однако близ черной дыры вполне может быть значительная искривленность пространства [1]).

Какова судьба открытой (т. е. плоской) Вселенной? Проследим ее возможное развитие. Этот вариант представляет, очевидно, наибольший интерес. Когда запасы ядерной материи будут исчерпаны, окончится звездный период эволюции Вселенной, он завершится, согласно оценкам спустя 10^{14} лет. Первыми погаснут массивные звезды, их ожидает превращение в нейтронные звезды и черные дыры.

Звезды с массой соизмеримой с массой Солнца, проживут дольше, например, «время жизни» Солнца, как указывалось, составит около 5 млрд лет, после чего оно превратится в белый карлик. Более длительное существование ожидает звезды с массой существенно меньшей солнечной.

Галактики прекратят свое существование спустя 10^{18}–10^{19} лет. Большая часть материи окажется рассеянной в межгалактическом пространстве, а приблизительно десятая часть попадет в черные дыры, которые, в свою очередь, начнут соединяться между собой, так что в пределах каждого из пространств, занимаемых раньше галактиками, возникнут гигантские черные дыры.

Нуклоны, составляющие ядерную материю, под действием X- и Y-бозонов — переносчиков сил Великого объединения, распадутся на фотоны, нейтрино, электроны и позитроны, причем аннигиляция последних окажется невозможной из-за ничтожного содержания в пространстве остатков материи.

Массивные черные дыры начнут объединяться в сверхмассивные галактические черные дыры, которые «медленно» начнут испаряться; описанный

[1]) Если бы Вселенная обладала положительной искривленностью, то была бы закрытой, и в таком случае ее расширение должно прекратиться, сменившись сжатием в точку. Возможно, что за этим последовал бы новый Большой взрыв. Итак, закрытая Вселенная должна быть пульсирующей.

процесс закончится через 100^{100} лет. На конечном этапе эволюции Вселенная будет представлять собой пустыню, заполненную крайне разряженным фотонно-лептонным газом.

Утешением для человечества на фоне этой мрачной перспективы является тот факт, что ныне Вселенная находится, как отмечалось выше, в «юном» (или, возможно, в «зрелом») возрасте, она «наполнена» светящимися звездами, весьма вероятно, что будут образовываться новые звезды, возможно, что существует жизнь в различных небесных закоулках», и в иных, чем на Земле, формах.

В заключение отметим, что нам не дано знать замыслы Творца этого мира. Может быть, дальнейшие перспективы развития Вселенной будут выглядеть совсем иначе, чем мы ныне можем предполагать.

Глава 23

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ПРОЦЕССЫ ИХ ТРАНСФОРМАЦИИ В АТМОСФЕРЕ

§ 23.1. Важнейшие свойства первичного космического галактического излучения

Честь открытия космического излучения принадлежит В. Ф. Гессу. В 1912 г. Гесс, поднимая ионизационную камеру над земной поверхностью на борту воздушного шара, обнаружил, что по мере увеличения высоты скорость счета прибора возрастает. Дальнейшие исследования позволили установить, что это излучение неземного происхождения и обладает высокой энергией. Открытое Гессом излучение и получило название космического (или, более полно, галактических космических лучей, ГКЛ). Однако полномасштабное изучение их свойств до середины прошлого века вследствие ограниченности возможностей подъемных средств было сосредоточено в основном в узком интервале от уровня моря до высоты гор (3–5 км); затем, после освоения в 50–60-х годах 20-го столетия воздухоплавателями стратосферных высот, — до верхней границы стратосферы и, наконец, в процессе освоения космического пространства в последующие десятилетия, — за пределами атмосферы.

Начальные сведения о космических лучах мы привели в гл. 4. Ниже содержится более подробная информация об их свойствах.

Поток первичных космических галактических лучей практически изотропен и до входа в земную атмосферу равен 1 частице/(см^2 · с). Плотность энергии ГКЛ составляет около 1 эВ/см^3, что приблизительно совпадает с суммарной энергией электромагнитного излучения звезд, теплового движения газа в межзвездном пространстве и магнитного поля нашей Галактики. Энергия ГКЛ охватывает диапазон в 15 порядков от 10^6 эВ до 10^{21} эВ. Частицы ГКЛ с кинетической энергией более 10^{10} эВ обладают быстро убывающим спектром (рис. 23.1), описываемым формулой

$$N = N_0 E^{-\gamma},$$

где N_0 — константа, $\gamma \approx 2{,}7$ при $E < 10^{15}$ эВ и ≈ 3 при $E > 10^{15}$ эВ.

Интенсивность потока ГКЛ особо высоких энергий очень невелика. Например, площадки в 10 км^2 в течение года достигает около одной частицы с $E \geqslant 10^{20}$ эВ.

Считается, что первичные космические лучи имеют химический состав, совпадающий с химическим составом звездного вещества. При перемещении

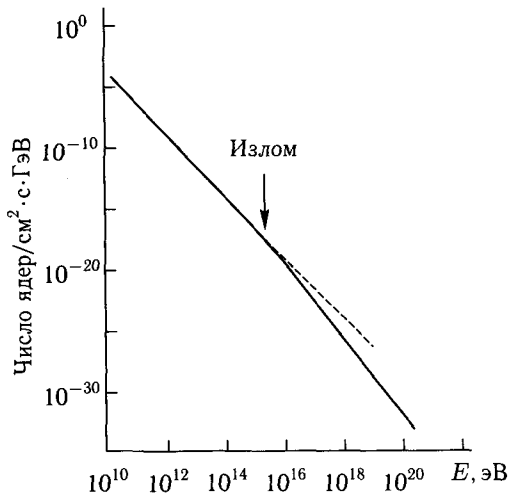


Рис. 23.1. Дифференциальный энергетический спектр ядерной компоненты первичных галактических космических лучей

в межзвездном пространстве состав космических лучей изменяется. Значительную роль в этом играет фрагментация (см. § 14.7). Так, космические частицы, сталкиваясь с ядрами водорода, расщепляются на фрагменты — ядра Li, Be, B, Sc, V и др.

В состав первичного космического излучения входят протоны, ядра с $Z \geqslant 2$, электроны, γ-кванты, различного типа нейтрино, позитроны, антипротоны. По числу частиц протоны составляют около 94%, ядра гелия около 4%, тяжелые ядра 1%, электроны, γ-кванты — меньше одного процента, антипротоны меньше 0,01 процента.

Принято подразделять ядерную компоненту ГКЛ на следующие зарядовые группы: p (протоны, дейтроны, тритоны, $Z = 1$), α-ядра ^{4}He, ^{3}He, ($Z = 2$); ядра L-группы ($3 \leqslant Z$, $Z \geqslant 5$); ядра M группы ($6 \leqslant Z$, $Z \geqslant 9$); ядра H-группы ($10 \leqslant Z$, $Z \geqslant 26$); ядра VH-группы ($Z > 26$).

ГКЛ являются объектами нетеплового происхождения. В самом деле, энергия теплового движения частиц равна приблизительно 10^5 эВ, что значительно меньше приведенной выше энергии частиц ГКЛ в околоземном космическом пространстве.

На рис. 23.2 сравнивается химический состав космических лучей в околоземном пространстве (вне атмосферы Земли) с химическим составом Галактики (определенным главным образом по содержанию элементов в Солнечной системе и метеоритах). Для нормировки графиков содержание водорода на Солнце и в космических лучах приравнены между собой. В общих чертах графики подобны, различаясь, однако, тем, что в космических лучах наблюдается повышенное содержание тяжелых ядер и аномально высокое содержание ядер L-группы. Так, на одно ядро L-группы в космических лучах приходится 650 ядер водорода, а в Галактике — $3 \cdot 10^8$! Поток ядер с $Z \geqslant 2$, так же как и протонов, электронов и позитронов, изменяется с ходом солнечной актив-

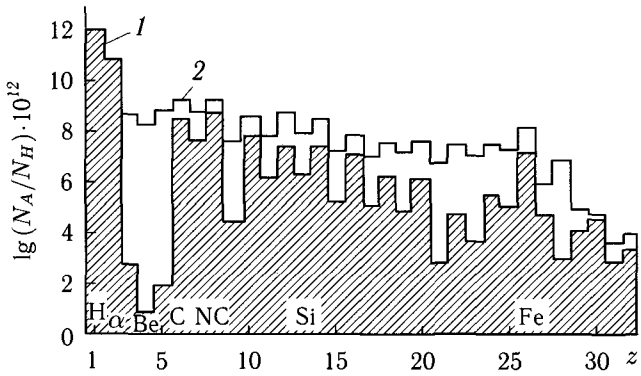


Рис. 23.2. Химический состав первичного космического излучения при энергии $E \sim 4$ ГэВ/нуклон. Для сравнения приведены аналогичные сведения по Галактике: *1* и *2* — данные галактические и космические соответственно. Нормировка — по содержанию водорода

ности; это изменение может достигать, в зависимости от энергий, нескольких сотен процентов.

Точной версии об источниках ГКЛ не имеется. Считается весьма вероятным, что ГКЛ генерируется при вспышках сверхновых звезд. Другими вероятными их источниками являются радиогалактики и квазары. Расчет показывает, что для поддержания наблюдаемой плотности энергии ГКЛ (напомним, что она равна 1 эВ/см^3) достаточно передачи им лишь нескольких процентов от взрыва сверхновой звезды. Заряженные частицы-протоны, α-частицы и более тяжелые ядра, а также электроны и позитроны, выбрасываемые при таком взрыве, далее ускоряются в межзвездных магнитных и электрических полях до наблюдаемых энергий (см. ниже).

Считается, что в составе ГКЛ отсутствуют частицы, попавшие в пределы нашей Галактики извне. Все их свойства можно объяснить, полагая, что они возникают лишь в пределах последней и длительное время удерживаются в ней. Это связано с тем, что силовые линии межзвездных магнитных полей обладают весьма запутанными конфигурациями; попадая в такие поля, заряженные частицы ГКЛ перемещаются по сложным траекториям, напоминающим траектории диффундирующих молекул воздуха. Благодаря этому время пребывания частиц ГКЛ в пределах галактики составляет для большинства из них, в согласии с приводимой в конце этого параграфа, оценкой десятки миллионов лет.

Частицы сверхвысоких энергий слабо отклоняются галактическими магнитными и электрическими полями и относительно быстро вытекают в межгалактическое пространство. Вполне вероятно, что этим объясняется излом в спектре ядерной компоненты ГКЛ при $E = 3 \cdot 10^{15}$ эВ (см. рис. 23.1).

Остановимся коротко на механизмах ускорения космических частиц. Основной механизм их ускорения, по-видимому, связан с передачей им энергии ударных волн, возникающих при расширении оболочек сверхновых звезд. Процессы последующего ускорения частиц многообразны и эффективно идут не только в межзвездных полях, но и в магнитосферах звезд (включая

Солнце) и планет. Например, временной рост напряженности магнитного поля в космической среде приводит к возникновению индукционного вихревого электрического поля (бетатронного эффекта, см. п. 5.3.7), ускоряющего космические частицы.

Более подробно механизмы их ускорения рассматриваются в специализированных книгах, посвященных физике космических лучей, например, в [5,14].

Обсудим вопрос о продолжительности существования ядер ГКЛ. Для получения верхней оценки их времени жизни исходят из предположения, что в течение своего существования космические частицы движутся в среде с равномерной плотностью ρ, проходя при этом путь l, равный, согласно расчету, ~ 5 г/см^2. Значение ρ для средней плотности галактического межзвездного газа равно приблизительно $1{,}5 \cdot 10^{-26}$ г/см^2. В таком случае верхняя оценка времени жизни частиц ГКЛ составляет

$$T_{\text{ГКЛ}} = \frac{l}{\rho c} = \frac{5}{1{,}5 \cdot 10^{-26} \cdot 3 \cdot 10^{10}} \approx 10^{16} \text{ с} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ лет}.$$

Здесь предполагается, что скорость движения частиц v близка к скорости света в вакууме c.

Полученное значение $T_{\text{ГКЛ}}$ считается мерой времени, в течение которого космические частицы существуют в Галактике.

Состав первичного потока солнечных космических лучей (СКЛ) значительно отличается от состава первичного потока ГКЛ. Так, в потоке СКЛ содержание протонов составляет 98–99%, гелия — около 1,5%. Еще значительно меньше вклад более тяжелых ядер. Как упоминалось в гл. 4, состав СКЛ соответствует приближенно составу солнечной атмосферы. Пример спектрального энергетического распределения частиц с $Z \geqslant 2$ в СКЛ показан на рис. 23.3. Как видно, в состав СКЛ входят ядра ^{4}He, ^{16}O, ^{56}Fe, причем плотность потока ядер убывает с ростом их массового числа.

Наблюдаемые время от времени в космическом пространстве высокоэнергетические компоненты солнечного корпускулярного излучения, как правило, связаны с хромосферными вспышками на Солнце (§ 4.4). В качестве примера на рис. 23.4 представлены дифференциальные энергетические спектры протонов и электронов СКЛ, зарегистрированные за пределами земной атмосферы. Приведенные экспериментальные данные в области энергии больше 1 МэВ могут быть с достаточно высокой точностью аппроксированы степенной функцией $E^{-\gamma}$ с показателем спектра γ от 2 до 2,6; в области энергии 1 МэВ наклон спектра протонов резко меняется.

Сравнение спектров на рис. 23.1 и 23.4 свидетельствует, что средние энергии частиц ГКЛ значительно больше, чем частиц СКЛ. Энергии последних изменяются в пределах от 10^5 до 10^{11} эВ.

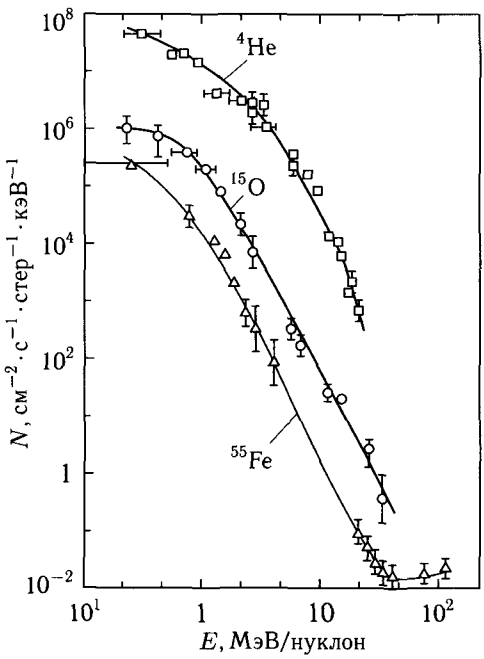


Рис. 23.3. Дифференциальные энергетические спектры ядер ^{4}He, ^{16}O, ^{56}Fe солнечного происхождения вне атмосферы Земли

§ 23.2. Магнитное поле Земли и геомагнитные явления

Магнитное поле Земли можно уподобить полю нецентрального диполя. Существование этого поля объясняется наличием токов, циркулирующих в жидком металлическом ядре Земли. Силовые линии геомагнитного поля сходятся на геомагнитных полюсах, северном и южном, почти совпадающих с географическими полюсами.

Дипольный характер магнитного поля Земли сохраняется до высот, равных примерно $3R_3$, (R_3 — средний радиус Земли, равный 6380 км). На больших расстояниях геомагнитное поле сильно искажается потоком заряженных частиц, исходящих от Солнца и образующих так называемый солнечный ветер. Средняя его скорость вблизи орбиты Земли — 400 км/с, а плотность — 10 частиц/см^3. Часть этих частиц захватывается магнитным полем, и область, занятая магнитным полем, называется *магнитосферой Земли*. Магнитосфера несферична, она сильно вытянута в сторону, противоположную направлению на Солнце. С дневной стороны поток частиц солнечного ветра сжимает геомагнитное поле, искажая его дипольный характер. На ночной стороне силовые линии магнитного поля вытягиваются в протяженный магнитный хвост. Можно отметить в магнитосфере три радиационных пояса (рис. 23.5, *а*). Эти пояса образуются путем захвата элементарных заряженных частиц из солнечного ветра магнитными силовыми линиями, образующими своеобразные магнитные ловушки (рис. 23.5, *б*) в месте сгущения магнитных

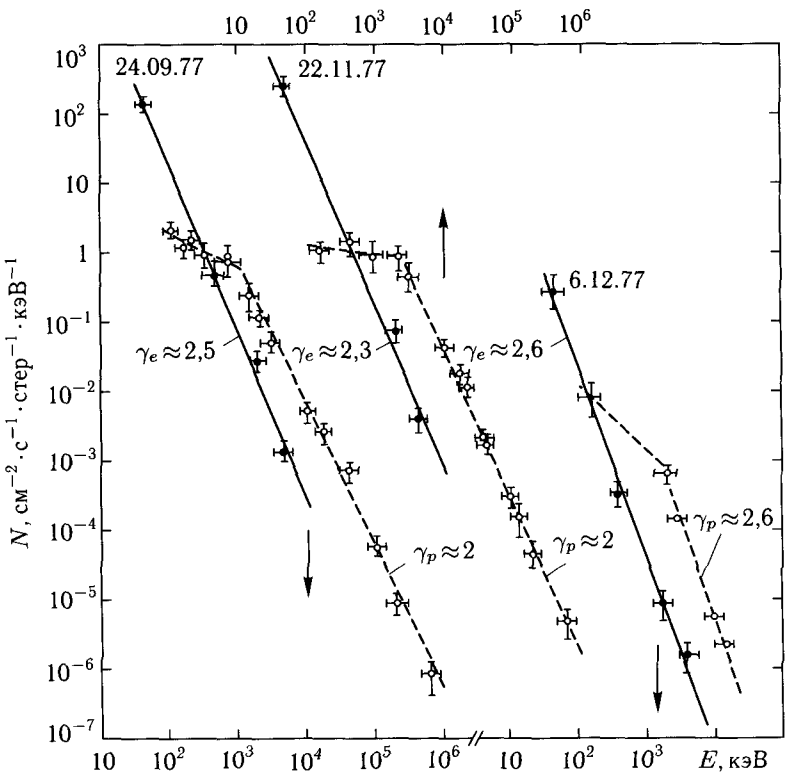
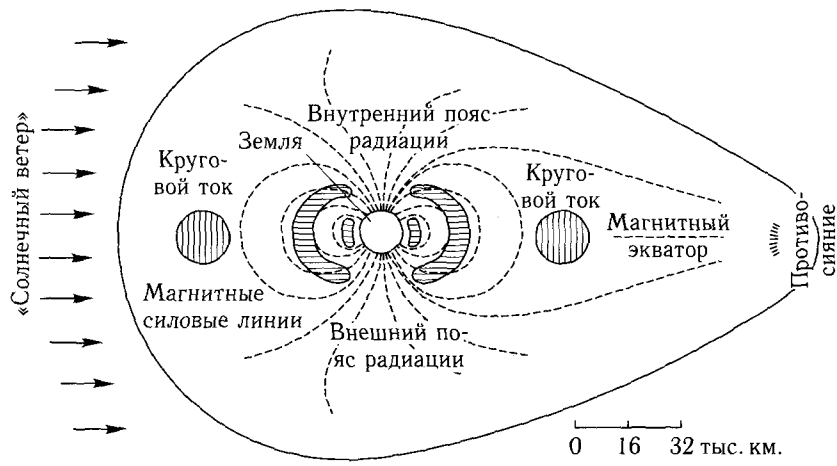


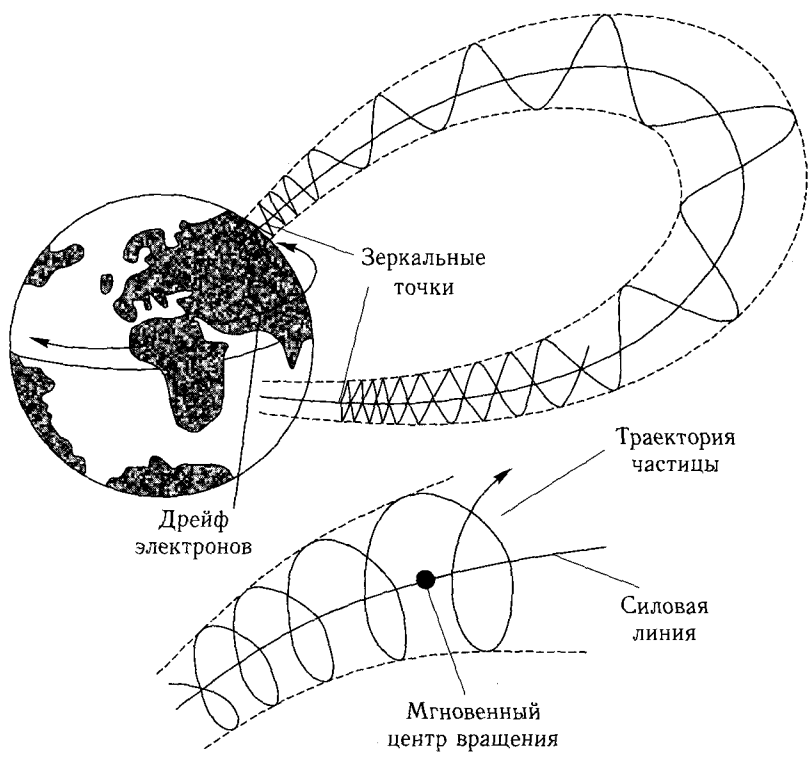
Рис. 23.4. Дифференциальные энергетические спектры протонов и электронов СКЛ вне атмосферы Земли: ●, ○ — данные, полученные с помощью ИСЗ «Прозноз-6» для электронов и протонов соответственно; γ_p и γ_e — показатели степенного представления спектра для протонов и электронов; стрелкой указана энергетическая шкала для соответствующей вспышки

силовых линий. Внутренний пояс простирается от 2400 до 5600 км, второй внешний пояс — от 12000 до 20 000 км; пояса состоят из протонов и электронов различных энергий. На высоте 50 000–60 000 км расположен третий пояс, представляющий кольцевой электронный ток силой до 10^7 А.

Остановимся теперь на условиях достижения заряженными частицами существенно меньших (околоземных) высот. В полярных областях заряженные частицы, движущиеся в направлении Земли, отклоняются минимально, двигаясь почти параллельно силовым линиям магнитного поля Земли и плотность их потока максимальна. В области экватора заряженные частицы отклоняются наиболее значительно, двигаясь почти перпендикулярно силовым линиям геомагнитного поля и плотность потока этих частиц минимальна. Как видно, на заданную широту близ Земли с данного направления могут попадать лишь заряженные частицы с энергией больше некоторого энергетического порога (эффект геомагнитного обрезания), характеризуемого так называемой *жесткостью геомагнитного обрезания* R, выражаемого либо в гигаэлектронвольтах (ГэВ), либо в пропорциональных этой величине гигавольтах (ГВ). Таким образом, геомагнитное поле является естественным магнитным



а



б

Рис. 23.5. Магнитосфера с радиационными поясами (*а*) и траектория заряженной частицы внутри радиационного пояса (*б*)

спектрометром; его действие таково, что в область экватора проходят частицы с энергией больше 15–17 ГэВ, тогда как в районы полюсов могут проникать и частицы сравнительно малых энергий.

Существуют разрешенные и запрещенные направления прихода заряженных частиц в данную точку земной атмосферы. Этим направлениям соответствуют области, имеющие вид соосных конусов с углом раствора, определяемым отношением импульса и заряда частицы. Области разрешенных и запрещенных направлений разделены так называемой областью пенумбры, состоящей из чередующихся разрешенных и запрещенных направлений.

В настоящее время для расчета жесткости геомагнитного обрезания используют численные методы интегрирования уравнения движения частиц в реальном магнитном поле. Так как движение частиц вблизи точки с заданной жесткость обрезания носит сложный характер и осуществляется в пространстве, включающем область пенумбры, вводят эффективную жесткость геомагнитного обрезания

$$R = R_r - \int_{R_m}^{R_r} J(R)\, dR,$$

где R_r и R_m — наименьшая и наибольшая жесткости для разрешенной и запрещенной орбит соответственно; $J(R)$ равно 1 и 0 соответственно для разрешенных и запрещенных направлений в области пенумбры.

С учетом изложенного были рассчитаны значения жесткости геомагнитного обрезания, охватывающие геомагнитные широты λ всего земного шара (рис. 23.6).

Зависимость интенсивности космических частиц от геомагнитной широты носит название *широтного эффекта*. С ростом λ в интервале экватор—средние широты значения плотности потока частиц сравнительно резко возрастают, сменяясь при $\lambda > 52°$ слабой зависимостью от широты (примеры широтного эффекта см. в § 23.5).

Экспериментально установлено, что интенсивность космического излучения, идущего с запада, больше, чем с востока. Этот эффект называют *азимутальной или восточно-западной асимметрией*. Его открытие рассматривалось в свое время как указание на то, что частицы, входящие в состав первичного космического излучения, заряжены положительно.

Как широтный эффект, так и азимутальная симметрия зависят от высоты, увеличиваясь с ее ростом (соответствующие примеры см. ниже). Эта тенденция указывает на то, что близ поверхности Земли космическое излучение представлено «потомками» первичных частиц особенно больших энергий, сравнительно слабо отклоняемых в магнитном поле [23].

Интенсивность космических галактических лучей коррелирует с 11-летними вариациями солнечной активности. Последнюю принято характеризовать коэффициентом модуляции K, изменяющимся от 0,3 в период минимума солнечной активности до 2,5 в период ее максимума. Периодические изменения интенсивности фонового космического излучения связаны со следующими

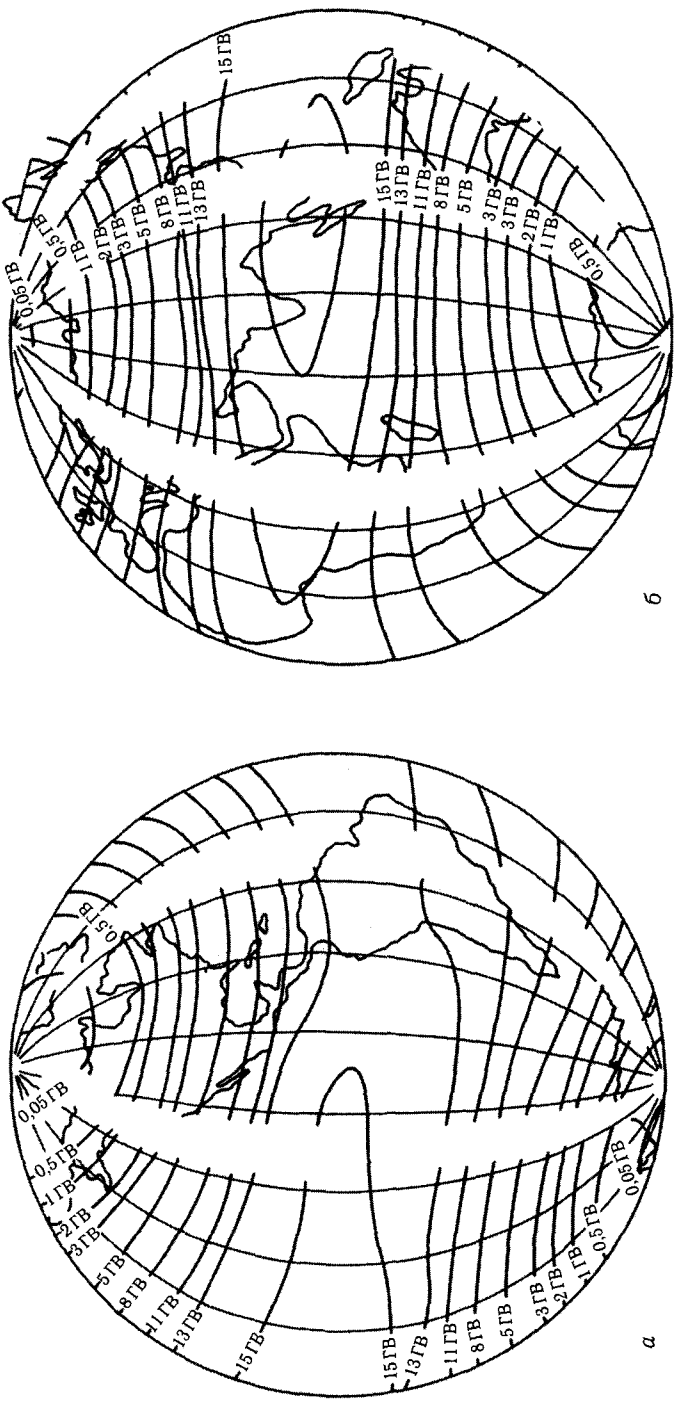


Рис. 23.6. Карты изолиний жесткости геомагнитного обрезания: *а* и *б* — западное и восточное полушарие Земли соответственно

эффектами. На магнитное поле Земли накладывается магнитное поле Солнца, которое усиливается с ростом активности и ослабляется с ее уменьшением, В первом случае экранирующее воздействие магнитного поля Солнца на поток галактических частиц возрастает, что сопровождается снижением его интенсивности (явление «выдавливания» этих частиц). Наоборот, во втором случае ослабление магнитного поля Солнца сопровождается увеличением интенсивности потока космических частиц.

§ 23.3. Качественное представление о процессах взаимодействия первичного космического галактического излучения (ГКЛ) в атмосфере Земли

Как говорилось, первичный поток космических частиц состоит в основном из протонов, которые и будем считать ответственными за образования последующих поколений частиц. Процессы взаимодействия в атмосфере первичных частиц другой природы мы рассмотрим ниже.

Следует различать первичные протоны с относительно небольшой энергией (от сотен МэВ) до единиц ГэВ) и высокоэнергичные протоны с энергией порядка десяти и более ГэВ.

Сталкиваясь с ядрами атомов атмосферы, первичные протоны с относительно невысокой энергией вызывают ядерные расщепления, сопровождающиеся испусканием вторичных нуклонов меньшей энергии. Вторичные протоны могут вызывать новые расщепления, однако значительная часть их энергии расходуется на ионизацию атомов атмосферы. Нейтроны участвуют в упругих соударениях, замедляются и в конце концов захватываются ядрами атомов воздуха.

Под действием высокоэнергичных протонов в атмосфере также происходит расщепление ядер воздуха, однако значительная часть их энергии расходуется на образование релятивистских частиц различного сорта, называемых ливневыми; среди них преобладают пионы; наряду с ними испускаются нуклоны, каоны и другие адроны (ядерно-активные частицы, см. табл. 2.1). Высокоэнергичный протон при соударении с ядром в среднем теряет около половины своей энергии, не меняя сколько-нибудь значительно направления своего первоначального движения (его принято называть лидирующей частицей). Длина свободного пробега высокоэнергичного протона равна ≈ 80 г/см^2; так как толщина атмосферы составляет около 1000 г/см^2, то частица-лидер при прохождении через нее может испытать более десяти столкновений с ядрами, каждое из которых будет сопровождаться образованием ливневых частиц. Остаточная энергия первичного протона затрачивается на выбивание нуклонов и возбуждение конечного ядра, распад которого сопровождается испусканием протонов, нейтронов, α-частиц и т. д. Напомним, что перечисленные процессы были рассмотрены в §§ 14.7 и 14.8. Частицы, возникающие в процессе генерации первичного излучения, образуют так называемый *ядерный каскад* (рис. 23.7).

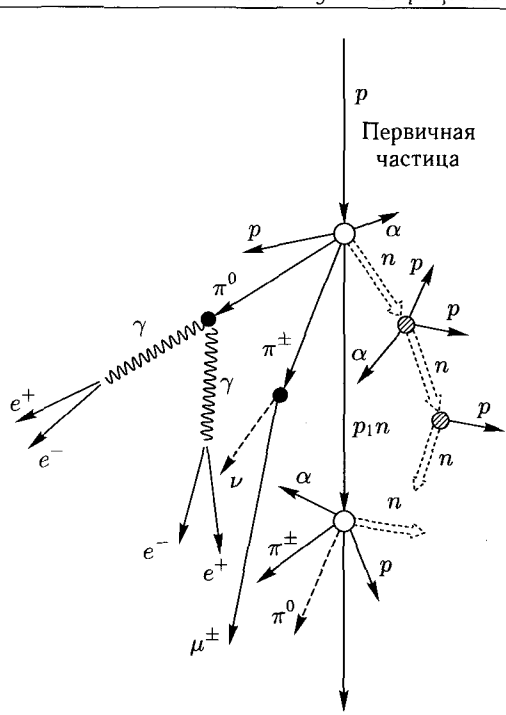


Рис. 23.7. Схема взаимодействия космических частиц с ядрами атомов атмосферы: ○ — точки взаимодействия лидирующих частиц; ⊘ — точки, в которых образуются частицы сравнительно невысокой энергии; ● — точки распада пионов, приводящие к образованию электронно-фотонных ливней. Обозначения: p — протоны; π^+, π^-, μ^+, μ^-, e^+, e^- — положительно и отрицательно заряженные пионы, мюоны, электроны соответственно; n —нейтроны; ν — нейтрино; π^0 — нейтральные пионы, α — альфа-частицы

Особо следует остановиться на процессах генерации пионов. Судьба заряженного пиона зависит от его энергии. Если она достаточно велика (более 200 ГэВ), то он благодаря релятивистскому замедлению времени способен не распадаясь пройти путь, соизмеримый с пробегом первичного протона высокой энергии (80 г/см^2) и участвовать в размножении ядерно-активных частиц. Пионы с указанной энергией могут генерироваться лишь первичными протонами и другими адронами с энергией $\geqslant 10^4$–10^5 ГэВ.

В конце концов π^+-мезоны испытывают распад $\pi^+ \to \mu^+ + \nu(\widetilde{\nu})$, генерируя мюонную компоненту. Образующиеся релятивистские мюоны обладают высокой проникающей способностью [1]), что объясняется двумя причинами: у мюона, как у всякой релятивистской частицы, малы ионизационные потери; из-за сравнительно большой массы покоя мюона ($m_\mu \gg m_e$) для него невелики и радиационные потери.

Судьба нейтрального пиона однозначна: благодаря исключительно малому времени жизни ($\approx 10^{-16}$ с), он распадается на два релятивистских γ-кванта

[1]) Например, наблюдения показали, что заметная часть потока мюонов проходит через слой воды толщиной в 1 км.

в непосредственной близости от места своего образования. Торможение этих фотонов приводит к возникновению электронно-позитронных пар, аннигилирующих, в свою очередь, в γ-кванты и т. д. В результате рассмотренных процессов образуется электронно-фотонная компонента вторичного излучения — электронно-фотонный ливень, начинающий формироваться с самой ранней стадии развития ядерного каскада. Помимо нейтральных пионов электронно-фотонная компонента может порождаться и лептонными продуктами распада мезонов. Размножение электронно-фотонного ливня, протекающее весьма бурно, продолжается до тех пор, пока энергия электронов и позитронов не уменьшается до критической (для воздуха она равна приблизительно 72 МэВ).

Таким образом, образованные под действием первичных протонов последующие поколения частиц можно подразделить на ядерно-активную (адронную), мюонную и электронно-фотонную компоненты.

Каскад частиц, состоящий из генетически связанных между собой электронов, нейтронов, мюонов и других частиц, называют широким атмосферным ливнем. Поперечный размер ливня у поверхности Земли может достигать нескольких километров. Наблюдение ливня осуществляется с помощью системы включенных на совпадение счетчиков разного типа, расставленных на достаточно протяженной площади.

Изучение интенсивности потоков протонов в широтных атмосферных ливнях и их спектров позволило установить, что в составе первичных космических лучей встречаются протоны с энергиями до 10^{20}–10^{21} эВ, о чем упоминалось выше (§ 23.1)

Интенсивность галактических космических лучей на поверхности Земли примерно в сто раз меньше, чем на границе атмосферы; в приземном слое они состоят главным образом из мюонов, нейтронов и электронно-фотонной компоненты. На уровне моря в средних широтах плотность их потока (в числе частиц/(см^2 · с) приблизительно равна: $1{,}7 \cdot 10^{-2}$ для мюонов, $1{,}2 \cdot 10^{-2}$ для нейтронов и $0{,}7 \cdot 10^{-2}$ для электронов и γ-квантов.

Процессы генерации и поглощение ядерно-активной компоненты сопровождаются различными ядерными реакциями, за счет которых в атмосфере поддерживается равновесное содержание так называемых космогенных нуклидов: ^{3}H, ^{7}Be, ^{14}C, ^{22}Na и др. На двух из них — тритии (^{3}H) и радиоуглероде (^{14}C), играющих важную роль в природе, остановимся подробнее. Эти космогенные нуклиды возникают под действием нуклонов. В частности, радиоуглерод образуется в результате ядерной реакции между замедлившимся в атмосфере нейтроном и ядром атома азота:

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + n \rightarrow {}^{14}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{1}\mathrm{H}.$$

Углерод-14 испытывает β-распад и вновь превращается в азот: $^{14}_{6}\mathrm{C} \rightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} + \beta^{-}$. Характерная особенность углерода-14 — огромный период полураспада, равный 5730 годам. Как известно, углерод является существенной частью органических веществ и участвует в обмене между живой и неживой природой. Одним из результатов обмена является присутствие ^{14}C во всех живых организмах в качестве малой

примеси к углероду ^{12}C. Изотоп ^{3}H нестабилен и с периодом полураспада 12,3 года распадается по схеме:

$$^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}_{2}\mathrm{He} + \beta^{-}.$$

Средняя энергия β-излучения равна 5,69 кэВ.

Тритий хорошо растворим в воде. После образования в атмосфере большая часть трития участвует в гидрологическом цикле. Основными «хранилищами» этого изотопа являются крупные реки и моря.

Остановимся теперь на особенностях прохождения через атмосферу ядер галактического происхождения с $Z \geqslant 2$.

На основании наблюдательных данных можно считать, что соотношение интенсивностей ядер различных зарядовых групп на границе атмосферы составляет:

$$N_p : N_\alpha : N_L : N_M : N_H = 1300 : 9 : 4 : 2 : 7 : 4,$$

где N_p, N_α, N_L, N_M, N_H — интенсивности частиц p-, α-, L-, M-, H-групп соответственно.

Проходя через атмосферу, многонуклонные ядра фрагментируются на более простые образования. Их распространение можно описать генетической схемой:

H	M	L	α
$\downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow$
$H \rightarrow$	$M \rightarrow$	$L \rightarrow$	α
$\downarrow\downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow$
$L\alpha$	α	α	α

Здесь использованы введенные выше обозначения зарядовых групп. Стрелками показаны возможные переходы частиц из одной группы в другую. Переходы типа $i \rightarrow i$ указывают на такую фрагментацию ядер, при которой они остаются в составе данной группы.

Ядра с $Z \geqslant 2$ обладают относительно большим сечением взаимодействия, их свободные пробеги значительно меньше, чем у элементарных частиц, вследствие чего такие ядра существуют лишь в верхних слоях атмосферы. Практически все тяжелые ядра на высотах более 18–20 км либо расщепляются на осколки (главным образом на протоны и α-частицы) или же в результате потерь энергии на ионизацию поглощаются.

Остановимся на особенностях проникновения солнечных космических лучей (СКЛ) в атмосферу. Как указывалось, частицы солнечного происхождения обладают сравнительно низкими энергиями (порядка десятых долей, единиц и десятков МэВ). Поэтому, проходя через атмосферу, они образуют главным образом вторичные нуклоны, тогда как процесс образования пионов, порождающих электронно-фотонную компоненту, играет относительно

малую роль. За редчайшими исключениями СКЛ не достигают тропосферных высот. Однако на больших высотах интенсивность СКЛ может значительно (на несколько порядков) превышать интенсивность фона ГКЛ.

§ 23.4. Моделирование процессов прохождения космического излучения через атмосферу Земли

23.4.1. Исходные предпосылки расчета компонент космического излучения в атмосфере. Аналитически решить задачу о прохождении космического излучения через атмосферу с помощью интегро-дифференциального уравнения переноса частиц в среде практически невозможно из-за сложности и многообразия процессов взаимодействия высокоэнергетичных частиц с ядрами воздуха. Поэтому обычно используют модельный подход, что позволяет значительно упростить условия рассматриваемой задачи. Так, учитывая малость времени жизни нейтральных пионов, можно считать эти частицы лишь источниками γ-квантов. Вклад заряженных пионов в ядерно-активную компоненту имеет существенное значение при энергии пионов значительно больших 100 ГэВ. Пионы с указанными значениями энергий образуются протонами с энергиями порядка 100 ГэВ, однако доля последних в потоке этих ядер такова, что они несут не свыше 0,1 % всей энергии протонов. Таким образом, при моделировании можно пренебречь пион-ядерными взаимодействиями.

Далее, учитывая сравнительную малость фотоядерных реакций и ядерную пассивность мюонов, можно пренебречь вкладом электронно-фотонной и мюонной компонент в образование ядерно-активных частиц.

В силу рассмотренных соображений генетическую связь между основными компонентами космических лучей в атмосфере можно представить в виде схемы, показанной на рис. 23.8, согласно которой процессы прохождения

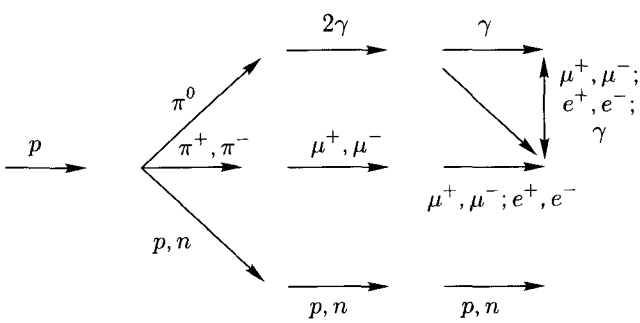


Рис. 23.8. Генетическая связь между компонентами потока в атмосфере

через атмосферу нуклонной, мюонной и электрон-фотонной компонент космических лучей рассматриваются раздельно. В настоящее время для решения задач переноса частиц в веществе широко используется метод Монте-Карло, позволяющий с помощью процедуры статистических испытаний моделировать реальный процесс их распространения через среды с заданными свойствами.

Теоретические исследования переноса в атмосфере перечисленных компонент космических лучей было предпринято группой авторов, использовавших вариант метода Монте-Карло — метод неаналогового моделирования [1, 5, 25, 26]. В рамках этого приближения требуется сравнительно малое число операций на ЭВМ, поэтому относительно невелики затраты машинного времени и погрешности расчета, связанные со сбоем в машинном счете. Выходные данные получаются в такой форме, что оказывается возможным проведение плавных кривых вместо гистограм как в случае «прямого» моделирования.

В этой книге приводятся расчеты распространения в атмосфере потоков протонов, нейтронов и ядер с $Z \geqslant 2$. Математический аппарат для исследования процессов переноса через атмосферу потоков мюонов, электронов и γ-квантов строится по аналогии с расчетом нуклонов и потому в принципиальном отношении не представляет особого интереса. Расчет мюонной и электронно-фотонной компонент содержится в упомянутой работе [5].

23.4.2. Моделирование процессов распространения нуклонов. Исходя из уравнения переноса в его общей форме и учитывая трехмерность элементарного акта взаимодействия и ионизационные потери протонов, систему уравнений нуклонной компоненты ядерного каскада можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial N_p(x,E,\theta)}{\partial x} = -\frac{N_p(x,E,\theta)}{\lambda_p(E)\cos\theta} + \int\limits_E \int\limits_\theta \left[\frac{n_{pp}N_p(x,E'\theta')}{\lambda_p(E')\cos\theta'} + \frac{n_{np}N_n(x,E',\theta')}{\lambda_n(E')\cos\theta'}\right] dE' d\cos\theta' + \frac{\partial}{\partial E}\frac{\beta(E)N_p(x,E,\theta)}{\cos\theta};$$

$$\frac{\partial N_n(x,E,\theta)}{\partial x} = -\frac{N_n(x,E,\theta)}{\lambda_n(E)\cos\theta} + \int\limits_E \int\limits_\theta \left[\frac{n_{pn}N_p(x,E',\theta')}{\lambda_p(E')\cos\theta'} + \frac{n_{nn}N_n(x,E',\theta')}{\lambda_n(E')\cos\theta'}\right] dE' d\cos\theta'. \tag{23.1}$$

Здесь $N_p(x,E,\theta)$ и $N_n(x,E,\theta)$ — соответственно дифференциальная плотность потока протонов и нейтронов на глубине x с энергией E, летящих под углом θ; $N_p(x,E',\theta')$ и $N_n(x,E',\theta')$ — аналогичные величины, но соответствующие частицам, которые непосредственно после взаимодействия в точке с координатой x' обладали энергией E' (и замедлились до энергии E на глубине остаточной атмосферы x); θ' — зенитный угол частиц до взаимодействия в точке с координатой x' [1]) (рис. 23.9); $\lambda(E)$ — пробег неупругого

[1]) Рассматриваемые процессы распространения частиц симметричны относительно азимутального угла φ и поэтому величины N_p, N_n считаются функцией лишь угла θ, но не φ.

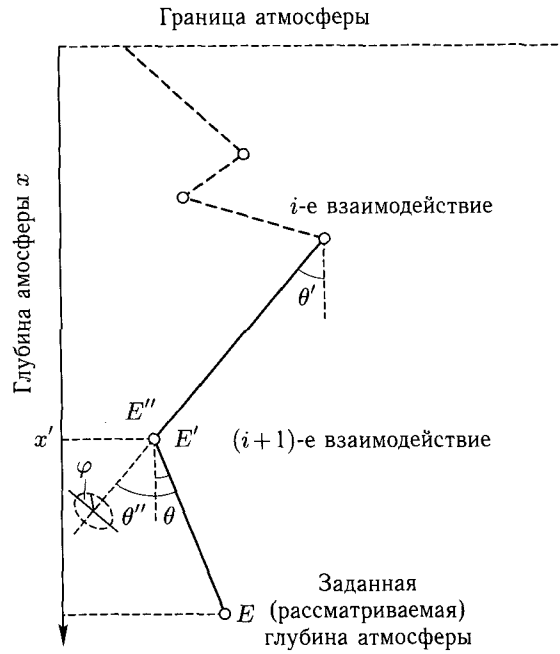


Рис. 23.9. Схема для решения задачи о распространении в атмосфере нуклонной компоненты

взаимодействия [1]);

$$n_{ji} \equiv n_{ji}(E', E, \theta' \to \theta) = \int_0^{2\pi} \frac{d^2 N_{ji}}{dE\, d\Omega}\, d\varphi, \tag{23.2}$$

где $d\Omega$ — телесный угол;

$$\frac{d^2 N_{ji}}{dE\, d\Omega} \tag{23.3}$$

— двойное дифференциальное распределение вторичных частиц. Индекс j в (23.2) указывает на тип падающего нуклона (p — протон, n — нейтрон); индекс i — тип нуклона, испускаемого в результате взаимодействия; n_{ji} характеризует вероятность образования частиц i при взаимодействии частиц j с ядрами атомов вещества.

В уравнениях (23.1) первые члены справа учитывают выбывание соответствующих частиц из потока за счет их взаимодействия с веществом атмосфе-

[1]) Пробегом неупругого взаимодействия называют величину $\lambda = 1/\sigma_{\text{in}}$ (см) и $\lambda = p/n\sigma_{\text{in}}$ (г/см^2), где n — плотность ядер; σ_{in} — эффективное сечение неупругого взаимодействия, для сильных взаимодействий значения σ_{in} близки к геометрическим размерам ядер; p — плотность вещества, через которое движется частица. Измеряя число частиц N, прошедших слой вещества x без взаимодействия и зная число упавших частиц N_0 (т. е. число частиц при $x \approx 0$), можно по формуле $N(x) = N_0 \exp(-x/\lambda)$ найти значение λ (говоря точнее, в опыте описанного типа определяется пробег взаимодействия, соответствующий полному эффективному сечению $\sigma = \sigma_{\text{in}} + \sigma_{\text{el}}$, где σ_{el} — сечение упругого взаимодействия), однако в рассматриваемом случае $\sigma_{\text{in}} \approx \sigma$.

ры, вторые дают увеличение в потоке числа нуклонов данного вида: протонов (в первом случае) и нейтронов (во втором), обусловленное взаимодействиями с ядрами атомов атмосферы протонов; третьи характеризуют вклад в поток протонов (в первом случае) и нейтронов (во втором), связанный с взаимодействиями между нейтронами и ядрами атомов атмосферы; четвертый член в первом уравнении (23.1) описывает потери энергии протонами при ионизационных взаимодействиях $\beta(E) = dE/dx$; в явном виде эта величина описывается формулой Бете–Блоха (3.4).

Граничные условия задачи запишем в форме

$$N_p(x, E, \theta)_{x=0} = N_0(E); \quad N_n(x, E, \theta)_{x=0} = 0.$$

Значения $N_0(E)$ определяются для галактических космических лучей на основе первичного спектра:

$$N_0(E) = 1{,}32 \cdot 10^4 E^{-2{,}65} \left(1 - \frac{0{,}6}{E^{1/2}}\right) \exp\left(-\frac{K_M}{\beta R}\right) \frac{\text{частиц}}{\text{м}^2 \cdot \text{ср.с.ГэВ}},$$

где E — полная энергия частиц, R и β — соответственно их жесткость и скорость в единицах скорости света, K_M — коэффициент модуляции, определяемый свойствами солнечного ветра, меняющийся, как указывалось, с циклом солнечной активности в интервале 0,3–2,5.

Для солнечных космических лучей плотность потока частиц определялась по формуле

$$N(E) = N_c E^{-\gamma}$$

или

$$N(E) = N_0 \exp\left(-\frac{R}{R_0(t)}\right), \tag{23.4}$$

где $R_0(t)$ — характеристическая жесткость, являющаяся для данного события функцией только времени; R_0 — 100–500 МВ; N_0 — плотность потока частиц СКЛ близ Земли без учета влияния геомагнитного поля. Запись спектра в форме (23.4) удовлетворительно согласуется с данными наблюдений, если время, прошедшее после начала вспышки, в несколько раз больше времени перехода частиц СКЛ от Солнца до Земли.

Величина (23.3), входящая в уравнения (23.1), является одной из важнейших характеристик взаимодействия высокоэнергетических частиц с ядрами. Для определения двойных дифференциальных распределений используют модельные представления и аппроксимационные выражения, учитывающие соответствующие угловые и энергетические зависимости.

Напомним, что первичный поток космических лучей является практически изотропным (см. § 23.1). Однако поток частиц, достигающий атмосферы, как мы знаем, испытывает воздействие магнитосферы. Для учета этого эффекта жесткость геомагнитного обрезания вычислялась по формуле

$$R(\theta, \varphi) = \frac{4R_0}{1 + \sqrt{1 - [(R_0/14{,}9)^{3/4} \sin\theta \cos\varphi]^2}}. \tag{23.5}$$

Здесь R_0 — вертикальная жесткость геомагнитного обрезания, θ и φ — зенитный и азимутальный углы.

Формула (23.5) использовалась лишь при $R \geqslant 1$, поскольку в высоких широтах жесткость частицы практически не зависит от угла ее влета.

В случае $R \geqslant 1$ при каждом заданном значении R_0 в небесной полусфере выделялось 100 равномерно распределенных направлений прихода частиц (θ, φ) $(i = 1 + 100)$, для каждого из которых определялась пороговая жесткость $R(\theta, \varphi)$ и область разрешенных энергий протона.

Расчет проводился с шагом в десятые доли гигавольт в северном регионе ($R = 0$–2 ГВ) и с шагом в 1 ГВ в центральном и южном ($R = 2$–8 ГВ).

Реальная среда, в которой протекают рассматриваемые процессы, при расчетах описывалась моделью стандартной атмосферы, согласно которой высотное распределение массы воздуха задается барометрической формулой при следующих предположениях: на среднем уровне моря давление при 15 °С равно 1013 ГПа, с ростом высоты температура до вертикали уменьшается на 6,5 °С на 1 км высоты до 11 км (верхней границы тропосферы), где она равна −56,5 °С; эта высота принимается за условную нижнюю границу стратосферы, а ее верхняя полагается равной 50 км. Высота H в км и давление h в г/см^2 (глубина остаточной атмосферы) связаны между собой приближенной барометрической формулой

$$H = 7{,}1 \ln\left(\frac{1030}{h}\right) \text{ км}.$$

Использование шкалы высот в г/см^2, применяемой в модели стандартной атмосферы, позволяет наглядно судить об остаточном давлении воздуха — естественной защиты от космической радиации, при различном удалении летательных аппаратов от поверхности Земли. Например, распространенная крейсерская высота полета реактивных пассажирских самолетов, равная 11 км, соответствует $h = 225$ г/см^2, что эквивалентно примерно 25% от толщины слоя воздуха на уровне моря ($h \approx 1000$ г/см^2). На крейсерской высоте сверхзвукового самолета ($H = 16$ км) остаточное давление воздуха равно 100 г/см^2; что составляет только 10% от значения h на уровне моря. Упоминавшаяся верхняя граница стратосферы (50 км) соответствует $h < 1$ г/см^2; физические условия на указанной высоте близки к условиям в космосе, и при рассмотрении процессов распространения частиц можно считать высоту 50 км относящейся к граничному слою атмосферы.

Соотношения между H и h для интервала высот 10–37 км приведено в приложении Б. Атмосфера в расчетах представляется в виде слоя с химическим составом: O_2 — 21%, N_2 — 78%, Ar — 1%.

Таким образом, при модельных расчетах вводятся упрощенные представления как о возможных генетических связях между компонентами космических лучей в атмосфере, так и о среде, в которой они распространяются. Поэтому о степени адекватности результатов моделирования реальной физической картины можно судить, как всегда в физике в подобных случаях, по

тому, насколько хорошо данные расчета коррелируют с данными соответствующих экспериментов, а также с результатами расчетов других авторов.

Решение уравнений (23.1) ввиду его некоторой громоздкости перенесено в приложение Г.

§ 23.5. Моделирование процесса распространения ядер с $Z \geqslant 2$

При модельных расчетах ядерной компоненты с $Z \geqslant 2$ используется представление о кластере (см. в § 14.8 описание гидродинамической модели). Так, предполагается, что в результате столкновений падающего ядра с одним из нуклонов ядра–мишени возникает сгусток сильно возбужденного ядерного вещества — кластер, занимающий область в пределах перекрытия волновых функций двух адронов 2,5–3 Фм. Кластер взаимодействует с нуклонами ядра как единое целое; это взаимодействие способствует уменьшению его энергии. Вначале кластер расширяется, проходит путь 6–8 Фм и затем (уже вне ядра) распадается на адроны. Известно, что при адрон-адронных взаимодействиях образуется лидирующая система, состоящая из малого числа частиц. Второе предположение состоит в том, что сечение взаимодействия лидирующей системы с нуклонами ядра значительно меньше, чем кластера. В таком случае можно с достаточно хорошим приближением пренебрегать вторичными взаимодействиями лидирующей системы с нуклонами ядра.

Для расчета плотности потока высокоэнергетических ядер с $Z \geqslant 2$ используется кинетическое уравнение

$$\frac{\partial N_i(x,E,\theta)}{\partial x} = -\frac{N_i(x,E,\theta)}{\lambda_i(E)\cos\theta} + \sum_{j\geqslant i}\int_E^\infty B_{ji}(E',E)N_{ji}(x,E',\theta)\frac{dE'}{\cos\theta} + \\ + \frac{\partial}{\partial E}\left[\frac{\beta_i(E)}{\cos\theta}N_i(x,E,\theta)\right], \quad (23.6)$$

где $B_{ji}(E',E) = k_{ji}(E',E)/\lambda_j(E')$ — вероятность того, что ядро j-типа с энергией E' фрагментируется на единице пути в ядра i-типа с энергией E; $k_{ji}(E',E)$ — энергетический спектр ядер фрагментов i-типа, образованный первичным ядром j-типа с энергией E'; $\lambda_j(E')$ — пробег неупругого взаимодействия ядер j-типа.

Расчет ядерных составляющих приведен в приложении Д.

Результаты расчетов потоков нуклонов и ядер с $Z \geqslant 2$, выполненные с помощью изложенных методик, приведены в следующем параграфе. Там же обсуждаются результаты натурных исследований космических лучей в атмосфере, описанные в работах [5, 6], выполненные с помощью запатентованной аппаратуры с участием авторов. Приборы устанавливались на борту сверхзвукового самолета–лаборатории, на высотных аэростатах и шарах–зондах. Приводится экспериментальная и теоретическая информация, полученная и другими исследователями.

§ 23.6. Энергетические, пространственные и угловые распределения нуклонов и ядер с $Z \geqslant 2$ космического происхождения в атмосфере Земли

23.6.1. Протоны и нейтроны галактического происхождения. На рис. 23.10, *а* сравниваются теоретически вычисленные дифференциальные энергетические спектры протонов ГКЛ ($h \approx 100$ г/см^2) [5, 7] с аналогичными

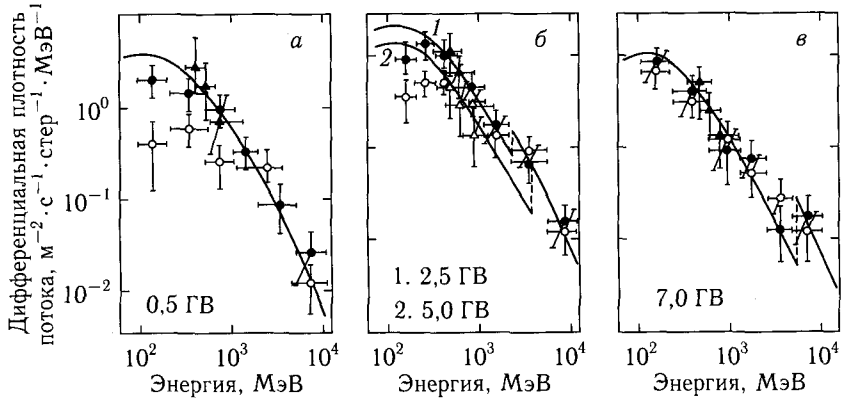


Рис. 23.10. Дифференциальные энергетические спектры протонов ГКЛ на глубине $h \approx 100$ г/см^2 при $K = 0{,}3$, различных зенитных углах θ и жесткостях геомагнитного обрезания R. Эксперимент [6]: ● — $\theta = 0°$; ○ — $\theta = 47°$ (R принимает значения от 0,5 до 5 ГВ). Эксперименты [4, 5]: ▲ — $\theta = 0°$ ($R = 0{,}5$, 2,5 ГВ); △ — θ =??47° ($R = 5$ ГВ). Линии — расчет [5] и [7] при значениях R, указанных на рисунке

измеренными спектрами [4–6]. Как видно, между теоретическими и экспериментальными данными существует удовлетворительное согласие. Отметим, однако, что расчетные спектры обладают структурой, обнаружить которую с помощью существующих экспериментальных средств затруднительно. Так, на расчетных спектрах, полученных при $R = 2{,}5$; 5 ГВ (рис. 23.10, *б*) и $R = 7$ ГВ (рис. 23.10, *в*), наблюдаются максимумы, приходящиеся на энергию, отвечающую местному порогу обрезания, существование которого объясняется прямым проникновением первичных протонов на данную высоту (если сделать заведомо неверное предположение, что вторичные частицы в атмосфере не образуются, то спектр протонов должен простираться, понижаясь от пороговой энергии в сторону больших энергий, а низкоэнергетическая часть спектра, соответствующая энергиям, меньшим пороговой, должна отсутствовать).

На рис. 23.11, *а* представлены теоретически вычисленные высотные зависимости интегрального потока протонов с энергией больше 100 МэВ различной жесткости геомагнитного обрезания [5], там же приведены данные измерений вертикального потока протонов с энергией 37–334 МэВ с жесткостью обрезания 4,5 ГВ [29]. В полярной области высотные зависимости монотонны, тогда как в области средних и низких широт график высотной зависимости

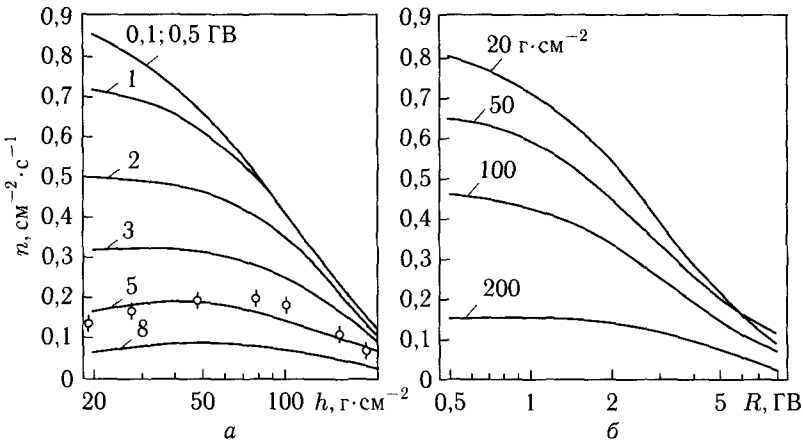


Рис. 23.11. Пространственное распределение протонов ГКЛ: *а* — высотные зависимости при различной жесткости геомагнитного обрезания; *б* — широтные зависимости на различной глубине; точки — эксперимент [5]

имеет слабо выраженный максимум, расположение которого зависит от жесткости геомагнитного обрезания, а именно чем больше значение R, тем на меньшую высоту приходится максимум. Отметим, что при $R = 8$ ГВ максимум расположен на высоте около 22 км (43 г/см^2).

На рис. 23.11, *б* приведены рассчитанные широтные зависимости интегрального потока протонов с энергией больше 100 МэВ на различной глубине остаточной атмосферы. Как видно, в области с жесткостью геомагнитного обрезания меньше 1 ГВ плотность потока на данной высоте либо вообще не меняется с широтой, либо меняется сравнительно монотонно; при жесткости обрезания больше 1 ГВ интенсивность излучения довольно резко уменьшается с ростом R. Например, на глубине 100 г/см^2 при изменении R от 1 до 7 ГВ плотность потока уменьшается в 4,5 раза. Из приведенных данных видно, также, что с ростом высоты широтной эффект проявляется более резко.

На рис. 23.12 показаны рассчитанные для минимума солнечной активности угловые зависимости интегральных потоков протонов с различной граничной энергией, при жесткости геомагнитного обрезания 0,5 и 5 ГВ [5], а также измеренные в интервале высот 16–18 км угловые распределения потока протонов с энергией выше 100 МэВ [6]. Отметим согласие между теоретическими и экспериментальными данными.

На всех рассматриваемых графиках спад интенсивности с ростом угла θ особенно значителен при углах, больших 45°, и становится более резким по мере увеличения пороговой энергии. Поток из верхней полусферы с ростом высоты постепенно становится более изотропным; в этом сказывается влияние первичного изотропного излучения; потоки из нижней полусферы сравнительно слабо зависят от зенитного угла при небольших пороговых энергиях.

На рис. 23.13 приведены рассчитанные дифференциальные энергетические спектры нейтронов ($H = 16$ км; $R = 0{,}1$; 2; 5; 8 ГВ) [26]. На том же ри-

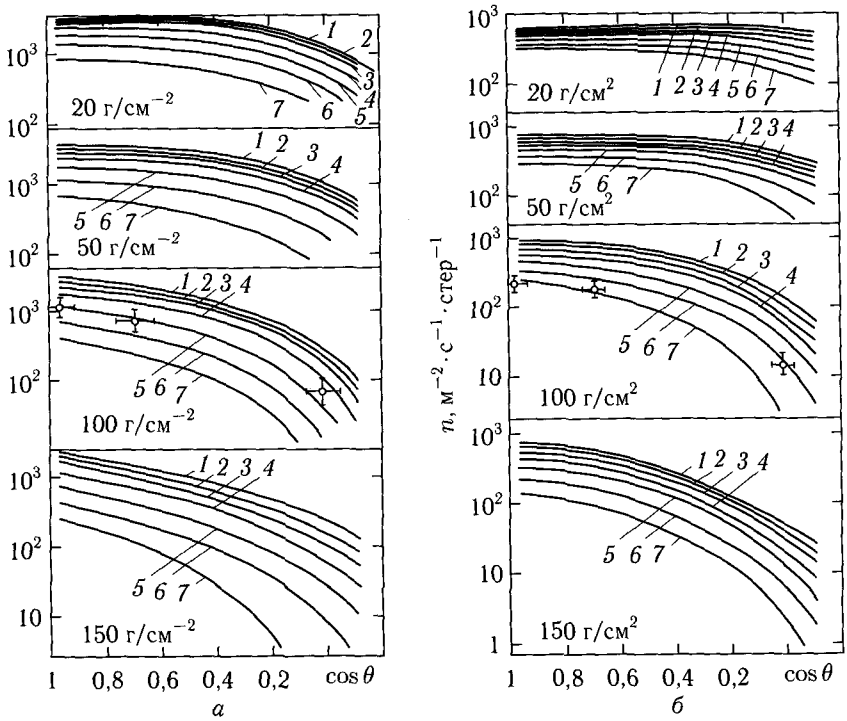


Рис. 23.12. Угловое распределение протонов ГКЛ на глубинах остаточной атмосферы от 20 до 150 г/см^2 с пороговыми энергиями: 100 (*1*); 178 (*2*); 316 (*3*); 562 (*4*); 1000 (*5*); 1780 (*6*); 3160 (*7*), МэВ; *а* — $R = 0{,}5$ ГВ; *б* — $R = 5$ ГВ; точки — эксперимент [6] при $h = 100$ г/см, $R = 4{,}5$ ГВ

сунке показан рассчитанный в работе [24] спектр нейтронов ($H = 16$ км, $R = 4{,}5$ ГВ). Отметим хорошее согласие приведенных данных в отношении как абсолютных значений, так и формы спектров.

На рис. 23.14, *а* показаны высотные зависимости интегральной плотности потока нейтронов, полученные с помощью прибора с гелиевым пропорциональным счетчиком в полиэтиленовом замедлителе, чувствительного к нейтронам с энергией меньше 10 МэВ. Максимум плотности потока во всех случаях приходится на высоты 15–18 км. На рис. 23.14, *б* представлены широтные зависимости потока нейтронов, построенные на различной высоте с помощью того же прибора. Как и в случае потока протонов широтный эффект проявляется резче по мере роста высоты. В частности, на глубине 100 г/см^2 ($H = 16$ км) при изменении жесткости обрезания примерно от 0,1 до 7 ГВ плотность потока нейтронов уменьшается приблизительно вдвое.

На рис. 23.15 показаны высотные зависимости плотности потока высокоэнергетических α-частиц ($E \geqslant 500$ МэВ/нуклон) при жесткости геомагнитного обрезания 4,5 ГВ [26]. Так же приведены соответствующие экспериментальные данные [28].

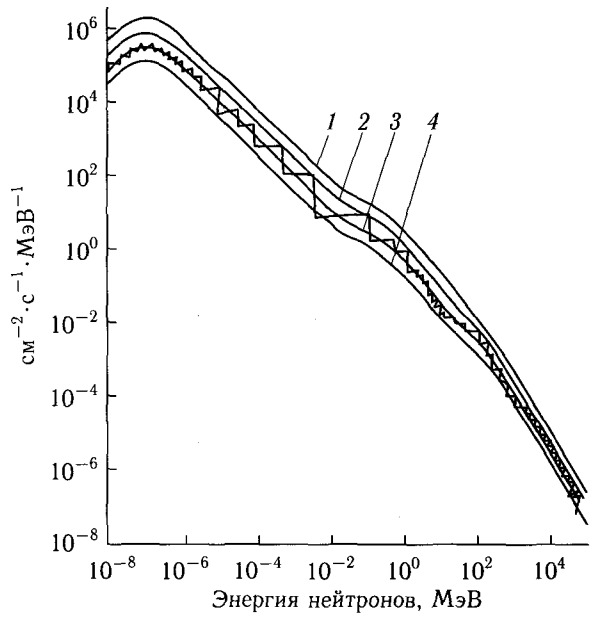


Рис. 23.13. Пространственное распределение нейтронов ГКЛ: *а* — высотные зависимости при разной жесткости геомагнитного обрезания; *б* — широтные зависимости на разной высоте; наблюдения выполнены в 1976–1977 гг. [5]

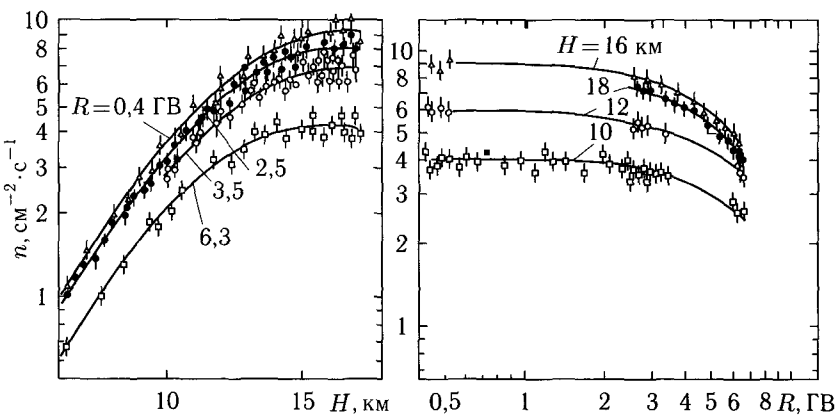


Рис. 23.14. Пространственное распределение нейтронов ГКЛ: *а* — высотные зависимости при разной жесткости геомагнитного обрезания; *б* — широтные зависимости на разной высоте. Наблюдения выполнены в 1976–1977 гг. [25]

Как видно, совпадение наблюдательных и расчетных данных достаточно хорошее. Приведенные результаты свидетельствуют также, что для описания распространения ядер необходимо учитывать процессы фрагментации, так как разница между теоретическими данными с учетом (кривая *2*) и без учета (кривая *3*) этих процессов достигает 30% для α-частиц. Для L-группы

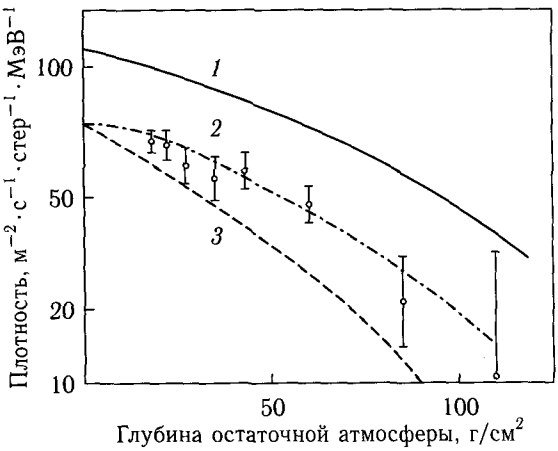


Рис. 23.15. Высотные зависимости вертикального потока частиц с энергией 500 МэВ (нуклон). Кривые: *1* — *фрагментация учтена* ($R = 3$ ГВ); *2* — фрагментация учтена ($R = 4{,}5$ ГВ); *3* — фрагментация не учтена ($R = 4{,}5$ ГВ); экспериментальные точки при $R = 4{,}5$ ГВ

подобная разница значительно больше (например, на глубине 30 г/см^2 соответствующие интенсивности отличаются в 3,2 раза).

На рис. 23.16 представлены зависимости интегральной плотности потока ядер различных зарядовых групп от зенитного угла на высоте 24 и 19,5 км

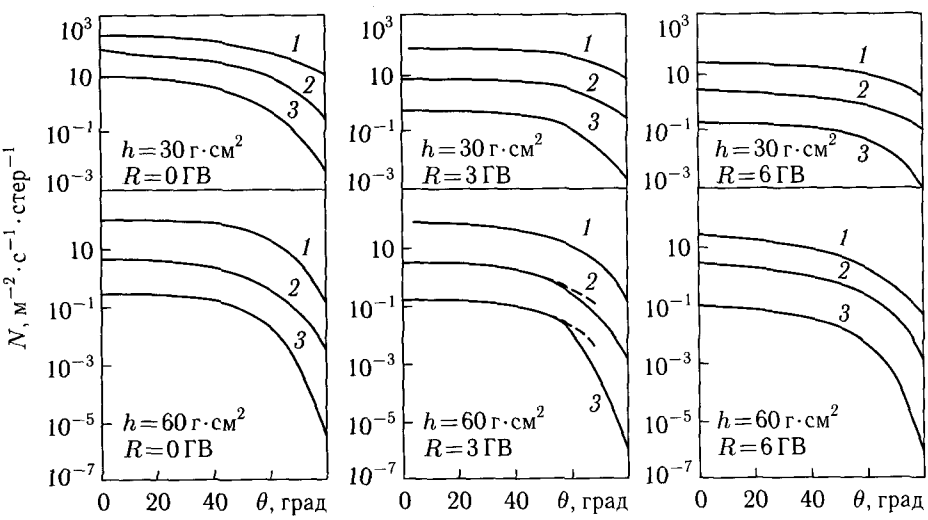


Рис. 23.16. Угловое распределение ядер на высотах 24 км (30 г/см^2) и 19,5 км (60 г/см^2) при различных жесткостях обрезания. Кривые: *1* — потоки α-частиц; *2* — суммарные потоки ядер групп L и M; *3* — потоки ядер группы H; информация соответствует минимуму солнечной активности

(30 и 60 г/см^2) при R, равном 0,3 и 6 ГВ [5]. Угловое распределение интегральных потоков ядер с $Z \geqslant 2$ напоминает угловое распределение протонов (см. рис. 23.12). Так, отметим, сравнительно крутой ход кривых рис. 15.16

в интервале углов больших 45^0 и то обстоятельство, что изотропия потока становится более выраженной с ростом высоты. При прочих равных условиях значения плотности потока L-, M-групп значительно меньше, чем ядер He, а плотность потока ядер H-группы еще существенно ниже.

Отметим хорошее согласие расчета с наблюдательными данными [2] первые практически совпадают с экспериментальными в интервале углов от 0 до 60°; при больших значениях θ угловые распределения, полученные экспериментально, отличаются более пологим ходом по сравнению с расчетными.

Таким образом, приведенная выше информация свидетельствует, что вне и в глубине атмосферы потоки и спектры ГКЛ существенно различаются между собой как по количественным, так и по качественным характеристикам.

23.6.2. Протоны солнечного происхождения. Потоки СКЛ состоят, как известно, в основном из протонов. Поэтому изучение СКЛ обычно сводится к исследованию его основной — протонной компоненты. Подчеркнем, что потоки частиц галактического происхождения экспериментально изучены значительно полнее, чем потоки частиц солнечного происхождения. Это в значительной мере связано с тем, что первые образуют постоянно присутствующий фон, который можно исследовать «в любой момент» тогда как вторые вторгаются в атмосферу нерегулярно и в течение сравнительно короткого времени, поэтому далеко не всегда удается «уловить» подходящий момент для их изучения на борту летательного аппарата, Проще обстоит дело с наблюдениями потоков СКЛ с помощью радиометрических радиозондов, запускаемых регулярно (на ряде станций — ежедневно) в определенное время суток. Другими поставщиками информации о событиях СКЛ являются геофизические станции, оснащенные мониторами, обычно состоящими из крупногабаритных детекторов нейтронов и мезонов.

На рис. 23.17 показана зависимость от высот интенсивности показаний радиометрического прибора, поднимаемого с помощью шара-зонда. Высотный ход, отмеченный пунктиром, соответствует измерению фона, создаваемого ГКЛ. Сплошная кривая, резко поднимающаяся вверх, характеризует радиационную обстановку при вторжении в атмосферу СКЛ.

Наблюдения показали, что существует определенная корреляция между частотой появления СКЛ и одиннадцатилетним циклом солнечной активности [20]. Так на рис. 23.18 приведено временное распределение вспышек СКЛ, зарегистрированных наземными станциями в течение трех циклов солнечной активности, приходящихся на период 1942–1973 годов. Хотя временное распределение событий СКЛ является стохастическим, однако вторжения частиц солнечного происхождения с наибольшей вероятностью осуществляются на начальной или завершающей стадии солнечного цикла. Правда, в последующих 11-летних циклах эта закономерность не всегда подтверждается наблюдениями.

Длительные измерения космического излучения на радиозондах с 50-х годов прошлого века и по настоящее время показали, что на глубинах 10–20 г/см^2 (соответствующих интервалу высот от ≈ 30 км до ≈ 20 км) втор-

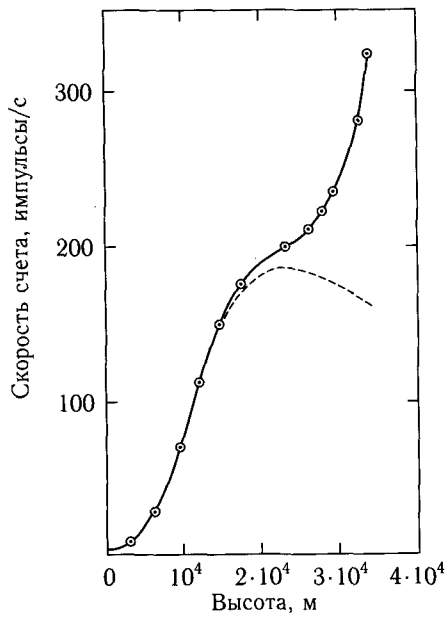


Рис. 23.17. Зависимость скорости счета от высоты подъема радиозонда, полученная во время солнечной вспышки 01.05.1976 г.

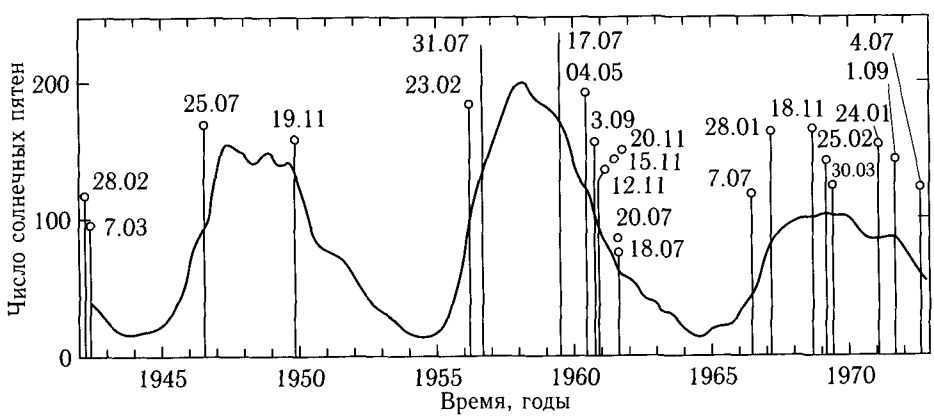


Рис. 23.18. Распределение во времени вспышек СКЛ, зарегистрированных наземными станциями на протяжении трех циклов солнечной активности

жение солнечных космических лучей приводит к увеличению плотности потока заряженных частиц в десятки и сотни раз, причем повышенный уровень радиации сохраняется в течение времени от нескольких часов до нескольких суток.

Особо мощные солнечные вспышки являются однако довольно редкими явлениями. Например, в течение 17 лет наблюдений (с 1956 г. по 1972 г.), было зарегистрировано лишь три солнечных выброса, приведших к осо-

бо высокому подъему интенсивности космического излучения в атмосфере (23.02.1956 г. 12.11.1960 г., 4.08.1972 г.).

Во время последнего из этих событий были проведены измерения параметров космических лучей в комплексном эксперименте на спутниках, аэростатах и на наземных нейтронных мониторах. Дифференциальный энергетический спектр протонов, определенный по результатам этих измерений, приведен на рис. 23.19 [27]. Его особенностью является крутой спад плотно-

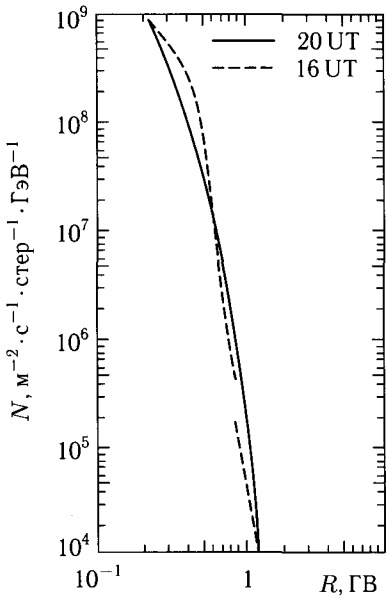


Рис. 23.19. Спектр протонов на границе атмосферы, определенный по наблюдательным данным во время вспышки СКЛ 08.1978 г.

сти потока протонов с ростом энергии (жесткости геомагнитного обрезания). Спектр простирается до жесткости незначительно превышающей 1 ГэВ.

Учитывая отмеченные выше трудности с получением наблюдательных данных о СКЛ расчеты энергетических спектров, пространственных и угловых распределений потоков частиц солнечного происхождения, в атмосфере, приобретают особо существенное значение.

На рис. 23.20 показаны в качестве типичных примеров рассчитанные спектры протонов СКЛ на глубине 40 г/см^2 при нулевой энергии обрезания. Спектры вычислены для трех значений зентных углов: 5, 50 и 80°. Во всех случаях плотность потока резко убывает с ростом энергии. При $\gamma = 3$ спектры простираются до $5 \cdot 10^4$ ГэВ, при $\gamma = 4$ — до 10^4 ГэВ, а при $\gamma = 6$ — до $3 \cdot 10^3$ ГэВ. В последнем случае кривые спадают значительно круче, чем при $\gamma = 3$ и $\gamma = 4$. Спектр СКЛ, построенный по наблюдательным данным (рис. 23.19) имеет тот же характер, что и расчетный спектр на рис. 23.20 при $\gamma = 6$.

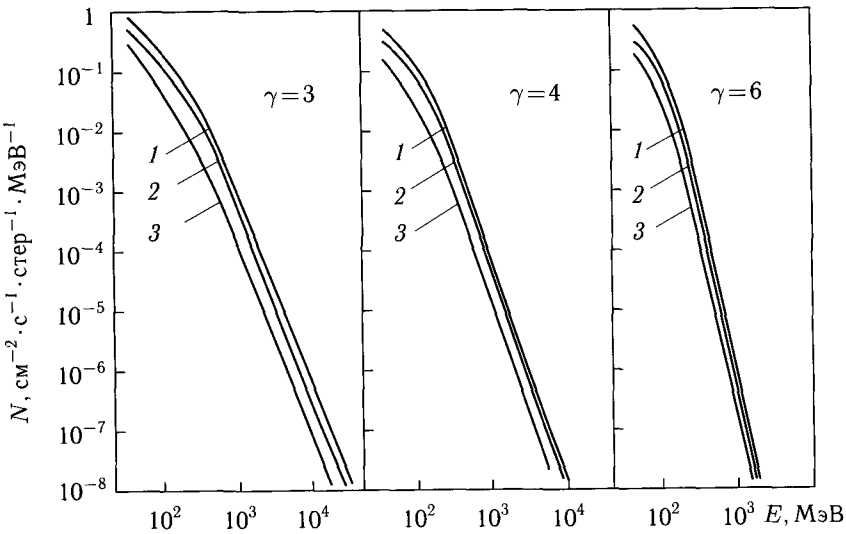


Рис. 23.20. Спектр протонов СКЛ под зенитным углом 5° (*1*), 50° (*2*), 80° (*3*) на глубине остаточной атмосферы 40 г/см^2, нулевой энергии обрезания и показателе спектра $\gamma = 3, 4, 6$

Существенно иной вид имеют спектры СКЛ, полученные в средних и низких широтах. Рассмотрим, например, спектр протонов СКЛ при $\gamma = 3$, $R = 6{,}3$ ГВ (рис. 23.21). Кривые имеют излом, приходящийся на значение

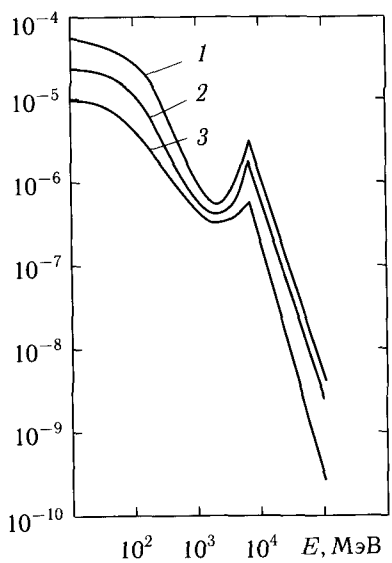


Рис. 23.21. Спектр протонов СКЛ под зенитным углом 5° (*1*), 50° (*2*), 80 (*3*) на глубине остаточной атмосферы 40 г/см^2 при жесткости обрезания 6,3 ГВ и показателе спектра $\gamma = 3$

энергии обрезания 6,3 ГэВ. Интенсивность потоков СКЛ резко падает с ростом R. Например, из сравнения рис. 23.20 и 23.21 видно, что плотность

потока протонов в интервале 100 МэВ — 1 ГэВ при $R = 6{,}3$ ГВ примерно на четыре порядка меньше, чем при $R = 0$ (в том и другом случае $\gamma = 3$). При $\gamma > 3$, $R = 6{,}3$ ГВ плотность потока СКЛ еще значительно меньше, чем при $\gamma = 3$ и той же жесткости обрезания.

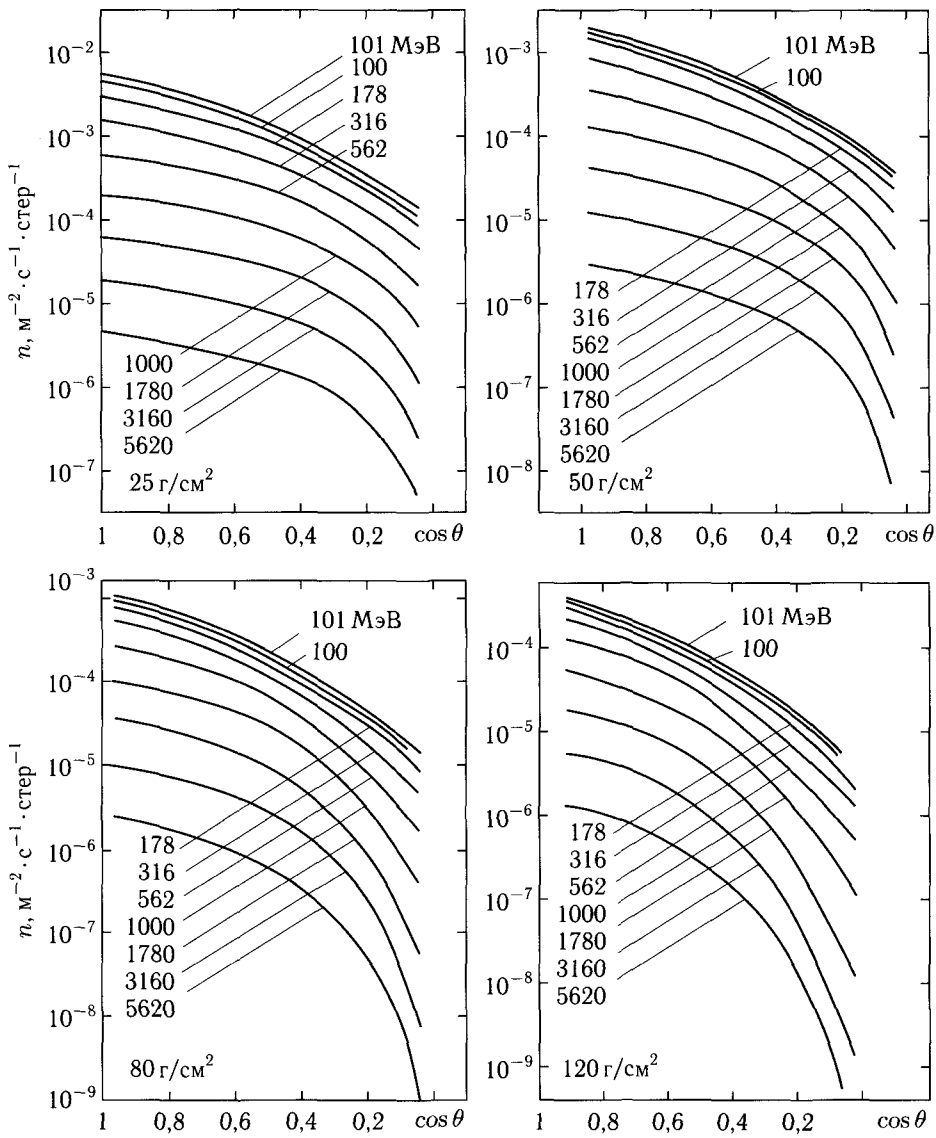


Рис. 23.22. Угловое распределение протонов СКЛ с различной пороговой энергией при $R = 0$ ГВ, $\gamma = 3$

Поскольку энергетический спектр СКЛ гораздо более мягкий по сравнению с энергетическим спектром ГКЛ, процессы множественной генерации не могут компенсировать уменьшения интенсивности излучения, обусловленного

поглощением. По отмеченной причине действие магнитного поля в околоземном пространстве на потоки СКЛ проявляется резче, чем на потоки ГКЛ. Этим объясняется то, что широтный ход в атмосфере частиц солнечного происхождения более крутой по сравнению с широтным ходом частиц фона.

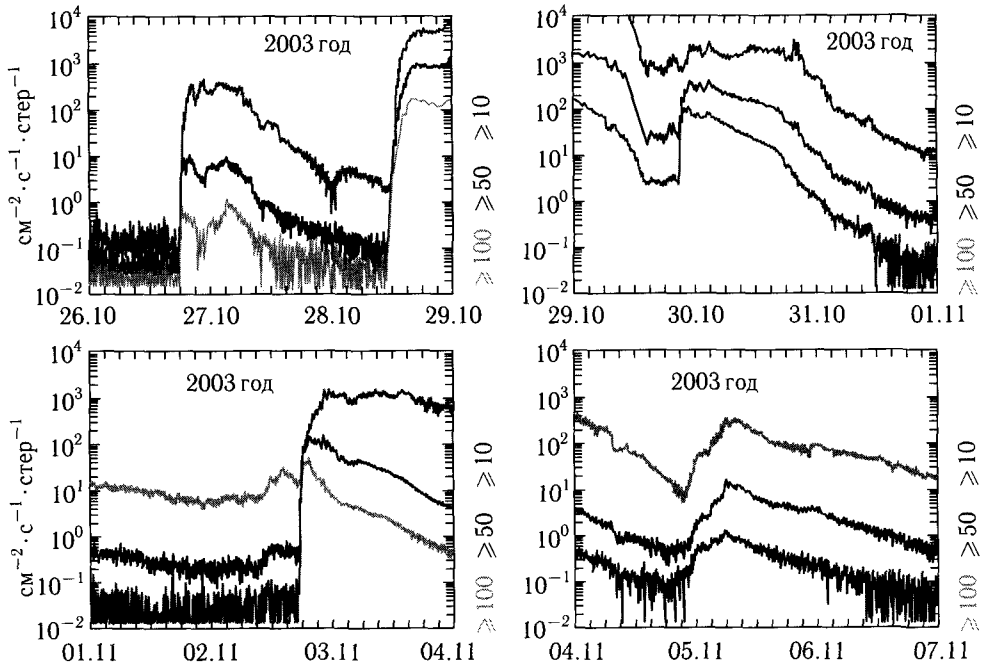


Рис. 23.23. Измерения плотности потока протонов с пороговыми энергиями 10, 50, 100 МэВ во время вторжения в атмосферу СКЛ, начавшегося 26.10.2003 г. Регистрация потока осуществлялась на борту американского метеорологического спутника

На рис. 23.22 показано угловое распределение плотности потока протонов СКЛ с различной пороговой энергией на глубине 25–120 г/см^2 при $R = 0$ ГВ, $\gamma = 3$. Как видно, с ростом зенитного угла плотность потока убывает, причем чем выше пороговая энергия, тем резче проявляется эта закономерность. Потоки протонов сравнительно слабо зависят от зенитного угла θ в интервале углов меньше 50°, при больших значениях θ излучение становится более анизотропным.

В заключение этого раздела отметим, что начало 21-го века ознаменовалось несколькими очень мощными вторжениями СКЛ в околоземное пространство, включая атмосферу Земли. Одно из наиболее интенсивных и аномально длительных вторжений СКЛ началось 26 октября 2003 г. и закончилось 7 ноября того же года. На рис. 23.23 показаны результаты измерений плотности потока протонов на борту американского метереологического спутника во время этого события. Регистрация осуществлялась тремя счетчиками с пороговыми энергиями 10, 50 и 100 МэВ. Фоновые показания счетчика с $E > 10$ МэВ имеют порядок 10^{-1} частиц/(см^2 · с · стер), а с $E > 100$ МэВ —

на полпорядка меньше. К концу 26 октября показания первого из них возросли на три с половиной порядка, а второго — на порядок. Затем после падения значений плотности потока в течение приблизительно полутора суток показания первого счетчика выросли более чем на 5 порядков (превысив предельный уровень шкалы регистрирующего устройства), а второго — на 4 порядка. Начиная со второй половины 29 октября наблюдалось несколько перемежающихся этапов возрастаний и падений плотности потока (на рисунке показана только первая стадия события).

Высокие уровни потока СКЛ могут создавать радиационно-опасную обстановку для космонавтов на борту космических кораблей и для персонала и пассажиров самолетов при полетах в атмосфере высокоширотных зон.

ЛИТЕРАТУРА К ЧАСТИ VI

1. *Айтбаев Ф. Б., Барсуков О. А., Коломеец Е. В., Крупенников О. Е.* Дифференциальные и интегральные спектры космических лучей и переходные коэффициенты ОКП-стратосфера. В кн.: Труды международного семинара КАПГ. Алма-Ата: Изд-во Казахского гос. ун-та, 1980.
2. *Апанасенко А. В., Добротин Н. А. и др.* Изучение неупругих ядерных взаимодействий частиц космических лучей в области от 1 до 100 ГэВ. — М.: Препринт № 188. ФИАН СССР, 1976.
3. *Барсуков О. О.* Ельяшевич. Основы атомной физики. — М.: Научный мир, 2003.
4. *Барсуков О. А., Гаврилов П. Ф., Переяслова Н. К., Сысоева Т. И. и др.* Космические лучи и радиационные поля по трассам полета сверхзвуковых самолетов // В кн.: Труды Международного семинара КАПГ. — Алма-Ата: Изд. Казах. гос. ун-та, 1980.
5. *Барсуков О. А., Коломеец Е. В.* Радиационные аспекты исследования космического излучения в стратосфере. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
6. *Богомолов Э. А., Иванов К. Г. и др.* Исследование спектров и угловых характеристик протонов в атмосфере в энергетическом диапазоне 0,1–10 Гэ В. — Л.: Препринт АФТИ, 1979.
7. *Богомолов Э. А., Васильев Г. И., Гунько Н. А.* Расчет по методу Монте-Карло спектров и угловых характеристик протонов в атмосфере в энергетическом диапазоне от 50 МэВ до 1000 ГэВ. — Л.: Препринт ЛФТИ, 1981.
8. *Грин Б.* Элегантная Вселенная. Суперструны, скрытые размерности и поиски окончательной теории. — М.: КомКнига, 2007.
9. *Ландау Л. Д., Лившиц Е. М.* теория поля. 5-е изд., испр. и доп. — М.: Наука, 1967.
10. *Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П.* Частицы и атомные ядра. 2-е изд., испр. и доп. — М.: Изд-во ЛКИ, 2007.
11. *Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Тутынь И. А.* Нуклеосинтез во Вселенной. — М.: Изд-во МГУ, 1999.
12. *Капитонов И. М.* Введение в физику ядра и частиц. — М.: Едиториал УРСС, 2002.
13. *Лукаш В. Н., Рубаков В. А.* Темная энергия: мифы и реальность // УФН. 2008. Т. 178, № 3.
14. *Мурзин В. С.* Введение в физику космических лучей. 3-е изд., перераб. — М.: Изд-во Московского университета, 1988.
15. *Новиков И. Д.* Как взорвалась Вселенная. — М.: Наука, 1988.
16. *Пиблс П.* Физическая космология. — М.: Мир, 1975.
17. *Тейлер Р.* Галактики. Строение и эволюция. — М.: Мир, 1981.
18. *Тейлер Р.* Происхождение химических элементов. — М.: Мир, 1975.
19. *Тейлер Р.* Строение и эволюция звезд. — М.: Мир, 1973.
20. *Чарахчьян А. Н., Базилевская Г. А., Стожков Ю. И.* Космические лучи в стратосфере и околоземном космическом пространстве в период 19 и 20-го циклов солнечной активности // В кн.: Труды ФИАН СССР. Т. 88. — М.: Наука, 1976.
21. *Черепащук А. М., Чернин А. Д.* Вселенная, жизнь, черные дыры. — Фрязинь: «Век 2», 2004.
22. *Чернин А. Д.* Темная энергия и всемирное тяготение // УФН. 2008. Т. 178, № 3.
23. *Широков Ю. М., Юдин Н. П.* Ядерная физика. — М.: Наука, 1980.
24. *Armstrong T. E.* all. Calculations of neutron feux spectra induced in the Earth's atmosphere by galactic cosmic rays. — Orne TM, Oak Ringe National Laboratory, 1972.

25. *Barsukov O. A., Kolomeets E. V., Shmonin V. L. et al.* Space — energy distribution of electrons, protons and neutrons at different atmospheric depths // Proc. 15th ICRC. 1976. V. 3.
26. *Barsukov O. A., Kolomeets E. V., Krupennicov O. V., Shmonin V. L.* Fluxes of cosmic ray secondary components in the Earth atmosphere generated bu galactic cosmic rays nuclei // Proc. 16th ICRC. 1979. V. 4.
27. *Hakura Y.* Observation solar-flare protons // SciRev. V. 19. 1976.
28. *McDonald F., Webber W.* A study of the rigidity and charge dependence of primary cosmic ray temporal variation // J. Phys Soc. Japan. 1962. V. 17.
29. *Verma E. D.* Meazurement of the charged splash and re-entrant albedo in the cosmic radiation // J. Geophys. Res. 1967. V. 72.

Часть VII

ЭЛЕМЕНТЫ РАДИАЦИОННОЙ ЭКОЛОГИИ

Радиационная экология, изучающая воздействие ионизирующих излучений на человека и окружающую среду, является одним из важных прикладных разделов ядерной физики и составляет часть общей экологии. Обычно предметом радиационной экологии является также круг вопросов, связанных с воздействием на человека и окружающую среду неионизирующих (электромагнитных) излучений. Однако этот раздел экологии выходит за рамки настоящей книги. Здесь мы ограничимся лишь изложением некоторых проблем, дающих, на наш взгляд, общее представление о рассматриваемом предмете. Более подробно вопросы радиационной экологии обсуждаются, например, в работах [6, 8, 22].

Глава 24

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОРГАНИЗМ ЧЕЛОВЕКА

§ 24.1. Эффекты воздействия радиации на человека

Организм человека по своей структуре может быть разделен на четыре уровня: отдельные молекулы (включая макромолекулы), клетки, ткани и органы. Под действием ионизирующего излучения в человеческом теле возникает цепочка обратимых и необратимых процессов. Возбуждение, ионизация и диссоциация молекул, входящих в состав организма, являются первичными актами, порождающими, в свою очередь, разнообразные вторичные взаимодействия. Важная роль в биохимических процессах принадлежит радиолизу (напомним, что человеческое тело более чем на 2/3 состоит из воды). Под действием радиоактивных излучений происходит расщепление молекул воды и образуются химически активные соединения — радикалы: OH, HO_2, H_2O_2 и др. Продукты химических реакций, индуцированных свободными радикалами, способствуют вовлечению в процессы биохимического взаимодействия другие многочисленные группы молекул, избежавших прямого контакта с радиацией.

Рассмотрим процесс радиационного воздействия на клеточном уровне. Если вследствие воздействия ионизирующего излучения клетка окажется поврежденной, то возможен один из трех исходов: во-первых, благодаря

восстановительным процессам в самой клетке повреждение окажется устраненным и функции клетки полностью восстановятся; во-вторых, при неполном восстановлении клетка может оказаться жизнеспособной, но поврежденной; в-третьих, клетка может погибнуть.

При потере даже сравнительно большого числа клеток соответствующие органы и ткани не претерпевают сколько-нибудь существенного ущерба. Если, однако, число таких клеток становится достаточно большим, то это приводит к утрате физиологических функций ткани. При сравнительно малых дозах вероятность такого исхода равна нулю, но выше некоторого порогового значения дозы [1]) с ее дальнейшим ростом вероятность нанесения ущерба резко увеличивается вплоть до единицы (100%). Тяжесть поражения организма выше порога сильно зависит от мощности дозы и растет с увеличением дозы по нелинейному закону.

Эффекты такого рода, связанные с потерей функции органа, носят название соматических [2]). В публикации МКРЗ [3]) предлагается вместо этого термина ввести термин детерминированные эффекты (deterministic effects). Комиссия мотивирует изменение названия следующим образом: «Хотя первоначальные изменения клеток носят случайный характер, большое число клеток, участвующих в появлении наблюдаемого клинически нестохастического эффекта, дает эффект детерминированного характера» [19].

Если же в результате облучения клетка не погибла, а изменилась, то после некоторой задержки (латентного периода) может образоваться совокупность поврежденных клеток и возникает злокачественное новообразование — рак. Этот процесс, вероятно, не имеет порога, и в интервале доз, существенно ниже порога для детерминированных эффектов вероятность возникновения злокачественных новообразований приблизительно пропорциональна дозе. Описанные безпороговые эффекты называются стохастическими [4]), что указывает на их статистический характер.

В случае повреждения клетки, функция которой состоит в передаче последующим поколениям генетической информации, радиационные эффекты различной степени тяжести проявляются в потомстве облученных лиц. Стохастические эффекты описанного типа называются генетическими. Согласно Публикации 60 рекомендуется называть их наследуемыми (hereditary). Генетические эффекты обнаруживаются лишь с помощью анализа статистических

[1]) Более строго называемого «порогом клинического эффекта», ибо лишь при его превышении последствия радиационного повреждения могут исследоваться клиническими средствами.

[2]) Соматический (произв. от греч. «soma» — тело) — телесный — понятие, противопоставляемое понятию «психический».

[3]) Это аббревиатура Международной комиссии по радиационной защите (далее она иногда будет наименоваться просто «комиссия»). МКРЗ основана в 1928 г. в Стокгольме. Одной из основных функций МКРЗ является выработка нормативов по обеспечению радиационной безопасности человека. Публикации МКРЗ носят рекомендательный характер.

[4]) Стохатический (произв. от греч. «stochasis» — догадка) — в математике — случайный или вероятный.

изменений в данной облученной популяции на протяжении жизни нескольких (минимально двух) поколений.

§ 24.2. Величины, используемые для количественного описания радиационных эффектов

24.2.1. Поглощенная доза. Основополагающей дозиметрической величиной, используемой при количественных оценках воздействия радиации на человека, является поглощенная доза D, равная средней энергии dE ионизирующего излучения, поглощенной в единице массы dm вещества:

$$D = \frac{\overline{dE}}{dm}.$$

В системе СИ единицей поглощенной дозы является грей (Гр), равный джоулю, поглощенному в килограмме вещества. Внесистемной единицей поглощенной дозы является рад (р), равный 100 эрг/г; 1 рад $= 10^{-2}$ Гр [11, 14].

Отношение приращения поглощенной дозы dD к интервалу времени dt, за который оно произошло, называется мощностью поглощенной дозы:

$$P = \frac{dD}{dt}.$$

Значение P принято выражать в грей в секунду, Гр/с; грей в час, Гр/ч и т. д.

Если закон изменения мощности дозы со временем $P(t)$ известен, то доза за время t может быть найдена с помощью формулы

$$D = \int_0^t P(t)\,dt.$$

Соотношение между вероятностью возникновения радиационного эффекта и дозой принято называть «зависимостью доза-эффект». Для стохастических эффектов эта зависимость в ограниченном интервале доз может быть аппроксимирована линейной зависимостью. В таком случае средняя доза может считаться показателем вероятности последующих стохастических эффектов. Для детерминированных (соматических) эффектов зависимость доза-эффект нелинейна.

24.2.2. Линейная передача энергии и относительная биологическая эффективность. Помимо поглощенной дозы вероятность стохастических эффектов зависит также от качества излучения, создающего дозу, т. е. от его вида и энергии. Для того чтобы достаточно полно охарактеризовать качество излучения, необходимо ввести ряд дополнительных понятий [15].

Начнем с определения линейной передачи энергии (ЛПЭ), обозначив ее L_Δ. ЛПЭ является мерой плотности ионизации вдоль трека падающей частицы, причем чем больше пар ионов образует на единице пути движущаяся частица, тем сильнее радиационное повреждение при той же поглощенной

дозе. Обозначим через $\overline{dE}$ среднюю энергию, теряемую заряженной частицей на малом расстоянии dl с передачей энергии меньше Δ. Тогда

$$L_\Delta = \left(\frac{\overline{dE}}{dl}\right).$$

При $\Delta \to \infty$ для линейной передачи энергии вводят обозначение L_∞, либо просто L. Значения L обычно измеряются в килоэлектронвольтах на микрометр (кэВ/мкм). Потеря энергии частиц на тормозное излучение в ЛПЭ не включается. Значение ЛПЭ тяжелых заряженных частиц, характеризующихся высокой плотностью ионизации, в широком диапазоне энергий значительно больше, чем электронов и фотонов, характеризующихся низкой плотностью ионизации (см. §§ 3.3, 3.4). Например, значения ЛПЭ протонов в диапазоне энергий 10^{-2}–10 МэВ на 1–2 порядка выше, чем электронов.

Относительной биологической эффективностью (ОБЭ) называется отношение поглощенной дозы D_0 образцового (стандартного) излучения, которое вызывает определенный биологический эффект, к поглощенной дозе D данного излучения, вызывающего такой же биологический эффект:

$$\text{ОБЭ} = \frac{D_0}{D}.$$

За образцовое (стандартное) излучение обычно принимается рентгеновское излучение с граничной энергией 200 кэВ. Значения ОБЭ зависят от вида биологического объекта, конкретных условий облучения и ЛПЭ. Существенно, что для различных видов излучений с одинаковыми ЛПЭ значения ОБЭ примерно одинаковы. В частности принимается, что ОБЭ = 1 при $L = 3$ кэВ/мкм для воды.

24.2.3. Коэффициент качества и весовой множитель. Коэффициентом качества Q называется регламентированное значение ОБЭ для данного вида и энергии излучения. Значение Q устанавливают, исходя из данных ОБЭ, получаемых в радиобиологических исследованиях. Как и значения ОБЭ, значения Q зависят от ЛПЭ. Очевидно, величина Q, подобно величине ОБЭ, безразмерна. Множитель Q был введен в ранних публикациях МКРЗ и характеризовал качество излучения при поглощенной дозе в точке. Однако для радиационной безопасности больший интерес представляет поглощенная доза, взятая не в точке, а усредненная по органу или ткани. Поэтому в Рекомендации 60 Комиссия сочла целесообразным ввести иной безразмерный коэффициент — весовой множитель W_R, который относится к дозе, взятой по определенному объему вещества. Но как и для коэффициента качества, его выбирают для данного вида и энергии излучения, падающего на тело, и зависимость от ЛПЭ аналогична такой же зависимости для Q. Как видно, коэффициенты Q и W_R являются родственными понятиями.

Значение Q, относящееся ко всем излучениям с малой ЛПЭ (фотоны, электроны, мюоны всех энергий), положено равным единице. Аналогичным образом поступим и со значением W_R, относящимся к указанным излучениям (см. табл. 24.1). Для других видов излучений выбор значения W_R базируется

на наблюдаемых значениях ОБЭ, причем в качестве образцового может быть использовано как рентгеновское, так и гамма-излучение.

Таблица 24.1

Весовые множители излучения

Вид излучения и диапазон энергии	Весовой множитель излучения W_R
Фотоны всех энергий	1
Электроны и мюоны всех энергий	1
Нейтроны с энергией:	
<10 кэВ	5
от 10 до 100 кэВ	10
>100 кэВ до 2 МэВ	20
>2 МэВ до 20 МэВ	10
>20 МэВ	5
Протоны с энергией $>$ 2 МэВ, кроме протонов отдачи	5
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра	20

Примечание. Все значения весового множителя относятся к излучению, падающему на тело, а в случае внутренних источников — к излучению, испущенному источником.

24.2.4. Эффективная и эквивалентная дозы. Тканевый весовой множитель. Если радиационное поле представлено различными по виду и энергии излучениями с различными W_R, то для оценки радиационной опасности облучения человека в таком поле вводится *эквивалентная доза*, равная сумме произведений поглощенных доз компонент излучения на соответствующие им весовые множители:

$$H_T = \sum_R W_R D_{T,R},$$

где $D_{T,R}$ — поглощенная доза, усредненная по T-й ткани или органу, образованная R-м излучением.

Единицей измерения эквивалентной дозы служит *зиверт* (Зв), равный джоулю на килограмм. В качестве единицы эквивалентной дозы длительное время использовался биологический эквивалент рентгена (бэр): 1 бэр $= 10^{-2}$ Зв. С 1-го января 1980 г. единица бэр изъята из употребления. Определение мощности эквивалентной дозы аналогично определению мощности поглощенной дозы.

Соотношение между эквивалентной дозой и вероятностью стахостических эффектов зависит, как установлено, и от особенностей органа или ткани, подвергнувшихся воздействию ионизирующего излучения. Поэтому целесообразно ввести еще один взвешивающий коэффициент — так называемый *тканевый весовой множитель* W_T; индекс T относится к соответствующей ткани или органу. Множитель W_T представляет собой относительный вклад

данного органа или ткани в полный ущерб, вызванный стохастическими эффектами при тотальном равномерном облучении всего тела.

Введем теперь понятие эффективной дозы [1]. Она определяется как сумма взвешенных эквивалентных доз H_T во всех тканях и органах тела:

$$H_э = \sum W_T H_T.$$

Использование понятия эффективной дозы позволяет учесть относительный риск облучения различных органов. Эффективную дозу можно представить, очевидно, и в виде дважды взвешенных поглощенных доз во всех тканях и органах тела. Значение W_T приведены в табл. 24.2.

Таблица 24.2

Тканевые весовые множители

Ткань или орган	Тканевый весовой множитель W_T	Ткань или орган	Тканевый весовой множитель W_T
Половые железы	0,20	Печень	0,05
Красный костный мозг	0,12	Пищевод	0,05
Толстый кишечник	0,12	Щитовидная железа	0,05
Легкие	0,12	Кожа	0,01
Желудок	0,12	Поверхность костей	0,01
Мочевой пузырь	0,05	Остальные органы	0,05
Молочные железы	0,05		

Примечания. 1. Значения W_T выведены для условного контингента населения с равным числом лиц обоего пола и с широким интервалом возрастов. При определении эффективной дозы эти значения применимы для персонала, для всего населения и для каждого пола.

2. При вычислениях в остальные органы включены следующие дополнительные органы и ткани: верхний отдел толстого кишечника, вилочковая железа, головной мозг, матка, мышцы, надпочечники, поджелудочная железа, почки, селезенка и тонкий кишечник. Перечень включает органы, которые, по-видимому, могут подвергаться избирательному облучению. Известно, что некоторые органы из перечня чувствительны к индуцированию рака. Если впоследствии окажется, что другие ткани и органы также подвержены значительному риску индуцирования заболевания раком, то они будут включены в таблицу со своим значением W_T или в этот дополнительный перечень, содержащий остальные органы.

По мнению Комиссии «Желательно, чтобы равномерная по всему телу эквивалентная доза давала эффективную дозу, численно равную этой равномерной эквивалентной дозе». Это может быть достигнуто, если пронормировать сумму тканевых весовых множителей на единицу. Именно такая нормировка обеспечивается данными табл. 24.2, согласно которой $\sum W_T = 1$.

24.2.5. Экспозиционная доза. *Экспозиционная доза* характеризует меру ионизационного действия рентгеновского и гамма-излучения; она определяется по ионизации воздуха при электронном равновесии, сводящегося

[1] Раньше она называлась излишне громоздко эффективной эквивалентной дозой.

к условию равенства между энергией излучения, поглощенной в некотором объеме вещества, и суммарной кинетической энергией вторичных частиц — электронов и позитронов, образованных в том же объеме вещества под действием первичного излучения. Для определения экспозиционной дозы измеряется общий электрический заряд ионов одного знака, возникающих в воздухе во время облучения. Пусть при измерении в объеме V воздуха образовано N пар ионов (равное, очевидно, числу ионов одного знака). Тогда

$$D_{\text{эксп}} = \frac{NW}{m_\nu},$$

где m_ν — масса воздуха объемом V, W — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов в воздухе, равная, как мы знаем, 34 эВ.

Единицей экспозиционной дозы в системе СИ является один кулон на килограмм (Кл/кг). Внесистемной единицей экспозиционной дозы служит рентген (R). 1 рентген — это такая доза, при которой в 1 см^3 воздуха при температуре 0 °С и давлении 760 мм рт. ст. образуется $2{,}08 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг = 88 эрг/г, т. е. один рентген приблизительно равен одному раду. Эта внесистемная единица и ее доли — миллирентген (мР), равный 10^{-3} R, микрорентген (мкР), равный 10^{-6} R и др. широко используются на практике.

24.2.6. Коллективная доза. При рассмотрении радиационных эффектов, связанных с облучением групп (популяций) людей, применяется представление о *коллективной дозе*. При использовании этого понятия предполагается справедливость сделанного выше допущения для стохастических эффектов о линейной зависимости доза-эффект для любых органов и тканей. Применительно к рассматриваемому понятию важность этого допущения связана с тем, что если такая линейная зависимость отсутствует, то суммирование доз недопустимо, а следовательно, невозможно оценивать общий риск и рассчитывать коллективные дозы, выражающие общий ущерб для рассматриваемой популяции, подвергнувшейся облучению.

Сформулируем понятие коллективной дозы в интегральной форме. Допустим, что достаточно большое число людей $N(P)$ находится в поле излучения с мощностью дозы, приходящейся на малый интервал от P до $P + dP$. Тогда коллективная мощность дозы P_S выражается формулой

$$P_S = \int_0^\infty PN(P)\,dP,$$

причем предполагается, что мощность дозы зависит от времени t.

Если зависимость мощности дозы от времени в промежутке от t_1 до t_2 известна, то коллективную дозу можно найти, проинтегрировав величину $P_S(t)$ в пределах $t_1 - t_2$:

$$D_S = \int_{t_1}^{t_2} P(t)\,dt.$$

Назовем *парциальной* коллективную дозу, обусловленную действием конкретного источника за весь период его существования:

$$D_{SK} = \int_0^\infty P_{SK}(t)\,dt,$$

где $P_{SK}(t)$ — парциальная коллективная мощность дозы в момент t.

Если имеется несколько источников, то общая коллективная доза равна сумме парциальных доз.

Накопление парциальной дозы происходит за все время действия источника, поэтому изучение ее временного поведения позволяет прогнозировать дальнейшее развитие радиационных условий, связанных с излучением этого источника. Определяемая как прогностическая (ожидаемая), эта доза Комиссией называется «doze commitment».

Если коллективная доза определяется на основании информации о распределении облучаемых людей по индивидуальным дозам, полученных (или которые будут получены) от какого-либо источника, то можно представить величину D_S, с учетом для всех N лиц значений доз от 0 до $D_{\max}$, в форме

$$D_S = \int_0^{D_{\max}} DN(D)\,dD.$$

Упрощенный вариант этой формулы в дискретной форме, широко используемый на практике, имеет вид

$$D_S = \sum_{i=1}^{n} D_i N(D_i),$$

где D_i — среднее значение индивидуальной дозы для i-го дозового интервала; $N(D_i)$ — число людей, получивших дозу, приходящуюся на i-й интервал; n — полное число интервалов, на которые приходятся все значения индивидуальных доз.

Если в качестве индивидуальной дозы используется поглощенная доза, то коллективную дозу называют коллективной поглощенной дозой; единицей измерения служит человеко-грей. Если же индивидуальной дозой является эквивалентная или эффективная доза, то говорят о коллективной эквивалентной или коллективной эффективной дозе соответственно. В таких случаях единицей измерения является человеко-зиверт.

Таким образом, понятие коллективной дозы позволяет оценить будущий ожидаемый ущерб, связанный с облучением для данной популяции. Термин «ожидаемый» дает возможность связать ожидание такого ущерба с практикой, приводящей к облучению [12].

§ 24.3. Последствия облучения

Рассмотрим более подробно возможные последствия облучения. Начнем с последствий, связанных с соматическими (детерминированными) эффектами. В зависимости от уровня радиации и индивидуальных особенностей облученного лица, неблагоприятные радиобиологические последствия возникают в период от нескольких минут до 30–60 суток после облучения. Достаточно тяжелые поражения возможны при воздействии радиации в относительно большой дозе (например, более 0,5 Гр) в сочетании со сравнительно высокой мощностью дозы (например, больше нескольких грей в час).

К первым признакам и симптомам радиационного поражения (лучевой болезни) относятся усталость, потеря работоспособности и так называемые продромальные реакции, выражающиеся в потере аппетита, тошноте, рвоте и поносе. Чем выше доза облучения, тем больше вероятность проявления перечисленных явлений и тем острее они выражены. Клинически слабо выраженные продромальные реакции с относительно большой вероятностью возникают уже при получении доз более 0,1 Гр.

При дозе 1,5–2,0 Гр может возникнуть легкая форма лучевой болезни, проявляющаяся в первые сутки у 30–50% облученных продромальными реакциями, включая рвоту, возможно облысение и поражение кожи. Поражения системы кровотворения проявляются в зависимости от степени радиационного поражения (лимфопения, тромбопения и др.) и возникают через 1–10 суток после облучения. Летальные исходы не наблюдаются. При дозе 2,5–4,0 Гр развивается лучевая болезнь средней тяжести, сопровождающаяся почти у всех облученных продромальными реакциями, сильным уменьшением содержания лейкоцитов в крови, появлением подкожных кровоизлияний. Летальный исход через несколько недель возможен в 20% случаев, в основном благодаря разрушению клеток костного мозга. При дозах 4,0–6,0 Гр возникает тяжелая форма лучевой болезни; в 50% случаев в течение первого месяца наступает смерть. При дозах более 6,0 Гр развивается очень тяжелая форма лучевой болезни, заканчивающаяся почти у всех 100% облученных летальным исходом вследствие кровоизлияния или инфекционных болезней. При облучении дозами 10–50 Гр смерть наступает спустя 1–2 недели, чаще всего в результате кровоизлияния в желудочно-кишечный тракт. Наконец, облучение высокими дозами порядка 100 Гр приводит к столь сильному поражению нервной системы, что летальный исход наступает через несколько часов или дней после облучения.

Отметим, что разработанные к настоящему времени методы лечения лучевой болезни зачастую приводят к более спокойной клинической картине заболевания и в ряде случаев предотвращают смертельный исход.

При облучении дозами, значительно меньшими доз, вызывающих острую форму лучевой болезни, возможно возникновении стохастических эффектов. Для последних характерен сравнительно большой скрытый период (месяцы, годы), предшествующий проявлению последствий радиационного поражения.

Степень воздействия ионизирующего излучения существенно зависит от ряда факторов, например, от мощности дозы, временного режима облучения, распределения поглощенной дозы по телу, вида излучения и др. Как упоминалось, стахостические эффекты считаются беспороговыми и вероятность их проявления пропорциональна суммарной дозе, накопленной облученным лицом.

Следствием облучения могут быть лейкемия и другие злокачественные новообразования — рак легких, молочной железы, кожи, саркома и пр. Возможными последствиями облучения являются поражения хрусталика, появление катаракт.

Накопленные наблюдения свидетельствуют, что в среде, загрязненной обычными токсикантами, вероятность онкологических и других заболеваний, вызванных облучением, резко возрастает. В частности, наблюдения за курильщиками, которые подвергались радиационному воздействию, показали, что смертность среди них существенно выше, чем в аналогичных группах некурящих людей.

Весьма чувствительны к облучению дети; даже получение относительно небольших доз может замедлить или даже приостановить рост костей; воздействие радиации на мозг ребенка может вызвать потерю памяти или даже слабоумие. Чрезвычайно чувствителен к воздействию радиации и мозг плода. В особенности, если облучение матери имело место между 8-й и 15-й неделями беременности.

Остановимся на вопросе об общем сокращении продолжительности жизни за счет радиационного воздействия. Соответствующие оценки поглощенной дозы стандартного излучения проводились для глубины 5 см от поверхности тела при его полном равномерном облучении. Согласно этим оценкам сокращение продолжительности жизни в расчете на 10^{-2} Гр стандартного излучения при сравнительно малой мощности дозы (не превышающей 10^{-2} Гр/сутки) составляет примерно 3 суток, а при сравнительно большой мощности дозы (не меньшей 0,5 Гр/сутки) — приблизительно 10 суток. Отсюда, в частности, следует, что при получении суммарной дозы, равной 1 Гр при низкой мощности дозы общее сокращение продолжительности жизни составляет $3 \cdot 10^2$ дней (т. е. немного меньше одного года), а при высокой мощности дозы 1000 дней (т. е. около трех лет).

Заметим, что сделанные оценки продолжительности жизни являются сугубо ориентировочными.

Перейдем теперь к генетическим эффектам. Под действием радиации в зародышевых клетках семенников или яичников возникают мутации-повреждения генетического материала, причем мужские половые клетки более чувствительны к мутациям по сравнению с женскими половыми клетками.

Различают повреждения двух типов: непосредственно единиц наследственности — генов (генные мутации) и хромосферные аберрации.

Генные мутации, проявляющиеся в ближайшем потомстве, называются доминантными; если же они обнаруживаются в последующих поколениях, то их называют рецессивными. Мутации такого типа возникают при условии

получения индивидуумом одинаковых мутационных генов от отца и матери; этот вариант наиболее вероятен для родителей–родственников. В таком случае возможна ни в чем не проявляющаяся передача рецессивных мутаций от поколения к поколению [1]; мутационные гены могут сохраняться в популяции до тех пор, пока два индивидуума, несущие одинаковый мутационный ген, дадут потомство.

Хромосомные аберрации подразделяются на количественные и структурные. Количественные аберрации возникают при изменении под действием радиации нормального числа хромосом, а структурные аберрации — когда под действием ионизирующего излучения изменяется сама структура хромосом. Повышенное число хромосомных аберраций наблюдается в следующих случаях:

— при профессиональном облучении;

— при условии пребывания людей в зонах повышенного естественного радиационного фона; к этой категории относятся люди, живущие в высокогорных местностях, летчики, население, проживающее близ урановых месторождений и пр.;

— при условии проживания людей в местностях с неблагоприятной радиационной обстановкой, обусловленной авариями на объектах атомной промышленности (например, в районах выпадения радионуклидов после катастрофы на Чернобыльской АЭС).

При низкой мощности дозы и низких значениях ЛПЭ риск мутационного повреждения в первом поколении после облучения мужчин характеризуется двумя тысячами случаев на дозу в 1 Гр на 1 млн потомства.

До сих пор речь шла о внешнем облучении. При попадании радионуклидов внутрь организма (при вдыхании, с пищей или при проникновении через кожу) возможно нежелательное воздействие излучения радионуклидов на различные органы и ткани. При внутреннем облучении наиболее опасно воздействие изотопов полония, радона, урана и трансуранов. Радиоактивные изотопы могут избирательно накапливаться в определенных органах. Так, в костях накапливаются радионуклиды кальция, радия, стронция, урана и трансуранов (например, ^{241}Am), радионуклиды редкоземельных элементов концентрируются в печени, провоцируя образования в ней опухоли, радиоактивный йод накапливается в щитовидной железе, что может привести к ее повреждению. Радионуклиды цезия и рубидия, равномерно распределяясь в организме, вызывают угнетение кроветворения, атрофию семенников и образование опухолей в мягких тканях.

На основании приведенных данных и привлекая информацию работ [15, 17, 20, 21] дадим ориентировочную оценку относительной значимости риска соматических, стохастических и генетических эффектов в различных интервалах доз для разных радиационных условий:

[1] Одному поколению соответствует период в 30 лет.

Интервалы, Гр	Последствия облучения
0–0,005	Соматические повреждения отсутствуют. Частота стохастических и генетических эффектов, связанных с последствиями облучения, значительно меньше частоты этих эффектов естественного происхождения.
0,005–0,05	Отсутствуют клинически выраженные соматические эффекты. Стохастические и генетические эффекты облучения происходят с частотой, меньшей частоты этих эффектов естественного происхождения.
0,05–0,5	Наблюдаются клинически слабо выраженные соматические эффекты. Частоты стохастических и генетических эффектов, связанных с последствиями облучения, сопоставимы с естественной частотой этих эффектов.
0,5–1,5	Наблюдаются соматические эффекты, выражающиеся в нарушении работоспособности, продромальных реакциях, велика вероятность лучевой болезни. Частота сравнительно малой тяжести стохастических и генетических эффектов — последствий облучения, значительно больше частоты таких эффектов естественного происхождения.
1,5–3,0	Соматические последствия облучения выражаются в интенсивных продромальных реакциях, потере работоспособности, лучевой болезни средней или высокой тяжести. Риск летального исхода велик в конце интервала.
3,0–6,0	Тяжелая форма лучевой болезни, высокая вероятность смерти (50 и более процентов).

Из приведенного краткого обзора можно сделать вывод, что дозовой границей, разделяющей сравнительно безопасные в радиационном отношении уровни облучения от радиационно опасных является доза, равная 0,5 Гр, что соответствует для рентгеновского и γ-излучений эффективной дозе 0,5 Зв, которая допускается МКРЗ при возникновении аварийных (чрезвычайных) ситуаций. Заметим также, что в интервале до 0,5 Гр радиационный риск связан в значительной мере с риском злокачественных новообразований.

§ 24.4. Рекомендуемые пределы дозы

В России в 1999 г. были введены Нормы радиационной безопасности (НРБ–99) и Гигиенические нормативы (ГН-99), основанные на международных нормах в публикации 60-й Международной комиссии по радиационной защите. Ниже излагаются некоторые положения НРБ–99. Так, устанавливаются следующие категории облучаемых лиц: персонал — лица, работающие с техногенными источниками (группа А) или находящиеся по условиям работы в сфере их воздействия (группа Б); все население, включая лиц из персонала вне сферы и условий их производственной деятельности.

В табл. 24.3 приведены сведения об основных дозах облучения, устанавливаемых НРБ–99 [18].

НРБ–99 устанавливают также допустимые уровни мощности поглощенной дозы при внешнем облучении всего тела от техногенных источников ионизирующего излучения. В рабочих помещениях, предназначенных для

Таблица 24.3

Основные дозовые пределы облучения

Нормируемые величины	Дозовые пределы, мЗв	
	Лица из персонала [1] (группа А)	Лица из населения
Эффективная доза	20 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 50 мЗв в год	1 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 5 мЗв в год
Эквивалентная доза за год:		
в хрусталике	150	15
в коже [2]	500	50
в кистях и стопах	500	50

Примечания. [1] Дозы облучения, как и все остальные допустимые производные уровни персонала группы Б, не должны превышать 1/4 значений для персонала группы А. Далее в тексте все нормативные значении для категории «персонала» приводится только для группы А.

[2] Относится к среднему значению в покровном слое толщиной 5 мг/см^2. На ладонях толщина покровного слоя — 40 мг/см^2.

пребывания персонала, допустимые уровни равны 10 мкГр/ч, а в жилых помещениях и в пределах территорий постоянного нахождения лиц из населения 0,1 мкГр/ч. Отметим, что приведенные уровни мощности дозы не включают мощность дозы от естественного радиационного фона.

Согласно нормативу НРБ 76/87 (применявшемуся до введения в 1996 г. санитарных правил НРБ–96, которые были частично переработаны и дополнены в 1999 г. и оформлены в виде нормативного документа НРБ–99) были установлены три категории облучаемых лиц: категория А — персонал; категория Б — ограниченная часть населения, категория В — население области края, республики, страны. В состав лиц категории А входили люди, профессионально работающие с ионизирующими излучениями, к лицам категории Б относились люди, проживающие близ предприятий, на которых производилась работа с ионизирующими излучениями, остальное население входило в состав группы В.

Рекомендованные НРБ-76/87 основные дозовые пределы при облучении всего тела составляли для профессионалов 50 мЗв в год, а для лиц категории Б — 5 мЗв в год, т. е. согласно Нормам радиационной безопасности 1999 г., дозовые пределы уменьшены для профессионалов в 2,5 раза, а для лиц, не входящих в эту категорию — в 5 раз.

Глава 25

АППАРАТУРА ДЛЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ И МЕТОДЫ ЗАЩИТЫ ОТ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 25.1. Дозиметрическая аппаратура

25.1.1. Классификация дозиметрических приборов. Приборы, используемые в дозиметрии, подразделяются на два типа: собственно дозиметры, показания которых в определенных пределах пропорциональны дозе или мощности дозы, и радиометры, которые на основе их показаний позволяют определять плотность потока частиц определенного сорта и радиоактивность веществ.

К наиболее распространенным дозиметрам относятся ионизационные камеры непрерывного действия, газоразрядные, сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики. К широко используемым радиометрам принадлежат приборы, в которых датчиками являются счетчики Гейгера–Мюллера, сцинтиляционные и полупроводниковые счетчики. Для измерения высокоэнергетических частиц в последнее время применяются черенковские детекторы и детекторы, основанные на эффекте переходного излучения. Разработаны дозиметрические устройствами других типов (например, использующие фотоэмульсии) [1, 11, 14].

Основными направлениями измерений, выполняемых с помощью соответствующих дозиметров и радиометров, являются:

— измерение доз внешнего облучения — индивидуального и коллективного;

— измерение потоков α- и β-частиц с загрязненных поверхностей человеческого тела и окружающих человека предметов;

— измерение радиоактивности воздуха;

— измерение радиоактивности воды и пищевых продуктов;

— измерение радиоактивности почв и растительности.

25.1.2. Понятие электронного равновесия. Воздухоэквивалентные вещества. Рассмотрим используемое в дозиметрии представление об электронном равновесии, введенное Греем применительно к измерению доз, создаваемых γ-излучением. Допустим, что в твердом теле существует полость, заполненная газом, причем ее размеры малы по сравнению с пробегом в газе вторичных электронов, создаваемых в теле γ-лучами. Предположим далее, что размеры твердого тела столь невелики, что интенсивность γ-лучей в его пределах, включая полость, постоянна, а толщина окружающего полость

слоя твердого вещества равна или больше максимального пробега в нем вторичных электронов. При описанных условиях обеспечивается электронное равновесие, заключающееся в том, что энергия упавшего первичного излучения, поглотившаяся в объеме полости, равна энергии, унесенной из нее вторичными электронами.

В соответствующей перефразировке введенное представление об электронном равновесии можно распространить на вторичное корпускулярное излучение, создаваемое потоками частиц других типов (например, быстрыми нейтронами).

Одной из основных задач дозиметрии является измерение энергии, поглощенной тканями человеческого тела. Эффективный атомный номер тела человека равен $Z_{\text{чел. тело}} = 7{,}42$. Он близок к эффективному атомному номеру воздуха: $Z_{\text{возд.}} = 7{,}64$. Это позволяет определять поглощенную энергию в тканях и органах человеческого тела на основе измерений ионизации, создаваемой данным излучением в воздухе. Иногда методически целесообразно стенки регистрирующего элемента детектора (а в ряде случаев и сам этот прибор) изготавливать из так называемого воздухоэквивалентного или тканеэквивалентного вещества, т. е. из вещества эффективный атомный номер которого $Z_{\text{эфф}}$ близок к эффективному атомному номеру воздуха. Воздухоэквивалентными веществами являются бакелит, плексиглас, полистирол.

25.1.3. Ионизационные газовые дозиметры. К ионизационным газовым дозиметрам принадлежат дозиметры, использующие в качестве детекторов ионизационные камеры и газоразрядные счетчики. Ионизационная камера является основным дозиметрическим прибором. Рассмотрим вопрос о ее применении в дозиметрии подробнее. Обозначим чувствительный объем камеры с плоскими параллельными электродами через τ, пусть N — число пар ионов, образующихся ежесекундно в единице объема газа, заполняющего камеру, n — число пар ионов каждого знака, уже существующих в том же объеме, e — заряд иона, I — ионизационный ток.

Изменение числа ионов описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{d}{dt} ne = Ne - \alpha n^2 e - \frac{I}{\tau},$$

где α — коэффициент рекомбинации; для воздуха $\alpha = 10^{-7}$–10^{-10} см^3/с.

При установившемся режиме $\frac{d}{dt} ne = 0$ и $I = \tau e(N - \alpha n^2)$.

Если электрическое поле отсутствует, то $I = 0$ и $N = \alpha n^2$. С ростом напряжения на электродах рекомбинация уменьшается, а сила тока растет, $I > 0$, поэтому $(N - \alpha n^2) > 0$, откуда $N > \alpha n^2$, т. е. концентрация существующих ионов убывает за счет их отвода на электроды. И когда ионизационный ток будет равен току насыщения, $I = I_n$, то рекомбинация окажется равной нулю. Тогда

$$I = I_n = \tau e N, \tag{25.1}$$

т. е. ток насыщения пропорционален ионизирующему действию источника, характеризуемого величиной N; для последней справедливо равенство

$$N = \frac{P}{w}, \tag{25.2}$$

где P — энергия излучения, поглощенная в единицу времени в единице объема газа, а w — энергия образования одной пары ионов (см. п. 3.2.2). При соответствующей нормировке (см. ниже) величина P представляет собой мощность поглощенной дозы.

Так как доза облучения $D = Pt$, то умножив обе части выражения (25.1) на t и учитывая (25.2), получаем

$$Q = \tau e \frac{D}{w}. \tag{25.3}$$

Таким образом, ток насыщения I_n прямо пропорционален мощности дозы, а заряд Q — дозе.

Рассмотрим в качестве примера устройство так называемой *нормальной ионизационной камеры* (называемой также ионизационной камерой со «свободным воздухом»), позволяющей измерять дозу в рентгенах, создаваемую γ- или рентгеновским излучением (рис. 25.1). Это устройство отличается

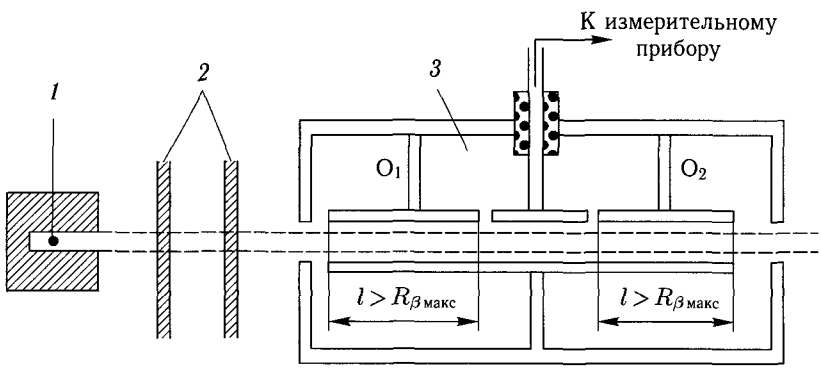


Рис. 25.1. Схема нормальной ионизационной камеры: *1* — источник; *2* — диафрагма; *3* — камера

двумя особенностями. Во-первых, изучаемое излучение пропускается через коллиматор, что исключает попадание фотонов пучка на электроды, и они взаимодействуют лишь с воздухом, которым заполнена камера в пределах измерительного объема и сравнительно тонкими окнами на входе и выходе камеры. Во-вторых, в камере установлены так называемые охранные электроды (или охранные кольца), расположенные по обе стороны от центрального собирающего электрода и поддерживаемые под потенциалом, близким к потенциалу последнего. Электрическое поле, созданное охранными электродами, позволяет локализовать границы чувствительного объема камеры так, что его «стенками» служит слой воздуха.

Для обеспечения электронного равновесия необходимо, чтобы длины охранных электродов l были больше длины пробега наиболее энергичных вторичных электронов $R_{\beta\,\text{макс}}$, т. е. чтобы выполнялось условие $l > R_{\beta\,\text{макс}}$. В таком случае любой уход корпускулярного излучения, включая электроны, образованного в чувствительном объеме, за его пределы, компенсируется приходом излучения такой же интенсивности, возникающего в «воздушных стенках» камеры.

Согласно изложенной выше теории камера должна работать в режиме насыщения. Тогда, воспользовавшись определением рентгена, выражение для заряда, регистрируемого камерой, может быть записано в форме

$$Q\ (\text{Кулон}) = \frac{D\ (\text{рентген}) \cdot V\ (\text{см}^3) \cdot 273p\ (\text{мм. рт. ст.})}{3 \cdot 10^9 \cdot T\ (\text{К}) \cdot 760}. \qquad (25.4)$$

Из этого соотношения нетрудно получить выражение для определения тока насыщения в камере, соответствующего мощности дозы P:

$$I\ (\text{Ампер}) = \frac{P\ (\text{рентген/ч}) \cdot V\ (\text{см}^3) \cdot 273p\ (\text{мм. рт. ст.})}{3 \cdot 10^9 \cdot 3600 \cdot T\ (\text{К}) \cdot 760} =$$

$$= 0{,}926PV\frac{273p}{T\ (\text{К}) \cdot 760} \cdot 10^{-13}. \qquad (25.5)$$

В формулах (25.4) и (25.5) D — экспозиционная доза, V — чувствительный объем, T — абсолютная температура, p — давление в камере.

Так как пробеги вторичных электронов, образованных γ-квантами с энергиями порядка мегаэлектронвольт и выше, сравнительно велики, то в нормальных камерах, предназначенных для регистрации столь жесткого излучения, приходится использовать достаточно высокие давления (до 10–30 атм.) при длине камеры 2–3 м и диаметре до 1,5 м. Столь громоздкими и довольно уникальными устройствами обычно оснащаются специализированные метрологические учреждения. Они используются для градуировки малогабаритных дозиметров, называемых образцовыми, которые и рассылаются по заинтересованным организациям. Точность измерений нормальной камеры достигает 1%, тогда как образцовых равна приблизительно 5%. Однако эта точность для практических целей вполне достаточна, поскольку количественные измерения в радиобиологии производятся с еще меньшей точностью.

Градуировка γ-дозиметров может также выполняться с помощью образцовых γ-излучателей. Одним из широко используемых препаратов является изотоп ^{60}Co, испускающий γ-кванты с энергией 1,17 и 1,33 МэВ; ^{137}Cs с энергией 662 кэВ и ^{40}K с энергией 1,46 МэВ.

Наряду с крупногабаритными ионизационными камерами в дозиметрии используются устройства, в состав которых входят миниатюрные ионизационные камеры. Так, широкое применение нашли прямопоказывающие дозиметры серии КД (карманные дозиметры). Они сходны по форме и габаритам с обычными авторучками и во время работы кладутся в карман. Дозиметр рассматриваемого типа представляет собой комбинацию электроскопа

с ионизационной камерой и миниатюрным микроскопом. Камера заряжается с помощью специального зарядового прибора; в заряженной камере кварцевая нить отходит от держателя и принимает положение, соответствующее нулю шкалы, проградуированной в единицах дозы. Под действием γ-излучения заряд стекает с изолятора, что приводит к передвижению нити. Дозиметр этой серии ДК-0,2 позволяет определять дозы до 50 R в диапазоне энергий γ-квантов от 0,2 до 2 МэВ. Погрешность прибора не превышает $\pm 10\%$. Другие дозиметры серии ДК проградуированы на иные диапазоны доз.

Ионизационные камеры создают на выходе обычно очень слабые токи порядка 10^{-13}–10^{-14} А. Это обуславливает существенные трудности для их регистрации. Обычно для надежности измерения применяют усилители постоянного тока с большими коэффициентами усиления; однако в таких случаях возникает проблема подавления шумов, а соответствующая аппаратура получается достаточно громоздкой.

Для преодоления трудностей регистрации часто вместо ионизационных камер в дозиметрии используют пропорциональные счетчики. Так как коэффициент газового усиления для них $M = N/N_0 = 10^3$–10^7, то значения токовых сигналов на выходе измерительного устройства получаются в 10^3–10^7 больше, чем для ионизационной камеры. Это позволяет существенно упрощать радиотехнические устройства и облегчать условия регистрации доз.

Как мы знаем, значение импульса тока, создаваемого счетчиком Гейгера–Мюллера, не зависит от начального числа пар ионов в его чувствительном объеме; позволяя сосчитать число ионизирующих частиц, попадающих в его чувствительный объем, счетчик не дает информации об ионизации, создаваемой этими частицами. Поэтому счетчики Гейгера–Мюллера используются главным образом для радиометрии, в том числе для определения запасов радиоактивных нуклидов. Правда, выбором геометрии гейгеровского счетчика, подбором материала и толщины его стенки-катода, можно добиться того, чтобы показания детектора были бы приблизительно пропорциональны поглощенной дозе γ-излучения в ограниченном интервале энергий.

25.1.4. Сцинтилляционные дозиметры. Сцинтилляционные счетчики часто используются в качестве дозиметрических приборов. Процедура определения дозы (мощности дозы) обычно сводится к измерению среднего тока фотоумножителя.

Рассмотрим один из возможных методов дозиметрии γ-излучения. Согласно формуле (6.10) ток ФЭУ I пропорционален первичному излучению E, поглощенному в фосфоре. Будем предполагать, что сцинтиллятор изготовлен из воздухоэквивалентного материала (например, из антрацена или стильбена) и что кристалл достаточно велик, поэтому γ-кванты оставляют всю энергию в его объеме.

Введя обозначение $S = \dfrac{E_\text{ф}}{K \cdot G}$ перепишем формулу (6.10) в виде

$$I = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \frac{M \cdot E}{S}. \tag{25.6}$$

Воспользуемся в качестве единицы дозы рентгеном и вспомним, что 1 рентген соответствует 88 эрг поглощенной энергии на 1 г вещества. Вычислим мощность дозы, соответствующую одному рентгену:

$$I\frac{\text{Р}}{\text{ч}} = \frac{88}{3600 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-9}} = 1{,}53 \cdot 10^{7}\,\frac{\text{кэВ}}{\text{г} \cdot \text{с}}.$$

Здесь учтено, что 1 кэВ $= 1{,}6 \cdot 10^{-9}$ эрг.

Обозначая массу сцинтиллятора через g, связь между поглощенной в нем энергией E и мощностью дозы P можно представить в виде

$$E = 1{,}53 \cdot 10^{7} Pg\,\frac{\text{кэВ}}{\text{с}}. \tag{25.7}$$

Подставляя (25.7) в (25.6), получим

$$I = 2{,}44 \cdot 10^{-12}\,\frac{MPg}{S}. \tag{25.8}$$

Согласно формуле (25.8), зная массу сцинтиллятора, коэффициенты M и S и измеряя средний ток ФЭУ, можно определить мощность дозы. При использовании воздухоэквивалентных фосфоров выражение (25.8) справедливо для γ-лучей любой энергии. Его можно применять и для других сцинтилляторов, если только энергия γ-квантов приходится на область комптоновского рассеяния (1–2 МэВ).

Другой метод использования сцинтилляционного детектора в качестве дозиметра основан на его предварительной калибровке с помощью ионизационной камеры с воздухоэквивалентными стенками.

Сцинтилляционные счетчики широко используются и для дозиметрии нейтронов и заряженных частиц.

Наиболее просто определяется доза от тепловых нейтронов. В этом случае могут быть использованы ядерные реакции (n, α) на ^{10}B или ^{6}Li (эти реакции подробно рассмотрены в п. 6.7.2, см. записи (6.11) и (6.13). Применяются дисперсные детекторы из смеси ZnS(Ag) с веществом, содержащем бор (борная кислота, бура) или литий (LiF). Измерения выполняют дважды — с экраном из кадмия, поглощающим тепловые нейтроны, и без экрана; разность соответствует потоку тепловых нейтронов. Используя градуировочный график, определяют дозовые характеристики тепловых нейтронов.

Несколько сложнее обстоит дело с определением дозы от быстрых нейтронов. Напомним, что им обычно сопутствует фон γ-излучения. Для определения дозы от быстрых нейтронов могут быть использованы сцинтилляции, создаваемые протонами отдачи в фосфоре, содержащем водород. Однако органические (а значит водородосодержащие) кристаллы, например, антрацен, не подходят для этой цели. Дело в том, что для таких кристаллов конверсионная эффективность k сильно зависит от ионизирующей способности частиц (k обратно пропорционально удельным ионизационным потерям $(dW/dx)_{\text{ион}}$). В сцинтилляторе γ-кванты образуют, очевидно, электроны, а быстрые нейтроны — протоны. Однако в интервале энергий нейтронов 1–12 МэВ значения k для электронов значительно больше, чем для протонов. Это означает, что при

использовании органического кристалла импульсы от γ-квантов фона будут превышать импульсы от протонов отдачи.

Можно обойти эту трудность, использовав неорганический кристалл, для которого k практически не зависит от удельных ионизационных потерь. Однако неорганические кристаллы не содержат водорода. Поэтому напрашивается такое комбинированное решение: следует использовать достаточно тонкий неорганический сцинтиллятор, окруженный водородосодержащими веществами. Протоны отдачи, как частицы короткопробежные, но характеризуемые большим значением $(dW/dx)_{\text{ион}}$, обеспечивают в неорганическом кристалле относительно сильную ионизацию, а ионизирующее воздействие γ-квантов, как длиннопробежных частиц с малым значением $(dW/dx)_{\text{ион}}$, окажется относительно незначительным. Поэтому сигналы, создаваемые γ-квантами, можно эффективно отсекать дискриминатором.

Изготавливаются такие комбинированные детекторы из малых кристалликов сернистого цинка, активированного серебром, или слой сцинтиллятора ZnS(Ag) наносится на пленку из водородосодержащего вещества (например, полиэтилена; содержание водорода в его составе равно 13%). Эффективность описываемых детекторов составляет доли и единицы процента, т. е. невелика. Для дозиметрических измерений необходимо знать энергетический спектр падающих нейтронов и использовать для градуировки детекторов потоки нейтронов, энергии которых приходятся на диапазон их спектра.

Кристаллы ZnS(Ag) могут быть также использованы для регистрации и дозиметрии тяжелых заряженных частиц (протонов, α-частиц и др.).

В заключение этого раздела остановимся на применении в дозиметрии так называемых вспышечных сцинтилляторов. Последние используются для индивидуального контроля, а соответствующий метод называется «индивидуальным люминисцентным контролем» — ИЛК. В вспышечном фосфоре электроны под действием ионизирующего излучения переходят на метастабильные уровни и при сообщении им дополнительной энергии (например, в результате облучения инфракрасным излучением) возвращаются на нормальный уровень с выделением световых фотонов. Подходящим сцинтиллятором является, например Sr(Eu), дающий яркую вспышку, пропорциональную дозе в диапазоне от 0,05 до 1000 рентген. Фосфор помещается в кассету и облучается в поле γ-излучения. Облученный кристалл устанавливается перед фотоэлектронным умножителем и освещается инфракрасными лучами. При этом электроны совершают обратный переход с выделением световых квантов.

25.1.5. Полупроводниковые дозиметры. Полупроводниковый детектор, описанный в § 6.4, пригоден и для дозиметрических измерений. Поскольку он работает подобно ионизационной камере, то основные дозиметрические представления, развитые выше применительно к ионизационной камере, справедливы и в отношении полупроводникового детектора с той разницей, что в данном случае рабочей средой является твердое тело, а носителями зарядов — электроны и дырки. Большим достоинством дозиметра являются его малый вес и малые размеры.

25.1.6. Использование фотоэмульсий в дозиметрии. Фотоэмульсия, используемая для индивидуального определения дозы, состоит из мелких зерен бромистого серебра (0,05–0,4 мкм), распределенных в желатине с плотностью, большей плотности зерен в обычных фотоэмульсиях. Степень почернения фотопленки, проявленной после ее облучения, тем выше, чем выше полученная доза.

Изготавливают фотоэмульсии различной фоточувствительности и различной толщины, что позволяет регистрировать те или иные виды ионизирующего излучения. Например, разработаны фотопленки, пригодные для измерения электромагнитных излучений с энергией квантов от 30 кэВ до 5 МэВ.

§ 25.2. Защита от ионизирующего излучения

25.2.1. Рекомендации общего характера. Простейшие способы защиты. В соответствии с рекомендациями 60 МКРЗ главной целью радиационной защиты является снижение вредных последствий соматических, стохастических и генетических эффектов до некоторого уровня, который можно считать приемлемым. Ему отвечают пределы доз, рассмотренные в § 24.4. Существует много приемов, позволяющих снизить вред от облучения до допустимого уровня. В этом разделе мы рассмотрим основные приемы и приспособления, позволяющие защититься от ионизирующего излучения [5, 10, 13, 14].

Наиболее простые способы уменьшения вреда от воздействия радиации состоят либо в уменьшении времени облучения, либо в уменьшении мощности источника, либо же в удалении от него на расстояние R, обеспечивающее безопасный уровень облучения (до предела или ниже эффективной дозы). Интенсивность излучения в воздухе при удалении от источника даже без учета поглощения уменьшается по закону I/R^2. В частности, не следует радиоактивные препараты брать руками, а при манипуляциях с ними использовать специальные приспособления, например, зажимы на длинной ручке.

Если же перечисленные приемы по каким-либо причинам неосуществимы или недостаточны, то следует применять материалы эффективно ослабляющие излучение.

Особой простотой отличается защита от α- и β-частиц, так как их пробеги в веществе относительно невелики (см. пп. 3.2.3 и 3.3.4). Так, полное поглощение α-частиц, испускаемых α-активными препаратами, обеспечивается слоем воздуха в 8–9 см или листом бумаги. Пробег β-частиц в воздухе значительно больше, например, при энергии β-частиц более 3 МэВ он превышает 3 м. Тем не менее, препараты, испускающие β-частицы, достаточно экранировать не слишком массивной защитой. Например, от потока β-частиц с энергиями до 4 МэВ надежно защищает слой пластмассы толщиной 0,25 см.

25.2.2. Защита от γ-излучения. Для γ-квантов и нейтронов, проникающая способность которых значительно выше (см. пп. 3.4.6 и 3.6.3), необходима более массивная защита.

Ослабление пучка γ-квантов, проходящих защиту, не рассеиваясь в ней (такой пучок называется «узким»), описывается известным нам экспоненциальным законом (3.22):

$$N = N_0 e^{-\mu d}, \tag{25.9}$$

где N_0 и N — интенсивность излучения без защиты и за защитой толщиной d, μ — линейный коэффициент ослабления, зависящий от энергии частиц и применяемого для защиты материала. Удобно представить эту формулу в несколько ином виде:

$$N = N_0 e^{-\mu/\lambda} \tag{25.10}$$

где λ — толщина материала, ослабляющего пучок в e раз; λ называют длиной релаксации. Значение λ для γ-квантов с энергией 1 МэВ в различных материалах приведены в табл. 25.1.

Таблица 25.1

Длины релаксации λ для γ-квантов с энергией 1 МэВ в различных материалах

Материал	Вода	Алюминий	Железо	Свинец
Длина релаксации, см	14,2	6,06	2,14	1,30

Если пучок частично рассеивается в материале защиты (такой пучок называется «широким»), то за защитой регистрируется как нерассеянное, так и рассеянное излучение. В формулу (25.9) в таком случае следует ввести сомножитель B, называемый фактором накопления. Его можно определить следующим образом:

$$B = \frac{\text{эффект от излучения в широком пучке}}{\text{эффект от излучения в узком пучке}}.$$

Фактор накопления зависит от различных параметров, в том числе от геометрии и размеров защиты, энергии излучения, плотности потока, мощности экспозиционной дозы и др. В зависимости от характера определяемого эффекта различают различные типы этой величины. Например, дозовый фактор накопления равен отношению экспозиционной дозы, созданной первичными и рассеянными γ-квантами в точке детектирования, к экспозиционной дозе, созданной в той же точке лишь первичными нерассеянными γ-квантами. Предполагается, что изменение дозы в том и другом случае осуществляется в воздушной среде. В табл. 25.2 приведены дозовые факторы накопления для плоского мононаправленного источника и защиты конечной толщины для воды и свинца.

Как видно, дозовый фактор накопления всегда больше единицы и возрастает с ростом показателя экспоненты; особенно он велик для воды при μd, равном или большем 10. Факторы накопления могут достигать в ряде случаев и больших значений, равных нескольким сотням.

Обратимся к зависимости массового коэффициента от энергии γ-квантов, показанной на рис. 3.7 для различных элементов. Нетрудно видеть, что веще-

Таблица 25.2

Дозовые факторы накопления для плоского источника и защиты конечной толщины

Материал	Энергия γ-квантов, МэВ	μd				
		1	2	4	10	15
Вода	1,0	1,84	2,81	5,33	15,1	25,9
	4,0	1,53	2,01	2,96	5,86	8,08
Свинец	1,0	1,36	1,66	2,15	3,37	4,13
	4,0	1,27	1,55	2,17	4,64	7,64
	10,0	1,10	1,24	1,54	3,52	7,68

ства с большим Z (свинец, железо и др.) ослабляют поток γ-квантов более интенсивно, чем вещества с малыми Z.

25.2.3. Защита от нейтронов. Формулы (25.9) и (25.10) в соответствующей перефразировке справедливы и для нейтронов. В этом случае в формуле (25.10) заменяют λ на длину релаксации λ', учитывающую рассеяние нейтронов в материале защиты. Значение λ' для нейтронов деления с энергией больше 3 МэВ приведены в табл. 25.3.

Таблица 25.3

Длина релаксации нейтронов деления с энергией больше 3 МэВ в различных материалах толщиной 30–60 см

Материал	H_2O	C	B_4C	Полиэтилен	Бетон	Fe	Ni	Pb
Плотность, г/см^3	1	1,67	1,67	0,92	2,4	7,86	8,9	11,3
λ', см	9,3	13,0	10,0	8,3	11,0	6,5	6,6	9,4

Процессы ослабления потоков нейтронов достаточно подробно рассмотрены в п. 3.6.3. Напомним, что для замедления и поглощения нейтронов используются водородосодержащие вещества (вода, парафин, гидриты металлов и т. д.).

Часто встречаются случаи смешанного излучения, состоящего из нейтронов и γ-квантов. В природе не встречаются элементы, которые достаточно эффективно ослабляют такие смешаные потоки. Защита от них состоит из смеси веществ с малыми и большими атомными номерами. Примером может служить железоводная защита или «тяжелый бетон» (смесь бетона со свинцовой дробью).

25.2.4. Оптимизация двуслойной защиты от изотопных источников нейтронов. Рассмотрим вопрос о возможности снижения веса защиты от изотопных источников быстрых нейтронов с низким выходом сопутствующего γ-излучения (например, на основе ^{210}Po и ^{239}Pu).

Этот вопрос актуален для транспортировки и хранения в стационарных условиях таких весьма популярных источников.

В. С. Авзяновым и др. [3] были проведены теоретические и экспериментальные исследования, цель которых состояла в минимизации веса и габаритов защиты от нейтронов и сопутствующего γ-излучения, испускаемых

капсюлированным Po–Be-источником заданной мощности. Эта процедура в дальнейшем будет называться оптимизацией защиты от источников быстрых нейтронов.

Для экспериментов использовалась двуслойная установка сферический формы; в ее центре располагался шарообразный железный сердечник радиусом r, окруженный слоем парафина; полный радиус защиты обозначим R. В опытах варьировались размеры центрального металлического тела и окружающего его сферического слоя парафина. Источник располагался в отверстии в центре металлического сердечника.

В п. 4.2.2 указывалось, что в источнике рассматриваемого типа происходит реакция захвата бериллием-9 α-частицы, испускаемой ядром полония-210:

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + n + \gamma. \qquad (25.11)$$

Возбужденное ядро ^{12}C испускает γ-излучение с энергией 2,43 мэВ, а ядро ^{210}Po — с энергией 0,804 мэВ.

Распределение нейтронов находили из численного решения уравнения переноса излучения (уравнения Больцмана) в многогрупповом диффузионном приближении. На рис. 25.2 показаны рассчитанные мощности дозы нейтронов и γ-квантов Po–Be источника, нормированные на единичный поток нейтронов $s = 1 \frac{\text{нейтрон}}{\text{с}}$. Как видно, введение слоя железа в защиту из парафина приводит к понижению обоих компонентов дозы при сохранении размеров защиты. При этом происходит изменение относительного вклада излучения нейтронов и γ-квантов источника в мощность дозы. Действительно, в парафине при радиусах R, больших 40 см, мощность дозы γ-излучения возбужденного ядра ^{12}C становится больше мощности дозы нейтронов. При наличии металлического сердечника дозовые кривые, относящиеся к γ-квантам, идут значительно ниже, и точка инверсии компонентов мощности дозы сдвигается в сторону больших значений R. Мощность дозы, создаваемая γ-излучением ^{210}Po, незначительна. Относительно малый при рассматриваемых толщинах защиты выход захватного γ-излучения водорода может быть уменьшен добавлением боросодержащих соединений. Опыт показал, что оптимальное содержание борной кислоты в парафине составляет 70–90 г/кг.

Номограммы для выбора параметров минимальной по весу защиты построены с учетом вклада в мощность дозы нейтронов и γ-излучения, возникающих в реакции (25.11) (рис. 25.3). Приведены семейства кривых (*А* и *Б*) для различных значений мощности дозы:

$$P = f(r, R)_{D=\text{const}},$$

где P — вес защиты, кг; D — суммарная мощность дозы на поверхности защиты при мощности источника нейтронов $s = 1 \frac{\text{нейтрон}}{\text{с}}$.

Рассмотрение семейства дозовых кривых показывает, что для каждой кратности ослабления существует минимум веса, соответствующий оптимальной защите. Отношение весов парафиновой и оптимальной железо-парафино-

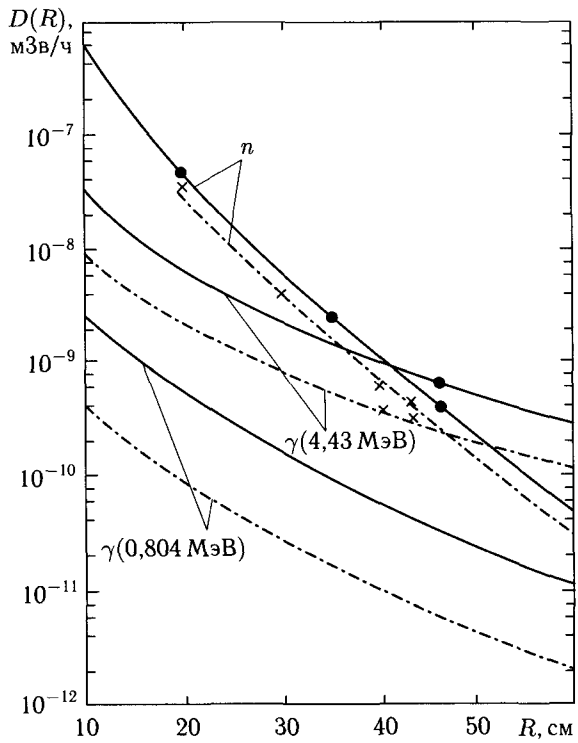


Рис. 25.2. Мощность дозы нейтронов и γ-квантов Po–Be-источника, нормированные на единичный поток нейтронов ($s = 1$ нейтрон/с). Расчет: —— — парафиновая защита; –·–·– — железо-парафиновая защита ($r = 7$ см); эксперимент: ● — парафиновая защита; × — железо-парафиновая защита ($r = 7$ см)

вой защиты быстро растет при увеличении кратности ослабления мощности дозы.

По результатам исследования был создан контейнер, отмеченный наградой на выставке МАГАТЭ.

Номограммы на рис. 25.3 могут быть полезны для экспрессного определения оптимизированных параметров железоводородосодержащих устройств, предназначенных для защиты от излучения изотопных нейтронных источников различной мощности.

25.2.5. Защита, основанная на введении в организм препаратов. Специфический вид защиты основан на введении в организм человека до или во время облучения некоторых препаратов, повышающих его общую сопротивляемость. К ним относятся липополисахариды, сочетания аминокислот и витаминов, различные гормоны и вакцины. Другая группа защитных веществ представлена радиопротекторами. Последние способны предохранять при облучении от губительных изменений чувствительные органы и ткани.

Наконец, защита может быть обеспечена до некоторой степени приемом алкоголя (спирт, водка и др.). Дело в том, что вероятность взаимодействия радикалов, возникающих при радиолизе (см. § 24.1), с молекулами спирта

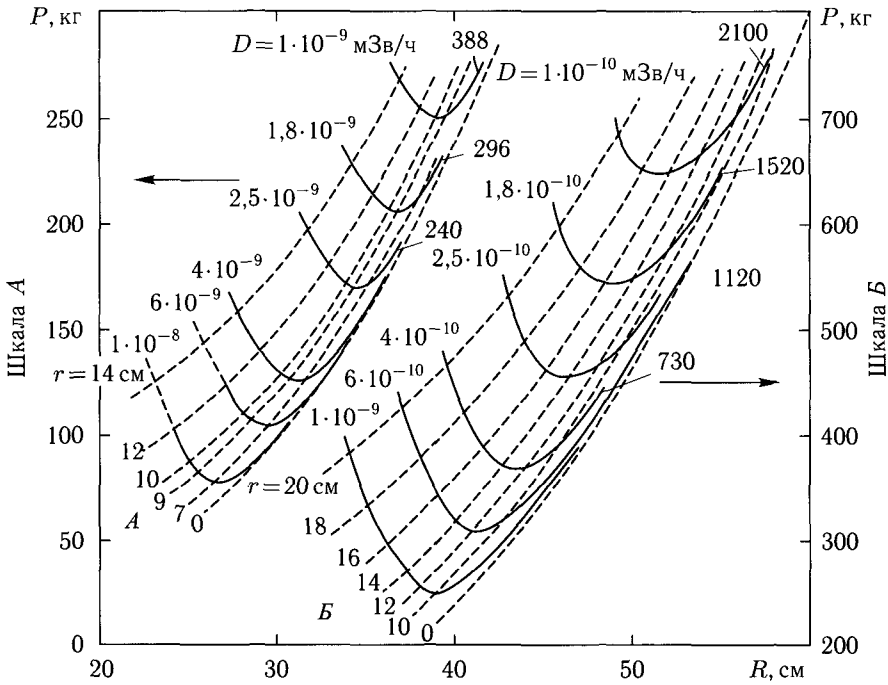


Рис. 25.3. Номограммы для выбора параметров оптимальной железо-парафиновой защиты: ---- — $r = \text{const}$; ____ — $D = \text{const}$

обычно больше, чем с молекулами, входящими в состав клеток. В результате химической реакции между радикалом и молекулой спирта последняя распадается. Процессы такого рода снижают «радиационный удар» по биологическим тканям. Более полно химические методы защиты организма от ионизирующих излучений обсуждаются в книге Ю. Б. Кудряшова [15].

Глава 26

УРОВНИ ОБЛУЧЕНИЯ, СОЗДАВАЕМЫЕ ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ РАЗЛИЧНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

§ 26.1. Исходные замечания об уровнях радиации различного происхождения

Человек существует в условиях воздействия ионизирующего излучения естественного и искусственного происхождения. Важнейшие источники проникающей радиации рассматривались выше (главы 4, 15, 23). В настоящей завершающей главе нас будут интересовать уровни доз, создаваемых ионизирующим излучением различного происхождения.

Отметим, что принято относить в отдельную группу фоновое облучение, связанное с источниками так называемого технологически повышенного радиационного фона. Последний возникает в результате человеческой деятельности. Например, в зданиях, построенных из материалов с повышенным содержанием радионуклидов, радиационный фон увеличивается. Аналогичный эффект имеет место при использовании в бытовых целях природного газа, содержащего радон. Повышается радиационный фон в условиях полета на самолете. Повышенный радиационный фон может возникать и близ угольных теплоэлектростанций, поскольку при сгорании угля в атмосферу выбрасываются различные радионуклиды.

Итак, в этой главе мы будем рассматривать радиационное воздействие ионизирующих излучений, создаваемых естественными источниками земного и космического происхождения, технологически повышенным радиационным фоном и искусственными источниками.

§ 26.2. Дозное поле, создаваемое на поверхности Земли естественными источниками ионизирующего излучения

Природные радионуклиды, содержащиеся в земной коре и называющиеся *примордиальными*, представлены ^{40}K, ^{87}Rb и элементами радиоактивных семейств, родоначальниками которых являются ^{238}U и ^{232}Th (см. гл. 4).

Различают внешние и внутренние источники земного происхождения. При прочих равных условиях (в том числе равном числе радионуклидов) внутреннее облучение опаснее внешнего в силу следующих причин:

— отсутствует защита внутренних органов кожным покровом;

— время облучения обычно значительно больше; оно совпадает со временем нахождения радионуклида в организме;

— росту дозы способствует малое (в предельном случае бесконечномалое) расстояние от источника до облучаемой ткани.

Распад естественных радионуклидов приводит к образованию α-частиц, β-частиц (электронов) и γ-квантов. Пробег α- и β-частиц настолько мал (см. п. 3.2.3, 3.3.1), что они практически полностью поглощаются в биологической ткани толщиной в несколько миллиметров. Поэтому при оценке внешнего воздействия излучения радионуклидов, содержащихся в земной коре, воде и воздухе, принимается во внимание лишь более проникающее γ-излучение, тогда как для внутреннего облучения наиболее существенную роль играют α-частицы, ионизирующая способность которых значительно больше, чем β- и γ-излучений.

Уровень облучения частицами космических лучей на поверхности Земли весьма стабилен, однако он зависит от геомагнитной широты и от высоты. В частности, уровень облучения населения высокогорных районов существенно больше, чем населения, проживающего в низинных районах. Известны также местности, расположенные на сравнительно малой высоте над уровнем моря, но в которых внешнее облучение от естественных земных источников значительно превышает диапазон его нормальных колебаний. Такие районы существуют в Бразилии, Индии, Италии, Иране и некоторых других странах. В ряде этих районов годовая доза облучения населения на порядок и более выше дозы, получаемой людьми, которые проживают в местностях с нормальным уровнем радиационного фона.

В табл. 26.1 приведены годовые эффективные дозы от естественных источников излучений на уровне моря для районов Земли с усредненным «нормальным» фоном [6, 12]. Согласно этим данным основной вклад в дозу внешнего облучения (280 мкЗв) обеспечивают частицы так называемого ионизирующего компонента, состоящего из мюонов, образующихся при распаде заряженных пионов в верхних слоях атмосферы, и электронов, возникающих при распаде мюонов в каскадных процессах и в результате ионизации. Существенно меньший вклад в эту дозу обеспечивают примордиальные нуклиды (120 мкЗв нуклиды калия, 90 мкЗв нуклиды семейства ^{238}U и 140 мкЗв нуклиды семейства ^{232}Th). Вклад в дозу внутреннего облучения за счет космогенных нуклидов невелик (15 мкЗв), а основной вклад обеспечивают калий-40 (180 мкЗв) и цепочки распадов нуклидов уранового и ториевого рядов (950 и 190 мкЗв соответственно). Суммарное значение дозы внешнего облучения равно 650 мкЗв, а внутренного — 1341 мкЗв. Полная доза равна 2000 мкЗв.

Остановимся более подробно на оценках радиационного воздействия за счет внутренних источников земного происхождения. Радионуклиды постоянно попадают внутрь организма человека через органы дыхания и пищеварительный тракт. Считается, что в организме взрослого человека концентрация радионуклидов обычно остается практически постоянной. Это связано с тем, что существует динамическое равновесие между процессами поступления радионуклидов в организм и процессами их выведения и радиоактивного распада.

Таблица 26.1

Оценка годовых эффективных доз, обусловленных естественными источниками излучения, в районах с «нормальным» фоном

Источник	Годовая эффективная доза, мкЗв		
	Внешнее облучение	Внутреннее облучение	Итого
Космические лучи:			
ионизирующий компонент	280	—	280
нейтронный компонент	20	—	20
Космогенные нуклиды	—	15	15
Примордиальные нуклиды:			
калий-40	120	180	300
рубидий-87	—	6	6
нуклиды ряда урана-238	90	950	1040
нуклиды ряда тория-232	140	190	330
Всего (округлено)	650	1341	2000

В табл. 26.2 приведены годовые значения поглощенной дозы внутреннего облучения органов человеческого тела. Как видно, суммарный вклад в годовую поглощенную дозу ^{40}K значительно больше чем ^{14}C.

Таблица 26.2

Годовые тканевые поглощенные дозы внутреннего облучения органов человеческого тела (10^{-5} Гр)

Радионуклиды	Органы или ткани тела			
	Гонады	Легкие	Эндостальные клетки	Красный костный мозг
^{40}K	15	17	15	27
^{14}C	0,5	0,6	2,0	2,2
Все радионуклиды земного и космогенного происхождения	17	52	25	31

Значения годовых поглощенных доз для гонад, легких и эндостальных клеток для ^{40}K примерно одинаковы, но приблизительно вдвое меньше чем доза для красного костного мозга. Суммарные значения годовой тканевой поглощенной дозы также указаны в табл. 26.2. Наибольшая доза приходится на легкие, она втрое больше, чем для гонад, и вдвое, чем для эндостальных клеток. Существенный вклад в годовую поглощенную дозу обеспечивают также радон и дочерние продукты его распада. Подробнее этот вопрос рассматривается в §§ 26.4 и 26.5.

§ 26.3. Дозное поле в тропосфере и нижней стратосфере

На высотах более нескольких сот метров радиационное воздействие излучений земного происхождения практически сходит на нет. На тропосферных

и стратосферных высотах (1–50 км) [1] дозное поле формируется в значительной степени нуклонами космического происхождения. В качестве типичного примера рассмотрим распределение мощности эквивалентной дозы, создаваемой галактическими космическими лучами, по виду частиц и энергии на высоте 16 км (соответствующей 100 г/см^2 *глубины остаточной атмосферы*) и жесткости геомагнитного обрезания 3,5 ГВ (табл. 26.3).

Таблица 26.3

Распределение мощности эквивалентной дозы по виду частиц и энергии на высоте 16 км и жесткости обрезания 3,5 ГВ

E, МэВ	P, мкЗв/ч	E, МэВ	P, мкЗв/ч
Протоны		Мюоны	
20–50	4,9	100–700	0,3
50–100	3,0	Электроны	
100–200	1,1	1,0–1,5	0,16
200–500	0,22	1,5–3,5	0,28
500–1000	0,12	3,5–7,0	0,29
	Сумма 9,34	7,0–14	0,36
Нейтроны		14–25	0,17
0,1–0,5	0,18	25–50	0,34
0,5–1,0	1,59	50–100	0,22
1,0–10	3,0		Сумма 1,82
10–100	2,3	γ-кванты	
100–1000	1,67	0,1–100	2,0
	Сумма 8,74		

Приведенные данные относятся к минимуму солнечной активности и характеризуют радиационную обстановку в средних широтах при отсутствии вторжения СКЛ на высоте, характерной для полета сверхзвуковых самолетов. Как видно, вклад в дозу на этой высоте обусловлен в основном протонами и нейтронами, вклад электронно-фотонной компоненты значительно меньше, Приведен также результат расчета мощности дозы мюонов; последняя на порядок меньше, чем для электронов. Мощность эквивалентной дозы заряженных частиц почти полностью создают низкоэнергетические протоны.

[1] Атмосферу принято делить на слои по температурному признаку. Самую нижнюю часть, занимающую пространство от земли до высоты 12–13 км, называют тропосферой, и температура в ее пределах падает с увеличением высоты. Выше тропосферы находится стратосфера, которая простирается до высот 45–50 км. В отличие от тропосферы температура в стратосфере растет с высотой. Выше стратосферы находятся мезосфера и термосфера, причем в мезосфере температура падает до -100 °С и повышается в термосфере вплоть до границы с космическим пространством. На высотах полета реактивных самолетов (10–20 км) температура составляет ≈ -58 °С.

Нейтроны с энергией более 10 МэВ обеспечивают примерно половину вклада в дозовое распределение.

Относительный вклад частиц разного сорта в полную мощность эквивалентной дозы варьирует с изменением высоты и жесткости обрезания (рис. 26.1). Как видно, из рис. 26.1, *а*, на глубинах остаточной атмосферы

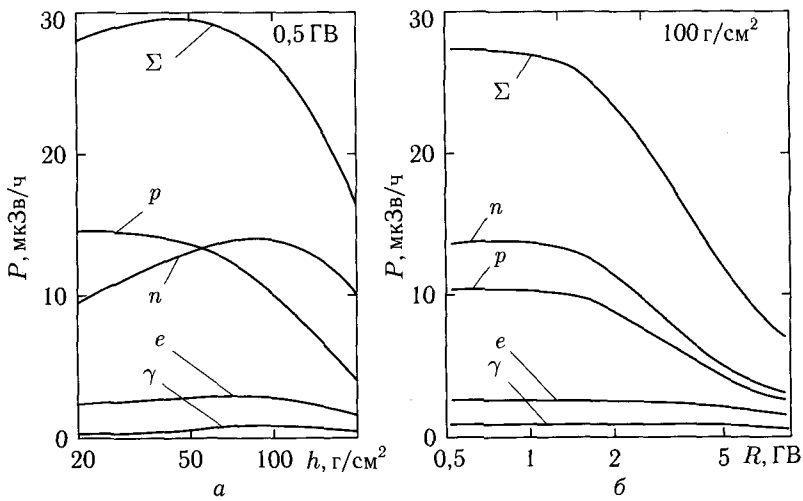


Рис. 26.1. Зависимость мощности эквивалентной дозы от глубины остаточной атмосферы (*а*) и жесткости геомагнитного обрезания (*б*); Σ — суммарная мощность эквивалентной дозы

100 г/см^2 (менее 16 км высоты) вклад нейтронов в мощность дозы становится преобладающим. Высотные зависимости на рис. 26.1, *а* имеют вид кривых с нерезко выраженным максимумом, который приходится на глубину остаточной атмосферы около 40 г/см^2 (22 км высоты) для суммарной кривой; максимум кривых для нейтронов, электронов и γ-квантов — на большие глубины, максимум кривой для протонов соответствует глубине около 20 г/см^2 (26 км высоты). Такой ход высотных кривых связан с конкуренцией двух процессов: генерацией вторичных частиц ГКЛ и их поглощением. В верхних слоях атмосферы преобладает первый процесс, и с ростом глубины атмосферы мощность дозы увеличивается; на глубинах 50–100 г/см^2 начинает преобладать второй процесс и мощность дозы уменьшается. Мощность дозы для нуклонов и суммарное значение этой величины не зависят от жесткости обрезания в высоких широтах (примерно до $R = 1$–$1{,}2$ ГВ (рис. 26.1, *б*), быстро уменьшаясь с дальнейшим возрастанием R (широтный эффект для дозового распределения).

Плотность потока нуклонов на малых высотах (близ поверхности Земли) сравнительно невелика, а на уровне моря их вклад в мощность дозы и дозу равен всего нескольким процентам. Значительно больший вклад в дозу на малых высотах дает упоминавшийся выше ионизирующий компонент космических лучей.

§ 26.4. Проблема радона

Из естественных радионуклидов особо значимую роль играет не имеющий цвета и запах инертный газ радон. В сравнительно недавнем прошлом радиационно-генетическое значение этого благородного газа недооценивалось. В настоящее время радон считается одним из наиболее опасных «невидимых врагов» человека. Повышенное внимание радоновой проблеме уделяют МКРЗ и НКДАР ООН [1]), считая ее приоритетной [12, 19].

Сравнительно высокая радиационная опасность радона объясняется следующими причинами: широкое распространение, большая проникающая способность и миграционная подвижность α-активных дочерних элементов.

Различают два изотопа радона: в урановом ряду — радон-222 с периодом полураспада 3,8 суток и в ториевом ряду — радон-220 (старое обозначение торон-220) с периодом полураспада 55 с. В организм человека радон и его дочерние продукты распада попадают через органы дыхания, что приводит к внутреннему облучению α-частицами.

Радон образуется в процессе распада урана и тория в горных породах и других веществах и благодаря отмеченной высокой проникающей способности диффундирует в атмосферный воздух и воду. Скорость поступления радона в окружающую среду (скорость эманирования) сильно зависит от типа почвы, времени суток, сезона и метеорологических условий. В табл. 26.4 приведена информация о скорости эманирования радона из почв различного типа [16].

Таблица 26.4

Скорость эманирования радона

Район	Тип почвы	Скорость эманирования, Ки/(м^2 · с)	Район	Тип почвы	Скорость эманирования, Ки/(м^2 · с)
Австрия, Грац	Горная	$0{,}56 \cdot 10^{-12}$	США, Иллинойс	Чернозем	$1{,}43 \cdot 10^{-12}$
Россия, Вологда	Подзолистая	$4{,}05 \cdot 10^{-12}$	Россия, Кавказ	Горная	$0{,}30 \cdot 10^{-12}$
США, Массачусетс	Подзолистая	$0{,}0 \cdot 10^{-12}$	Туркмения, песчаная пустыня	Пустынная	$0{,}13 \cdot 10^{-12}$

Средняя мировая скорость эманирования радона-222 по площади Земли (за исключением покрытых льдом Гренландии и Антарктиды) равна $0{,}43 \times \times 10^{-12}$ Ки/(м^2 · с). Менее значимыми источниками поступления радона-222

[1]) НКДАР ООН — аббревиатура от Научного комитета Организации Объединенных Нация по изучению действия атомной радиации. Учреждена на 10-й сессии Генеральной Ассамблеи ООН в 1955 г. в Вене. Комитет обобщает информацию об ионизирующем излучении в глобальном масштабе и выпускает соответствующие доклады на нескольких языках (включая русский).

в атмосферный воздух являются также растения, грунтовые воды, сжигаемый каменный уголь и др. [11].

В табл. 26.5 приведены средние значения концентрации радона-222 и свинца в атмосферном воздухе ряда стран.

Таблица 26.5

Концентрация ^{222}Rn и ^{212}Pb (средние значения) в атмосферном воздухе, Ки/м^3 · 10^{-15}

Географический район	^{222}Rn	^{212}Pb	Географический район	^{222}Rn	^{212}Pb
Франция	251	—	Нью-Мексико	240	—
Индия	99,9	3,0	Пуэрто-Рико	0,135	0,027
Великобритания	89,1	—	Аляска	5,40	0,027
США: Сан-Франциско	16,2	5,40	Северная Атлантика	5,40	—
Цинциннати	259	—			

Как видно, средняя концентрация радона-222 в различных географических районах различается по крайней мере на четыре порядка, а свинца-212 — на два порядка.

Концентрация радона с ростом высоты быстро убывает, что иллюстрируют данные табл. 26.6.

Таблица 26.6

Изменение концентрации радона-222 и радона-220 в атмосферном воздухе с увеличением высоты (по отношению к концентрации на уровне Земли), %

Радон-222				Радон-220			
Высота, м	Концентрация	Высота, м	Концентрация	Высота, м	Концентрация	Высота, м	Концентрация
0,01	100	100	69	0	100	25	20
1	95	1000	38	5	70	50	5
10	87	7000	7	10	50	100	0,5

Долгое время радоновой проблеме в России не уделялось сколько-нибудь существенного внимания. Положение стало меняться лишь в недавнем прошлом. Согласно накопившейся к настоящему времени информации, в пределах нашей страны радон содержится в приземном слое воздуха, подпочвенном воздухе и в подземных водах, в том числе в источниках питьевого водоснабжения.

По предварительным данным в России существуют обширные «радоновые пятна», приходящиеся на Онежское и Ладожское озера, Финский залив, зону, простирающуюся в западном направлении от Среднего Урала, Полярный Урал, Западное Прибайкалье, Амурскую область и ряд других территорий.

Радоновая проблема имеет особо важное значение для крупных городов, включая Москву и Санкт-Петербург, в пределах которых в геологическую среду и подземные воды из недр по глубинным разломам мигрирует радон.

В табл. 26.7 приведены значения годовых эффективных доз на душу населения компонент уранового и ториевого рядов в регионах с нормальным радиационным фоном. Эти данные уточняют аналогичную информацию, содержащуюся в табл. 26.1.

Таблица 26.7

Расчетные годовые эффективные дозы на душу населения компонент уранового и ториевого рядов в регионах с нормальным радиационным фоном

Источник излучения	Годовая эффективная доза, мкЗв		
	Внешнее облучение	Внутреннее облучении	Всего
Ряд урана-238:			
$^{238}U \rightarrow {}^{234}U$	90	7	1044
^{230}Th ^{226}Ra		7	
$^{222}Rn \rightarrow {}^{214}Po$		800	
$^{214}Pb \rightarrow {}^{210}Po$		130	
Ряд тория-232:			
^{232}Th	140	3	326
$^{228}Ra \rightarrow {}^{224}Ra$		13	
$^{220}Rn \rightarrow {}^{208}Tl$		170	
Всего	230	1140	1370

Приведенные в этих таблицах данные свидетельствуют, что превалирующий вклад в дозу внутреннего облучения от естественных источников, включая облучения за счет технологически измененного радиационного фона, связан с продуктами распада благородного газа радона. Так, изотоп ^{222}Rn обеспечивает дозу, равную 800 мкЗв, образующийся при его распаде ^{210}Pb — 130 мкЗв, а изотоп ^{220}Rn — 170 мкЗв; в сумме вклад перечисленных нуклидов равен 1100 мкЗв, что составляет 82 процента от полной дозы внутреннего облучения, равной 1341 мкЗв (см. табл. 26.1), обеспечиваемой космогенными и примордиальными нуклидами.

§ 26.5. Технологически повышенный естественный радиационный фон

Причины, приводящие к увеличению естественного фона ионизирующего излучения, связанные с человеческой деятельностью, весьма разноплановы и многообразны. Ниже рассматриваются некоторые из них.

26.5.1. Угольные теплоэлектростанции. Производство электроэнергии на угольной теплоэлектростанции сопряжено с сжиганием сравнительно больших масс угля (в расчете на получение 1 ГВт электроэнергии необходимо сжечь $3 \cdot 10^9$ кг угля). При его сгорании в атмосферу попадает огромное число аэрозольных частиц, содержащих природные радионуклиды.

Дополнительное облучение населения, проживающего близ таких электростанций, связано в основном с поступлением радионуклидов внутрь ор-

ганизма с воздухом и пищей. После сгорания угля остается шлак и летучая зола, также содержащие радионуклиды. Специальные исследования показали, что в зависимости от очистки в атмосферу выбрасывается и разносится ветром от 1 до 20 процентов золы. Согласно ориентировочным оценкам коллективной дозы, внутреннее облучение, связанное с вдыханием радионуклидов, содержащихся в аэрозолях и золе, не превышает $0{,}03 \cdot 10^{-2}$ чел · Гр на 1 МВт производимой электроэнергии в год.

26.5.2. Промышленное использование продуктов переработки фосфоритов. Фосфоритные породы содержат в сравнительно большой концентрации примеси урана-238, тория-232, продуктов их распада и калия-40. Фосфоритная руда используется как для переработки и удобрения, так и для производства некоторых сырьевых материалов, например, фосфорной кислоты. Фосфориты входят также в состав строительного материала — фосфогипса — химического гипса. Фосфатные удобрения и различные материалы, содержащие фосфорит, представляют собой потенциальные источники облучения людей. Так, источниками внешнего облучения могут быть поля, содержащие фосфатные удобрения, склады продукции, содержащей фосфориты, заводы, производящие фосфатные удобрения и пр.

Для фосфатных удобрений ожидаемая коллективная доза составляет $3 \times \times 10^{-6}$ чел · Гр на одну тонну готовой продукции.

Использование фосфогипса вместо природного гипса в качестве строительного материала вызывает дополнительное облучение, так как концентрация ^{226}Ra и продуктов его распада (включая ^{222}Rn) в нем существенно больше, чем в гипсе. В этом случае возникает как внешнее облучение (в основном за счет γ-излучения радия), так и внутреннее (за счет вдыхания радона). При условии, что весь фосфогипс, получаемый из товарной фосфорной руды, применяется в строительстве, ожидаемая коллективная доза может достигнуть $2 \cdot 10^{-2}$ чел · Гр на одну тонну руды.

26.5.3. Строительные материалы. Перечень материалов, используемых в строительстве очень велик. А концентрация радионуклидов в них изменяется в широких пределах. К тому же геометрические условия облучения в помещениях отличаются большим разнообразием. Указанные причины весьма затрудняют оценки уровней облучения людей от содержащихся в строительных материалах природных радионуклидов. В табл. 26.8 приведены ориентировочные максимальные значения мощности поглощенной дозы γ-излучения в воздухе внутри помещений от природных радионуклидов, содержащихся в наиболее распространенных строительных материалах.

Как видно, строительные материалы с точки зрения их радиационного воздействия можно разделить на три группы. В первую входит гранит, вулканический туф, кирпич и бетон (значения P приходятся на диапазон $(15–45) \times \times 10^{-8}$ Гр/ч, причем гранит обладает особенно высоким уровнем мощности дозы), во вторую — известняк и гипс [1]) (значение P на порядок меньше), а дерево составляет третью группу (для него значение P еще на порядок

Таблица 26.8

Мощность поглощенной дозы γ-излучения P в воздухе в помещениях, обусловленная применением различных строительных материалов

Строительный материал	P, 10^{-8} Гр/ч	Строительный материал	P, 10^{-8} Гр/ч
Гранит	28–45	Известняк	5
Вулканический туф	24	Гипс	4
Кирпич	16–33	Дерево	меньше 0,4
Бетон	15–21		

меньше). Стенки деревянных зданий обычной толщины достаточно эффективно поглощают и внешнее излучение от почвы и воздуха.

Согласно оценкам отношение мощности поглощенной дозы в воздухе внутри и вне помещений для каменных зданий равно приблизительно 1,3, а для деревянных зданий — примерно 0,7. Из сказанного вытекает, что с точки зрения радиационной экологии проживание и пребывание людей в деревянных зданиях является предпочтительным. Однако в настоящее время в России доля деревянных зданий (служебные помещения, заводские постройки, жилые дома) составляет всего лишь 1/5 часть от общего числа зданий.

26.5.4. Предметы широкого потребления. Среди предметов широкого потребления встречаются товары, являющиеся сравнительно интенсивными источниками ионизирующего излучения; в большом числе изделий такого рода содержатся радионуклиды природного происхождения, причем иногда их вводят намеренно. Перечислим некоторые из таких товаров. К ним относятся часы со светосоставами на основе радия-226 или содержащие тритий; керамика, фарфоровые, стеклянные изделия. Сплавы, содержащие уран или торий; антистатические средства, содержащие полоний (^{210}Po), детекторы дыма, содержащие радий или америций; отметим также крупную группу изделий, представленную электронными и электрическими приборами, содержащими радиоактивные вещества или испускающими радиационное излучение, которое возникает при торможении электронов.

Из этого перечня остановимся вкратце на электрическом или электронном оборудовании — источнике ионизирующего излучения. Существуют устройства, в которых для приведения их в рабочее состояние необходима предварительная ионизация газового промежутка. Примером может служить флуоресцентная лампа, для воспламенения которой применяется пускатель, содержащий какое-либо радиоактивное вещество. Аналогичный прием используется в триггерной трубке, детекторе дыма и др. Тормозное излучение возникает в электронных трубках в результате ускорения электронов. Считается, что при нормальной эксплуатации перечисленных устройств поглощенная доза

[1]) Однако внутри домов, построенных с применением не природного гипса, а фосфогипса, мощность дозы от γ-излучения будет значительно выше средней «нормальной» мощности дозы, создаваемой земной радиацией; будет существенно выше и концентрация радона в воздухе.

пренебрежимо мала. Опасность получения достаточно большой дозы возможна лишь в случае аварии источника или при его удалении с отходами товара.

26.5.5. Радон в домах. Согласно публикации 60 МКРЗ (стр. 82) «радон в домах требует особого внимания, поскольку и индивидуальные и коллективные дозы от радона больше доз, получаемых почти от всех других источников». Действительно, согласно наблюдениям, в 10% домов США концентрация радона выше предельно допустимой. В питьевой воде, поступающей по водопроводной сети в ряде штатов этой страны, обнаружен радон в концентрации, превышающей допустимую. Аналогичное положение сложилось во многих западно-европейских странах. В России концентрация радона и продуктов его распада в воздухе жилых помещений в ряде случаев превышает соответствующие нормы (предельный уровень удельной активности радона для вновь построенных зданий принимается равным 100 Бк/м^3, а для обжитых — 200 Бк/м^3).

Важнейшим источником поступления радона в воздух внутри помещений является природный газ. Накапливаясь в газовых коллекторах горных пород, радон в составе природного газа проходит затем через буровые скважины и систему газопроводов, попадая в конце концов в жилые или производственные помещения, где используется для отопления или приготовления пищи. Концентрация радона в природном газе, добываемом в разных месторождениях, весьма неодинакова. В свою очередь, на пути к потребителю концентрация радона может еще существенно изменяться, что определяется многими факторами, в том числе условиями переработки газа, его транспортировки и хранения.

Для исправления ситуации Комиссия рекомендует осуществлять действия (вмешательство), направленные на уменьшение облучения населения радоном в домах. Согласно упомянутым рекомендациям «Выбор уровня вмешательства сложен и зависит не только от уровня облучения, но и от вероятного масштаба вмешательства». Одна из трудностей состоит в том, что «концентрацию радона нельзя надежно установить, пока дом не построен и не заселен». Облучение в рассматриваемых случаях должно прогнозироваться на стадии проектирования из такого расчета, чтобы оно с большой вероятностью было меньше контрольного уровня. В существующих домах с недопустимо высоким уровнем концентрации радона в воздухе вмешательство может сводиться к модификации зданий, включая проведение мероприятий по улучшению вентиляции (автоматическое проветривание, установление систем вытяжек и пр.) и соответствующему инструктажу жильцов с целью изменения их поведения. Следует учитывать, что родон существенно тяжелее воздуха (примерно в 8 раз) и потому имеет склонность скапливаться в подвалах зданий и на первых этажах.

26.5.6. Дозовые нагрузки, получаемые человеком при авиационных перевозках. Одно из важных народно-хозяйственных значений атмосферы связано с авиационными перевозками, приобретшими в настоящее время массовый характер (например, в США только по внутренним авиамаршрутам

перевозится за год более 280 млн человек; весьма масштабны и авиационные перевозки во всем мире); таким образом нижние слои атмосферы (в пределах до 12–18 км) превратились в своеобразную зону пребывания больших масс людей.

Поэтому мы достаточно подробно обсудим вопрос о дополнительной дозовой нагрузке, получаемой летным персоналом и пассажирами при полетах на самолетах различного типа.

Как указывалось в § 26.3, суммарная мощность дозы ГКЛ растет до высоты несколько превышающей 20 км, т. е. в зонах полета самолетов различного типа. Изменение мощности дозы ГКЛ в зависимости от высоты для указанных зон представлено в табл. 26.9. Значения мощности поглощенной и эквивалентной доз в таблице усреднены по двум геомагнитным широтам (43° и 55°) и по периодам максимальной и минимальной солнечной активности [12].

Таблица 26.9

Изменение мощности дозы ГКЛ в зависимости от высоты

Высота (км)	Мощность поглощенной дозы (мкГр/ч)	Мощность эквивалентной дозы (мкЗв/ч)	Высота (км)	Мощность поглощенной дозы (мкГр/ч)	Мощность эквивалентной дозы (мкЗв/ч
4	0,14	0,20	14	4,62	7,56
6	0,33	0,51	16	5,92	9,70
8	0,84	1,35	18	7,09	11,64
10	1,75	2,88	20	7,72	12,75
12	3,01	4,93			

Согласно приведенным данным, при изменении высоты значения мощности дозы изменяются весьма резко. Например, при изменении маршрута полета от 4 до 12 км мощность поглощенной дозы возрастает примерно в 22 раза, а мощность эквивалентной дозы — в 25 раз. Отношение мощности поглощенной дозы на 12 км (3,01 мкГр/ч) и на поверхности (0,032 мкГр/ч), равно 100. Таким образом, при авиационных перевозках люди подвергаются фоновому облучению существенно более высокому по сравнению с уровнем облучения на поверхности Земли и условиях «нормального» фона.

Поле излучения в салоне самолета отличается от поля в свободной атмосфере сравнительно мало, например, по плотности потока нейтронов не более чем на 10–12%. Следовательно, при расчете доз в салоне самолета (определяемых обычно с точностью до 30%) можно использовать данные о дозных характеристиках, определенные для свободной атмосферы. С учетом сказанного выполнены расчеты доз, получаемых людьми на борту самолета, по данным об уровнях облучения на соответствующих высотах атмосферы [5].

В табл. 26.10 приведены значения эквивалентной дозы для нескольких трасс; расчет проведен для минимума солнечной активности. Были выбраны трассы с дальностью полета менее трех тысяч километров (четыре первые

трассы в табл. 26.10) и более трех тысяч километров (остальные трассы). Поскольку сверхзвуковая авиация предназначена для использования на наиболее протяженных трассах, дозы на борту сверхзвукового самолета рассчитаны только для трасс второго типа.

Таблица 26.10

Дозы при полетах по приведенным маршрутам в период минимума солнечной активности

Крейсерская высота полета, км	Маршрут	Длительность полета самолета, часы		Эквивалентная доза за полет, мкЗв	
		Дозвуковой	Сверхзвуковой	Дозвуковой	Сверхзвуковой
10,6	Москва–Сочи	2,25	—	16,2	—
	Москва–Уфа	2,00	—	16,9	—
	Москва–Мурманск	2,25	—	24,2	—
	Ереван–С. Петербург	3,20	—	25,8	—
	Москва–Алма-Ата	4,25	2,0	42,0	32,0
	Москва–Красноярск	4,40	2,1	60,8	42,8
12,1	Москва–Якутск	6,30	3,10	112	82,5
17,0	Москва–Хабаровск	8,00	3,40	96,0	62,7
	Москва–Анадырь	8,15	4,00	140	100
	Москва–Петропавловск-Камчатский	8,45	4,20	110	78,0

Примечание. Высота 12,1 км соответствует трассам дозвуковых, а 17,0 км — сверхзвуковых самолетов.

Важной особенностью приведенных данных является то, что доза за полет на сверхзвуковом самолете составляет 66–78% от доз, получаемых при полете на дозвуковом самолете. Это объясняется более коротким временем полета сверхзвукового самолета по сравнению с дозвуковым. Однако мощность дозы в первом случае значительно больше, чем во втором.

Поскольку на высотах полета уровни облучения существенно выше, чем на поверхности Земли, то задача обеспечения радиационной безопасности экипажей и пассажиров является достаточно актуальной. Остановимся на затронутом вопросе подробнее.

Согласно авиационным нормативам [9], при выполнении полетов следует руководствоваться двумя следующими контрольными уровнями:

100 мкЗв/ч — рабочий контрольный уровень; при его достижении проводится подготовка к возможному снижению высоты полета;

500 мкЗв/ч — уровень для принятия мер; при его достижении принимаются меры по обеспечению радиационной безопасности, включая переход на более низкую высоту полета.

Обобщим некоторые данные о космической радиации на трассах полета самолетов. На рис. 26.2 показана высотная зависимость мощности эквивалентной дозы ГКЛ для полярного района (кривая *1*), районов средних широт (кривая *2*) и предэкваториального района (кривая 3). Как видно, крейсерские

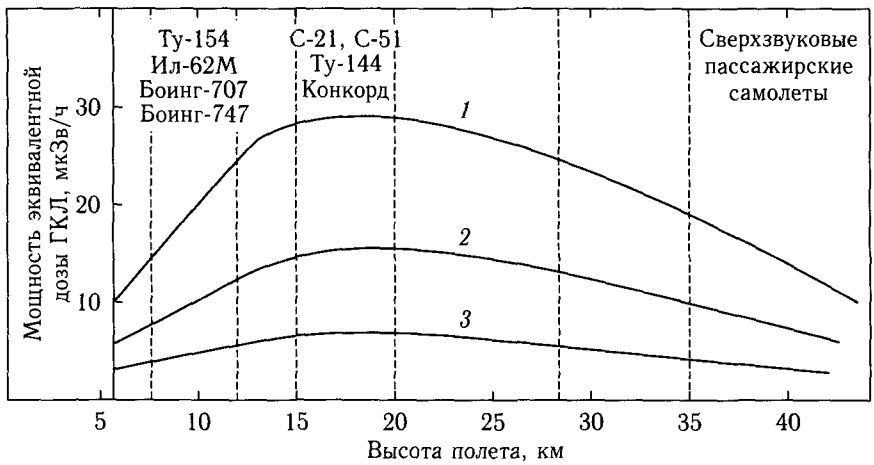


Рис. 26.2. Высотный ход мощности эквивалентной дозы при фоновом облучении: *1* — в полярных районах; *2* — в средних широтах; *3* — в приэкваториальных районах. Выделены интервалы высот полетов самолетов, указанных на рисунке типов

высоты полетов высотных сверхзвуковых самолетов ТУ-144, Конкорда, С-21, С-51 (15–19 км) приходятся как раз на максимум уровней космической радиации в атмосфере в фоновых условиях, т. е. люди на борту самолетов такого класса во время полетов находятся в наименее благоприятных с точки зрения радиационного воздействия условиях. Более того, фоновые уровни облучения даже во время полетов на проектируемых в настоящее время гиперзвуковых самолетах (высоты 30 км и более) будут ниже. В более благоприятном положении в отношении радиационного воздействия космического излучения при полетах в фоновых условиях находятся люди на борту самолетов ТУ-154, ИЛ-62М, Боинг-707,-747 и других летательных аппаратов сходных типов. Во-первых, уровни космической радиации в атмосфере на высотах полетов этих самолетов (8–12 км) на 30–50 %, ниже чем на высотах полета сверхзвуковых самолетов; а во-вторых, на этих высотах процессы поглощения частиц космического излучения преобладают над процессами размножения, т. е. в корпусе и конструкционных материалах летательного аппарата будет доминировать поглощение частиц, что ведет к дополнительному снижению уровней облучения людей на борту самолетов.

Экспрессный контроль уровней космической радиации осуществляется с помощью упоминавшейся в гл. 23 шар-зондовой радиометрической аппаратуры. Начиная со второй половины 1950-х годов, функционирует сеть станций регулярного стратосферного зондирования, расположенных в районах Мурманска, Москвы, Алма-Аты и в Антарктиде.

Учитывая генетическую связь уровней облучения ГКЛ в глобальном масштабе, по измерениям на нескольких станциях стратосферного зондирования в условиях спокойной геофизической обстановки можно оценить радиационные условия полета по любой самолетной трассе. Определяя по данным атмосферного зондирования мощность экиввалентной дозы $P(h, \varphi)$ космиче-

ского излучения на высоте h и широте φ, можно найти суммарную дозу D, которую получат люди на борту самолета за время полета T:

$$D = \int_T P\,[h(t) \cdot \varphi(t)] \cdot dt, \tag{26.1}$$

где $h(t)$ и $\varphi(t)$ — высотный и широтный профили трассы полета самолета. Эта методика позволяет выполнять долгосрочный прогноз радиационной обстановки на трассах полета самолетов в фоновых условиях, оценивать уровни радиационного воздействия космического излучения на экипажи и пассажиров самолетов.

Предельно высокое фоновое облучение получается при полетах через район Северного полюса. Рассмотрим, например, радиационную обстановку при полете в отсутствии событий СКЛ по международному маршруту Москва–Северный полюс–Анкоридж–Сан-Франциско на высоте порядка 10 км [4].

На рис. 26.3, *а* показано распределение значений мощности эквивалентной дозы (МЭД) космического излучения в фоновых условиях по трассе полета

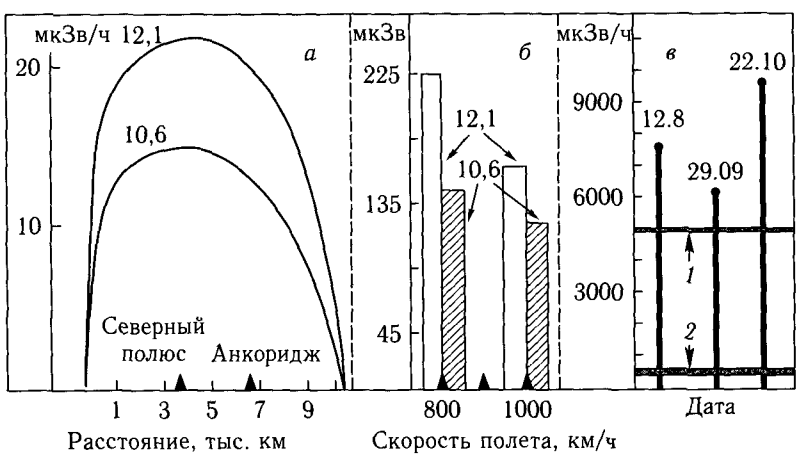


Рис. 26.3. Распределение мощности эквивалентной дозы (мкЗв/ч), на трассе Москва–Сан-Франциско (*а*); зависимость суммарной дозы за полет (мкЗв) от средней скорости самолета на высотах 10,6 и 12,1 км (*б*); мощность эквивалентной дозы (мкЗв/ч) на высоте 12,1 км в районе Северного полюса во время событий СКЛ в августе–ноябре 1989 г. (*в*): *1* — уровень 5000 мкЗв/ч (ПДД для пассажиров); *2* — уровень принятия мер 500 мкЗв/ч

в зависимости от расстояния от Москвы. Максимальные значения МЭД достигаются в полярных районах: 15 мкЗв/ч на высоте 10,6 км и 22 мкЗв/ч на высоте 12,1 км. Рабочий контрольный уровень МЭД космического излучения — 100 мкЗв/ч нигде на трассе полета не превышается, т. е. в рассматриваемой ситуации условия радиационной безопасности соблюдаются.

На рис. 26.3, *б* показана зависимость суммарной эквивалентной дозы облучения летного состава и пассажиров за один полет от средней скорости по трассе. Значения суммарной дозы изменяются от 220 мкЗв (высота 12,1 км,

скорость 800 км/ч) до 120 мкЗв (высота 10,6 км, скорость 1000 км/ч). Соответственно, время набора годового предела дозы для населения, которое относится к пассажирам, составит приблизительно 50–100 летных часов, что соответствует нескольким (не более пяти полетам) туда и обратно в течение года.

Остановимся на вопросе о дополнительной дозовой нагрузке, обусловленной вторжениями в атмосферу потоков частиц солнечного происхождения, обсудив в качестве типичного примера радиационную ситуацию на уже рассмотренной выше трассе Москва–Сан-Франциско во время солнечной вспышки 29 сентября 1989 г.

На рис. 26.3, *в* показаны максимальные уровни МЭД в атмосфере во время нескольких вспышек осенью 1989 г. Продолжительность проникновения потоков СКЛ в атмосферу 12–15 августа была 2,7 суток, 29–30 сентября — 1,6 суток, 22–25 октября — 3 суток. Максимальные значения мощности дозы приходятся на диапазон 6000–9500 мкЗв/ч. На рис. 26.4 показано рас-

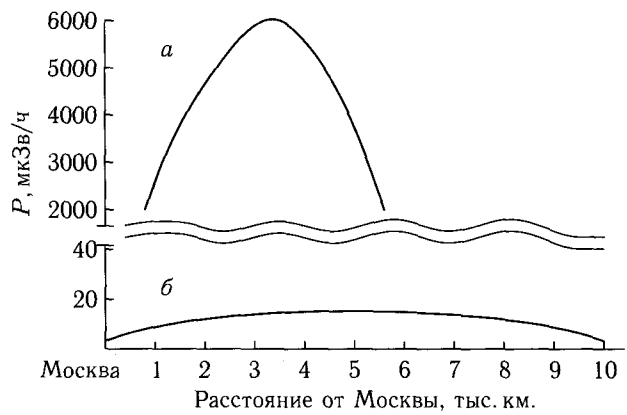


Рис. 26.4. Распределение мощности эквивалентной дозы (мкЗв/ч) на высоте 12,1 км на трассе Москва–Сан-Франциско во время солнечной вспышки 29.09.1989 г.: *а* — СКЛ; *б* — фоновый уровень

пределение МЭД на рассмотренной выше трассе Москва–Сан-Франциско во время первой из упомянутых вспышек. Как видно, на большей части трассы нарушены условия радиационной безопасности: многократно превышены оба указанных выше контрольных уровня — 100 и 500 мкЗв/ч. При полете со скоростью 1000 км/ч пассажиры получат дозу около 5000 мкЗв, соответствующую пятикратному превышению годового предела доз для населения.

Ситуация повторилась в максимуме следующего цикла солнечной активности в 2000 г.; во время целого ряда вторжений потоков солнечных протонов (особенно мощных в ноябре и декабре) отмечалось резкое повышение уровней облучения в атмосфере высоких широт, сопровождавшееся сильным возмущением магнитосферы.

Для обеспечения радиационной безопасности полетов самолетов в регионе Северного Ледовитого океана необходим:

— регулярный контроль радиационной обстановки по северным трассам;
— прогноз радиационной обстановки в атмосфере высоких широт.

Первое из этих требований обеспечивается с помощью упоминавшихся выше регулярных измерений на радиозондах уровней космических излучений. Второе основано на информации о солнечных вспышках, экспрессно выдаваемой сетью станций постоянного наблюдения за Солнцем, в сочетании со спутниковыми радиометрическими данными. Разработаны достаточно точные и корректные методики прогноза радиационной обстановки в атмосфере по результатам этих наблюдений, предусматривающие пересчет по специальным программам данных об уровнях радиации в ближнем космосе на авиационные трассы [7, 12].

С целью более экспрессного получения соответствующей практической информации был создан и опубликован атлас карт распределения потоков и доз ГКЛ и СКЛ в зонах полета авиации как в высоких, так и средних широтах [2]. Методика прогноза и контроля радиационной обстановки в атмосфере Земли, основанная на описанных исследованиях, используется в практике авиационных полетов.

Коммерческие полеты сверхзвуковых самолетов — ТУ-144 и Конкорда в настоящее время прекращены (правда, некоторые из них используются в качестве самолетов-лабораторий). В новом 21 веке ведущие авиастроительные фирмы мира работают над созданием пассажирских сверхзвуковых авиалайнеров нового поколения — гиперзвуковых самолетов, предназначенных для перелетов на большие расстояния. Эти авиалайнеры будут подниматься на высоты, выходящие за пределы стратосферы.

§ 26.6. Искусственные источники ионизирующего излучения

26.6.1. Общие представления об искусственных источниках ионизирующего излучения. В гл. 4 мы в конспективной форме рассмотрели особенности некоторых искусственных источников ионизирующего излучения. Все их многообразие можно подразделить на следующие категории:

1) искусственные источники излучения в среде обитания;

2) радиоактивные загрязнения среды атомными предприятиями и атомными электростанциями (АЭС);

3) глобальные выпадения радиоактивных веществ от ядерных взрывов.

В соответствии с концептуальными представлениями МКРЗ (см. § 24.4), при рассмотрении радиационного воздействия ионизирующего излучения искусственного происхождения следует различать профессиональное облучение и облучение населения. Из всего разнообразия воздействия такого рода мы ограничимся здесь рассмотрением профессионального облучения на различных стадиях ядерного топливного цикла, радиоактивного загрязнения внешней среды при производстве ядерной энергии, облучения населения в медицинских целях и радиоактивного загрязнения окружающей среды в результате ядерных взрывов.

26.6.2. Профессиональное облучение на различных стадиях ядерного топливного цикла. Профессиональное облучение при производстве ядерной энергии характеризуется долей коллективной дозы, на два порядка более высокой, чем при производстве электроэнергии на угольных электростанциях. Поэтому целесообразно рассмотреть уровни профессионального облучения на различных стадиях ядерного цикла. Для сравнения уровней облучения на разных стадиях рассматриваемого производства принято нормировать коллективную дозу к единице электроэнергии, вырабатываемой с помощью ядерного горючего — обогащенного урана. Нормировка производится на один мегаватт электрической энергии, вырабатываемой за год (МВт(эл) · год).

На первоначальных стадиях рассматриваемого цикла — добычи урановой руды, ее переработке, изготовления ядерного топлива и его транспортировки коллективная доза сравнительно невелика (см. табл. 26.11).

Однако в шахтах и карьерах, в которых добывается урановая руда, и на предприятиях, связанных с ее обогащением и изготовлением ядерного топлива, без надлежащих мер предосторожности здоровью человека может быть нанесен существенный ущерб. Остановимся на затронутом вопросе несколько подробнее.

Внешнее облучение потоком α-частиц, испускаемых ядрами урана, как известно, в радиационном отношении безопасно. Что касается попадания урана и его соединений внутрь организма, то оно опасно не только в радиационном, но и в химическом отношении. Дело в том, что уран способен образовывать устойчивые хорошо растворимые в воде соединения, некоторые из которых токсичны. К таковым принадлежит химически активное соединение — гексафторид урана. На воздухе в присутствии паров воды это соединение быстро гидролизуется, образуя высокотоксичные мелкодисперсные аэрозоли уранилфторида. Аэрозоли, а также урановая пыль, при попадании в организм откладываются в легких, почках, печени и костях. Последствиями внутреннего попадания урана и его соединений в организм могут быть онкологические осложнения различного рода [1]). Сказанное в определенной мере относится и к некоторым трансуранам, например, к америцию-241.

Основной вклад в коллективную дозу обеспечивается на стадиях эксплуатации энергетических ядерных реакторов и переработки ядерного топлива ($2{,}2 \cdot 10^{-2}$ чел · Гр/МВт(эл) · год). В качестве одной из составляющих ядерного топливного цикла принято считать соответствующие научные исследования и разработки, поскольку они органически связаны с развитием ядерной энергетики. Сравнительно высокие уровни облучаемости персонала, участвующего в научных и конструкторских исследованиях ($1{,}4 \cdot 10^{-2}$ чел $\times$ $\times$ Гр/МВт(эл) · год) связан в известной мере с тем, что обеспечение ради-

[1]) Военное применение снарядов, содержащих обедненный уран, о чем стало известно из средств массовой информации, по-видимому, может приводить к аналогичным последствиям для здоровья людей при их пребывании на участках, подвергнутых бомбардировкам такими снарядами.

ационной безопасности в процессе научных исследований более сложно по сравнению с условиями налаженного производства.

Таблица 26.11

Уровни профессионального облучения на различных стадиях ядерного топливного цикла

Стадии ядерного топливного цикла	Коллективная доза на единицу вырабатываемой энергии (чел · Гр/МВт(эл) · год)
Добыча уранового топлива	0,0005
Переработка руды и изготовление ядерного топлива	0,0015
Транспортировка необлученного ядерного топлива	$3 \cdot 10^{-6}$
Эксплуатация энергетических ядерных реакторов	$1{,}0 \cdot 10^{-2}$
Переработка ядерного топлива	$1{,}2 \cdot 10^{-2}$
Транспортировка облученного ядерного топлива	$2{,}0 \cdot 10^{-5}$
Транспортировка твердых отходов	10^{-5}
Научные исследования и разработки	$1{,}4 \cdot 10^{-2}$
Ядерный топливный цикл в целом	$3{,}8 \cdot 10^{-2}$

26.6.3. Радиоактивное загрязнение внешней среды при производстве ядерной энергии. Выше указывалось, что ядерная энергетика в сравнительно высоком темпе развивается во многих странах мира. Так, производство электроэнергии на АЭС в 1979 г. составило 120 ГВт, а согласно прогнозу, в первые десятилетия 21-го века должно увеличиться по крайней мере до 2000 ГВт.

Обобщение данных о дополнительном облучении населения, связанного с производством ядерной энергии, приведено в табл. 26.12. Согласно этим данным, свыше 50% коллективной дозы, получаемой за счет рассматриваемого фактора облучения, связано с рассеянием в глобальном масштабе радионуклидов с большими периодами полураспада: ^{14}C, ^{85}Kr, ^{3}H, которые образуются в процессе производства ядерной энергии, работы энергетических ядерных реакторов, переработки ядерного горючего и др. Глобальная коллективная доза облучения различных органов человеческого тела, нормированная на производство электроэнергии в 1 МГв(эл) · год, изменяется в пределах от $5 \cdot 10^{-2}$ до 3 чел · Гр.

26.6.4. Облучение населения в медицинских целях. Особенностью облучения в медицинских целях является применение ионизирующих излучений, создающих относительно высокие дозы и мощности дозы. Так, при рентгеновской диагностике отдельных органов тела пациента значение поглощенной дозы достигает долей грея. В радиотерапевтической практике используются еще большие дозы, правда, число пациентов, которые подвергаются столь высоким облучениям, сравнительно невелико. Развитие рентгеновской

Таблица 26.12

Глобальные дозы облучения населения в результате переработки ядерного топлива и эксплуатации ядерных реакторов (10^{-2} чел · Гр)/(МВт(эл) · год)

Источник радиационной опасности	Гонады	Легкие	Щитовидная железа	Костный мозг	Эндостальные клетки
^{3}H	$1 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$
^{85}Kr	$9 \cdot 10^{-2}$	$2{,}5 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$1{,}5 \cdot 10^{-1}$	$1{,}5 \cdot 10^{-1}$
^{14}C	$9 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-1}$	3,0	3,0
^{129}J	—	—	$5 \cdot 10^{-2}$	—	—
Итого	1,09	1,25	1,14	3,25	3,25

техники, предназначенной для диагностики, идет в направлении снижения уровня доз, получаемых пациентами.

Число людей, проходящих рентгенодиагностические исследования, составляет большинство от общего числа пациентов, подвергающихся облучению в медицинских целях. В промышленно развитых странах годовые дозы рентгеновского излучения на душу населения достигают ($5 \cdot 10^{-4}$–10^{-3}) Гр, что соответствует годовой коллективной дозе от медицинского облучения населения, составляющей ($5 \cdot 10^{2}$–10^{3}) чел · Гр на 1 млн человек.

По сравнению с приведенной оценкой облучения пациентов, облучение медицинского персонала, равное согласно расчету 1 чел · Гр на 1 млн человек в год, является малой долей облучения населения в медицинских целях. Согласно оценкам НКДАР коллективная глобальная доза от медицинских процедур равна $5 \cdot 10^{5}$ чел · Гр в год.

26.6.5. Радиоактивное загрязнение окружающей среды в результате ядерных взрывов в атмосфере. Ядерные взрывы отличаются разнообразием условий их проведения и различиями в поведении радионуклидов в окружающей среде, что связано с метереологическими условиями, высотой подъема радиоактивного облака и пр. Перечисленные обстоятельства крайне затрудняют оценку суммарной дозы облучения как в отдельных регионах земного шара, так и в глобальном масштабе. Возможны лишь весьма ориентировочные оценки его радиационного воздействия.

Испытания ядерного оружия в атмосфере производятся с 1945 г. В табл. 26.13 приведены расчетные данные о мощности ядерных взрывов.

Как видно, наибольшее число испытаний осуществлено США (193 взрыва) и СССР (142 взрыва). Суммарная мощность взрывов огромна — более 540 Мт.

На карте приложения 6 указаны места испытаний ядерного оружия в СССР [4]. В основном ядерные взрывы в военных целях проводились под Семипалатинском и на Новой Земле (точки 6 на карте). Воздействие поражающих факторов ядерного взрыва на стойкость личного состава воинских частей и военной техники изучалось в Тоцком районе Оренбургской области (точка 7 на карте).

Таблица 26.13

Расчетные данные о мощности ядерных взрывов в атмосфере

Страна, период испытаний	Число испытаний	Расчетные данные о мощности взрыва (Мт)	
		За счет деления	Всего
США (1945–1962 гг.)	193	72,1	138,6
СССР (1949–1962 гг.)	142	110,9	357,5
Великобритания (1952–1953 гг.)	21	10,6	16,7
Франция (1960–1974 гг.)	45	10,9	11,9
Китай (1964–1980 гг.)	22	12,7	20,7
Всего:	423	217,2	545,4

В 1963 г. испытания ядерного оружия в атмосфере были запрещены соответствующим международным соглашением между ведущими индустриальными державами, в силу которого практика таких испытаний США, СССР, Великобританией и Францией была прекращена. Китай продолжал испытания в атмосфере до начала 80-х годов, Индия и Пакистан осуществили разовые испытания в конце 90-х годов.

В табл. 26.14 приведены данные об ожидаемых эффективных дозах и о вкладе отдельных путей облучения в дозу за период с начала ядерных испытаний по 1981 г. включительно[10].

Таблица 26.14

Сводные данные об ожидаемых эффективных дозах и вкладе отдельных путей облучения при ядерных испытаниях в атмосфере, проводившихся в период до 1981 г. включительно

Зона выпадения радионуклидов	Ожидаемая эффективная доза (мЗв)	Вклад отдельных путей (%)		
		пероральное поступление	внешнее облучение	вдыхание
Умеренный пояс Северного полушария	4,5	71	24	5
Умеренный пояс Южного полушария	3,1	90	8	2
Весь земной шар	3,8	79	18	3

Как видно, наиболее существенное значение имеет поступление радионуклидов с пищей (пероральное поступление). Значительно меньший вклад в общую дозу вносит внешнее облучение. На третьем месте — внутреннее облучение, связанное с попаданием в организм радионуклидов при дыхании. Дозы облучения для Северного полушария выше, чем для Южного; это связано с тем, что большинство испытаний проводились в Северном полушарии.

Глобальная ожидаемая коллективная эффективная доза, обусловленная всеми ядерными испытаниями до конца 1981 г., равняется $3 \cdot 10^7$ чел. Зв. Она приблизительно эквивалентна четырем годам облучения населения Земли от источников естественного происхождения (при этой оценке учитывался

прогноз роста населения всего мира). Основной вклад в коллективную эффективную дозу населения дали углерод-14, цезий-137 и стронций-90. Вклады цезия-137 и стронция-90 в глобальную ожидаемую дозу за счет естественного распада к началу 21-го века резко уменьшились. Лишь углерод-14 и некоторые трансураны — плутоний-239, плутоний-240, америций-241, имеющие периоды полураспада $2 \cdot 10^4$, 6600, 460 лет соответственно, будут обеспечивать вклад в рассматриваемую дозу еще длительное время и после 2000 года. К настоящему времени более 10% ожидаемой коллективной дозы уже получено населением; остальная часть дозы будет реализована в течение последующих десяти тысяч лет.

Вопрос о контроле за перемещениями облаков радиоактивных аэрозолей, образующихся при ядерных взрывах, рассматривается в § 26.8.

§ 26.7. Сводные данные о масштабах радиоактивных воздействий на человека

Представленная в настоящей главе информация показывает, что в современных условиях человек подвергается облучению от весьма многообразных источников ионизирующего излучения, многие из которых представляют реальную радиационную опасность.

Дальнейшее развитие нашей технологической цивилизации сопряжено с продолжающимся усложнением радиационных условий проживания человека, связанным с созданием новых или модернизацией существующих источников ионизирующего излучения.

С целью сравнительной оценки масштабов облучения человека в табл. 26.15 приведены в относительных единицах обобщенные ориентировочные данные об ожидаемых глобальных дозах от различных источников ионизирующего излучения.

Согласно данным табл. 26.15 наибольшую долю в глобальную дозу вносят естественные источники ионизирующего излучения. Облучение, связанное с технологически повышенным естественным радиационным фоном, приводит к значительно меньшим глобальным дозам.

Из искусственных источников основной вклад в глобальную дозу обеспечивают источники облучения, применяемые в медицине, главным образом источники рентгеновского излучения, используемые для диагностики. Поэтому весьма актуальна задача создания нового поколения рентгеновской диагностической аппаратуры, обеспечивающей более низкий уровень облучения пациентов.

§ 26.8. Радиационный контроль воздушного пространства, связанный с испытаниями ядерного оружия в атмосфере

Как неоднократно ранее отмечалось, в настоящее время испытания ядерного оружия в атмосфере не производится. Однако возможность их осуществления рядом стран, к сожалению, существует. Поэтому средства наблюдения

Таблица 26.15

Ожидаемая глобальная коллективная доза от различных источников радиации

Источник радиационного воздействия	Ожидаемая глобальная доза, отн. ед.
Облучение от естественных источников ионизирующих излучений в течение одного года	1,00
Воздушные путешествия в течение одного года	10^{-3}
Использование фосфатных удобрений, производимых в течение одного года, при современной интенсивности производства	10^{-4}
Глобальное производство электроэнергии в течение одного года на угольных электростанциях при современной установленной электрической мощности 10^6 МВт	$5 \cdot 10^{-5}$
Облучение в течение одного года потребительскими товарами, испускающими радиацию	10^{-2}
Производство ядерной энергии в течение одного года при современной установленной электрической мощности $8 \cdot 10^4$ МВт	$2 \cdot 10^{-3}$
Использование радиации в медицинской диагностике в течение одного года	0,2

и контроля за такими испытаниями могут быть востребованы в будущем, а накопленный опыт по мониторингу излучений искусственного происхождения не теряет своего значения.

Ниже приводятся некоторые результаты изучения радиационной обстановки, связанной с перемещением облаков радиоактивных аэрозолей, образующихся при ядерных взрывах в Китае. Как известно, в этой стране испытания ядерного оружия в атмосфере проводились еще долго после введения на них моратория в 1963 г. Наблюдения осуществлялись с помощью радиометрических зондов [6, 7].

Возникающие при ядерных взрывах радиоактивные продукты деления подразделяют на две категории: первые — локальные выпадения на поверхность воды и земли вскоре после взрыва; вторые — тропосферные и стратосферные выпадения. Локальные выпадения состоят из относительно крупных аэрозольных частиц, они содержат до 50% всех радиоактивных веществ, возникающих при ядерном взрыве, и выпадают в районе радиусом примерно 100 километров от точки взрыва. Локальные выпадения в дальнейшем нас интересовать не будут.

Тропосферные и стратосферные выпадения состоят из аэрозолей, существенно меньших по размеру по сравнению с аэрозолями локальных выпадений. Среднее время пребывания аэрозолей в стратосфере полярных широт составляет 7 месяцев, а в районе экватора — 16 месяцев. За время существования радиоактивных примесей аэрозоли рассеиваются, перемешиваются в широтной зоне их образования и перемещаются по направлению ветра. За счет стратосферных выпадений обеспечивается распределение радиоактивных выпадений в глобальном масштабе, в частности, они обуславливают

глобальное загрязнение долгоживущими продуктами деления. Стратосферные выпадения наблюдаются в основном в том же полушарии, в котором они образовались при ядерном взрыве.

Установлено, что максимум распределения продуктов деления в атмосфере приходится обычно на нижнюю стратосферу средних широт, т. е. на зону наиболее интенсивных полетов высотных самолетов (10–20 км). Метеорологические наблюдения показали, что в нижней стратосфере осуществляются глобальные «горизонтальные», в основном широтные, перемещения воздушных масс, содержащих радиоактивные аэрозоли. Этот вид перемещения и представляет основной интерес, поскольку именно движение облаков радиоактивных аэрозолей в пределах тропосферы и нижней стратосферы необходимо учитывать для обеспечения радиационной безопасности полетов авиации над территорией многих стран.

При прохождении радиозонда через область повышенной радиации на высотной кривой появляется специфический пик, по высоте которого можно судить о вертикальном размере облака радиоактивных аэрозолей; если же проводить повторные достаточно частые запуски радиозондов, то по длительности события можно определить горизонтальную протяженность облака.

На рис. 26.5 показан высотный ход интенсивности излучения, зарегистрированного детектором шара-зонда в Алма-Ате 02.12.76 г. Пик интенсивности (кривая *2*), зарегистрированный в 12 часов, примерно на порядок превышал уровень фонда (кривая *1*), в последующие часы уровень избыточного излучения понижался (кривые *3–6*). Явление обусловлено прохождением над Алма-Атой облака радиоактивных аэрозолей, образованного в результате испытания ядерного оружия на полигоне близ озера Лобнор (Китай).

Были также исследованы случаи перемещения облаков радиоактивных аэрозолей, образованных при испытаниях ядерного оружия в КНР близ озера Лобнор 29 сентября 1969 г., 14 октября 1970 г., 27 июня 1973 г., 17 ноября 1976 г., 16 октября 1980 г. (всего за указанный период времени в КНР было осуществлено 10 ядерных взрывов). Определялись вертикальный и горизонтальный размеры облаков, траектория и скорость их перемещения, активность и мощность дозы.

При ядерном взрыве мощностью 1 Мт по делению образуются радионуклиды, количество которых Q, выраженное в беккерелях, равно

$$Q = 1{,}45 \cdot 10^{26} \eta \lambda,$$

где η — выход нуклида при делении, %; λ — $0{,}693/T_{1/2}$, $T_{1/2}$ — период полураспада, выраженный в секундах.

По мнению экспертов КНДАР формирование общей активности радионуклидов, образующихся при испытаниях ядерного оружия, определяется выходом при делении 11 следующих радионуклидов: ^{89}Sr, ^{90}Sr, ^{95}Zr, ^{103}Ru, ^{106}Ru, ^{131}I, ^{136}Cs, ^{137}Cs, ^{140}Ca, ^{141}Ce, ^{144}Ce. Используя информацию о выходе этих радионуклидов и соответствующие метеорологические и радиометрические данные о перемещении облаков радиоактивных аэрозолей, определя-

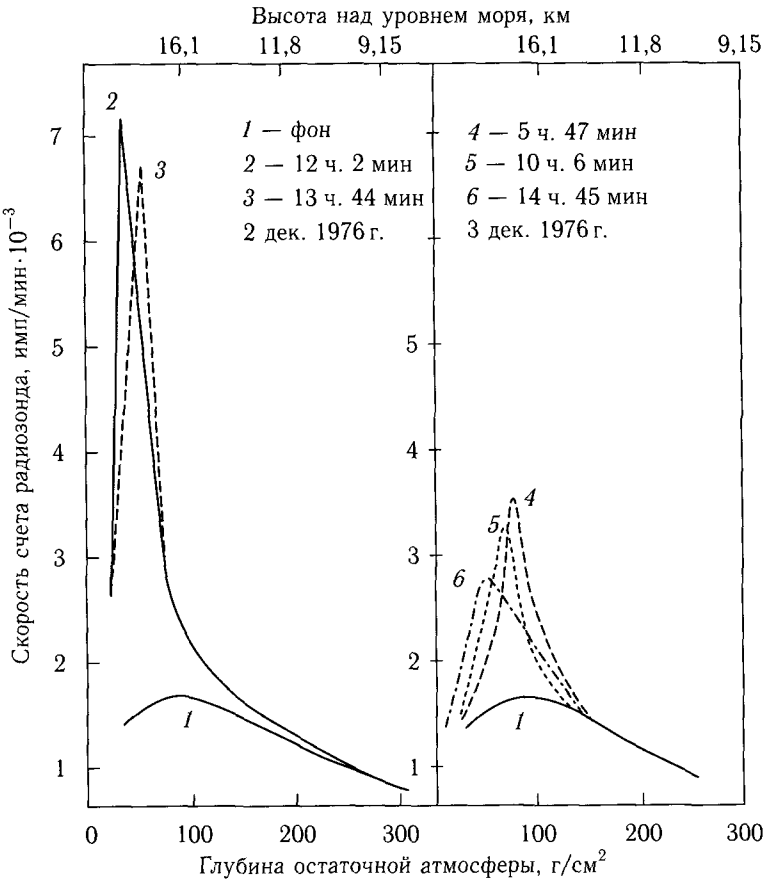


Рис. 26.5. Зависимость скорости счета радиозонда от глубины остаточной атмосферы (высоты над уровнем моря) при прохождении радиоактивного облака над Алма-Атой

лось временное изменение активности облаков радионуклидов в стратосфере. До своего полного рассеяния облако радиоактивных аэрозолей несколько раз огибает земной шар.

На рис. 26.6 в качестве примера показана схема перемещения облака радиоактивных аэрозолей, возникшего при ядерном взрыве близ озера Лобнор 16 октября 1980 г. Этот случай интересен тем, что в процессе прохождения облака выполнялись как аэрологические наблюдения, так и измерялась активность выпадаемых радионуклидов.

На высоте 16 км (100 г/см^2) облако прошло 17 октября над югом Приморья и южным Сахалином. По данным зональной аэрологической обсерватории в г. Дальнереченске, расположенном в этом регионе, на высоте 16 км в ветровой срок 0 часов 17 октября направление ветра составляло 255°, т. е. было близко к восточному (с отклонением от него на 15° к северу), а средняя скорость равнялась 150 км/ч; в последующем параметры ветра оставались сравнительно стабильными. Перемещающееся с такой скоростью радиоактив-



Рис. 26.6. Перемещение радиоактивного облака, образованного в результате ядерного взрыва в атмосфере 16.10.1980 г. Цифры указывают на дату в октябре достижения облаком данного пункта; —— — траектория на глубине атмосферы 100 г/см^2; ---- — траектория на глубине атмосферы 200 г/см^2

ное облако должно пройти за сутки от побережья Приморья в направлении территории США расстояние, равное примерно 3600 км. Измерение активности, выполненное 18 октября в пункте с долготой 178° (см. карту рис. 26.6), согласуется с этим заключением.

Отметим, что на высоте 11,8 км (200 г/см^2) облако перемещалось заметно быстрее, что соответствует ветровым данным аэрологической обсерватории в Дальнереченске, согласно которым на указанной высоте скорость ветра 17 октября равнялась ≈ 175 км/ч.

Используя данные измерений скорости ветра в Дальнереченске 17 октября, предположим, что в пунктах наблюдения радиоактивного облака 17 ок-

Таблица 26.16

Средняя активность облака радиоактивных аэрозолей при прохождении над территорией Советского Союза

Время образования радиоактивного облака (дата ядерного взрыва) T_0 и время его прохождения над территорией СССР ΔT		Активность, Бк
T_0	29.09.69 г.	$123 \cdot 10^{17}$
ΔT	20–27.10.69	$203 \cdot 10^{15}$
ΔT	17–24.11.69	$0{,}6 \cdot 10^{15}$
T_0	27.06.73 г.	$222 \cdot 10^{17}$
ΔT	15–18.07.73	$533 \cdot 10^{15}$
ΔT	12–15.08.73	$2{,}9 \cdot 10^{15}$
T_0	17.11.76 г.	$206 \cdot 10^{17}$
ΔT	2–4.12.76	$726 \cdot 10^{15}$
ΔT	17–18.12.76	$17{,}6 \cdot 10^{15}$

тября средняя скорость перемещения ветра на глубинах 100 г/см^2 и 200 г/см^2 составляла 150 км/ч и 175 км/ч соответственно. Тогда в следующих пунктах наблюдения (18 октября) облако должно наблюдаться через 31 час ($h = 100$ г/см^2) и 32 часа ($h = 200$ г/см^2). Двигаясь с такой скоростью, облако достигает следующих пунктов наблюдения (19 октября) через 28 часов ($h = 100$ г/см^2) и 29 часов ($h = 200$ г/см^2). Видно, что данные расчета приближенно соответствуют наблюдаемой динамике перемещения облака радиоактивных аэрозолей.

В табл. 26.16 приведены сведения об активности радиоактивных облаков при трех наиболее мощных (из пяти исследованных) ядерных взрывов.

Согласно приведенным данным загрязненность воздуха радиоактивными веществами на трассах полета самолетов, создаваемая продуктами ядерных взрывов при первом прохождении радиоактивных облаков над территорией СССР, всего на полтора–два порядка меньше уровня загрязнения в начальный период времени события и существенно меньше при последующем прохождении. Таким образом, критическое время, в течение которого необходим контроль за перемещением облака радионуклидов, равен по крайней мере месяцу после взрыва.

ЛИТЕРАТУРА К ЧАСТИ VII

1. *Абрамов В. И. и др.* Измерение ядерных излучений. — М.: Атомиздат, 1979.
2. *Авдюшин С. И., Барсуков О. А., Гаврилов П. Ф. и др.* Атлас карт радиационной обстановки на трассах полета высотных самолетов // Труды ИПГ, вып. 79. — М.: Гидрометеоиздат, 1991.
3. *Авзянов В. С., Барсуков О. А., Давлетшин А. Н., Иванов В. Н., Мальчинов В. Л.* Оптимизация двуслойной защиты от изотопных источников быстрых нейтронов // Атомная энергия. 1967. Т. 23, вып. 6.
4. *Баранников Ю. И., Барсуков О. А., Малышев А. Б., Пустоветов В. П.* Уровни облучения экипажей и пассажиров воздушных судов при полетах в полярных районах // Авиакосмическая и экологическая медицина. 1994. № 4.
5. *Баранников Ю. И., Барсуков О. А., Гаврилов П. Ф.* Дозовые характеристики космических лучей на трассах полета высотных самолетов // Космические исследования. 1986. № 24.
6. *Барсуков О. А., Барсуков К. А.* Радиационная экология. — М.: Научный мир, 2003.
7. *Барсуков О. А., Коломеец Е. В.* Радиационные аспекты исследования космического излучения в стратосфере. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
8. *Василенко О. И.* Радиоэкология. — М.: УНЦ ДО 2003; Курс лекций. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1979.
9. *Воробьев Е. И., Ковалев Е. Е.* Радиационная безопасность экипажей летных аппаратов. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
10. *Гусев Н. Г., Машкович В. П., Суворов Н. П.* Защита от ионизирующих излучений. Т. 1 — М.: Атомиздат, 1980.
11. *Иванов В. И.* Курс дозиметрии. — М.: Атомиздат, 1988.
12. Ионизирующее излучение: источники и биологические эффекты. Доклад научного комитета ООН по действию атомной радиации. В 2 т. — Нью-Йорк: Организация объединенных наций, 1982.
13. *Кимель Р. Н., Машкович В. П.* Защита от ионизирующих излучений. Справочник. 2-е изд. — М.: Атомиздат, 1982.
14. *Козлов В. Ф.* Справочник по радиационной безопасности. 4-е изд. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
15. *Кудряшов Ю. Б.* Радиационная биофизика (ионизирующие излучения). Учебник. — М.: Физматлит, 2004.
16. *Моисеев А. Л., Иванов В. И.* Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
17. *Москалев Ю. И.* Отдаленные последствия воздействий ионизирующих излучений. — М.: Медицина, 1991.

18. Нормы радиационной безопасности — НРБ-99. Государственные санитарно-эпидемиологические правила и нормативы. — СПб.: Минздрав России, 1999.
19. Публикация МКРЗ 60 / Пер. с англ. Т. Д. Кузьмина. Под ред. И. Б. Керим-Маркуса. — М.: Энергоатомиздат, 1994.
20. *Ушаков И. Б., Карпов В. Н.* Мозг и радиация. — М.: ГНИИ авиационной и экологической медицины, 1997.
21. *Шафиркин А. В.* Модель радиационной скорости смертности млекопитающих, определяющая отдаленные последствия в различных дозах // Авиационная и экологическая медицина. 1999. Т. 26, № 4.
22. Экология охраны природы и экологическая безопасность / Под ред. В. И. Данилова-Данильяна. — М.: МНЭПУ, 1998.

Приложение А

КРАТКИЙ ОБЗОР РАБОТ ПО СОЗДАНИЮ АТОМНОГО И ТЕРМОЯДЕРНОГО ОРУЖИЯ В НЕКОТОРЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИ РАЗВИТЫХ СТРАНАХ

I. Атомное оружие

Соединенные Штаты Америки. Многие американские и западноевропейские ученые, занимавшиеся ядерными исследованиями и настроенные антинацистски, уже осенью 1939 г., т. е. вскоре после открытия деления ядра урана, высказывали опасение, что в Германии в недалеком будущем будет создано ядерное оружие. По настоянию ряда ученых 11 ноября 1939 г. президенту США Ф. Д. Рузвельту было вручено письмо, составленное американским физиком Л. Сциллардом и подписанное А. Эйнштейном, в котором выражалось опасение, что гитлеровская Германия может получить в свое распоряжение новое ужасное оружие — атомную бомбу. Рузвельт не без колебаний согласился поддержать программу по созданию ядерного оружия, которое рассматривалось в то время как средство обороны против германской атомной бомбы. Однако из-за разных бюрократических проволочек начало работ над урановым проектом еще длительное время задерживалось. И лишь 8 декабря 1941 г., за день до нападения японцев на Пирл Харбор и вступления США в войну, состоялось окончательное решение американского правительства о выделении крупных финансовых средств и технических ресурсов на разработку ядерного оружия. В начале 1942 г. Рузвельт совместно с Черчиллем пришли к соглашению о сосредоточении работ американских и английских ученых, занятых урановой проблемой, в США и Канаде. 13 августа 1942 г. этим работам было присвоено условное название «Манхэттен проект». Административным руководителем проекта 17 сентября 1942 г. был назначен генерал Л. Р. Гровс.

Напомним, что получение расщепляющихся материалов возможно либо путем выделения урана-235 одним из методов разделения изотопов, либо образовывать плутоний-239 с помощью реакторов с расширенным воспроизводством, извлекая его затем радиохимическими методами из облученных урановых блоков. Для создания атомных бомб использовались оба варианта.

Для получения урана-235 первоначально применялся электромагнитный метод. Однако он оказался мало производительным: на получение одного миллиграмма урана-235 уходило несколько месяцев. Для увеличения производительности построили крупномасштабные масс-спектрометрические установки с мощными электромагнитами весом около 5000 т с диаметром полюсов 460 см. С целью обеспечения низкого омического сопротивления обмоток они изготовлялись из серебра, изымаемого из хранилища драгоценных металлов в форте Нокс. Но даже с помощью этих громадных установок не удалось накопить достаточно большой запас урана-235 за приемлемо короткое время. Положение резко изменилось после постройки в Окридже гигантского завода, на котором применялся газодиффузионный метод разделения изотопов урана (см. § 16.2). На этом заводе к концу второй мировой войны был накоплен запас урана-235, достаточный для изготовления одной урановой бомбы.

Для получения плутония-239 в промышленных масштабах в Хенфорде (на западе США) были построены специализированные реакторы большой мощности, с помощью которых извлекали за сутки несколько миллиграмм этого трансурана. К концу войны был накоплен запас плутония, которого хватило для изготовления двух плутониевых бомб.

В июле 1943 г. научным руководителем Манхэттенского проекта был назначен американский физик Р. Оппенгеймер — талантливый ученый, обладавший к тому же выдающимися организаторскими способностями. Прежде всего Оппенгеймер добился решения об объединении работ, связанных с созданием ядерного оружия в одном месте. Было решено построить секретный «атомный объект» в Лос-Аламосе — местечке, расположенном в уединенной гористой местности в штате Нью-Мексико. В Лос-Аламос были приглашены многие американские специалисты различных профилей и их коллеги, эмигрировавшие из Европы. Всего с учетом технического персонала и рабочих в Манхэттенском проекте было занято 150 тыс. человек.

К лету 1945 г. в Лос-Аламосе было изготовлено три атомные бомбы: одна урановая и две плутониевых. Одна из плутониевых бомб была взорвана в испытательных целях 16 июля 1945 г. в пустыне Невада. Вторая — урановая, бомба была сброшена с самолета и взорвалась над японским городом Хиросима 6 августа того же года, а спустя пару дней — 9 августа — третья — плутониевая бомба была взорвана над другим японским городом — Нагасаки. Эти города были почти полностью разрушены, а суммарное число жертв составило сотни тысяч человек. Каждая из этих бомб обеспечила взрыв силой 20–22 тыс. тонн тринитротолуола (ТНТ) — обычного взрывчатого вещества.

Советский Союз. В Советском Союзе вопрос о необходимости развития работ по получению внутриядерной энергии, поднимался рядом ученых страны еще в 1939–1940 гг. Так, в июне 1940 г. академики В.И. Вернадский и В.Г. Хлопин направили в АН СССР записку, в которой, в частности указывалось, что «уже сейчас в СССР должны быть приняты меры к формированию работ по разведке и добыче урановых руд и получению из них урана... для того, чтобы к моменту, когда вопрос о техническом использовании внутриядерной энергии будет решен, мы располагали необходимыми запасами этого драгоценного источника энергии». 17-го июня того же года В.И. Вернадский сделал на Президиуме АН СССР доклад о перспективах развития ядерной энергетики, отмечая, в частности, что «огромное большинство не понимает исторического значения момента». 30-го июня 1940 г. на заседании Президиума АН СССР была создана «Комиссия по проблеме урана», состоящая из 14 членов, в том числе В.И. Вернадского, В.Г. Хлопина, А.Ф. Иоффе, С.И. Вавилова, П.А. Капицы и других видных ученых.

Обычно принято считать, что важную (если не решающую) роль в организации работ по атомному проекту сыграло письмо известного физика Г.Н. Флерова, призванного в ряды действующей армии, посланное в начале 1942 г. на имя И.В. Сталина, в котором сообщалось, что на Западе начаты работы по созданию урановой бомбы. Вполне вероятно, что обращение Флерова сыграло определенную роль в цепи рассматриваемых событий, однако следует иметь в виду, что к моменту написания письма Флерова в Советском правительстве уже накопился большой материал по атомному оружию (в виде документов из Академии Наук, писем крупных ученых и данных разведки).

В архивах подлинника письма Г.Н. Флерова не обнаружено. Известно, однако, что по затронутому вопросу Г.Н. Флеров посылал письма И.В. Курчатову и главе Комитета по делам высшей школы С.В. Кафтанову. По представлению Курчатова Г.Н. Флеров был отозван из армии и приступил к работе по атомному проекту.

Правительственное решение, которое можно считать началом атомного проекта СССР, состоялось в сентябре 1942 г. Оно было оформлено в виде Распоряжения Государственного комитета обороны (ГКО) «Об организации работ по урану № 2352 сс». На основании еще одного распоряжения ГКО, подписанного И. В. Сталиным также в феврале 1942 г., научное руководство работами по урану возлагалось на профессора И. В. Курчатова.

10 марта 1943 г. при АН СССР был создан научный центр, возглавляющий работы по использованию ядерной энергии, получивший конспиративное название «Лаборатории измерительных приборов № 2 АН СССР» (сокращенно ЛИПАН). Руководил центром И. В. Курчатов. Ныне это известное во всем мире учреждение называется Российский научный центр «Курчатовский институт».

В тяжелых условиях войны, когда значительная часть людских и материальных ресурсов страны шла на военные нужды, огромную роль в становлении советского атомного проекта сыграли агентурные сведения о развитии работ по созданию атомного оружия за рубежом. В СССР была создана эффективно работающая агентурная сеть, систематически переправлявшая советской стороне научно-технические материалы, связанные с разработкой атомных бомб. Так, с 1942 г. советской разведке передавалась весьма обстоятельная информация, касающаяся урановой проблемы, от физика К. Фукса, секретаря одного из английских министров Дж. Кэрикросса (из Англии) и от физика Б. Понтекорво (из США). Все трое имели коммунистические убеждения, и передача сведений о развитии работ по проектированию и созданию атомной бомбы проводилась ими добровольно. Некоторые специалисты, работавшие в США, Англии и Канаде, также передавали разведывательную «ядерную» информацию громадной ценности по каналам НКВД или ГРУ.

В марте 1943 г. к ознакомлению с накопленной в разведывательном управлении НКВД научной агентурной информацией был допущен лишь Курчатов, но ее объем был столь велик (тысячи страниц научного текста на английском языке, многочисленные расчеты, схемы и пр.), что достаточно глубоко ознакомиться с этими материалами одному, даже очень талантливому и трудолюбивому человеку, было не под силу. Поэтому Курчатов настоял (преодолев возражения Берии) о допуске к ним (с апреля 1943 г.) нескольких руководителей проекта (Л. А. Арцимовича, А. И. Алиханова, И. К. Кикоина и др.). Однако допущенные лица по настоянию Берии не имели права раскрывать источники своей осведомленности (из опасения, что это приведет к провалу агентурной сети).

Получаемые данные затем доводились до сведения тех или иных сотрудников, а Курчатову и его коллегам не оставалось другого выбора, кроме как выдавать их за плоды собственных размышлений и догадок, что зачастую создавало им ореол «сверходаренности». Во всяком случае, поступающая зарубежная информация явилась «путеводной нитью», позволившей команде Курчатова найти пути к созданию атомного оружия и избежать многих ошибок в процессе своей дальнейшей деятельности.

Советская разведка и на завершающей стадии мировой войны продолжала получать сведения большой информационной значимости, свидетельствующие о приближении американцев к завершению работ по созданию атомной бомбы. Так, в 1945 г. Фукс и Понтекорво независимо друг от друга передали подробные данные (включая чертежи) о плутониевой бомбе.

Однако в Советском Союзе прогресс в этом направлении был незначительным по причине отсутствия необходимых количеств урана. На территории Советского Союза разведанных месторождений урановой руды в первые годы войны не было, и первоначально последняя доставлялась в сравнительно небольших количествах из

ближнего зарубежья. В Советском Союзе геологи к 1944 г. открыли месторождения урана в Узбекской ССР и Киргизской ССР. Отметим, однако, низкое содержание урана в рудах открытых месторождений, концентрация которого составляла всего 0,08–0,2 %[1]). Для добычи и переработки урановых руд в пределах Средней Азии в 1945 г. был создан так называемый комбинат № 6, в состав которого входили урановые рудники и обогатительные фабрики.

Перелом в добыче урана произошел в конце 1945 г., когда на комбинат № 6 было передано семь тонн уранового концентрата, полученного в результате переработки десяти тысяч тонн урановой руды. В последующие годы добыча и переработка урановой руды быстро нарастали. Так, уже к концу 1947 г. было переработано 176 тыс. тонн руды и получено 66 тонн уранового концентрата, что дало возможность получить 25 тонн металлического урана. В 1951–1953 гг. в пределах СССР были открыты новые месторождения урана различной концентрации (в Криворожской области, близ Пятигорска, в Читинской области и других регионах). И хотя поставки урана, добываемого в стране, продолжали нарастать, они не могли удовлетворить спроса на этот продукт. Даже в 1948 г. подавляющая часть урана, загружаемого в первый военный реактор (мы его опишем ниже), состояла из трофейного урана и из урана, добытого в восстановленных урановых рудниках Чехословакии и Восточной Германии. Значение импортного урана было снижено только к 1950 г., начиная с которого в Советском Союзе начали ежегодно перерабатывать более 600 тыс. тонн урановой руды. Однако до 1953 г. приблизительно половина урана, требуемого для нового поколения реакторов, получалась из уранового концентрата, поступающего из Яхимовских урановых рудников Чехословакии и из рудников предприятия «Висмут» в Восточной Германии.

Вскоре после капитуляции Японии (14 августа 1945 г.) была сформирована новая структура управления советским атомным проектом. Был создан Специальный комитет с директивными полномочиями для общего руководства всеми работами по использованию ядерной энергии. Председателем комитета был назначен Л. П. Берия, а его членами стали И. В. Курчатов и ряд видных партийных руководителей — Б. Л. Ванников, А. П. Завенягин и др. Исполнительным органом при Спецкомитете являлось Первое Главное управление при СНК СССР (ПГУ), начальником которого был назначен Ванников. ЛИПАН совместно с многочисленными научными, конструкторскими, строительными и промышленными предприятиями передавались в ПГУ. Было открыто неограниченное финансирование любых заказов ПГУ. Этой организации из НКВД было также передано множество лагерей, в которых содержалось около двухсот тысяч заключенных. По существу ПГУ стало представлять собой огромный секретный супернаркомат.

Используя его финансовые и материальные ресурсы, с 1946 г. в СССР приступили к широкомасштабному строительству системы секретных атомных центров–«атомоградов» различного назначения. Перечислим три из них, сыгравших важную роль в создании ядерного оружия. В Челябинской области близ г. Кыштым был построен комплекс предприятий, позднее получивший кодовое название Челябинск-40 (современное название-комбинат «Маяк», иногда его относят лишь к одному из предприятий комплекса, связанного с радиохимией, см. ниже). В Свердловской области в Верх-Новинске было развернуто строительство предприятия под кодовым

[1]) В зависимости от концентрации урана урановые руды подразделяются на следующие группы: свыше 1 % — очень богатые; от 0,5 до 1 % — богатые; от 0,5 до 0,25 % — средние; от 0,25 до 0,1 % — рядовые; ниже 0,1 % — бедные. На поверхности почв согласно данным аэрогаммасъемки концентрации урана еще меньше.

названием Свердловск-44. В Горьковской области был создан центр под кодовым названием Арзамас-16.

Предприятия Челябинска-40 предназначались для получения плутония-239, Свердловска-44 — для разделения изотопов урана газодиффузионным методом, а Арзамас-16 был создан для изготовления ядерного оружия. Ныне его название — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (ВНИИЭФ).

На первой стадии развития проекта по созданию атомного оружия было отдано предпочтение не урановой, а плутониевой бомбе, что в условиях существовавшего в то время дефицита урана казалось оправданным, и лишь после успешного испытания в 1949 г. первой советской плутониевой бомбы началось активное развитие атомного центра в Свердловске-44.

В промышленной зоне Челябинска-40 были построены: в огромном подземном бункере уран-графитовый «военный» реактор с расчетной мощностью 100 тыс. киловатт, предназначенный для производства плутония, большой радиохимический завод по выделению плутония и регенерации урана, завод по получению металлического плутония, хранилища радиоактивных отходов и много других вспомогательных объектов. Отметим, что в МВД реактор и радиохимический завод совместно обозначались как завод (или комбинат) № 817. Его научным руководителем был назначен И. В. Курчатов.

Первый промышленный реактор в Челябинске-40 представлял собой систему из графитовой кладки, пронизанной цилиндрическими отверстиями, в которые вставлялись алюминиевые трубы-каналы с внутренним диаметром около 40 мм и высотой примерно 10 м. Число труб равнялось 1124. Управляемая цепная реакция начиналась при закладке в реактор 150 тонн природного урана. Последний упаковывался в небольшие цилиндрические блоки диаметром 37 мм и высотой 102,5 мм. Эти блоки загружались в трубы–каналы. В трубах непрерывно циркулировала вода. Необходимое число урановых блоков для осуществления цепной реакции достигала почти 40 тыс.

Нейтроны, возникающие в процессе деления ядер урана-235 (описанного выше) замедлялись графитом и генерировали ядра плутония-239 в результате взаимодействия с ядрами урана-238 (см. § 17.1 и реакцию (17.2).

В конструктивном отношении военные реакторы, предназначенные для наработки плутония, существенно проще по сравнению с описанными в гл. 17 реакторами второго поколения, предназначенными для выработки электроэнергии. Так, в последних осуществляется генерация пара под высоким давлением, тогда как в военных реакторах вода необходима только для охлаждения урановых блоков и удаления из них образующихся радионуклидов.

Процесс накопления плутония составлял много месяцев, разгрузка реактора согласно технологическому проекту должна осуществляться путем выпадения урановых блоков из труб-каналов по технологическому тракту в водоем, расположенный под реактором. В воде блоки выдерживались три месяца, в течение которых распадаются короткоживущие изотопы. Затем блоки перевозились на радиохимический завод.

На проектную мощность в 100 тыс. кВт реактор был выведен 22 июня 1948 г. Начавшаяся круглосуточная работа реактора в течение последующих месяцев неоднократно прерывалась из-за аварий, связанных с разными причинами. На одной из них, пожалуй самой серьезной, мы остановимся ниже (см. текст петитом). В мае 1949 г. на радиохимическом заводе «Маяк» началось выделение плутония из его урановых блоков. Завод в то время позволял получать не менее 70 г плутония

в сутки. В последующие годы в Челябинске-40 было построено еще несколько «плутониевых» реакторов, значительно усовершенствованных и большей мощности.

Выемка урановых блоков, проведенная в 1949 г., связана с трагическим событием, возникшим в январе того же года по следующей причине. В процессе эксплуатации реактора выяснилось, что под действием охлаждающей его воды алюминиевые оболочки урановых блоков сильно коррозируют и многие из них по этой причине повреждаются. Процесс усугубляется намоканием графита. В результате реактор оказался в аварийном состоянии.

После пятимесячной эксплуатации реактор был остановлен. Далее возникла тяжелая диллема: либо сбросить урановые блоки по технологическому тракту, что вызовет неизбежную потерю неопределенно большого количества наработанного плутония, либо поднять урановые блоки в верхний операционный зал реактора и вручную разделить поврежденные блоки от неповрежденных. В этом случае удастся спасти урановую загрузку и сократить потери в наработанном плутонии.

Радиоактивность урановых блоков к моменту остановки реактора была громадна, составляя миллионы кюри. Сброс блоков «вниз» никак не должен был сказаться на здоровье персонала, тогда как при их подъеме «вверх» переоблучение участников операции будет неизбежным. Однако вредное воздействие ионизирующего излучения в то время сильно недооценивалось, в частности почти ничего не было известно о его канцерогенном и генетическом воздействии: долгосрочные последствия радиационного облучения вообще не были изучены (эти вопросы рассматриваются в § 24.3). В условиях столь низкой осведомленности о степени вреда, наносимого радиацией здоровью персонала, И. В. Курчатов, В. Г. Ванников и А. Н. Завенягин, ответственные за проведение работ на реакторе, выбрали второе решение (одобренное Л. П. Берией). Курчатов понимал, что только он знает, по каким признакам можно проводить отбраковку блоков; это предопределило его решение принять участие в операции.

Будущий глава знаменитого Министерства среднего машиностроения [1]) Е. П. Славский в своих воспоминаниях пишет: «Решалась задача спасения урановой загрузки (и наработки плутония) самой дорогой ценой — путем неизбежного переоблучения персонала. С этого часа весь мужской персонал объекта, включая тысячи заключенных, участвует в операции выемки труб, а из них — частично поврежденных блоков; в общей сложности было извлечено и вручную переработано 39 тыс. блоков...» Никакие слова не могли в тот момент заменить силу личного примера. И Курчатов первым шагнул в ядерное пекло, в полностью загазованный радионуклидами центральный зал аварийного реактора. Возглавил операцию разгрузки поврежденных каналов и дефектацию выгружаемых урановых блоков путем личного поштучного их осмотра. Об опасности тогда никто не думал: мы просто ничего не знали, а Игорь Васильевич знал, но не отступил перед грозной силой атома... Ликвидация аварии для него оказалась роковой, стала жестокой платой за нашу атомную бомбу...» Переоблучение несомненно сократило жизнь Курчатова. Он умер в 1960 г. в возрасте 57 лет.

Как отмечалось выше, в 1949 г. активизировались работы в атомном центре Свердловск-44 (предприятие в этом центре кодировалось в МВД как «Завод № 813»). Его научным руководителем являлся профессор И. К. Кикоин. Назначение завода — газодиффузионное разделение изотопов урана-235 и урана-238 по методу, рассмотренному нами выше (§ 16.2). Процесс их разделения осуществлялся с помощью

[1]) То есть, не говоря эзоповым языком, Министерства атомной промышленности...

50 независимо работающих каскадов; каждый каскад состоял из 130 диффузионных ячеек.

Почти одновременно с заводом № 813 начал работать завод № 817 под научным руководством профессора Л. А. Арцимовича. На заводе использовался электромагнитный способ разделения изотопов урана. В дальнейшем в Советском Союзе для их разделения был освоен и метод газового центрифугирования (см. § 16.2), разработанный с участием немецких специалистов.

Завод № 813 работал в кооперации с заводом № 817. Дело в том, что по окончании процесса генерации плутония на заводе № 817 содержание урана-235 уменьшается очень незначительно — всего с 0,71 % до 0,69 %. Такой регенерированный уран еще вполне можно использовать для создания оружейного урана. Эта идея и была осуществлена на заводе в Свердловске-44, где для наработки оружейного урана наряду с природным ураном использовался и регенерированный. Серьезный недостаток регенерированного урана связан с тем, что он содержит довольно много радиоактивных примесей.

Технология производства дает возможность получать либо чистый уран-235, либо смесь изотопов урана-235 и урана-238 в любом соотношении их концентраций. Чистый изотоп урана-235 предназначен, очевидно, для ядерного оружия, а смесь перечисленных изотопов — для повышения производительности урановых реакторов. В частности, при достаточно сильном обогащении ураном-235 такие реакторы энергетического типа сравнительно небольших размеров в принципе пригодны для изготовления двигателей подводных лодок.

Наработанное на заводе № 817 количество плутония, достаточное для изготовления бомбы, было передано в атомный центр Арзамас-16. Научным руководителем этого центра являлся в то время Ю. Б. Харитон, ставший впоследствии соавтором многих видов ядерного вооружения.

Заводы № 817 и 813 стали основным поставщиками расщепляющихся материалов для изготовления первых советских атомных бомб.

Несколько позднее после освоения описанных устройств для изготовления расщепляющихся материалов был разработан метод получения плутония с помощью тяжеловодородного реактора (под научным руководством профессора А. И. Алиханова), Однако, учитывая высокую стоимость тяжелой воды и сравнительно большие сроки ее изготовления, значительного развития это направление не получило.

Испытания первой советской атомной (плутониевой) бомбы было успешно проведено 29 августа 1949 г. Большая группа участников создания советской атомной бомбы была удостоена различных правительственных наград, в том числе высшей наградой — званием Героя Социалистического Труда и медалью «Золотая Звезда» были награждены Курчатов, Харитон, Кикоин, Флеров и другие участники атомного проекта.

Таким образом, три главных направления получения ядерной взрывчатки были разработаны под научным руководством И. В. Курчатова, И. К. Кикоина и Л. А. Арцимовича.

В том же 1949 г. И. В. Сталиным было принято решение о строительстве второй очереди атомных заводов, лучше защищенных от предполагаемых атомных бомбежек по сравнению с уже работающими предприятиями ядерной индустрии. В последующие годы такие заводы были созданы в основном в Сибири (Красноярск-45, Томск-7 и др.).

Изучая радиоактивные продукты взрыва, перемещающиеся на стратосферных высотах, специалисты из США пришли в середине сентября 1949 г. к выводу, что в СССР была взорвана бомба, являющаяся копией американской плутониевой бомбы,

сброшенной на Нагасаки 9 августа 1945 г. На этом основании было заключено, что важнейшая информация об устройстве плутониевой бомбы была получена Советским Союзом нелегально. Поиски каналов утечки привели к выявлению ряда лиц, участвовавших в ее передаче. В 1950 г. был арестован К. Фукс. Возможен был и арест Б. Понтекорво, контакты которого с Фуксом были установлены западными спецслужбами. Вместе с семьей Понтекорво удалось переехать в СССР. В Советском Союзе он получил звание академика и более проблемами, связанными с атомным оружием, не занимался.

В отличие от советской плутониевой бомбы создание советской урановой бомбы осуществлялось целиком в рамках оригинального национального проекта и по сравнению с первой американской урановой бомбой она оказалась более компактной и совершенной. Испытания советской урановой бомбы было впервые осуществлено в 1951 г.

В целом о создании атомной индустрии в СССР можно сказать, что таких темпов и масштабности строительства принципиально нового производства в истории науки и промышленности еще не встречалось.

Остановимся на вопросе об участии в советском атомном проекте немецких специалистов. В свое время существовало мнение, что в создании советского атомного оружия они сыграли ключевую роль. В действительности это сильное преувеличение, но их вклад в развитие ядерной энергетики в СССР следует признать значительным.

Если бы это было не так, то не могло бы состояться следующее знаменательное событие. После испытания первой советской атомной бомбы наряду с советскими специалистами, государственными премиями и орденами была награждена большая группа немецких специалистов: М. фон Арденне, Г. Герц (лауреат Нобелевской премии), Р. Позе, Н. Риль, М. Фольмер, В. Шютце и многие другие. Более того, профессору Рилю — специалисту по производству металлического урана, было присуждено звание Героя Социалистического Труда и по распоряжению И. В. Сталина ему были подарены дача в Жуковке и автомобиль «Победа».

Кроме того, специальным постановлением многие немецкие специалисты получили крупные денежные премии (в частности, премия Риля составила 350 тыс. рублей).

Все началось с того, что вскоре после капитуляции Германии в 1945 г. была сформирована «урановая команда», состоящая из специалистов, связанных с немецким урановым проектом, согласившихся добровольно на договорных началах работать в Советском Союзе. Они прибыли в СССР вместе со своими семьями. Число специалистов, приглашенных из Германии, составляло 122; кроме них из лагерей для военнопленных было отобрано 135 человек, ранее работавших в Германии, специалистов по ядерной физике или радиохимии.

Приведем краткую информацию о размещении немецких специалистов по различным секретным предприятиям и проводимых ими исследованиях. В Сухуми в Институте «А» (директор — профессор фон Арденне), работали над проблемой электромагнитного разделения изотопов урана. Под руководством доктора Стейнбека здесь были созданы первые центрифуги. В Сухуми в Институте «Г» (директор — профессор Герц), занимались проблемой разделения изотопов урана газодиффузионным методом. Сотрудники этого института рассчитали работу диффузионных каскадов, а затем создали их экспериментальные образцы. Результаты этой работы были использованы при создании завода № 813 на Урале. В лаборатории «В», расположенной в 105 км от Москвы (научный руководитель — профессор Позе), разрабатывали реактор с обогащенным ураном и создавали теорию ядерных реакций. В дальнейшем лаборатория «В» была преобразована в Физико-энергетический институт (ФЭИ); научным руководителем Института являлся академик А. И. Лейпунский (см. § 17.1).

Славу этому институту принес пуск первой в мире атомной электростанции в 1954 г. Ныне вокруг этого научного центра вырос г. Обнинск, приобретший своими работами всемирную известность.

Вероятно, для советского атомного проекта наиболее весомыми оказались работы, проводимые доктором Рилем с группой его сотрудников. Эта группа занималась урановой проблемой еще в гитлеровской Германии. Именно разработанную тогда технологию получения чистого металлического урана и внедрил на заводе в Ногинске доктор Риль. Он блестяще справился также с рядом других задач, приоритетных для атомной индустрии.

В 1945 г. был создан научно исследовательский институт, в котором разрабатывалась технология получения урана и плутония (кодовое название предприятия НИИ-9; среди физиков-ядерщиков его обычно называют «Плутониевым институтом»). В состав НИИ-9 входила лаборатория, возглавлявшаяся профессором Фольмером. На основании проведенных в этой лаборатории исследований был создан проект завода по производству тяжелой воды. В НИИ-9 работал также со своими сотрудниками профессор Доппель, известный тем, что в Германии он принимал участие под руководством В. Гейзенберга в создании тяжеловодородного реактора.

Во всех институтах и лабораториях совместно с германскими специалистами работали и советские специалисты, которые перенимали опыт своих немецких коллег [1]). Срок пребывания немецких специалистов в Советском Союзе завершился в 1955 году.

Перед отъездом обратно в Германию немецкие специалисты подписывали соответствующее обязательство о неразглашении о своей работе в СССР и давали «честное слово», что в течение 25 лет они не будут сообщать об участии в советском атомном проекте.

В частности Н. Риль лишь в 1988 г. опубликовал в Германии книгу под названием «Десять лет в золотой клетке», посвященную работе немецких ученых в СССР. В США книга Риля с комментариями и дополнениями была издана на английском языке в 1996 г.

Германия. Начало германскому урановому проекту, получившему официальное название «Проект U», было положено 26 сентября 1939 г., когда было создано «Урановое общество». В его состав вошли В. Боте, К. Вайцзеккер, Г. Гейгер, В. Гейзенберг, И. Маттаух и ряд других известных немецких ученых. Многие физики, призванные до того в армию, были отозваны для участия в урановом проекте. Научным центром Уранового общества был избран Физический институт кайзера Вильгельма, а его главой назначен Гейзенберг; этот пост он занимал вплоть до конца войны с Германией в 1945 г. Контроль над урановыми исследованиями осуществлял Департамент вооружений.

17 июня 1940 г. Вайцзеккер представил для узкого круга лиц печатную работу под названием «Возможный метод получения энергии из урана-238». Согласно идеи, развитой в этой работе, на первом этапе необходимо создать устройство, состоящее из урана-238 и замедлителя, которое позволит выработать новое вещество, состоящее из элемента с $Z = 93$, а возможно, и из элемента с $Z = 94$. Это вещество на втором этапе необходимо извлечь; оно-то и будет представлять взрывчатку гигантской мощности.

При выборе вещества, подходящего в качестве замедлителя, Боте на основании своих расчетов выбрал тяжелую воду D_2O, исключив, в частности, возможность

[1]) В частности, становление автора как физика-ядерщика относится к 1948 г., когда он был направлен для стажировки в упоминавшуюся выше секретную лабораторию «В»

использования графита (дальнейшее развитие ядерной энергетики показало, что это явилось серьезным просчетом немецких физиков). Тяжелая вода действительно является наилучшим замедлителем (см. п. 3.6.3 и данные табл. 3.2). Однако извлечение из воды ее малой составляющей — дейтерия представляет собой сложный длительный технологический процесс. Другие замедлители и, в частности, графит, обладая худшими замедляющими свойствами, зато общедоступны.

На основании заключения Боте было решено создавать реактор на тяжелой воде. Заметим, однако, что важным преимуществом такого реактора по сравнению с первыми реакторами в США и СССР (в которых в качестве замедлителя использовался, как известно, графит) заключалось в значительно меньшим количестве урана, необходимом для осуществления цепной реакции деления, что для Германии в условиях дефицита урана имело немаловажное значение.

Работы в рамках проекта U, начатые еще в 1939 г., в последующие годы продолжались в не слишком высоком темпе, чем разительно отличались от аналогичных разработок в США и СССР, начатых позднее германских, но характерной особенностью которых являлись несравненно большая масштабность и быстрота продвижения к конечной цели. Сравнительно медленное развитие немецких ядерных исследований объясняется рядом причин.

Первой причиной являлось непонимание тогдашними руководителями Германии исключительной важности работ Уранового общества и отсюда недостаточное их финансирование. Вторая причина связана с отсутствием в Германии необходимой экономической базы: кроме отмеченного выше дефицита урана не существовало развитой промышленности по добыче и переработки уранового сырья, специализированных КБ и т. д. Третьей причиной являлись затруднения в проведении этих работ, вызванные бомбежками и диверсиями, которым подвергались стратегически важные германские объекты (см. ниже). И, наконец, немаловажная причина связана с отрицательным отношением к идеологии национал-социализма Вайцзеккера, Гана, Гейзенберга и многих других видных немецких физиков и химиков, опасавшихся, что в случае успеха в создании атомной бомбы Гитлер не преминет использовать ее в самом бесчеловечном варианте (позднее они были глубоко потрясены и возмущены атомной бомбардировкой американцами двух мирных японских городов). Ученые, руководимые Гейзенбергом, вовлеченные в создание атомной бомбы, стремились, по возможности, не доводить исследования до завершающей стадии.

Вода с относительно высокой концентрацией дейтерия была в свое время найдена в Норвегии. На ее территории в Рьюкане был построен завод по производству тяжелой воды. Во время войны немцы вывозили продукцию завода для нужд уранового проекта. Однако в конце 1943 г. Рьюканский завод был уничтожен англо-американской авиацией и союзными отрядами «Коммандос». В следующем году корабль, перевозивший 10 тонн тяжелой воды, был затоплен английской подводной лодкой. В результате этих военных акций работы в рамках Уранового проекта были крайне затруднены.

Тем не менее зимой 1943–1944 гг. Гейзенберг и его сотрудники смогли создать сравнительно небольшой реактор, в состав которого входило полторы тонны урана и такое же количество (по весу) тяжелой воды. Реактор первоначально разместили в подвале одного из институтов в Далеме. Однако из-за частых воздушных налетов проведение нормальной упорядочной работы на реакторе оказалось невозможным. Поэтому сам реактор и сотрудники, участвующие в этой работе, были передислоцированы в небольшой город Эхинген, расположенный возле Швабских Альп, вне зоны систематических авиационных налетов. Другой реактор гораздо больших

габаритов, создаваемый под руководством В. Герлаха, строился на юге Германии бли г. Тюбингена в местечке Хайгерлахе.

Оба реактора в 1945 г. были захвачены американскими войсками. Были такж «взяты в плен» сотрудники института кайзера Вильгельма, в число которых входил О. Ган, М. Лауэ, К. Вайцзеккер. В. Гейзенберга разведке западных стран антигитле ровской каолиции удалось «отыскать» позднее. Немецкие физики были интернирова ны в Англию. Они с большим удивлением узнали об успехах американцев в создани атомной бомбы.

Таким образом, существовавшее в Англии и США представление о том, что нем цы в области ядерных исследований идут впереди ученых других стран, оказалос ложным. В действительности в области ядерных разработок Германия по меньше мере на два года отставала от США. Немцы не построили заводов для производств урана-235 или плутония. Ядерных реакторов, сравнимых по своим возможностя с американскими, немцы также не создали. Тем не менее, согласно архивным дан ным, в Германии в конце войны все же был осуществлен экспериментальный взры ядерного устройства малой мощности.

Для полноты картины следует добавить, что в рамках выполнения «проекта U немецкие ученые и инженеры внесли немаловажный вклад в разрешение ряд ядерно-физических проблем и в технологию ядерных устройств. Некоторые из эти достижений были использованы в послевоенный период не только в СССР, как о этом говорилось выше, но и в США.

II. Термоядерное оружие

Двумя ведущими странами, разработавшими водородную бомбу, являлись, ка указывалось выше, США и СССР, причем работы по ее созданию велись полностью независимо друг от друга. Ввиду того, что определенный интерес представляе сравнение методов решения этой сложной проблемы американскими и советским учеными, мы будем описывать вперемежку соответствующие исследования в Соеди ненных Штатах и Советском Союзе.

Инициатором создания водородной бомбы в США стал физик венгерского про исхождения Э. Теллер, переехавший в 1935 г. в Америку и принятый в лаборатори Р. Оппенгеймера в Калифорнийском университете. Напомним, что приступая к раз работке водородной бомбы, Теллер полагал, что для возникновения самоподдержи вающейся термоядерной реакции достаточна имплозия обычных ядерных бомб.

Специфическая сложность разработки проекта создания водородной бомбы обу словлена необходимостью проведения огромных по масштабу расчетов (ввиду прин ципиальной невозможности проведения соответствующих экспериментов при свер высоких энергиях). Поэтому в отличие от разработки атомной бомбы, когда очен большое значение уделялось экспериментам, при создании водородной бомбы н первый план выходят исследования физиков-теоретиков.

Однако отсутствие в то время быстродействующих электронных вычислительны машин (ЭВМ) сильно тормозило процесс выполнения таких расчетов. Лаборатори в Лос-Аламосе были заказаны новые быстродействующие ЭВМ с программам обеспечивающими расчеты, необходимые Теллеру. После получения ЭВМ в середин 1949 г. теоретические исследования, выполняемые группой Теллера, были резко уск рены, однако итоги этой работы свидетельствовали, что развитие самопроизвольно реакции в дейтерии возможно при давлении не порядка сотен тысяч атмосфер, ка

сжатия было невозможно. Поэтому первоначальная идея Теллера о пути создания водородной бомбы, к его величайшему огорчению, оказалась ошибочной.

В Советском Союзе общая координация исследований по созданию термоядерного оружия была возложена на Курчатова. Проведение первоначальных расчетных работ он поручил заведующему теоретическим отделом Института химической физики Я. Б. Зельдовичу, переведенному в 1947 г. в Арзамас-16. Зельдович также столкнулся с необходимостью проведения расчетов огромного объема. В то время в СССР не имелось подходящих достаточно быстродействующих ЭВМ. Эта трудность была преодолена «чисто по-советски»: для выполнения работы было привлечено большое число математиков; расчеты разбивались на достаточно мелкие этапы. Каждый из математиков, проводя порученную ему расчетную работу, не имел никакого представления об общей цели теоретического исследования. Однако и эта работа привела, как и работа группы Теллера, к такому же тупиковому результату.

Правда, расчеты той и другой группы показали, что давление можно снизить, если использовать смесь дейтерия с большим количеством трития. Однако такая бомба с тритием оказывалась чрезмерно дорогой (получить достаточно большую массу трития в специальном реакторе — процесс не только дорогой, но и весьма медленный).

Необходимо было искать новые подходы и новые идеи. В создавшихся условиях для выяснения возможности создания термоядерного оружия И. В. Курчатов решил подключить группу наиболее видных физиков-теоретиков того времени: руководителя теоретического отдела Физического института Академии Наук (ФИАНА) И. Е. Тамма, сотрудников отдела А. Д. Сахарова, В. Л. Гинзбурга и др. Впоследствии, правда, Гинзбург был исключен из участников проекта по политическим соображениям.

Сахаров и Гинзбург уже в 1946 г. предложили идею принципиально новой модели водородной бомбы. Как уже известно читателю из основного текста, в этой модели бомбы для решения проблемы давления дейтерий расположен послойно непосредственно в плутониевом заряде, поэтому она получила название «слойки». Возникновение термоядерной реакции обеспечивается температурой и давлением атомного взрыва. Вместо трития используется изотоп литий-6.

При атомном взрыве ядро лития-6, захватывая один нейтрон, распадается на ядра трития и гелия (см. реакцию (19.1). Ядро трития реагирует в свою очередь с ядром дейтерия. Эта модель была сразу же признана осуществимой.

В США выход из «тупика» в разработке водородной бомбы был также найден, но совершенно иным способом. Для создания сверхвысокого давления в миллионы атмосфер была использована своеобразная имплозия отраженного излучения, возникающего при атомном взрыве. Согласно расчетам такая модель может стать «работоспособной» при значительном увеличении массы трития. Для его производства были созданы специальные реакторы. Получилось громоздкое устройство, габариты и масса которого позволяли рассматривать его лишь в качестве наземного варианта водородной бомбы. Оно весило несколько десятков тонн, и его размеры были соизмеримы с высотой двухэтажного дома. Устройство, названное «Майком», было установлено на атолле Элугелаб — одном из небольших островов Маршальского архипелага. Взрыв «Майка», осуществленный в ночь с 31 октября на 1 ноября 1952 г., привел к возникновению на морском дне кратера шириной около 2 км и глубиной более 50 м, а остров Элугелаб исчез. Это был первый термоядерный взрыв в истории человечества. Мощность взрыва равнялась 10,4 Мт в тротиловом эквиваленте. Очевидно, что такое устройство было невозможно использовать в военных целях.

Первый экспериментальный взрыв отечественной водородной бомбы, названной РДС-6, был проведен 12 августа 1953 г. В отличие от американского «Майка», советская бомба РДС-6 имела значительно меньшие габариты и вес и была пригодна для военного применения. Сообщение об этом взрыве привело к сильному возбуждению в правительственных кругах США. Монополия американцев в обладании термоядерным оружием была утеряна.

Спустя некоторое время после начала работы над проблемой водородной бомбы группу Тамма и Сахарова перевели в Арзамас-16. Дальнейшее усовершенствование термоядерного оружия в значительной мере связано с работами Сахарова, которого стали именовать «отцом водородной бомбы» (такой же неофициальный «титул» получил и Теллер, но в отношении амеркианской термоядерной бомбы).

Усовершенствованная водородная бомба мощностью 1,7 Мт ТНТ была взорвана на семипалатинском полигоне 22 ноября 1955 г. Самая мощная термоядерная бомба в мире была испытана в СССР 30 октября 1961 г.; мощность взрыва составила 50 млн тонн ТНТ (это в сущности печальное по своим экологическим последствиям «достижение» в дальнейшем не было никем превзойдено). Помимо перечисленных выше ученых в разработке и создании отечественного термоядерного оружия большую роль сыграли и многие другие выдающиеся деятели науки.

В Соединенных Штатах испытание первой «настоящей» термоядерной бомбы, в которой тритий заменили литием, названной «Сосэдж» (сосиска), было успешно проведено 20 мая 1956 г.

Приложение Б

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ВЫСОТОЙ H И ГЛУБИНОЙ ОСТАТОЧНОЙ АТМОСФЕРЫ h

H, км	h, г/см^2	H, км	h, г/см^2	H, км	h, г/см^2	H, км	h, г/см^2
10	264	14,26	135	17,29	83,19	20,39	50,76
10,2	256	14,35	133	17,39	81,87	20,49	49,96
10,4	248	14,43	131	17,49	80,57	20,59	49,17
10,6	241	14,51	129	17,59	79,3	20,69	48,39
10,8	232	14,59	127	17,69	78,05	20,79	47,63
11	226	14,77	125	17,79	76,81	20,89	46,88
11,2	219	14,90	123	17,89	75,6	21	46,14
11,4	212	14,98	121	17,99	74,41	21,09	45,41
11,6	206	15	120	18,09	73,23	21,19	44,69
11,8	200	15,1	118,1	18,19	72,07	21,29	43,98
12	193	15,2	116,23	18,29	70,93	21,39	43,29
12,2	187	15,3	114,4	18,39	69,81	21,49	42,60
12,4	180	15,4	112,59	18,49	68,71	21,59	41,93
12,6	176	15,5	110,81	18,59	67,62	21,69	41,27
12,66	174	15,6	109,06	18,69	66,55	21,79	40,61
12,75	171	15,7	107,33	18,79	65,50	21,89	39,97
12,90	170	15,79	105,64	18,89	64,47	21,99	39,34
13,00	165	15,89	103,97	18,99	63,45	22,09	38,72
13,09	163	15,99	102,32	19,09	62,44	22,19	38,11
13,20	160	16,09	100,71	19,19	61,46	22,29	37,50
13,31	157	16,19	99,12	19,29	60,49	22,39	36,91
13,41	155	16,29	97,55	19,39	59,53	22,49	36,33
13,48	153	16,39	96,01	19,49	58,59	22,59	35,75
13,56	151	16,49	94,49	19,59	57,66	22,69	35,19
13,63	149	16,59	93.00	19,69	56,75	22,79	34,63
13,70	147	16,69	91,53	19,79	55,86	22,89	34,09
13,80	145	16,79	90,08	19,89	54,97	22,99	33,55
13,90	143	16,89	88,66	19,99	54,10	23,09	33,02
13,98	141	16,99	87,25	20,09	53,25	23,19	32,49
14,06	139	17,09	85,88	20,19	52,41	23,29	31,98
14,16	137	17,19	84,52	20,29	51,58	23,39	31,48

H, км	h, г/см^2	H, км	h, г/см^2	H, км	h, г/см^2	H, км	h, г/см^2
23,49	30,98	27,04	17,60	30,54	10,11	34,04	5,91
23,59	30,49	27,14	17,32	30,64	9,95	34,14	5,82
23,69	30,01	27,24	17,04	30,74	9,80	34,24	5,74
23,79	29,53	27,34	16,70	30,84	9,65	34,34	5,65
23,89	29,07	27,44	16,51	30,94	9,51	34,44	5,56
23,99	28,61	27,54	16,25	31,04	9,36	34,54	5,48
24,09	28,15	27,64	15,99	31,14	9,21	34,64	5,40
24,19	27,71	27,74	15,74	31,24	9,08	34,75	5,31
24,29	27,27	27,84	15,49	31,34	8,94	34,85	5,23
24,39	26,84	27,94	15,24	31.44	8,81	34,95	5,15
24,49	26,42	28,04	15,00	31,54	8,67	35,05	5,07
24,59	26,00	28,14	14,77	31,64	8,54	35,15	5,00
24,69	25,59	28,24	14,53	31,74	8,41	35,25	4,92
24,79	25,18	28,34	14,30	31,84	8,28	35,35	4,85
24,89	24,78	28,44	14,08	31,94	8,16	35,45	4,77
24,99	24,39	28,54	13,85	32,04	8,03	35,55	4,70
25,09	24,01	28,59	13,74	32,14	7,91	35,65	4,63
25,19	23,63	28,74	13,42	32,24	7,79	35,75	4,56
25,29	23,25	28,84	13,21	32,34	7,67	35,85	4,49
25,39	22,89	28,94	13,00	32,44	7,56	35,95	4,42
25,49	22,52	29,04	12,79	32,54	7,54	36,00	4,39
25,59	22,17	29,14	12,59	32,64	7,35	36,10	4,32
25,69	21,82	29,24	12,39	32,74	7,22	36,20	4,26
25,79	21,77	29,34	12,20	32,84	7,11	36,30	4,19
25,89	21,13	29,44	12,00	32,94	7,00	36,40	4,14
25,99	20,80	29,54	11,81	33,04	6,89	36,50	4,06
26,09	20,47	29,64	11,63	33,14	6,79	36,60	4,00
26,19	20,15	29,74	11,44	33,24	6,69	36,70	3,94
26,29	19,83	29,84	11,26	33,34	6,58	36,80	3,88
26,39	19,52	29,94	11,08	33,44	6,48	36,90	3,82
26,49	19,21	30,04	10,91	33,54	6,39	37	3,76
26,59	18,90	30,14	10,75	33,64	6,29		
26,69	18,60	30,24	10,58	33,74	6,19		
26,79	18,31	30,34	10,42	33,84	6,10		
26,89	18	30,44	10,26	33,94	6,01		

Приложение В

δ-ФУНКЦИЯ ДИРАКА

При решении рассмотренных в § 23.4 уравнений переноса частиц была использована δ-функция Дирака. Рассмотрим ее свойства и некоторые математические приемы, применявшиеся для решения указанных уравнений. Более подробно с затронутыми вопросами читатель может ознакомиться в [4].

Допустим, что значения $x_1, x_2, \ldots$ случайной величины ξ распределены в интервале (a, b) функции $p(x)$. Последняя должны удовлетворять условиям

$$p(x) > 0, \quad \int_a^b p(x)\,dx = 1.$$

Значения ξ могут быть получены из уравнения

$$\int_a^{\xi} p(x)\,dx = \eta, \tag{П.1}$$

где η — случайное число, равномерно распределенное в интервале $(0, 1)$.

Выше неявно предполагалось, что x может принимать непрерывные значения в заданной области. Встречаются, однако, случаи, когда величина x принимает и дискретные значения. Поэтому оказалось необходимым разработать такой математический аппарат, который позволяет рассматривать те и другие случаи. Этот аппарат, названный обобщенными функциями, основан на использовании δ-функции Дирака.

Определение (а также важнейшее свойство) δ-функции

$$\int_a^b f(x)\delta(x)\,dx = \begin{cases} f(a), & \text{если} \quad 0 \in (a, b), \\ 0, & \text{если} \quad 0 \notin (a, b). \end{cases} \tag{П.2}$$

Согласно (П.2) $\delta(x)$ является функцией, равной нулю повсюду, кроме точки $x = 0$, в которой она обращается в $+\infty$, однако при этом выполняется соотношение

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x)\,dx = \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \delta(x)\,dx = 1,$$

где ε сколь угодно мало.

Таким образом, $\delta(x)$ может рассматриваться в качестве «непрерывной» плотности вероятности величины x, которая в действительности дискретна и с вероятностью 1 принимает значение $x = 0$.

Функцию распределения $f(x) \geqslant 0$, определенную в интервале (a, b), можно записать в форме

$$f(x) = A\delta(x - x'),$$

где

$$A = \int_a^b f(x)\,dx,$$

а значения переменной x' находят в соответствии с формулой (П.1):

$$\int_a^{x'} f(x)\,dx = \eta \int_a^b f(x)\,dx,$$

где

$$\int_a^b f(x)\,dx = 1. \qquad (П.3)$$

δ-представление для функции двух и более переменных записывается аналогично δ-представлению для функции одной переменной, а именно:

$$f(x, y) = A_0\delta(x - x')\delta(y - y'),$$

где

$$A_0 = \int_a^b \int_c^d f(x, y)\,dx\,dy.$$

Для определения x' и y' используют уравнения

$$\int_a^{x'} dx \int_c^d f(x, y)\,dy = \eta A_0; \quad \int_c^{y'} f(x', y)\,dy = \eta \int_c^d f(x', y)\,dy.$$

δ-представление суммы двух функций $f(x) = g(x) + \varphi(x)$ равняется сумме их δ-представлений:

$$f(x) = A_g\delta(x - x'_g) + A_\varphi\delta(x - x'_\varphi).$$

Применение изложенного математического аппарата позволяет весьма просто и быстро получать решения интегралов, «отбирая» путем введения δ-представлений рассматриваемых функций лишь те из их значений, которые соответствуют области интегрирования, вне зависимости от того, пробегает ли переменная, от которой зависят эти функции, непрерывный или дискретный ряд значений.

Приложение Г

РАСЧЕТ НУКЛОННОЙ КОМПОНЕНТЫ

Для удобства последующих выкладок запишем еще раз систему интегро-дифференциальных уравнений для нуклонных компонент:

$$\frac{dN_p(\lambda,E,\theta)}{dx} = -\frac{N_p(x,E,\theta)}{\lambda_p(E)\cos\theta} + \int\limits_E\int\limits_\theta \left[\frac{n_{pp}N_p(x,E',\theta')}{\lambda_p(E')\cos\theta'} + \frac{n_{np}N_n(x,E',\theta')}{\lambda_n(E')\cos\theta'}\right] dE'\,d\cos\theta' + \\ + \frac{d}{dE}\,\frac{\beta(E)N_p(x,E,\theta)}{\cos\theta}, \quad (\text{П}.4)$$

$$\frac{dN_n(x,E,\theta)}{dx} = -\frac{N_n(x,E,\theta)}{\lambda_n(E)\cos\theta} + \int\limits_E\int\limits_\theta \left[\frac{n_{pn}N_p(x,E',\theta')}{\lambda_p(E')\cos\theta'} + \frac{n_{nn}N_n(x,E',\theta')}{\lambda_n(E')\cos\theta'}\right] dE'\,d\cos\theta'.$$

Интегрируя эти уравнения, получим

$$N_p(x,E,\theta) = \\ = \int\limits_0^\infty\int\limits_E^\infty\int\limits_{-1}^{+1} \left\{\frac{\beta(E')}{\beta(E)}\left[\frac{n_{pp}N_p(x',E'',\theta')}{\lambda_p(E'')\cos\theta'} + \frac{n_{np}N_n(x',E'',\theta')}{\lambda_n(E'')\cos\theta}\right]\Psi[(x',x)\lambda_p(E)\cos\theta]\right\} \times \\ \times\, dx'\,dE''\,d\cos\theta' + N_0(E_0')\,\frac{\beta(E_0')}{\beta(E)}\,\Psi(0,x,\lambda_p(E)\cos\theta); \quad (\text{П}.5)$$

$$N_n(x,E,\theta) = \int\limits_0^\infty\int\limits_E^\infty\int\limits_{-1}^{1} \left\{\left[\frac{n_{pn}N_p(x',E'',\theta')}{\lambda_p(E'')\cos\theta'} + \frac{n_{nn}N_n(x',E'',\theta')}{\lambda_n(E'')\cos\theta'}\right]\Psi[x',x,\lambda_n(E)\cos\theta]\right\} \times \\ \times\, dx'\,dE''\,d\cos\theta',$$

где E'' — энергия падающей частицы до столкновения в точке с координатой x'; θ'' — угол между направлениями движения первичной и вторичной частиц (см. рис. 23.9); E_0' — первоначальная энергия частицы, обладающей в точке x энергией E; функция

$$\Psi(x',x,\lambda\cos\theta = \begin{cases} \exp\left(-\dfrac{x-x'}{\lambda\cos\theta}\right), & \text{если} \quad \dfrac{x-x'}{\lambda\cos\theta} \geqslant 0, \\ 0, & \text{если} \quad \dfrac{x-x'}{\lambda\cos\theta} < 0, \end{cases} \quad (\text{П}.6)$$

представляет собой вероятность для частицы пройти без взаимодействия слой вещества от x' до x; $n_{ji} = n_{ji}(E'',E,\theta' \to \theta)$.

Приведенное в (П.5) произведение (запишем его в несколько модернизированной форме):

$$\frac{\beta(E')}{\beta(E)}\,n_{ji}(E'',E,\theta' \to \theta)\,\frac{1}{\lambda_j(E'')\cos\theta'}$$

— сложная вероятность, характеризующая три процесса: убывание энергии вторичных частиц за счет ионизационных взаимодействий на пути между точками x' и x, образование под действием частиц j-типа частиц i-типа и уход из потока частиц j-типа.

Для решения интегральных уравнений (П.5) используем метод последовательных поколений, согласно которому плотность потока нуклонов данного вида на глубине остаточной атмосферы x равняется сумме членов —поколений этих частиц:

$$N(x,E,\theta)=\sum_{i=0}^{\infty}N^{(i)}(x,E,\theta),$$

причем данное поколение образуется лишь за счет предшествующего. В нулевом приближении (т. е. для первичных частиц)

$$N_p^0(x,E,\theta)=N_0(E_0')\frac{\beta(E_0')}{\beta(E)}\,\Psi[0,x,\lambda_p(E)\cos\theta],$$
$$N_n^{(0)}(x,E,\theta)=0,$$

где справа — свободные члены системы уравнений (П.5).

Для $(i+1)$-го поколения на основании (П.6) имеем

$$N_p^{(i+1)}(x,E,\theta)=$$
$$=\int_0^{\infty}\int_E^{\infty}\int_{-1}^{1}\frac{\beta(E')}{\beta(E)}\left[\frac{n_{pp}N_p^{(i)}(x',E'',\theta')}{\lambda_p(E'')\cos\theta'}+\frac{n_{np}N_n^{(i)}(x',E'',\theta')}{\lambda_n(E'')\cos\theta'}\right]\Psi[x',x,\lambda_p(E)\cos\theta]\times$$
$$\times\,dx'\,dE''\,d\cos\theta';\qquad(\text{П.7})$$

$$N_n^{(i+1)}(x,E,\theta)=$$
$$=\int_0^{\infty}\int_E^{\infty}\int_{-1}^{+1}\left[\frac{n_{pn}N_p^{(i)}(x',E'',\theta')}{\lambda_p(E'')\cos\theta'}+\frac{n_{nn}N_n^{(i)}(x',E'',\theta')}{\lambda_n(E'')\cos\theta'}\right]\Psi[x',x,\lambda_n(E)\cos\theta]\times$$
$$\times\,dx'\,dE''\,d\cos\theta'.$$

Для интегрирования (П.7) воспользуемся аппаратом обобщенных функций. Пусть частица j-го сорта i-го поколения в начальной точке $x_j^{(i)}$, движущаяся под зенитным углом $\theta_j^{(i)}$, обладала в этой точке энергией $E_j^{(i)}$. Представим плотность потока i-го поколения в форме δ-функции по координате, энергии и косинусу зенитного угла:

$$\begin{aligned}N_p^{(i)}(x,E,\theta)&=Q_p^{(i)}\lambda_p(E_p^{(i)})\cos\theta_p^{(i)}\delta(x-x_p^{(i)})\delta(E-E_p^{(i)})\delta(\cos\theta-\cos\theta_p^{(i)}),\\ N_n^{(i)}(x,E,\theta)&=Q_n^{i}\lambda_n(E_n^{(i)})\cos\theta_n^{(i)}\delta(x-x_n^{(i)})\delta(E-E_n^{(i)})\delta(\cos\theta-\cos\theta_n^{(i)}),\end{aligned}\qquad(\text{П.8})$$

где $Q_p^{(i)}$, $Q_n^{(i)}$ — статистический вес (множественность) для протона и нейтрона i-го поколения соответственно. Значения плотности потоков i-го поколения и величин $Q_j^{(i)}$, $x_j^{(i)}$, $E_j^{(i)}$, $\theta_j^{(i)}$ считаются известными.

Подставляя (П.8) в (П.7) и вычисляя интегралы, получаем

$$N_p^{(i+1)}(x,E,\theta) = Q_p^{(i)}\frac{\beta(E')}{\beta(E)}\,n_{pp}(E_p^{(i)},E',\theta_p^{(i)}\to\theta)\Psi\left[x_p^{(i)},x,\lambda_p(E)\cos\theta\right] +$$

$$+ Q_n^{(i)}\frac{\beta(E')}{\beta(E)}\,n_{np}(E_n^{(i)},E',\theta_n^{(i)}\to\theta)\Psi\left[x_n^{(i)},x,\lambda_p(E)\cos\theta\right]; \quad (\text{П.9})$$

$$N_n^{(i+1)}(x,E,\theta) = Q_p^{(i)}n_{pn}(E_p^{(i)},E',\theta_p^{(i)}\to\theta)\Psi\left[x_p^{(i)},x,\lambda_n(E)\cos\theta\right] +$$

$$+ Q_n^{(i)}n_{nn}(E_n^{(i)},E',\theta_n^{(i)}\to\theta)\Psi\left[x_n^{(i)},x,\lambda_n(E)\cos\theta\right].$$

Составим теперь уравнения для отыскания методом статистических испытаний значений $E'^{(i+1)}$, $E^{(i+1)}$, $\cos\theta^{(i+1)}$, $x^{(i+1)}$. С этой целью найдем δ-представления выражений (П.9).

Начнем с произведения $[\beta(E')/\beta(E)]\,n$, входящего в первое уравнение (П.9). Считая, что область значений энергий простирается от 0 до E_m, получаем

$$\left[\frac{\beta(E')}{\beta(E)}\right]n(E^{(i)},E',\theta^{(i)}\to\theta) = A_0\delta(E-E^{(i+1)})\delta(\cos\theta-\cos\theta^{(i+1)}),$$

где

$$A_0 = \int_0^{E_m}\int_{-1}^{1}\frac{\beta(E')}{\beta(E)}\,n(E^{(i)},E',\theta^{(i)}\to\theta)\,dE\,d\cos\theta.$$

В частности, верхний предел интеграла по энергии может быть положен равным значению $E^{(i+1)}$, приходящемуся на интервал $(0,E_m)$. Тогда

$$\int_0^{E^{(i+1)}}\int_{-1}^{1}\frac{\beta(E')}{\beta(E)}\,n(E^{(i)},E',\theta^{(i)}\to\theta)\,dE\,d\cos\theta = \eta A_0. \quad (\text{П.10})$$

Это уравнение будем решать, перейдя от переменных интегрирования по E к переменным по E'. Учитывая, что $dE'/\beta(E') = dE/\beta(E)$, вместо (П.10) получаем

$$\int_0^{E'^{(i+1)}}\int_{-1}^{1} n(E^{(i)},E',\theta^{(i)}\to\theta)\,dE'\,d\cos\theta = \eta A_0, \quad (\text{П.11})$$

где

$$A_0 = \int_0^{E'^{(i+1)}}\int_{-}^{}1^{1}n(E^{(i)},E',\theta^{(i)}\to\theta)\,dE'\,d\cos\theta.$$

Уравнение (П.11) может быть переписано в более компактной форме, если учесть, что интеграл

$$\int_{-1}^{1} n(E^{(i)},E',\theta^{(i)}\to\theta)\,d\cos\theta = W(E^{(i)},E')$$

представляет собой энергетический спектр вторичных частиц, т. е. спектр нуклонов с энергией E, созданных нуклонами с энергией $E^{(i)}$. Итак, получается уравнение

$$\int_0^{E'^{(i+1)}} W(E^{(i)}, E')\,dE' = \eta \int_0^{E^{(i)}} W(E^{(i)}, E')\,dE',$$

позволяющее определить $E'^{(i+1)}$.

Составим теперь уравнение для нахождения $\cos\theta^{(i+1)}$:

$$\int_{-1}^{\cos\theta^{(i+1)}} n(E^{(i)}, E'^{(i+1)}, \theta^{(i)} \to \theta)\,d\cos\theta = \eta W(E^{(i)}, E'^{(i+1)}).$$

δ-представление по x можно найти на основе соотношения

$$\frac{1}{\lambda\cos\theta}\exp\left(-\frac{x - x^{(i)}}{\lambda\cos\theta}\right) = \delta(x - x^{(i+1)}).$$

Зная $E'^{(i+1)}$ и используя прямое и обратное соотношения, связывающие пробег рассматриваемых частиц с их энергией, можно найти значение $E^{(i+1)}$.

Наконец, рекуррентные соотношений между статистическими весами последовательных поколений могут быть записаны в виде

$$\left.\begin{aligned} Q_n^{(i+1)} &= Q_p^{(i)} \int_0^{E(i)} W(E_p^{(i)}, E_n')\,dE_n', \\ Q_p^{(i+1)} &= Q_p^{(i)} \int_0^{E^{(i)}} W(E_p^{(i)}, E_p')\,dE_p' \end{aligned}\right\} \text{ } i\text{-е поколение, протоны;}$$

$$\left.\begin{aligned} Q_n^{(i+1)} &= Q_n^{(i)} \int_0^{E^{(i)}} W(E_n^{(i)}, E_n')\,dE_n', \\ Q_p^{(i+1)} &= Q_n^{(i)} \int_0^{E^{(i)}} W(E_n^{(i)}, E_p')\,dE_p' \end{aligned}\right\} \text{ } i\text{-е поколение, нейтроны.}$$

Составляя по аналогии с (П.9) уравнения для плотности нуклонов $(i+2)$-го поколения, найдем с их помощью значения $N_p^{(i+2)}$, $N_n^{(i+2)}$ и т. д. Таким образом, применяя изложенную методику расчета, можно определить значения всех интересующих нас величин.

Приложение Д

РАСЧЕТ ЯДЕРНОЙ КОМПОНЕНТЫ

Запишем для удобства последующего изложения исходное кинетическое уравнение для ядер с $Z \geqslant 2$:

$$\frac{\partial N_j(x,E,\theta)}{\partial x} = -\frac{N_j(x,E,\theta)}{\lambda_j(E)\cos\theta} + \sum_{j\geqslant i}\int_E^\infty B_{ji}(E',E)N_{ji}(x,E',\theta)\frac{dE'}{\cos\theta} + \\ + \frac{\partial}{\partial E}\left[\frac{\beta_i(E)}{\cos\theta}N_i(x,E,\theta)\right]. \quad (\text{П.12})$$

Спектр фрагментов можно представить в виде

$$k_{ji}(E',E) = \delta(E'-E)P_{jk},$$

где P_{jk} — коэффициент фрагментации, равный числу ядер i-типа, образующихся при взаимодействии ядра j-типа; функция $\delta(E'-E)$ указывает на сохранение энергии в расчете на нуклон в процессе фрагментации.

Введя под знак интеграла в (П.12) эту функцию, получим

$$\int_E^\infty \frac{k_{ji}(E',E)}{\lambda_j(E')}N_j(x,E',\theta)\delta(E-E')\frac{dE}{\cos\theta} = \frac{P_{ji}(E)N_j(x,E,\theta)}{\lambda_j(E)\cos\theta}.$$

Подставляя полученное выражение в (П.12) и интегрируя его, можно представить плотность потока через интегралы по глубине. Для рассматриваемых фрагментов соответствующие уравнения имеют вид:

$$N_H(x,E,\theta) = \frac{\beta_H(E')}{\beta_H(E)}N_H^0(E')\exp\left(-\frac{x}{L_H\cos\theta}\right);$$

$$N_M(x,E,\theta) = \int_0^x \frac{P_{HM}}{\lambda_H\cos\theta}N_H(x',E',\theta')\frac{\beta_M(E')}{\beta_M(E)}\exp\left(-\frac{x-x'}{L_M\cos\theta}\right)dx' + \\ + \frac{\beta_M(E')}{\beta_M(E)}N_M^0(E')\exp\left(-\frac{x}{L_H\cos\theta}\right); \quad (\text{П.13})$$

$$N_L(x,E,\theta) = \exp\left(-\frac{x}{L_L\cos\theta}\right)\left\{\int_0^x\left[\frac{P_{HL}}{\lambda_H\cos\theta}N_H(x',E',\theta) + \frac{P_{ML}}{\lambda_M\cos\theta}N_M(x',E',\theta)\right]\times\right. \\ \left.\times\frac{\beta_L(E')}{\beta_L(E)}\exp\left(\frac{x'}{L_M\cos\theta}\right)dx'\right\} + \frac{\beta_L(E')}{\beta_L(E)}N_L^0(E')\exp\left(-\frac{x}{L_L\cos\theta}\right);$$

$$N_\alpha(x,E,\theta)=\exp\left(-\frac{x}{L_\alpha\cos\theta}\right)\left\{\int\limits_0^x\left[\frac{P_{H\alpha}}{\lambda_H\cos\theta}N_H(x',E',\theta)+\frac{P_{M\alpha}}{\lambda_M\cos\theta}N_M(x',E',\theta)+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{P_{L\alpha}}{\lambda_L\cos\theta}N_L(x',E',\theta)\right]\frac{\beta_\alpha(E')}{\beta_\alpha(E)}\exp\left(\frac{x'}{L_\alpha\cos\theta}\,dx'\right)\right\}+\frac{\beta_\alpha(E')}{\beta_\alpha(E)}N_\alpha^0(E)\exp\left(-\frac{x}{L_\alpha\cos\theta}\right),$$

где L_i — пробег поглощения i-компоненты; N_i — плотность потока i-й компоненты на верхней границе атмосферы. Первичный спектр ядер с $Z\geqslant 2$ задавали в форме, подобной первичному спектру протонов ГКЛ.

Первое из уравнений (П.13) определяет интенсивность H-ядер с энергией E на глубине остаточной атмосферы x. Во втором уравнении первый член справа характеризует плотность потока M-ядер на глубине x, образованных за счет фрагментации H-ядер, а второй член дает часть плотности потока M-ядер, равной на границе $N_M^0(E)$ и достигающей глубины x.

Аналогичным образом интерпретируются уравнения и для остальных ядерных компонент. Расчеты проводились на компьютере численными методами.

Приложение E

ПРИМЕРНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ И ЕДИНИЦ

Наименование	Обозначение	Значение
Скорость света в вакууме	c	$3{,}00 \cdot 10^{10}$ см $\cdot$ с$^{-1}$
Постоянная Авагадро	N_A	$6{,}02 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$
Постоянная Больцмана	k	$1{,}38 \cdot 10^{-16}$ эрг $\cdot$ К$^{-1}$ = $= 8{,}62 \cdot 10^{-11}$ МэВ $\cdot$ К$^{-1}$
Гравитационная постоянная	G	$6{,}67 \cdot 10^{-8}$ см$^3 \cdot$ г$^{-1} \cdot$ с$^{-2}$
Постоянная Планка	$\hbar = h/(2\pi)$	$1{,}05 \cdot 10^{-27}$ эрг $\cdot$ с = $= 0{,}658 \cdot 10^{-15}$ эВ $\cdot$ с = $= 6{,}58 \cdot 10^{-22}$ МэВ $\cdot$ с
Постоянная тонкой структуры	$\alpha = e^2/(\hbar c)$	$1/137$
Постоянная Хаббла	H	73 ± 10 км $\cdot$ с$^{-1} \cdot$ мегапарсек$^{-1}$
Комптоновская длина волны электрона	$\lambda\!\!\!^{-}_e = \hbar/(m_e c)$	$3{,}86 \cdot 10^{-11}$ см
Комптоновская длина волны протона	$\lambda\!\!\!^{-}_p = \hbar/(m_p c)$	$2{,}10 \cdot 10^{-14}$ см
Элементарный заряд	e	$4{,}80 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ $= 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ Кл
Магнетон Бора	$\mu_\text{Б}$	$0{,}92 \cdot 10^{-20}$ эрг $\cdot$ Гс$^{-1}$ = $= 0{,}58 \cdot 10^{-8}$ эВ $\cdot$ Гс$^{-1}$
Ядерный магнетон	$\mu_\text{яд}$	$5{,}05 \cdot 10^{-24}$ эрг $\cdot$ Гс$^{-1}$ = $= 3{,}15 \cdot 10^{-18}$ МэВ $\cdot$ Гс$^{-1}$
Магнитный момент протона	μ_p	$2{,}79\mu_\text{яд}$
Магнитный момент нейтрона	μ_n	$-1{,}91\mu_\text{яд}$
Планковское время (планковский момент или квант времени)	$t_\text{pl} = \sqrt{G\hbar/c^5}$	$5{,}4 \cdot 10^{-44}$ с
Планковская длина (квант расстояния)	$L_\text{pl} = \sqrt{G\hbar/c^3}$	$1{,}6 \cdot 10^{-33}$ см
Планковская масса	$M_\text{pl} = \sqrt{\hbar c/G}$	$2{,}18 \cdot 10^{-5}$ г
Планковская энергия	$E_\text{pl} = \sqrt{c^3\hbar/G}$	$1{,}2 \cdot 10^{19}$ ГэВ
Температура реликтового (фонового) излучения	$T_\text{ри}$	2,7 К
Возраст Вселенной	$T^\text{вс}$	$13{,}7 \pm 0{,}2 \cdot 10^9$ лет

Приложение Ж

КАРТА РАСПОЛОЖЕНИЯ ЗОН ПРОВЕДЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ

Карта расположения зон проведения ядерных взрывов различного назначения, мест техногенных аварий на объектах атомной промышленности и наиболее крупных загрязненных радионуклидами районов в пределах России и сопредельных стран, входивших в состав Советского Союза (данные относятся к годам до распада СССР; см. цветную вклейку в конце книги).

1. 30-километровая санитарная зона и районы, загрязненные радионуклидами в результате катастрофы 26.04.86 г. на Чернобыльской АЭС.

2. Восточно-Уральский радиоактивный след, образовавшийся в результате взрыва 29.09.57 г. емкости с высокоактивными отходами на ПО «Маяк».

3. Радиоактивное загрязнение бассейна рек Теча–Исеть–Тобол–Иртыш–Обь в результате многолетнего сброса отходов радиохимического производства на ПО «Маяк» и разноса радиоизотопов из открытых накопителей радиоактивных отходов вследствие ветровой эрозии.

4. Радиоактивное загрязнение реки Енисей и отдельных участков поймы в результате промышленной эксплуатации двух реакторов горнохимического комбината и функционирования хранилища радиоактивных отходов в Красноярске-26.

5. Радиоактивное загрязнение территории в санитарно-защитной зоне Сибирского химкомбината (Томск-7) и за ее пределами.

6. Официально признанные санитарные зоны в местах проведения первых ядерных взрывов на земле, под водой и в атмосфере на полигонах для испытания ядерного оружия под Семипалатинском (Казахстан) и на Новой Земле (Россия).

7. Тоцкий район Оренбургской области (Россия). Место проведения войсковых учений на стойкость личного состава и военной техники к поражающим факторам ядерного взрыва 14.09.54 г. в атмосфере.

8. Радиоактивный выброс в результате несанкционированного пуска реактора, сопровождавшегося пожаром, на судоремонтном заводе «Звездочка» в Северодвинске (Архангельской области) 12.02.65 г.

9. Радиоактивный выброс в результате несанкционированного пуска реактора, сопровождавшегося пожаром на судоремонтном заводе ПО «Красное Сормово» в Нижнем Новгороде в 1970 г.

10. Локальное радиоактивное загрязнение акватории и прилегающей местности в результате несанкционированного пуска и теплового взрыва реактора при его перегрузке на судоремонтном заводе ВМФ в Шкотово-22 (бухта Чажма) в 1985 году.

11. Загрязнение прибрежных вод архипелага Новая Земля и открытых районов Карского и Баренцева морей вследствие слива жидких и затопления твердых радиоактивных отходов судами ВМФ и «Атомфлота».

12–21. Места проведения подземных ядерных взрывов «в интересах народного хозяйства», где отмечен выход продуктов деления на дневную поверхность или возможна подземная миграция радионуклидов.

ЛИТЕРАТУРА К ПРИЛОЖЕНИЯМ

Приложение А

1. Атомный проект в СССР. Документы и материалы / Плд. ред. Л. Д. Рябова. — М.: Наука: Физматлит, 1998.
2. *Гинзбург В. Л.* О науке, себе и других. — М.: Наука, 1977.
3. *Губарев Г.* Секретный атом. — М.: Алгоритм, 2006.
4. *Круглов А. К.* От атомного реактора Ф-1 в лаборатории № 2 к первому промышленному реактору в Челябинске-40. — М.: Энергоатомиздат, 1995.
5. *Медведев Ж. А., Медведев Р. А.* Неизвестный Сталин. — М.: Фолил, 2002.
6. *Сахаров А. Д.* Воспоминания. — Нью-Йорк: Изд-во им. Чехова, 1990.
7. Создание первой советской ядерной бомбы / Под. ред. В. Н. Михайлова. — М.: Энергоатомиздат, 1995.

Приложения Б–Е

1. *Айтбаев Ф. Б., Баранников Ю. И., Барсуков О. А., Гаврилов П. Ф., Коломеец Е. В., Крупенников О. В.* Вариации потоков СКЛ в стратосфере и генерация частиц в сверхзвуковом транспортном самолете и искусственном спутнике Земли // В кн.: Физика высоких энергий и вариации космических лучей. — Алма-Ата: Изд-во Казах. гос. ун-та, 1982.
2. *Айтбаев Ф. Б., Барсуков О. А., Коломеец Е. В., Крупенников О. Е.* Дифференциальные и интегральные спектры космических лучей и переходные коэффициенты ОКП-стратосферы // В кн.: Труды Международного семинара КАПГ. Алма-Ата: Изд-во Казах. гос. ун-та, 1980.
3. *Barsukov O. A., Kolomeets E. V., Krypennikov O. B., Shmonin V. L.* Fluxes of cosmic ray secondary components in the earth's atmosphere generated by galactic cosmic ray nuclei // 16th ICRI. 1979. V. 7.
4. *Барсуков О. А., Коломеец Е. В.* Радиационные аспекты исследования космического излучения в стратосфере. — М.: Энергоатомиздат, 1995.

Приложение Ж

1. Атом без грифа секретности. Точки зрения: сборник. — М.–Берлин: Изд-во Комитета «Врачи мира за предотвращение ядерной войны», 1992.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ядерная физика — «молодая» наука, возникшая в период радикального пересмотра ряда фундаментальных научных положений физики. Важную роль в ее эволюции сыграли открытия В. Рентгеном излучения, названного его именем (1895 г.), А. Беккерелем — радиоактивности (1896 г.), Дж. Дж. Томсоном — электрона (1897 г.), выдвижение М. Планком представления о квантах излучения (1900 г.), создание А. Эйнштейном специальной теории относительности (1905 г.) и многие другие блистательные исследования, выполненные на рубежах 19-го и 20-го столетий.

Несколько условно летоисчисление ядерной физики можно начать с 1911 года, когда Э. Резерфорд предложил ядерную модель атома. К представлению об этой модели Резерфорд пришел на основании анализа опытов Г. Гейгера и Э. Марсдена, исследовавших в 1909 г. рассеяние α-частиц на тонких фольгах. Было установлено, что малая часть этих частиц рассеивается «назад» на углы, близкие к 180°. Много позднее, в 1936 г. Резерфорд, вспоминая результаты упоминавшихся опытов, писал: «Это было самым невероятным событием, которое мне пришлось пережить. Это было почти столь же невероятно, как если бы вы выстрелили 15-дюймовым снарядом в листок папиросной бумаги, а этот снаряд вернулся бы назад и угодил в вас... Неизбежен вывод, что в атоме сосредоточено интенсивное электрическое поле, так как в противном случае невозможно было бы изменение направления движения частицы при прохождении столь малого расстояния, как диаметр молекулы».

В 1912 г. Резерфорд ввел термин «ядро» вместо первоначально употребляемого им громоздкого термина «центральное заряженное тело в атоме».

В течение нескольких последующих десятилетий шло углубленное изучение свойств атомного ядра, в котором участвовали различные ученые-теоретики и экспериментаторы, причем постепенно их круг все более расширялся. Среди них выдающуюся роль сыграли Н. Бор, А. Зоммерфельд, Ф. Содди, Ф. Астон, И. и Ф. Жолио-Кюри, Дж. Чэдвик, В. Паули, Э. Ферми, Г. Гамов, В. А. Фок, Д. Д. Иваненко, И. П. Селинов, И. Е. Тамм, И. В. Курчатов, А. Д. Сахаров, В. Л. Гинзбург, Л. В. Мысовский, Л. И. Русинов, А. И. Лейпинский и другие ученые различных стран, многие из которых упоминаются в этой книге.

Эксперименты того времени отличались использованием достаточно простой и не слишком дорогой аппаратуры. Пожалуй, кульминацией этого, так сказать, академического периода развития ядерной физики явилось открытие О. Ганном и Ф. Штрасманом эффекта деления ядер урана (1938–1939 гг.).

Второй период развития ядерной физики, назовем его условно «научно-технологическим», связан с бурным развитием ядерной энергетики, включая создание ядерных реакторов, атомных электростанций и ядерного оружия. Одновременно развивались и фундаментальные исследования, связанные с углублением знаний о внутренней структуре ядер, ядерных превращениях, природе микрочастиц и пр. Была разработана квантовая хромодинамика. Произошло довольно четкое разделение субатомной физики на физику атомного ядра и физику элементарных частиц.

Этот период характеризуется широким применением сложной и дорогостоящей аппаратуры: ускорителей, ядерных спектроскопических установок, пузырьковых и искровых камер и т. д. Можно считать, что такая направленность исследований сохраняется и поныне, В мире возникло много научных центров с многочисленным

научным и техническим персоналом, в которых проводятся ядернофизические исследования.

Еще во времена создания ядерного оружия возникли словосочетания «доатомная эра» и «атомная эра». Первое подразумевает период истории, когда достижения ядерной физики не находили сколько-нибудь значительного практического использования. Второе, естественно, относится к последующему времени. В доатомную эру практические достижения *любой* науки не повлияли столь радикально на условия существования человечества (да и всего живого на Земле), как внедрение достижений ядерной физики в атомную эру.

Сейчас невозможно представить себе технологически развитые страны без атомных электростанций, использования изотопов в науке, медицине и технике. С другой стороны, в атомную эру произошло загрязнение радионуклидами биосферы и возникла угроза применения ядерного оружия с последующей мрачной перспективой наступления «ядерной зимы». Возможно, однако, что предвидение устрашающих последствий применения ядерного оружия спасает человечество от ужасов новой мировой войны; вспомним, что реальная угроза войны мирового масштаба уже возникала во время Карибского кризиса 1962 г., и не последнюю роль в ее предотвращении сыграло опасение зловещего исхода такого конфликта.

Ядерная физика нашла применение не только к микромире, но и во Вселенной, т. е. в гигантском макромире. Так, в 1938–1939 годах Г. Бете и ряд других физиков разработали теорию термоядерных процессов в недрах звезд и, в частности, Солнца. Появление идеи об эволюции Вселенной, открытие темной материи и темной энергии и ряд других открытий повлекли за собой привлечение многих представлений ядерной физики в космологию (то же справедливо и в отношении физики элементарных частиц). Опираясь на развитые ранее достижения ядерной физики, были решены проблемы нуклеосинтеза и эволюции химических элементов во Вселенной.

Величайшей проблемой нашего времени является природа темного вещества и темной энергии. Каковы шансы на ее разрешение? До сих пор удавалось разгадать многие загадки Вселенной, хотя зачастую не без драматических коллизий (вспомним, например, тернистый путь космологических исследований Эйнштейна). Но тот же Эйнштейн оптимистически сказал: «Наиболее необъяснимое во Вселенной — это то, что она объяснима».

Возможно, что решение указанной проблемы приведет к пересмотру многих устоявшихся представлений естествознания, включая и некоторые фундаментальные основы ядерной физики.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Адроны 20
Альфа-распад 231
Аналоговые уровни (состояния) 186
Активная зона реактора 352
Аккреция 416
Активность 219
Асимметрия между барионами и анибарионами 413
Атомная единица массы (а. е. м., *u*) 138
Атомная электростанция 342

Барионное число (заряд) 20
Барионы 20
Барн 56
Беккерель 220
Белый карлик 423
Бета-переходы Гамова–Теллера–Ферми 366
Бета-распад 249
Бозоны 20
Большой взрыв 408

Вавилова–Черенкова эффект 53
Великое объединение 16
Виртуальные переходы, состояния, частицы 24
Внутренняя конверсия 283
Вращательный спектр 174

Галактика 383
Галактические космические лучи (ГКЛ) 440
Гало 384
Гамма-переходы
— магнитные 277
— электрические 277
Гамма-распад 276
Генетический эффект 474
Геометрия Вселенной 393
Гигантский резонанс 308
Гиперядра 169
Гипотеза Аркани–Хамеда 371
Глубина остаточной атмосферы 457
Глюон 28

Двойной
— бета-распад 256
— нейтронный распад 331
— протонный распад 244
Двухкомпонентное нейтрино 373
Деление ядер
— открытие 320
— основные закономерности 322–325
— спонтанное 321
Дефект массы ядра 146
Диаграмма ядерной стабильности 225
Дифракционное сечение 132
Длиннопробежные α-частицы 241
Доза
— *коллективная* 479
— поглощенная 475
— эквивалентная 477
— экспозиционная 478
— эффективная 477
Дозиметры 486–493
Дозное поле в тропосфере и нижней атмосфере 501
Дополнительные измерения 397
Дуализм элементарных частиц 22
Жесткость геомагнитного обрезания 445

Закон
— Гейгера–Неттола 237
— радиоактивного распада 218
— сохранения изотопического спина 185
— Хаббла 389
Замедление нейтронов 64
Замедлители 65

Заряд ядра 129
Зарядовая симметрия ядерных сил 185
Защита от ионизирующего излучения 493–498

Изомерия ядер 69, 279
Изотоны 13
Изотопический спин (сокращенно «изоспин») 183
Изотопы 13
Имплозия 377
Инфляция 409
Ионизационная камера 99
Ионизирующее излучение 23
Искусственные радионуклиды 71, 515
K-захват 224, 250
Калибровочный бозон 30
Камера
— Вильсона 115
— искровая 119
— пузырьковая 117
— эмульсионная 120
Квадрупольные силы 177
Квадрупольный момент ядра 153, 154
Квантовая хромодинамика 16
Кварки u, d, s, b, t 27
Кластерная радиоактивность 244
Колебательно-вращательный спектр ядра 177
Коллапс 425
Комбинированная четность 272
Комптон-эффект 49
Корреляционные измерения 280
Космические лучи 75
Космологическая постоянная 388
Коэффициент размножения нейтронов 351
Критическая масса 359
Кюри 220

Лабораторная система координат (л. с. к.) 196
Лептоны 20
Лоусона критерий 371

Магические числа 161
Магнетон
— Бора 153
— ядерный 153
Магнитный момент ядра 153
Масс-спектрометр
— Астона 139
— Демпстера 139
Массовое число 13
Мезоны 20, 181
Мёссбауэра эффект 292
Млечный путь 383
Модель ядра
— гидродинамическая 318
— капельная 146
— каскадная 316
— кварковая 27
— обобщенная 170
— оболочечная 161
— оптическая 309
Момент импульса ядра 152

Нарушение CP-четности 274
Насыщение ядерных сил 152
Нейтрино 247
Нейтронная звезда 424
Нейтроны
— быстрые 58
— запаздывающие 330
— классификация 57
— мгновенные 329
— медленные 57
— промежуточные 57
— резонансные 57
— тепловые 57
— холодные 57
Несохранение четности в слабых взаимодействиях 270
Нормы радиационной безопасности (НРБ) 484
Нуклеосинтез
— дозвездный 414
— взрывной 430
Нуклиды 13
Нуклоны 13

Обменные силы 208
Обойденные ядра 437
Опыт
— Алена 253
— Ву 271
— Гана и Штрасмана 320
— Девиса 255

Опыт
— Коуэна и Рейнеса 254
— Лейпунского 253
— Спивака 259
— Хофштадтера 130
«Остров стабильности» 335
Отрицательная теплоемкость звезд 418
Параметр деления 324
Партоны 28
Переносчики Великого Объединения 409
Планковские величины
— время 409
— длина 397
— масса 406
— энергия 396
Поляризованные пучки и мишени 212
Постоянная
— распада 219
— тонкой структуры 17
— Хаббла 389
Потенциал Юкавы 181
Потери энергии
— удельные 150
— ионизационные 35, 42
— радиационные 43
Продольно поляризованное нейтрино 273
Промышленные методы разделения изотопов урана-235 и урана-238 243
Пространство Калаби–Яу 398
Протозвезды 416
Протонный и кластерный распады 242
Прямые ядерные реакции 310
Радиоактивные ряды 227
Разбегание галактик 385, 408
Рассеяние
— неупругое 63
— упругое 62
Реликтовое излучение 392
Рекомендуемые пределы дозы 484
Рождение (образование) пар 25

Сверхновые звезды 425
Система центра инерции (с. ц. и.) 197
Солнечные космические лучи (СКЛ) 452
Солнечные циклы
— водородный 420
— углеродный 420
Соматический эффект 474
Составное ядро (компаунд-ядро) 300
Стандартная космологическая модель (СКМ) 408
Статистика
— Бозе–Эйнштейна 156
— Ферми–Дирака 156
Статистика и моменты ядер 157
Стохастический эффект 474
Суперсимметрия 395
Счетчик
— Гейгера–Мюллера 102
— переходного излучения 114
— полупроводниковый 111
— пропорциональный 102
— сцинтилляционный 106
— Черенковский 113

Тензорные силы 191
Теория
— α-распада 234
— β-распада (Ферми) 359
— двухкомпонентного нейтрино 272
— дейтрона 192
— мезонная ядерных сил 179
— струн (суперструн) 397
— тяготения Фридмана 389
Темная
— материя 390
— энергия 400
Термоядерная бомба 377
Термоядерный реактор
— инерционный 372
— основанный на магнитном удержании плазмы 369
Трансурановые элементы 336

Удельная энергия связи ядра 150
Уравнение тяготения
— Ньютона 388
— Эйнштейна 387
Ускорители
— бетатрон 90
— Ван де Графа 83
— изохронный циклотрон 88
— классификация 77
— коллайдер 95
— линейный с бегущей волной 85
— линейный со стоячей волной 84

Ускорители
— мезонная фабрика 88
— микротрон 93
— синхротрон 94
— синхрофазотрон 94
— фазотрон 90
— циклотрон 86
Ускоритель
— со слабой фокусировкой 79
— с сильной фокусировкой 81

Фазовый анализ ядерных сил 202
Формула
— Бете–Блоха 35
— Брейта–Вигнера 305
— Вайцзеккера 147
— четырех сомножителей 353
Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) 108
Фотон 20
Фотоэффект 49
Фотоядерные и электроядерные реакции 307
Фундаментальный фермионы 29
Фундаментальные (калибровочные) бозоны 30

Цвет (квантовая характеристика адрона) 28
Цепная реакция деления 350

Чандрасекара предел 424
Черная дыра 427
Четность ядер 158

Широтный эффект 447

Эволюция «горячей Вселенной» (эра адронная, кварковая, лептонная и др.) 411–413
Электрический заряд ядра 129
Электрон-вольт 14
Эффективное сечение (сокращенно сечение) 48, 56, 132

Ядерная бомба 376
Ядерное время 18
Ядерный каскад 449
Ядерные силы, свойства 214
Ядерные реакторы
— водо-водяные 361
— расширенного воспроизводства 363
— уран-графитовые 361

e-процесс 433
r-процесс 435
s-процесс 434
SUSY-партнеры, частицы Хиггса 393
WIMP-гипотетические тела в составе гало 399

Научное издание

БАРСУКОВ Олег Александрович

ОСНОВЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА. ЯДЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Редактор *Е.С. Артоболевская*
Оригинал-макет: *Д.В. Горбачев*
Оформление переплета: *А.В. Андросов*

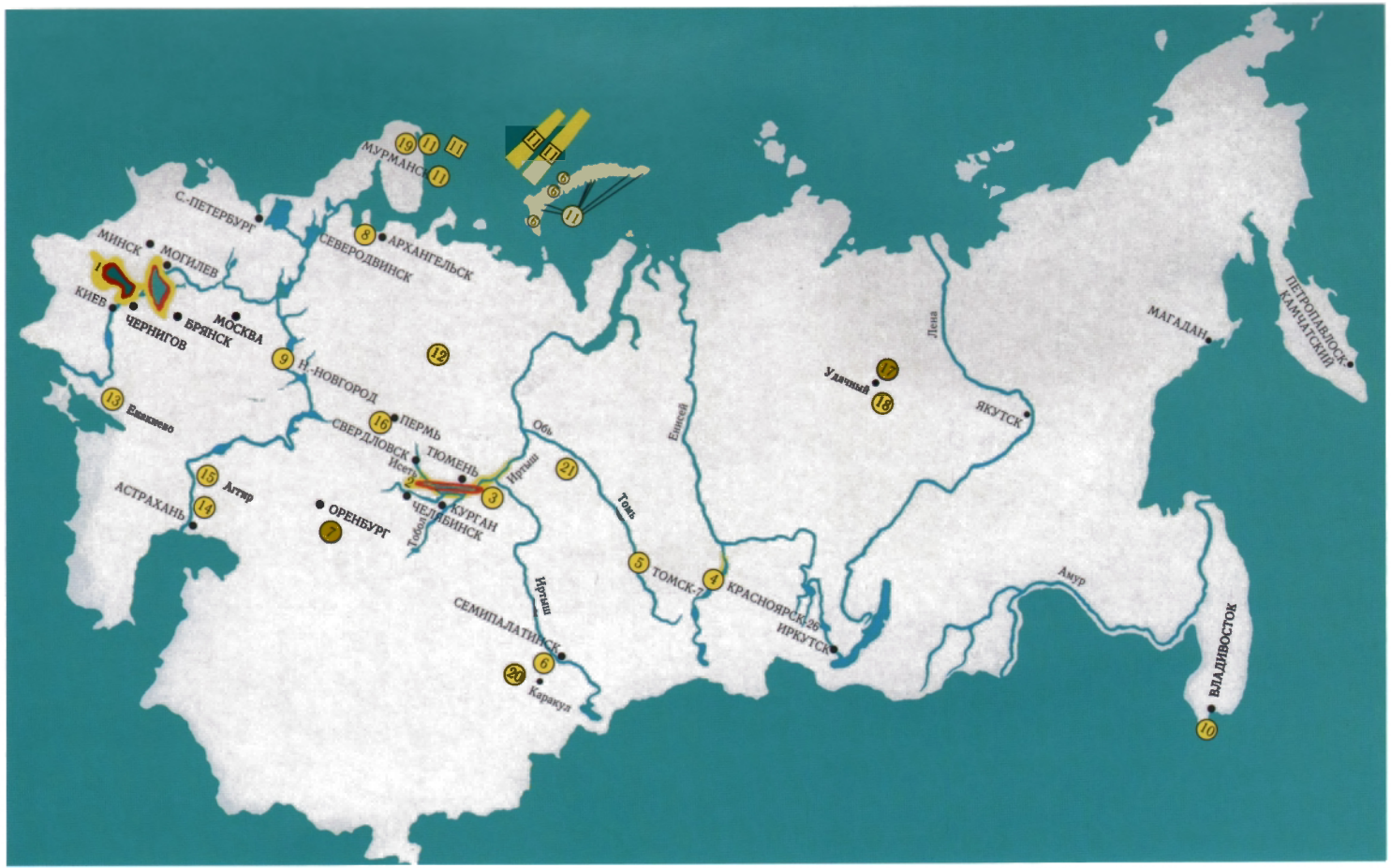
Подписано в печать 11.03.11. Формат 70×100/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 45,15. Уч.-изд. л. 46. Тираж 100 экз. Заказ № 2967

Издательская фирма «Физико-математическая литература»
МАИК «Наука/Интерпериодика»
117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90
E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru;
http://www.fml.ru

Отпечатано
в ППП «Типография «Наука»
121099, г. Москва, Шубинский пер., 6

ISBN 978-5-9221-1306-9




МУРМАНСК
С.-ПЕТЕРБУРГ
МИНСК
МОГИЛЕВ
СЕВЕРОДВИНСК
АРХАНГЕЛЬСК
КИЕВ
ЧЕРНИГОВ
БРЯНСК
МОСКВА
Н.-НОВГОРОД
Енисей
Лена
МАГАДАН
ПЕТРОПАВЛОСК-КАМЧАТСКИЙ
Удачный
ЯКУТСК
Ежакшево
ПЕРМЬ
СВЕРДЛОВСК
ТЮМЕНЬ
Обь
Иртыш
Исеть
АСТРАХАНЬ
Аггир
ОРЕНБУРГ
ЧЕЛЯБИНСК
КУРГАН
Тобол
Ишим
ТОМСК-7
КРАСНОЯРСК-26
ИРКУТСК
Амур
СЕМИПАЛАТИНСК
Каракуд
ВЛАДИВОСТОК



Барсуков Олег Александрович
Заслуженный деятель науки Российской Федерации, доктор физико-математических наук, профессор. Совмещает преподавательскую и научную работу. Область научных интересов: исследование процессов переноса ионизирующих излучений в различных природных средах — горных породах, атмосфере Земли, ближнем космосе, а также проблемы радиационной биологии.
Автор 8 книг (монографии, учебники).

Трудно сказать, что в современной физике
является особенно актуальным.
Имеются, например, люди,
которые интересуются
физикой твердого тела...
Другие занимаются удивительной областью
физики ядра — этой поистине
фантастической страной...
И чем больше мы узнаём,
тем больше умножаем
стремление к новым знаниям.

Н. Бор

интернет-магазин
OZON.ru
67001722