



В. Н. Барыкин

**ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
МАКСВЕЛЛА
БЕЗ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ
ЭЙНШТЕЙНА**

*Этатон мне друг,
но истина дороже*
Аристотель



УРСС

РЕЗУЛЬТАТЫ

В. Н. Барыкин

**ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
МАКСВЕЛЛА
БЕЗ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ
ЭЙНШТЕЙНА**

МОСКВА



УРСС

Барыкин Виктор Николаевич

Электродинамика Максвелла без относительности Эйнштейна. — М.: Едиториал УРСС, 2005. — 192 с. (Relata Refero.)

ISBN 5-354-00463-2

В предлагаемой книге на основе обзора литературы дан перечень нерешенных проблем в теории электромагнитных явлений. Приведено полученное автором решение проблемы динамического описания релятивистских эффектов в рамках ньютоновского пространства-времени, без ограничений на скорость света. Оно стало возможным на основе введения в физику новой величины — показателя отношения. Представлены новые решения уравнений электродинамики. Указаны ростковые точки и перспективы развития физических моделей.

Книга рассчитана на широкий круг читателей: от студентов и преподавателей высших учебных заведений, физиков и математиков до учеников старших классов общеобразовательных школ, желающих заниматься физикой.

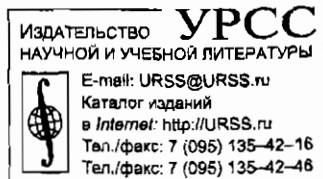
Оригинал-макет предоставлен автором,
текст опубликован в авторской редакции.

Издательство «Едиториал УРСС», 117312, г. Москва, пр-т 60-летия Октября, 9.
Лицензия ИД № 05175 от 25.06.2001 г. Подписано к печати 10.01.2005 г.
Формат 60×90/16. Печ. л. 12. Зак. № 2-1692/849.

Отпечатано в типографии ООО «РОХОС», 117312, г. Москва, пр-т 60-летия Октября, 9.

ISBN 5-354-00463-2

© В. Н. Барыкин, 2005
© Едиториал УРСС, 2005



ОГЛАВЛЕНИЕ

От издательства	II
Предисловие	III
ГЛАВА 1. Электродинамика Максвелла без ограничения скорости	1
Введение	3
1.1. Обоснование неполноты современной электродинамики движущихся сред	3
1.2. К согласованию галилеевской и лорентцовской форминвариантности уравнений электродинамики	14
1.3. Электродинамика Максвелла со сверхсветовыми скоростями	26
1.4. Собственная и несобственная инерция	38
1.5. Стадии динамики внешней инерции	45
1.6. Грани инерции электромагнитного поля	51
1.7. Вариационные аспекты инерции	55
1.8. Обобщенная электродинамика Максвелла в вакууме	59
1.9. К обобщению квантовой электродинамики	65
1.10. К теории гравитации со сверхсветовыми скоростями	68
1.11. Варианты моделирования динамики инерции	71
Заключение	74
ГЛАВА 2. Новая теория относительности	77
Введение	79
2.1. Пространственно-когомологические, SH-симметрии в электродинамике	80
2.2. Новые возможности и приложения SH-симметрий	87
2.3. Концепция и структура реального измерительного устройства	92
2.4. Аспекты принципа относительности, инерции и причинности	101
2.5. Скрытые возможности SH-симметрий	109
Заключение	114
ГЛАВА 3. Единство физических теорий	117
Введение	119
3.1. Уравнения Ньютона-Эйлера в форме GAG-модуля	120
3.2. GAG-форма уравнений Максвелла	126
3.3. GAG-форма уравнений Дирака	143
3.4. Уравнение Шредингера в форме GAG-модуля	148
Заключение	151
ГЛАВА 4. Физическое пространство-время	153
Введение	155
4.1. Система расслоенных многообразий	156
4.2. Система локальных метрик событий	162
4.3. Физические объекты с внутренним движением	165
4.4. Новое соотношение абсолютных и относительных свойств пространства-времени в электродинамике	170
Заключение	173
Результаты	175
Литература	177
Предметный указатель	183

От издательства

Эта книга продолжает серию «Relata Refero» (дословный перевод — *рассказываю рассказанное*). Это изречение можно понимать и трактовать по-разному.

Кому-то может показаться, что, спрятавшись за гриф «Relata Refero», издательство хочет отмежеваться от публикуемых в этой серии текстов. Кто-то, наоборот, усмотрит в этом намерение ошарашить публику проблемными текстами и сорвать скандальные аплодисменты. Найдутся, возможно, и такие, которые вообще истолкуют эту серию как издевку над всем, что отклоняется от традиционного русла.

Нам же, однако, хотелось бы верить, что Читатель поймет настоящую причину, побудившую издательство взяться за выпуск этой серии. А подсказкой Читателю будет помещенное на обложке высказывание Аристотеля, для которого, как гласит предание, поиск истины оказался выше личной дружбы с Платоном.

Мы надеемся, что публикуемые в этой серии тексты внесут, несмотря на свое противостояние установившимся канонам, свой вклад в познание Истины.

ПРЕДИСЛОВИЕ

"Новое обязано быть лучшим и простота украшает его."

(Из опыта)

Эксперимент Демельта, позволивший установить, что точечный размер электрона равен 10^{-22} м, ставит перед физикой новые задачи. Квантовый объект, имеющий, согласно Дираку и Бройлю, волновые свойства, имеет свойства классической частицы, как это предсказывали Томсон и Лорентц.

Слова на повестку дня выдвинулся вопрос Ньютона: "Не являются ли лучи света очень малыми телами, испускаемыми светящимися веществами?"

Ответ на него важен потому, что эксперименты уже давно показали взаимное превращение "тел в свет и света в тела", по терминологии Ньютона. Действительно, электрон совместно со своей античастицей - позитроном, рождается при столкновении двух γ -квантов высоких энергий, имеет место также обратное превращение. Это означает, что ненулевая масса покоя и электрический заряд способны стать нулевыми в форме γ -квантов и снова появиться из них. Тайной является, как это происходит? Можно ли в этом разобраться, чтобы управлять процессами? Эти вопросы были в физике известны давно, назрела потребность в получении достоверных и практически полезных ответов на них.

Сделать это нелегко по ряду причин. Одной из них является ограничение на скорость света, предложенное Эйнштейном. Рассмотрение света как потока составных частиц вступает в противоречие со специальной теорией относительности, согласно которой не имеет содержания и смысла собственный размер частицы, движущейся со скоростью света в вакууме. Движение внутри такой частицы, которое интуитивно представляется как сверхсветовое, запрещено принципом постоянства скорости света. В силу этих обстоятельств кванты света - фотоны - являются квазичастицами: они имеют энергию, импульс, частоту, длину волны, проявляют корпускулярные свойства в фотозффекте и в эффекте Комптона, но теория не в состоянии задать их пространственно-временную модель. Возможно, для этого нужны принципиально новые подходы и алгоритмы. В чем тогда их суть? То, что построение модели фотона актуально, подтверждается словами Эйнштейна: "Пятьдесят лет бесконечных размышлений ни на йоту не приблизили меня к ответу на вопрос: что такое кванты света? В наши дни любой мальчишка воображает, что это ему известно. Но он глубоко ошибается".

Уристы знают, что, когда дело запуталось, бывает полезно вернуться к его истокам.

Следуя Ньютону и Эйнштейну, обоснуем точку зрения, что свет есть ансамбль движущихся частиц, имеющих составные части, пространственно-временную структуру. Используя квантово-механический опыт, будем считать такие частицы атомами и молекулами света. Назовем их нотонами, сохраняя морфологическую связь с названием квазичастиц света. Чтобы превратить эти слова в рабочую гипотезу и довести до стадии первой пространственно-временной модели, был сделан ряд шагов, составляющих содержание предлагаемой книги.

1. В рамках электродинамики Максвелла предложена динамическая модель инерции электромагнитного поля. Именно проблема инерции привела Эйнштейна к идее, что нужно принять ограничение на скорость и, как следствие, отказаться от ньютоновской модели пространства-времени, кинематически описывая инерциальное различие параметров поля. Новый подход к проблеме инерции возвращает абсолютное пространство-время в физику и обходится без ограничения на скорость.

2. Динамическая модель инерции электромагнитного поля позволила описать всю совокупность экспериментальных данных без специальной теории относительности, без ограничения на скорость. Она позволила "восстановить в правах" модель пространства-времени Ньютона. Предсказан ряд новых физических эффектов, в частности, возможность движения тел ненулевой массы покоя со скоростью света в вакууме. Открыт динамический механизм преобразования скорости источника излучения в частоту поля.

3. Найдена группа $\dot{U}(4)$, используя которую удалось в единой форме G -модуля записать базовые физические законы: Ньютона-Эйлера, Максвелла, Дирака, Шредингера. Доказано, что они содержат, по своей сути, как досветовую метрику Минковского, так и сверхсветовые метрики, не предполагая ограничения на скорость.

4. Рассмотрены грани и стороны инерции электромагнитного поля. Анализ показал, что для описания динамики несобственной инерции достаточно ввести новую физическую величину, скалярный функционал, названный *показателем отношения*. Он нелинейно управляет изменением параметров поля при взаимодействии со средой, позволяя описывать динамику частоты и скорости поля, в частности, при взаимодействии с измерительным устройством. Установлены границы применимости специальной теории относительности в электродинамике Максвелла.

5. Предложена динамическая теория относительности. Введен класс кохомологически активных преобразований координат и времени, которые "динамизируют" группу Лоренца.

6. Показано, что в физических явлениях реализуется соединение двух пространств: пространства-времени состояний SS , в качестве которого, с точки зрения физического эксперимента, удобно использовать модель Ньютона и пространства-времени событий SE , частный случай которого задает модель Минковского. Их отождествление возможно, но в общем случае необходимо и достаточно рассматривать SS и SE дополнительно друг другу.

ГЛАВА 1

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА МАКСВЕЛЛА БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ СКОРОСТИ

"Трудности современной квантовой электродинамики надо было бы, по моему мнению, приписать в первую очередь не ошибочности основных принципов квантования, но тому, что мы работаем, исходя из неверной классической теории".

Дирак П.А.М., 1951 г.

	Введение	3
1.1.	Обоснование неполноты современной электродинамики движущихся сред	3
1.1.1.	Некоторые проблемы теории электромагнитных явлений	3
1.1.2.	Конструктивность общепринятой модели и ее достоверность	11
1.1.3.	Обоснование стратегии и путей обобщения теории электромагнитных явлений	13
1.2.	К согласованию галилеевской и лорентцовской форминвариантности уравнений электродинамики	14
1.2.1.	Новая система уравнений электродинамики, инвариантная относительно группы Галилея	14
1.2.2.	Формальное согласование галилеевской и лорентцовской инвариантности уравнений Максвелла	20
1.2.3.	Общая ковариантность уравнений электродинамики, независимость от 4-метрики и связности без кручения	21
1.3.	Электродинамика Максвелла со сверхсветовыми скоростями	26
1.3.1.	Динамические уравнения Максвелла в ньютоновском пространстве-времени	27
1.3.2.	Обобщенная связь полей и индукций в электродинамике Максвелла	28
1.3.3.	Модельная задача	29
1.3.4.	Решение обобщенных уравнений Максвелла с $w = const$	30
1.3.5.	Анализ полученных выражений	31
1.3.6.	Новое условие на фазу волны	32
1.3.7.	Динамика эффекта Доплера и aberrации в электродинамике	33
1.3.8.	Новые эффекты в обобщенной электродинамике Максвелла	34
1.4.	Собственная и несобственная инерция	38
1.4.1.	Собственная и несобственная силы	44
1.5.	Стадии динамики внешней инерции	45
1.6.	Грани инерции электромагнитного поля	51
1.7.	Вариационные аспекты инерции	55
1.8.	Обобщенная электродинамика Максвелла в вакууме	59
1.8.1.	Электродинамика Максвелла для движущихся тел без пространства Минковского	64
1.8.2.	Специфика подхода Эйнштейна к электродинамике Максвелла	64
1.9.	К обобщению квантовой электродинамики	65
1.10.	К теории гравитации со сверхсветовыми скоростями	68
1.11.	Варианты моделирования динамики инерции	71
1.11.1.	Физический алгоритм	71
1.11.2.	Обобщенный тензорный алгоритм	72
1.11.3.	Алгоритм представлений групп	72
1.11.4.	Алгебраический алгоритм	73
1.11.5.	Когомологический алгоритм	73
1.11.6.	Дифференциально-геометрический алгоритм	74
	Заключение	74

ВВЕДЕНИЕ

Принято считать, что классическая электродинамика Максвелла завершена, что она полна. Но и то и другое не соответствует действительности. Существует ряд вопросов, на которые нет удовлетворительных ответов.

- Почему в физике ограничены скорости? Это закон Природы или следствие принятой модели?

- Существует ли частица света? Что это такое?

- Могут ли масса и электрический заряд превращаться друг в друга? Когда и как это происходит?

- Можно ли обойтись без принципа относительности? Что это даст?

- Как динамически описывать изменение инерции поля?

- Есть ли место абсолютному пространству-времени в физике вообще и внутри элементарных частиц в частности?

- Может ли скорость гравитации быть существенно больше скорости электромагнитного поля в вакууме? Как это обнаружить и использовать?

Перечень проблем и вопросов можно легко продолжить.

В данной главе показано как обобщить электродинамику Максвелла, чтобы стало возможным описание релятивистских эффектов без специальной теории относительности. Тогда в физику возвращается абсолютное пространство Ньютона и снимается ограничение на скорость. Показано, что многие проблемы электродинамики можно решать иначе, если использовать *показатель отношения*: новую величину, которая управляет динамикой скоростей электромагнитного поля. Он задан 0-когомологиями Хохшильда ассоциативной алгебры заполнения физических моделей.

Пространство Минковского и его метрика остаются в физической теории, выполняя роль средства, позволяющего корректно связать между собой поля $F_{\mu\nu}$ и индукции $\tilde{H}^{\mu\nu}$. Анализ показал, что возможны более общие связи, когда, например, пространство Евклида отображает происходящие события.

В обобщенной электродинамике Максвелла релятивистские эффекты обусловлены динамикой взаимодействия поля со средой, что, в частности, позволяет учесть влияние измерительного устройства на параметры поля.

Указаны очевидные изменения в квантовой электродинамике и теории гравитации, индуцируемые учетом показателя отношения. Использование пространства Ньютона и неограниченных скоростей становятся новыми чертами физических теорий.

В обобщенной электродинамике Максвелла допустимо движение массы со скоростью света в вакууме, в ней допустимо также рассматривать фотон как частицу в абсолютном пространстве, которая имеет составные части и внутреннее движение.

1.2. ОБОСНОВАНИЕ НЕПОЛНОТЫ СОВРЕМЕННОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД

Дан перечень основных нерешенных проблем в теории электромагнитных явлений. Подтверждена примерами конструктивность общепринятой модели и ее достоверность. Обоснована стратегия и пути обобщения электродинамики движущихся сред.

1.1.1. Некоторые проблемы теории электромагнитных явлений

Современная теория электромагнитных явлений является феноменологической. Ее основу образует концепция электрического заряда. Опытным путем установлено, что он

существует в природе в виде заряженных частиц, которые являются неделимыми "атомами электричества": электрон имеет заряд $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кл, массу $m_e = 10^{-30}$ кг, размер $r_e = 10^{-20}$ см. В состав атома каждого элемента входит определенное число электронов, их заряд скомпенсирован положительным зарядом протонов, входящих в ядро атома. Ядро атома мало, в нем практически сосредоточена вся его масса. Рассматривая взаимодействие покоящихся зарядов, мы приходим к понятию электрического поля. Понятие магнитного поля необходимо для описания взаимодействия движущихся зарядов. Известно, что электрические и магнитные поля могут превращаться друг в друга, так как каждое из них есть частный случай электромагнитного поля. Последнее существует самостоятельно, имеет и переносит энергию и импульс. Согласно сложившимся в физике воззрениям, указанные процессы обеспечиваются движением "квазичастиц" - фотонов, которые являются переносчиками взаимодействия между зарядами. Для фотонов, как и для электронов, мы не имеем в настоящее время ни описания их пространственно-временной структуры, ни реалистичных моделей их "устройства" и "жизнедеятельности", до последних лет сохраняется представление об их неделимости, элементарности. В настоящее время экспериментально определен размер электрона $r_e = 10^{-20}$ см, что стимулирует разработку моделей для описания его пространственно-временной структуры.

Ситуация для электронов и фотонов во многом аналогична той, которая имела место в начале XX века в теории атомов и молекул. Поэтому в качестве первой и, вероятно, основной нерешенной задачи теории электромагнитных явлений выступит проблема 1: *физически обосновать и построить пространственно-временные модели фотона и электрона*. Очевидно, что средствами феноменологической электродинамики сделать это невозможно, хотя начинать анализ необходимо отсюда, так как в этой области мы имеем последовательную теорию, согласующуюся с огромным количеством экспериментальных данных. Для покоящихся сред теория построена Максвеллом [1]. Она задана системой векторных уравнений в многообразии аффинной связности $R^3 \times T^1$

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0, \\ \operatorname{rot} \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad \operatorname{div} \vec{D} = 4\pi \rho, \\ \vec{D} &= \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь $(\rho, \vec{j})$ - плотности зарядов и токов соответственно, $(\vec{D}, \vec{B})$ - векторы электрической и магнитной индукции; $(\vec{E}, \vec{H})$ - векторы напряженностей электрического и магнитного полей; ϵ, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; $c = 299792,5$ км/с - скорость электромагнитного поля в вакууме. В вакууме $\epsilon = \mu = 1$ и уравнения (1.1) имеют вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{e} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{b}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{b} = 0, \\ \operatorname{rot} \vec{b} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{e}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad \operatorname{div} \vec{e} = 4\pi \rho. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Следуя электронной теории Лорентца [2], ими описывается электромагнитное поле, создаваемое точечными электронами. Поля $\vec{D}$ и $\vec{H}$ в среде рассматриваются, согласно теории дисперсия [3], как осредненные по макроскопической области пространства

значения совокупности микрополей, описываемых уравнениями (1.2), согласно соотношениям

$$\vec{D} = \vec{E} + \vec{P}, \quad \vec{H} = \vec{B} - \vec{M}. \quad (1.3)$$

Здесь $\vec{M}$, $\vec{P}$ - векторы намагничивания и поляризации среды, определяемые из дополнительных физических предположений, $\vec{E} \neq \vec{e}$, $\vec{B} \neq \vec{b}$ - осредненные значения напряженностей.

Обобщение уравнений Максвелла, посредством которого удалось охватить большой класс физических явлений, в частности, описать с единых позиций годичную aberrацию света [4], изменение частоты - эффект Допплера [5], опыт Физо [6] по частичному уличению света движущейся средой, опыт Майкельсона [7], дающий независимость скорости электромагнитного поля от скорости Земли, было достигнуто на основе модификации материальных уравнений электродинамики следующего вида

$$\begin{aligned} \vec{D} + [\vec{\beta} \times \vec{H}] &= \epsilon (\vec{E} + [\vec{\beta} \times \vec{B}]), \\ \vec{B} + [\vec{E} \times \vec{\beta}] &= \mu (\vec{H} + [\vec{D} \times \vec{\beta}]), \end{aligned} \quad (1.4)$$

где $\vec{\beta} = \vec{U}_c / c$, $\vec{U}_c$ - скорость движения среды. Структура дифференциальных уравнений Максвелла при этом осталась неизменной. Физическое обоснование такой модели дано Эйнштейном А. [8], Пуанкаре А. [9]. Минковский Г. [10] показал, что уравнения (1.4) следуют из материальных уравнений для покоящейся среды (1.1), если преобразовать поля и индукции согласно группе Лорентца Г. [11].

Пуанкаре А. начал, а Эйнштейн А. в основном завершил обоснование системы взглядов, согласно которой понимание и описание электромагнитных явлений в движущихся средах может быть достигнуто только на пути радикального изменения пространственно-временных представлений о мире. До создания электродинамики движущихся сред основную роль в описании физических явлений играло многообразие $R^3 \times T^1$, которое названо ньютоновским пространством. В такой модели отсутствует 4-метрика g_{ik} , а связность Γ_{ij}^k является плоской. Тензор кривизны R_{ikj}^l

$$R_{ikj}^l = \Gamma_{kj,i}^l - \Gamma_{ki,j}^l + \Gamma_{ij}^m \Gamma_{mk}^l - \Gamma_{ik}^m \Gamma_{mj}^l = 0, \quad (1.5)$$

где $\Gamma_{ij,i}^i = \partial_i \Gamma_{ij}^i$, равен нулю. Связность не имеет кручения:

$$B_{ij}^i = \Gamma_{ij}^i - \Gamma_{ji}^i = 0. \quad (1.6)$$

Модель $R^3 \times T^1$ задает расслоенное многообразие [12], базой которого является время T^1 , слоем - трехмерное пространство R^3 . Такой подход обеспечивает возможность рассмотрения временных и пространственных характеристик как независимых и существенно различных величин. С другой стороны, модель вводит абсолютный интервал длительности $\Delta t = \Delta t'$ и длины $\Delta r = \Delta r'$ (в евклидовой мере) для инерциальных наблюдателей K и K' , координаты систем отсчета которых связаны преобразованиями Галилея

$$t' = t, \quad r' = r - vt, \quad (1.7)$$

где v - скорость относительного движения. Следуя Эйнштейну А. [8], только на основе обобщения группы пространственно-временных преобразований (1.7) можно прийти к пониманию и описанию явлений в электродинамике движущихся сред. Здесь мы явsem началом новых физических представлений о пространстве и времени, раздел физики, называемый специальной теорией относительности (СТО). Важнейшая роль в ней принадлежит введенной Пуанкаре А. [9] и закрепленной моделью Эйнштейном А. [8] концеп-

ции относительности одновременности как новой совокупности взглядов на проблему одновременности.

Основная идея Эйнштейна А. состоит в отказе от универсальной связи времен в форме $t' \neq t$ для "покоящегося" и "движущегося" наблюдателей. Она базируется, во-первых, на принципе относительности (ПО) [8], согласно которому "... не только в механике, но и в электродинамике никакие свойства явлений не соответствуют понятию абсолютного покоя и даже, более того, ... что для всех координатных систем, для которых справедливы уравнения механики, справедливы те же самые электродинамические и оптические законы". Обычно используется следующая формулировка [8]: "Законы, по которым изменяется состояние физических систем, не зависят от того, к какой из координатных систем, движущихся друг относительно друга равномерно и прямолинейно, эти изменения относятся". Во-вторых, использован принцип постоянства скорости света в вакууме (ППСС): "Каждый луч света движется в "покоящейся" системе координат с определенной скоростью c независимо от того, испускается ли этот луч света покоящимся или движущимся телом" [8]. Иначе говоря, делается добавочное допущение, находящееся с первым в кажущемся противоречии, а именно, что свет в пустоте всегда распространяется с определенной скоростью c , не зависящей от состояния движения излучающего тела".

Заметим, что если принцип относительности представляется естественным, так как естественно требование неизменности вида уравнений электродинамики от выбора системы координат, то принцип постоянства скорости света выглядит достаточно искусственным и противоречащим физической интуиции. Этот тезис подтверждается известными многочисленными нападками на специальную теорию относительности даже после экспериментального подтверждения ППСС.

Заметим, что всякая теория, базирующаяся на принципах, обобщается тогда, когда предложена новая модель, в которой указанные принципы выводятся из нее для частного класса физических условий. Отсюда следует проблема 2: *обобщить уравнения феноменологической электродинамики таким образом, чтобы из нее выводились принципы общепринятой современной теории.*

Изложим, ввиду важности, сущность концепции относительности одновременности А. Эйнштейна. Он предложил для анализа данных физического опыта задать время не только в конечной области пространства одной системы координат, но также и в различных системах координат [8]. "Если в точке A пространства помещены часы, то наблюдатель, покоящийся в A , может устанавливать время событий в непосредственной близости к A путем наблюдения одновременных с этими событиями положений стрелок часов. Если в другой точке B пространства также имеются часы, то в непосредственной близости от B тоже возможна временная оценка событий находящимися в B наблюдателями. Однако невозможно без дальнейших предположений сравнить во времени какое-либо событие в A с событием в B : мы определили пока только "А-время" и "В-время", но не общее для A и B "время". Последнее можно установить, вводя определение, что "время", необходимое для прохождения света из A в B , равно времени, требуемому для прохождения света из B в A . Пусть в момент t_A по "А-времени" луч света выходит из B в A , отражается в момент t_B по "В-времени" от B к A и возвращается назад в A в момент t_A по "А-времени". Часы в A и B будут идти, согласно определению, синхронно, если

$$t_B - t_A = t_A - t_B. \quad (1.8)$$

Указанное определение времени в сочетании с ППСС приводит к выводу: "Два события, одновременные при наблюдении из одной координатной системы, уже не воспринимаются как одновременные при рассмотрении из системы, движущейся относительно данной" [8]. Взаимосвязь координат задается преобразованиями группы Лоренца вида

$$t' = \left[t - \frac{\hbar \hbar}{c^2} \right] / (1 - \beta^2)^{1/2}, \quad r' = r + \frac{1}{v^2} \left(\frac{1}{(1 - \beta^2)^{1/2}} - 1 \right) \left(\frac{\hbar \hbar}{r v} \right) v - \frac{\hbar \hbar}{(1 - \beta^2)^{1/2}}. \quad (1.9)$$

где $\hbar$ - скорость относительного движения систем координат. Из анализа, проведенного Мандельштамом Л., следует вывод, разделяемый большинством исследователей, что все трудности с интерпретацией опытов в электродинамике и оптике движущихся сред связаны с тем, что теоретики "оперировали понятиями, которые были недостаточно определены, недостаточно ясны, в первую очередь при рассуждениях, которые приводили к противоречию, когда пользовались недостаточно определенным понятием одновременности в различных точках пространства" [13]. Понятно, что относительность одновременности позволяет согласовать ПО и ППСС. На начальной стадии развития теории относительности преобразования (1.9) были получены из условия синхронизации часов, сформулированного выше. Позднее они были обобщены Игнатовским, Франком и Роттом [14], исходя из следующих теоретико-групповых предположений:

- преобразования образуют однопараметрическую однородную линейную группу;
- скорость системы K относительно K' равна с обратным знаком скорости K' относительно K ,
- сокращение масштаба, покоящегося в K , с точки зрения K' , равно сокращению масштаба, покоящегося в K' , с точки зрения K .

Формулы преобразования для системы K' , движущейся по оси OX системы K со скоростью v , имеют вид

$$x' = \frac{x - vt}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}. \quad (1.10)$$

Знак, величину и физический смысл им раскрыть не удалось. Отсюда при $w=0$ имеем преобразования Галилея, при $w=1$ - преобразования Лорентца. Преобразования, в которых наряду со скоростью v используются и другие параметры, применялись, в частности, в "неопределенной теории относительности" [15]. Из работ Пуанкаре А. [9], Минковского Г. [10], в которых введена 4-метрика псевдоевклидова пространства $t_{\text{ин}}$, имеющая в галилеевских координатах

$$x^1 = x, \quad x^2 = y, \quad x^3 = z, \quad x^0 = ict$$

следующий вид

$$t_{\text{ин}} = \text{diag}(1, 1, 1, 1), \quad (1.11)$$

следует, что преобразования Лорентца оставляют (1.11) форминвариантной. Однако, согласно теореме Лагранжа [16], каноническая структура локальной метрики псевдоевклидова пространства определена с точностью до скалярной функции $A(x, y, z, t)$ выражением

$$\Theta^{\text{ин}} = \text{diag}(1, 1, 1, A(x, y, z, t)). \quad (1.12)$$

Из требования форминвариантности интервала, построенного по 4-метрике (1.12), следуют, согласно работе [17], преобразования Игнатовского-Франка-Ротта (1.10). Так мы получаем новое звено и ростковую точку обобщения теории электромагнитных явлений: наделять физическим содержанием дополнительные параметры, входящие в преобразования координат и времени. Имеем проблему 3: найти физическую интерпретацию и возможности обобщения дополнительных величин, входящих в пространствен-

но-временные преобразования инерциальных систем координат. Частично она решена в формализме систем отсчета.

Минковский Г. [10] показал, используя 4-метрику (1.11), что уравнения Максвелла могут быть представлены в тензорном виде. Имеем ковариантные тензоры $F_{mn}(\vec{E}, \vec{B})$, $S_{km}(\rho, \rho u^i)$, контрвариантную тензорную плотность $\tilde{H}^{ik}(\vec{H}, \vec{D})$ веса (+1). Согласно определению, при замене координат в четырехмерном пространстве

$$x^k = x'^k(x'^i), \quad x'^k = x^k(x'^i) \quad (1.13)$$

имеем законы

$$F_{rj'} = A_i^r A_j'^i F_{ij}, \quad \tilde{H}^{rj'} = |\Delta|^{-1} A_i^r A_j'^i \tilde{H}^{ij}, \quad (1.14)$$

выраженные через частные производные и якобиан преобразований координат Δ :

$$A_i^r = \frac{\partial x^r}{\partial x'^i}, \quad A_j'^i = \frac{\partial x^i}{\partial x'^j}, \quad \Delta = \det |A_i^r|. \quad (1.15)$$

Получим запись для F_{ij} , H_{ij} через компоненты векторов $(\vec{E}, \vec{B})$, $(\vec{H}, \vec{D})$ в $R^3 \times T^1$:

$$F_{mn} = \begin{pmatrix} 0 & B_x & -B_y & -iE_z \\ -B_x & 0 & B_z & -iE_y \\ B_y & -B_z & 0 & -iE_x \\ iE_x & iE_y & iE_z & 0 \end{pmatrix}, \quad H_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & -H_x & H_y & -iD_z \\ H_x & 0 & -H_z & -iD_y \\ -H_y & H_z & 0 & -iD_x \\ iD_x & iD_y & iD_z & 0 \end{pmatrix},$$

$$S_{123} = \rho, \quad S_{324} = \rho u_x, \quad S_{134} = \rho u_y, \quad S_{124} = \rho u_z. \quad (1.16)$$

Тензорные плотности, следуя идеологии Клейна Ф., зададим через плотность Леви-Чивита $\tilde{\epsilon}^{ikmn}$ веса (+1). Получим

$$\tilde{H}^{ik} = \tilde{\epsilon}^{ikmn} H_{mn}, \quad \tilde{S}^i = \tilde{\epsilon}^{ikmn} S_{kmn}. \quad (1.17)$$

Дифференциальные уравнения Максвелла запишутся в виде:

$$\text{Rot } F_{mn} = \partial_{[k} F_{mn]} = 0, \quad \text{Div } \tilde{H}_{ik} = \partial_k \tilde{H}^{ik} = \tilde{S}^i. \quad (1.18)$$

В работах Схоутена Я.А. [18,19] доказано, что они не меняют своего вида при невырожденных голономных преобразованиях координат (1.13), когда

$$\Delta \neq 0, \quad \partial_i A_j^i = \partial_j A_i^j.$$

Уравнения, связывающие поля и индукции, зададим обычным способом

$$\tilde{H}^{ik} = Y_0 \tilde{\Lambda} \chi^{ikmn} F_{mn},$$

где Y_0 - скалярная функция, $\tilde{\Lambda}$ - скалярная плотность, χ^{ikmn} - тензор четвертого ранга. Согласно указанному подходу, переход от векторной к тензорной форме дифференциальных уравнений Максвелла есть лишь их новая запись. Она не в состоянии изменить структуру опорного пространственно-временного многообразия, в котором задаются поля. Поэтому, если векторные уравнения заданы в $R^3 \times T^1$, то в нем определены и тензорные. В работе [20] показано, что поля F_{mn} , H_{ik} , S_{ikm} можно определить для различных локальных метрик. Тензорные плотности $\tilde{H}^{ik}$, $\tilde{S}^i$ выражены через тензорную плотность $\tilde{\epsilon}^{ikmn}$, которая также не зависит от локальной метрики. По этой причине из

записи дифференциальных уравнений в виде (1.18) невозможно, без дополнительных предположений, сделать вывод о метрической структуре опорного многообразия.

Обратимся к материальным уравнениям. Для них может быть определена зависимость χ^{ikmn} от некоторого метрического тензора. В случае электродинамики вакуума по Лорентцу-Минковскому имеем $\bar{g}^{im} = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$, скалярную плотность $\sqrt{\bar{g}}$ веса (+1), скаляр $Y_0 = 1$ и тензор

$$\chi^{ikmn} = 0.5(\bar{g}^{im}\bar{g}^{kn} - \bar{g}^{in}\bar{g}^{km}). \quad (1.19)$$

Возникает предположение [21], что в электродинамике сред изначально используются два пространственно-временных многообразия: одно, описывающее "помост", на котором реализуется динамика явления, второе - указывающее физические условия, в которых находится поле. Имеем проблему 4: *проанализировать возможности введения в электродинамику и физической интерпретации двух пространственно-временных многообразий, установить их соотношения и функции.*

Обратим внимание на связность пространственно-временных многообразий. Известно, что дифференциальные уравнения Максвелла "не показывают" связность многообразия без кручения [22]. Чтобы доказать этот факт, заменим частные производные на ковариантные. Для F_{mn} получим

$$\Delta_{[k} F_{mn]} = \partial_{[k} F_{mn]} - 2F_{\sigma[k} \Gamma_{m\sigma]}^{\sigma} = \partial_{[k} F_{mn]}. \quad (1.20)$$

Рассмотрим уравнения для $\tilde{H}^{ik}$:

$$\Delta_i \tilde{H}^{ik} = \partial_k \tilde{H}^{ik} + \tilde{H}^{ik} \Gamma_{ik}^i + \tilde{H}^{ik} \Gamma_{ik}^k - \Gamma_{ik}^i \tilde{H}^{ik} = \tilde{S}^i = \partial_k \tilde{H}^{ik}.$$

Последний член разложения обусловлен структурой тензорной плотности $\tilde{H}^{ik}$. Величина $\tilde{H}^{ik} \Gamma_{ik}^i = 0$ из антисимметрии H^{ik} . Два других слагаемых взаимно компенсируются вследствие симметричности связности. С другой стороны, известно, что связность многообразия определена с точностью до тензора третьего ранга B_{ijk}^i , симметричного по нижним индексам [23]. Возникает проблема 5: *охарактеризовать влияние связности многообразия и тензорной свободы ее определения на структуру уравнений электродинамики, установить физические эффекты, ею вызываемые.*

Обратимся сейчас к физическим аспектам электродинамики движущихся сред. Тогда на одно из первых мест выдвигается анализ причин, по которым скорость передачи взаимодействия "ограничена" скоростью света в вакууме. Согласно ШИСС, являющемуся краеугольным камнем релятивистской электродинамики, скорость электромагнитного поля в вакууме не зависит от скорости источника, роль которого играет некоторое излучающее устройство. Этот вывод, представляется физически непоследовательным. В самом деле, СТО отрицает существование эфира как среды, в которой распространяется электромагнитное поле, поле представляет собой самостоятельную сущность. Но тогда единственный физический механизм, который нам известен из теории движения тел, есть движение поля "по инерции" относительно источника излучения. Поскольку вакуум не среда, не эфир и он не может физически повлиять на инерцию поля, должна существовать зависимость скорости электромагнитного поля от движения источника. Физически это означает, что δ -образное возмущение от источника, движущегося в вакууме со скоростью $\dot{u}$, должно представлять собой сферу радиуса ct с центром в той точке, в которой к моменту времени t расположен источник. Такого поведения поля мы не получаем в теории, основанной на лорентц-инвариантной электродинамике вакуума. Согласно этой модели δ -образное возмущение представляет собой сферу с центром в той точке, в которой находился источник в начале излучения. Эти факты хорошо известны. Эйнштейн А. [24] в 1952 году признавал актуальность по-

строения электродинамики вакуума, решения уравнений которой давали бы зависимость скорости поля от скорости источника. Он признался, что в течение всей жизни думал о таком варианте, но не смог найти соответствующих уравнений. По существу, речь идет о приведении в соответствие представления о независимом существовании электромагнитного поля в вакууме с результатами, полученными в лорентцвариантной электродинамике движущихся сред. Имеем проблему 6: *построить электродинамику вакуума, в которой имеет место зависимость скорости электромагнитного поля от скорости его источника.*

В непосредственной связи с ней находится иницируемая ППСС проблема 7: *в рамках теории электромагнитных явлений обосновать причину экспериментально обнаруженной независимости скорости электромагнитного поля от скорости наблюдателя.* Заметим, что однозначной интерпретации этой проблемы в физической литературе нет. Очевидно, что основная трудность заключается в последовательном, полном описании динамики электромагнитного поля в движущихся измерительных устройствах. Новая модель должна описывать динамическое изменение инерционных характеристик поля в физической среде. Так, если поле распространяется в вакууме, его инерция, из физических соображений, может измениться только за счет взаимодействия с гравитационным полем, она обязана зависеть от скорости первичного излучателя. В плотной среде инерциальные свойства поля определяются скоростью среды. По этой причине имеет место суперпозиция скорости первичного источника измерения и скорости среды. Отсюда следует проблема 8: *построить модель описания инерции электромагнитного поля и ее изменения из-за взаимодействия со средой.* По этому вопросу в физической литературе имеются только отдельные статьи [25].

Обратим сейчас внимание на методику описания физических величин, используемую в СТО. Поскольку данная теория дает предсказания экспериментально наблюдаемых значений, в ней используются величины, измеренные на опыте. При этом СТО применяет классическую теорию измерения, согласно которой экспериментальные устройства не влияют на параметры явления. Поэтому различие компонент полей, скоростей, частот, волновых векторов, полученное различными наблюдателями, СТО объясняет кинематически: их зависимость задается преобразованием соответствующих тензоров и тензорных плотностей посредством группы Лорентца. Такой подход существенно отличается от динамического [26-28], в котором различие величин объясняется взаимодействием поля со средой, когда, в частности, с измерительными устройствами. В этом случае необходимо раскрыть причины соответствующего изменения, его механизм, что полностью исключается в кинематическом варианте описания. Согласно СТО, динамического изменения величин при их измерениях нет и быть не может, а различие значений имеет место потому, что различны интервалы времени и длины в покоящейся и в движущейся системах отсчета [29]. Здесь мы имеем корректное, последовательное согласование концепции относительности одновременности с классическим подходом к измерению величин. Предложенный метод не исключает и не заменяет динамического, однако только в последние годы в этом направлении достигнут некоторый прогресс [30]. Получено решение, согласно которому изменение частоты и волнового вектора электромагнитного поля описывается законом, асимптотика которого дает величины, получаемые кинематическим методом. Следуя алгоритму СТО создан формализм S -матрицы в квантовой электродинамике [31], позволяющий по входной волновой функции Ψ_1 определить выходную волновую функцию Ψ_2 без детального описания взаимодействия. Аналогично используется в СТО группа Лорентца. Сформулируем проблему 9: *в электродинамике движущихся сред дать динамическое, альтернативное кинематическому подходу СТО, объяснение различия характеристик электромагнитного поля, измеренных инерциальными наблюдателями, установить законы такого изменения при взаимодействии со средой или системой отсчета (измерительными устройствами).*

Известно [32], что электромагнитное поле имеет квантово-механическую природу. По этой причине, согласно общепринятой схеме описания и экспериментальным данным, измерение параметров поля неотделимо от влияния на него [33-35]. Несмотря на многочисленные усилия, в физике пока отсутствует последовательная общепринятая математическая схема описания такого процесса. Однако, безотносительно к ней, в силу указанных фактов, актуальна проблема 10: *согласовать результаты классической теории измерений, используемой СТО, с квантово-механической структурой электромагнитного поля*. Она является составной частью, по словам Паули В. [14], великой программы согласования теории относительности и квантовой механики. Известно [36], что элементарные частицы, в частности электрон [37], обладают волновыми свойствами. С другой стороны, электромагнитное поле, согласно теории фотоэффекта [38], опытам Вавилова С.Н. [39], эффекту Комптона [40] имеет корпускулярные свойства. Последние установлены в прямых опытах по счету отдельных фотонов [41]. Понятно, что указанные противоречивые свойства фотонов и электронов каким-то образом отражаются в феноменологических уравнениях электродинамики и опытных данных. Отсюда вытекает проблема 11: *найти в уравнениях феноменологической электродинамики движущихся сред "следы" согласованного описания корпускулярных и волновых свойств электромагнитного поля и электронов, установить физические причины и механизм корпускулярно-волнового дуализма*.

Электродинамика движущихся сред, в ее современном виде, базируется на принципах относительности и постоянства скорости света в вакууме. Конструктивность и достоверность такого подхода в достаточной мере оправдали себя. Однако у всякого принципа есть свои функции и границы. Эти вопросы в настоящее время практически не разработаны и потому для развития основ физической теории целесообразно решить проблему 12: *установить функции, роль, место и границы применимости принципа относительности и постоянства скорости света в электродинамике движущихся сред*. Перечень проблем можно продолжить. Мы ограничимся указанными потому, что их частичное или полное решение образует круг вопросов, рассмотренных в книге. Ее истоки можно найти в статьях [42-45].

1.1.2. Конструктивность общепринятой модели и ее достоверность

Электродинамика движущихся сред уже на начальной стадии развития позволила теоретически описать все известные в то время экспериментальные данные. Она исходит из уравнений Максвелла (1.1) и материальных уравнений Минковского-Эйнштейна (1.4). Скорость первичного источника излучения в материальные уравнения не входит. В рамках этой модели был предсказан ряд эффектов: поперечный эффект Доплера, изменение массы в динамическом законе Ньютона, независимость скорости поля от скорости источника. Все они подтверждены экспериментами [46]. С дальнейшим использованием СТО получили существенное развитие релятивистская механика, термодинамика, статистическая физика, квантовая электродинамика. Лорентц-инвариантная система уравнений широко используется при анализе электромагнитных полей. При этом часто применяется метод Тамма И.Е. и Мандельштама Л.И. [47-48], позволяющий на основе введения потенциалов поля существенно упростить необходимые выкладки. Так описано распространение свободных электромагнитных полей в движущейся среде с учетом пространственной и временной дисперсии, получены выражения для фазовой и групповой скоростей поля, определено поле источника, движущегося по произвольному закону [49-50]. Потребность в этих решениях появилась в начале 60-х годов при исследовании вопросов отражения и преломления волн на движущихся границах раздела [51], при рассмотрении вопросов возбуждения и распространения волн в средах с переменными параметрами, в том числе и в вращающихся средах. Показано, что бегущее изменение свойств среды (волна параметра) дает релятивистское изменение частот и

амплитуд распространения волн, которое имеет место при взаимодействии с движущейся границей раздела [52]. Это обстоятельство расширяет сферу применения релятивистских методов. Решены задачи отражения и преломления волн на резких границах раздела движущихся сред, когда скорости перемещения границы раздела и скорости среды по обе стороны от нее направлены по нормали к поверхности. Частными случаями такого разрыва скорости описывается отражение от движущегося зеркала, например, диэлектрика, от движущейся плазмы, а также в системах с бегущими параметрами. В этих случаях результаты получают методом кинематических инвариантов [53]. Перечень успехов общепринятой модели можно легко продолжить, отметив, например, анализ релятивистской плазмы [54-55], расчет ускорителей элементарных частиц [56-57], анализ синхротронного [58], черенковского [59] и переходного [60] излучений. Решен ряд задач теории интерференции и дифракции в электродинамике движущихся сред [61].

Отметим, что серьезному анализу подверглась СТО. Несмотря на многочисленные нападки на нее, она не только выстояла в этой борьбе, но и получила ряд обоснований и приложений. Математический анализ СТО позволил предложить систему аксиом, позволяющих вывести преобразования Лорентца дедуктивным путем [62-65], доказана согласованность постулатов СТО [66], их логическая обоснованность [67] и непротиворечивость [68]. В рамках пространственно-временных преобразований проанализирован вопрос об эквивалентности наблюдателей [69-71]. Дан вывод параметрических пространственно-временных преобразований, более общих, чем преобразования Лорентца [72-73], осуществлено "расширение" СТО на случай движения систем координат со скоростями, большими скорости света в вакууме [74-75], разработаны аспекты теории анизотропного пространства-времени [76-78], предложена дискретная СТО [79], получили применение к реально физическим задач обобщенные преобразования Лорентца [80], проведен детальный анализ группы Лорентца [81]. С созданием СТО и ее экспериментальным подтверждением четырехмерный формализм описания физических явлений стал общепринятым [82], теория относительности распространена на расслоенные многообразия. СТО стала неотъемлемым структурным элементом теории гравитации Эйнштейна А. [83-84], калибровочно-инвариантной схемы [85-87], релятивистской полевой теории [88-90], а также единой теории электрослабых взаимодействий [91-93]. Необходимость учета условий измерения стимулировала развитие теории систем отсчета. В ней структура СТО не анализируется, а принимается за основу анализа. В формализме хронометрических инвариантов [94-95] преобразования систем отсчета образуют подмножество всех допустимых координатных преобразований. Изменение величин, происходящее при преобразованиях за пределами этого подмножества, рассматривается как координатный эффект. Позднее система отсчета выделилась в самостоятельное математическое понятие. Она представляется, например, конгруэнцией мировых линий, полем ортонормированных тетрад [96] или посредством инвариантной тетрады [97]. Сопоставление различных формализмов систем отсчета и обширную библиографию можно найти в [80, 97].

Все указанные факты, а их перечень можно легко продолжить, свидетельствуют о высокой степени общности данной системы уравнений и достоверности результатов, получаемых на основе ее решений.

1.1.3. Обоснование стратегии и путей обобщения теории электромагнитных явлений

Будем исходить из многолетнего собственного анализа теоретических и экспериментальных данных в электродинамике движущихся сред. Опыт показал, что целесообразно сосредоточить внимание на таких моментах:

- опираться на теоретико-групповой и дифференциально-геометрический анализ полной системы уравнений и ее возможных обобщений;
- идти по пути синтеза ньютоновской и эйнштейновской моделей пространства-времени, классической и квантово-механической теории измерений;
- искать средства для решения сформулированных выше проблем;
- глубже проанализировать известные экспериментальные факты и те, которые не объяснимы общепринятой теорией.

С моей точки зрения ситуация выглядит так: длительное время ЭДС базировалась на заведомо ложном предположении, что она является полной физической теорией. В этом ее сила, так как анализ ограничен частью содержательной и полезной информации, в этом ее слабость, так как полученные выводы возведены в ранг абсолютных истин. Поскольку такой шаг действительно сделан, движение по пути абсолютизма привело научное знание в тупик, что по ряду аспектов мы сейчас и наблюдаем. Принимая точку зрения Дирака, что классическая теория может быть нескверной, мы обязаны идти по пути ее усовершенствования. Общий алгоритм, управляющий таким процессом, по-видимому лучше всего изложен Гильбертом Д.: "Если нам не удастся найти решение математической проблемы, то часто причина этого заключается в том, что мы не овладели еще достаточно общей точкой зрения, с которой данная проблема представляется лишь отдельным звеном в цепи родственных проблем. В большинстве случаев, когда мы напрасно ищем ответа на вопрос, причина нашей неудачи заключается в том, что еще не разрешены или не полностью решены более простые и более легкие проблемы, чем данная. Тогда все дело заключается в том, чтобы найти эти более легкие проблемы и осуществить их решение наиболее совершенными средствами, при помощи понятий, подлежащих обобщению. Вместе с тем бывает и так, что мы добиваемся ответа при недостаточных предпосылках или идя в неправильном направлении и вследствие этого не достигая цели".

И подход, и анализ становятся конструктивными, если удастся найти неучтенные ранее общие физические факторы и обстоятельства. В нашем случае роль нового элемента выполняет линейный функционал w , названный показателем отношения. Он управляет динамикой изменения скоростей и частот электромагнитного поля, дополняя показатель преломления n , введенный для покоящихся сред. Это дополнение нетривиально, а нелинейности, им индуцируемые, приводят к проблеме катастроф скорости и к задаче преодоления этих катастроф.

С математической точки зрения ситуация выглядит так: в физической модели необходимо учесть когомологии групп и алгебр, используемых в конструкции этой модели. Поясним ситуацию, не детализируя ее.

Обычно принято изучать физические явления, следуя теории представлений групп, с точностью до преобразований эквивалентности $\tilde{\Gamma}_s = Q^{-1}\Gamma_s Q$, где Γ_s - генераторы алгебры симметрии, Q^{-1} - сплетающие операторы, имеющие самостоятельное происхождение. Использование операторов Q^{-1} соответствует идее учета в расчетах и физической модели деформационных степеней свободы явлений. Они обусловлены их топологической природой. В инвариантном полиноме

$$\det \tilde{\Gamma}_s = \det(Q^{-1}\Gamma_s Q) = \det \Gamma_s$$

неявно присутствует функционал

$$w = \frac{\det Q^{-1}}{\det Q_s^{-1}},$$

где Q_s^{-1} - канонический сплетающий оператор. Скаляр w является элементом нульмерной группы когомологий Хохшильда ассоциативной алгебры g со значениями A , если

считать, что $w \in H^0(g, A)$. Поскольку когомологии характеризуют топологию группы симметрии G , они задают, явно или неявно, топологию явления, охватываемого, в том или другом смысле, этой группой. В физической модели могут использоваться разные группы когомологий, выходя за пределы преобразований эквивалентности. Они имеют свое место, значение, смысл и функции в физических моделях, реализуя деформационные степени их свободы и образуя самостоятельную область исследования. Появляется возможность рассматривать когомологии, в том числе весь спектр когомологии Хохшильда $H^n(g, A)$, $n = 0, 1, 2, \dots, k$, с физической точки зрения. Функционалы от них, рассматриваемые как физические переменные, могут быть подчинены динамическим уравнениям. Будем считать, что такова и нульмерная группа когомологий:

$$\hat{L}(w) = 0, \quad w \in H^0(g, A),$$

где $\hat{L}$ - дифференциальный оператор.

В данной главе показано, что величина $w \in H^0(g, A)$ - показатель отношения управляет поведением параметров внешней инерции электромагнитного поля. Ее учет позволяет описать известные экспериментальные факты без ограничения на скорость света, используя когомологический механизм динамического преобразования скорости поля в его частоту. Дано обоснование концепции внешней инерции поля, указаны стороны и грани ее описания. Когомологичность инерции электромагнитного поля и физическая активность ее когомологий составляют, по сути дела, центральную идею и главный результат данной главы.

1.2. К СОГЛАСОВАНИЮ ГАЛИЛЕЕВСКОЙ И ЛОРЕНТЦОВСКОЙ ФОРМИНВАРИАНТНОСТИ УРАВНЕНИЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Рассмотрено дополнение дифференциальных уравнений Максвелла материальными уравнениями, при котором полная система форминвариантна относительно группы Галилея. Проведено сравнение данного варианта с обобщением Герца, а также с лорентцинвариантным случаем. Сделан вывод, что они являются частными случаями более общей модели. Выведены обобщенные уравнения для четырехпотенциала.

1.2.1. Новая система уравнений электродинамики, инвариантная относительно группы Галилея

Исторически первый вариант галилеевски инвариантной электродинамики был предложен Герцем. Сущность его сводится к дополнению дифференциальных уравнений Максвелла "конвективными членами" вида:

$$\text{rot}[\overset{n}{D}, \overset{n}{u}], \quad \overset{n}{u} \text{ div } \overset{n}{D}, \quad \text{rot}[\overset{n}{B}, \overset{n}{u}].$$

Тогда

$$\text{rot } \overset{h}{H} = \frac{1}{c} \left\{ \frac{\partial \overset{n}{D}}{\partial t} + \text{rot}[\overset{h}{D}, \overset{h}{u}] + \overset{n}{u} \text{ div } \overset{h}{D} + \overset{h}{j} \right\},$$

$$\text{rot } \overset{h}{E} = -\frac{1}{c} \left\{ \frac{\partial \overset{n}{B}}{\partial t} + \text{rot}[\overset{n}{B}, \overset{n}{u}] \right\},$$

$$\text{div } \overset{n}{D} = \rho, \quad \text{div } \overset{n}{B} = 0.$$

При преобразованиях координат и времени согласно группе Галилея имеем связь компонент скоростей

$$u'_x = u_x - v, \quad u'_y = u_y, \quad u'_z = u_z.$$

Убедимся в инвариантности системы. Рассмотрим уравнение

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t} + \frac{1}{c} \left(\frac{\partial M_x}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial x} \right),$$

где

$$M_x = B_y u_z - B_z u_y, \quad M_y = B_z u_x - B_x u_z, \quad M_z = B_x u_y - B_y u_x.$$

Потребуем, следуя Герцу

$$\ddot{E}' = \ddot{E}, \quad \ddot{D}' = \ddot{D}.$$

Поскольку

$$\frac{\partial}{\partial t} = -v \frac{\partial}{\partial x'} + \frac{\partial}{\partial t'},$$

а

$$\frac{\partial M_x}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial z} = \frac{\partial M'_x}{\partial y'} - \frac{\partial M'_y}{\partial z'} - v \left(\frac{\partial B'_y}{\partial y'} + \frac{\partial B'_z}{\partial z'} \right),$$

получим

$$\frac{\partial E'_x}{\partial y'} - \frac{\partial E'_y}{\partial z'} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B'_x}{\partial t'} + \frac{1}{c} \left(\frac{\partial M'_x}{\partial y'} - \frac{\partial M'_y}{\partial z'} \right) - \frac{v}{c} \left(\frac{\partial B'_x}{\partial x'} + \frac{\partial B'_y}{\partial y'} + \frac{\partial B'_z}{\partial z'} \right).$$

Условие инвариантности $\text{div } \ddot{B}' = \text{div } \ddot{B}$ очевидно. Остальные уравнения анализируются и проверяются аналогично.

Однако следствия из теории Герца вступают в противоречие с известными экспериментальными данными [13]. Основная причина этого в наличии скорости $\ddot{u}$, входящей в дифференциальные уравнения электродинамики, которую следует интерпретировать как скорость эфира, полностью увлекаемого телами.

Вторая модель галилеевски инвариантной электродинамики получается, если из физических соображений можно пренебречь в уравнениях Максвелла либо $\partial \ddot{H} / \partial t$ либо $\partial \ddot{E} / \partial t$. Они называются "электрическим" и "магнитным" пределами, соответствуют практическим ситуациям, позволяя упростить решение некоторых задач. Эти случаи рассмотрены в [98].

Вопрос о галилеевски инвариантной электродинамике сред изучен также в [99]. Суть анализа сводится к рассмотрению уравнений электродинамики движущихся сред в косозонной системе координат. В частности, в этом случае из материальных уравнений для покоящейся среды при использовании группы Галилея следуют новые материальные уравнения, причем полная система уравнений форминвариантна относительно группы Галилея. Для получения результатов, согласующихся с экспериментом, авторы требуют дополнительного перерасчета полученных решений с учетом симметрии относительно группы Лоренца. Другими словами, материальные уравнения электродинамики вида

$$\ddot{D} = \ddot{D} \left(E, \frac{\ddot{H}}{c} \right), \quad \ddot{B} = \ddot{B} \left(\frac{\ddot{H}}{H}, \frac{\ddot{u}}{c} \right)$$

рассматриваются как формальные связи, не отвечающие реальной экспериментальной ситуации.

считать, что $w \in H^0(g, A)$. Поскольку когомологии характеризуют топологию группы симметрии G , они задают, явно или неявно, топологию явления, охватываемого, в том или другом смысле, этой группой. В физической модели могут использоваться разные группы когомологий, выходя за пределы преобразований эквивалентности. Они имеют свое место, значение, смысл и функции в физических моделях, реализуя деформационные степени их свободы и образуя самостоятельную область исследования. Появляется возможность рассматривать когомологии, в том числе весь спектр когомологии Хохшильда $H^n(g, A)$, $n = 0, 1, 2, \dots, k$, с физической точки зрения. Функционалы от них, рассматриваемые как физические переменные, могут быть подчинены динамическим уравнениям. Будем считать, что такова и нульмерная группа когомологий:

$$\hat{L}(w) = 0, \quad w \in H^0(g, A),$$

где $\hat{L}$ - дифференциальный оператор.

В данной главе показано, что величина $w \in H^0(g, A)$ - показатель отношения управляет поведением параметров внешней инерции электромагнитного поля. Ее учет позволяет описать известные экспериментальные факты без ограничения на скорость света, используя когомологический механизм динамического преобразования скорости поля в его частоту. Дано обоснование концепции внешней инерции поля, указаны стороны и грани ее описания. Когомологичность инерции электромагнитного поля и физическая активность ее когомологий составляют, по сути дела, центральную идею и главный результат данной главы.

1.2. К СОГЛАСОВАНИЮ ГАЛИЛЕЕВСКОЙ И ЛОРЕНТЦОВСКОЙ ФОРМИНВАРИАНТНОСТИ УРАВНЕНИЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Рассмотрено дополнение дифференциальных уравнений Максвелла материальными уравнениями, при котором полная система формируема относительно группы Галилея. Проведено сравнение данного варианта с обобщением Герца, а также с лорентцинвариантным случаем. Сделан вывод, что они являются частными случаями более общей модели. Выведены обобщенные уравнения для четырехпотенциала.

1.2.1. Новая система уравнений электродинамики, инвариантная относительно группы Галилея

Исторически первый вариант галилеевски инвариантной электродинамики был предложен Герцем. Сущность его сводится к дополнению дифференциальных уравнений Максвелла "конвективными членами" вида:

$$\text{rot}[\overset{u}{D}, \overset{h}{u}], \quad \overset{h}{u} \text{div} \overset{u}{D}, \quad \text{rot}[\overset{h}{B}, \overset{h}{u}].$$

Тогда

$$\text{rot} \overset{h}{H} = \frac{1}{c} \left\{ \frac{\partial \overset{u}{D}}{\partial t} + \text{rot}[\overset{h}{D}, \overset{h}{u}] + \overset{h}{u} \text{div} \overset{h}{D} + \overset{h}{j} \right\},$$

$$\text{rot} \overset{h}{E} = -\frac{1}{c} \left\{ \frac{\partial \overset{h}{B}}{\partial t} + \text{rot}[\overset{h}{B}, \overset{h}{u}] \right\},$$

$$\text{div} \overset{u}{D} = \rho, \quad \text{div} \overset{h}{B} = 0.$$

При преобразованиях координат и времени согласно группе Галилея имеем связь компонент скоростей

$$u'_x = u_x - v, \quad u'_y = u_y, \quad u'_z = u_z.$$

Убедимся в инвариантности системы. Рассмотрим уравнение

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t} + \frac{1}{c} \left(\frac{\partial M_z}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial z} \right),$$

где

$$M_x = B_y u_z - B_z u_y, \quad M_y = B_z u_x - B_x u_z, \quad M_z = B_x u_y - B_y u_x.$$

Потребуем, следуя Герцу

$$\ddot{E}' = \ddot{E}, \quad \ddot{D}' = \ddot{D}.$$

Поскольку

$$\frac{\partial}{\partial t} = -v \frac{\partial}{\partial x'} + \frac{\partial}{\partial t'},$$

а

$$\frac{\partial M_z}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial z} = \frac{\partial M'_z}{\partial y'} - \frac{\partial M'_y}{\partial z'} - v \left(\frac{\partial B'_y}{\partial y'} + \frac{\partial B'_z}{\partial z'} \right),$$

получим

$$\frac{\partial E'_x}{\partial y'} - \frac{\partial E'_y}{\partial z'} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B'_x}{\partial t'} + \frac{1}{c} \left(\frac{\partial M'_z}{\partial y'} - \frac{\partial M'_y}{\partial z'} \right) - \frac{v}{c} \left(\frac{\partial B'_x}{\partial x'} + \frac{\partial B'_y}{\partial y'} + \frac{\partial B'_z}{\partial z'} \right).$$

Условие инвариантности $\text{div } \ddot{B}' = \text{div } \ddot{B}$ очевидно. Остальные уравнения анализируются и проверяются аналогично.

Однако следствия из теории Герца вступают в противоречие с известными экспериментальными данными [13]. Основная причина этого в наличии скорости $\ddot{u}$, входящей в дифференциальные уравнения электродинамики, которую следует интерпретировать как скорость эфира, полностью увлекаемого телами.

Вторая модель галилеевски инвариантной электродинамики получается, если из физических соображений можно пренебречь в уравнениях Максвелла либо $\partial \ddot{H}/\partial t$ либо $\partial \ddot{E}/\partial t$. Они называются "электрическим" и "магнитным" пределами, соответствуют практическим ситуациям, позволяя упростить решение некоторых задач. Эти случаи рассмотрены в [98].

Вопрос о галилеевски инвариантной электродинамике сред изучен также в [99]. Суть анализа сводится к рассмотрению уравнений электродинамики движущихся сред в косоугольной системе координат. В частности, в этом случае из материальных уравнений для покоящейся среды при использовании группы Галилея следуют новые материальные уравнения, причем полная система уравнений форминвариантна относительно группы Галилея. Для получения результатов, согласующихся с экспериментом, авторы требуют дополнительного перерасчета полученных решений с учетом симметрии относительно группы Лоренца. Другими словами, материальные уравнения электродинамики вида

$$D = D \left(\frac{\ddot{h}}{E}, \frac{\ddot{h}}{c} \right), \quad B = B \left(\frac{\ddot{h}}{H}, \frac{\ddot{h}}{c} \right)$$

рассматриваются как формальные связи, не отвечающие реальной экспериментальной ситуации.

Примем новое предположение: возможно нахождение системы уравнений электродинамики, форминвариантной относительно группы Галилея, которой соответствуют физические ситуации, в которых такая симметрия может быть подтверждена экспериментально [100]. Докажем, что уравнения Максвелла совместно с соотношениями между полями и индукциями

$$\vec{D} = \epsilon \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{n}}{c}, \vec{B} \right] \right), \quad \vec{B} = \mu \left(\vec{H} + \left[\frac{\vec{h}}{c}, \vec{u} \right] \right),$$

где ϵ, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, $\vec{u}$ - некоторая скорость движения, форминвариантны относительно группы Галилея. Пусть декартова система координат K' движется вдоль оси OX системы K со скоростью v . Определим соотношения между частными производными и компонентами скорости

$$\frac{\partial}{\partial x'} = \frac{\partial}{\partial x}, \quad \frac{\partial}{\partial y'} = \frac{\partial}{\partial y}, \quad \frac{\partial}{\partial z'} = \frac{\partial}{\partial z}, \quad \frac{\partial}{\partial t'} = -v \frac{\partial}{\partial x'} + \frac{\partial}{\partial t}$$

Используя преобразования уравнений Максвелла и требуя их инвариантности, получим связи полей и индукций:

$$E'_x = E_x, \quad E'_y = E_y - \frac{v}{c} B_z, \quad E'_z = E_z + \frac{v}{c} B_y,$$

$$B'_x = B_x, \quad B'_y = B_y, \quad B'_z = B_z,$$

$$H'_x = H_x, \quad H'_y = H_y + \frac{v}{c} D_z, \quad H'_z = H_z - \frac{v}{c} D_y,$$

$$D'_x = D_x, \quad D'_y = D_y, \quad D'_z = D_z, \quad \rho' = \rho.$$

Нептрихованные величины выражаются через птрихованные соотношениями, в которых изменены знаки перед скоростью v , именно

$$\vec{B} = \vec{B}', \quad \vec{D} = \vec{D}', \quad \vec{E} = \vec{E}' - \left[\frac{\vec{v}}{c}, \vec{B}' \right], \quad \vec{H} = \vec{H}' + \left[\frac{\vec{v}}{c}, \vec{D}' \right].$$

Докажем инвариантность материальных уравнений. Подставим в них указанные соотношения для полей. Получим

$$\vec{D}' = \epsilon \left(\vec{E}' + \left[\frac{\vec{n}}{c}, \vec{B}' \right] \right), \quad \vec{B}' = \mu \left(\vec{H}' + \left[\frac{\vec{h}}{c}, \vec{u}' \right] \right).$$

Доказательство инвариантности полной системы уравнений электродинамики завершено. Рассмотрим вопрос о галилеевски инвариантной формулировке дуально симметричной электродинамики. Как показано в [101], дуально ковариантна система уравнений

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}_e \right), \quad \text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{j}_s \right),$$

$$\text{div } \vec{B} = \rho_s, \quad \text{div } \vec{D} = \rho_e,$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \gamma \vec{H}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} + \gamma \vec{E},$$

где ρ_e, ρ_g - плотности электрического и магнитного зарядов, j_e, j_g - плотности соответствующих токов. Величина γ выражается через электрический ϵ и магнитный g заряды соотношением

$$\gamma = (\epsilon - \mu) \frac{e}{g} - g^2.$$

Для записи материальных уравнений в галилеевски инвариантном виде сначала преобразуем их. Пусть

$$\vec{D} = \left(\epsilon - \frac{\gamma^2}{\mu} \right) \vec{E} + \frac{\gamma}{\mu} \vec{B}, \quad \vec{B} = \left(\epsilon - \frac{\gamma^2}{\mu} \right) \vec{H} + \frac{\gamma}{\mu} \vec{D}.$$

Используя результаты предыдущего анализа, запишем их в галилеевски инвариантном виде

$$\vec{D} = \left(\epsilon - \frac{\gamma^2}{\mu} \right) \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B} \right] \right) + \frac{\gamma}{\mu} \vec{B},$$

$$\vec{B} = \left(\mu - \frac{\gamma^2}{\epsilon} \right) \left(\vec{H} + \left[\vec{D}, \frac{\vec{u}}{c} \right] \right) + \frac{\gamma}{\epsilon} \vec{D}.$$

При $\vec{u} = 0$ получим соответствующие выражения для покоящейся среды. Используя связь полей и индукций, подставим их в уравнения Максвелла. Тогда

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \text{div } \vec{B} = 0,$$

$$\text{rot } \vec{B} + \text{rot} \left\{ \left[\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B} \right] \right] \frac{\vec{u}}{c} \right\} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B} \right] + \vec{j},$$

$$\text{div } \vec{E} + \text{div} \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B} \right] = \rho.$$

Полученная система аналогична уравнениям для электромагнитного поля в среде, "поляризация" $\vec{P}$ и "намагниченность" $\vec{M}$ которой задаются выражениями

$$\vec{P} = \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B} \right], \quad \vec{M} = \left[\left(\vec{E} + \vec{P} \right), \frac{\vec{u}}{c} \right].$$

Выведем уравнения для потенциалов в галилеевски инвариантной электродинамике. Введем по обычной схеме

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \varphi, \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A}.$$

Тогда одна пара уравнений Максвелла удовлетворяется тождественно, а из уравнений

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho$$

совместно с материальными уравнениями следуют уравнения для $\vec{A}, \varphi$ Тогда

$$\nabla \times \frac{\vec{B}}{\mu} - \nabla \times \left(\vec{D} \times \frac{\vec{u}}{c} \right) = 4\frac{\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho.$$

Согласно формулам векторного исчисления

$$\nabla \times \left(\frac{\hbar}{D} \times \frac{\mathbf{u}}{c} \right) = \left(\frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right) \frac{\hbar}{D} - \frac{\hbar}{c} (\nabla \cdot \frac{\mathbf{u}}{D}) = \left(\frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right) \frac{\hbar}{c} - \frac{\hbar}{c} 4\pi\rho,$$

$$\nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{u}}{c} \times \frac{\hbar}{B} \right) = -\frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \times \frac{\hbar}{B}.$$

Отсюда

$$\nabla \times \frac{\hbar}{B} = \frac{4\pi}{c} \mu (\mathbf{j} - \mathbf{u}\rho) + \frac{\mu\epsilon}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right) \left(\frac{\hbar}{E} + \left[\frac{\mathbf{u}}{c} \times \frac{\hbar}{B} \right] \right),$$

$$\nabla \cdot \frac{\hbar}{E} - \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \times \frac{\hbar}{B} = \frac{4\pi}{\epsilon} \rho.$$

Запишем выражение

$$\frac{\hbar}{K} = \frac{\mu\epsilon}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right) \left(\frac{\hbar}{E} + \left[\frac{\mathbf{u}}{c} \times \frac{\hbar}{B} \right] \right)$$

через потенциалы $\mathbf{A}$ и φ . Тогда

$$\frac{\hbar}{K} = \frac{\mu\epsilon}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right)^2 \mathbf{A} - \frac{\mu\epsilon}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right) \nabla (c\varphi - \mathbf{u} \cdot \mathbf{A}).$$

Сгруппируем члены. Для потенциала $\mathbf{A}$ получим

$$\nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \frac{\mu\epsilon}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right) \left(\frac{\hbar}{u} \mathbf{A} - c\varphi \right) - \nabla^2 \mathbf{A} + \frac{\epsilon\mu}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right)^2 \mathbf{A} = \frac{4\pi\mu}{c} (\mathbf{j} - \mathbf{u}\rho).$$

Из другого уравнения следует, что

$$\nabla \cdot \frac{\hbar}{E} - \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \left[4\pi\mu (\mathbf{j} - \mathbf{u}\rho) + \frac{\mu}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right) \right] = \frac{4\pi}{\epsilon} \rho.$$

Поскольку $(\frac{\hbar}{u} \cdot \nabla) \mathbf{D} = \nabla (\frac{\hbar}{u} \mathbf{D}) - \frac{\hbar}{u} \times (\nabla \times \mathbf{D})$, то

$$\frac{\epsilon}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right) \left[- \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right) \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{A} - c\varphi) \right] = \frac{\hbar}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right) \mathbf{D}.$$

Следовательно,

$$\nabla \cdot \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \varphi \right) + \frac{\mu\epsilon}{c^2} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right)^2 \varphi + \frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \nabla \right) \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{A} - c\varphi) \right] =$$

$$= \frac{4\pi\mu}{c} \left(\frac{c\rho}{\epsilon\mu} + \frac{\mathbf{u}}{c} \cdot \mathbf{j} - \frac{c\mathbf{u}^2}{c^2} \rho \right).$$

Преобразовав, получим

$$\begin{aligned}
 & - \left\{ \nabla^2 - \frac{\mu \varepsilon}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \right)^2 \right\} \varphi + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \cdot \vec{A} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \right) (\vec{u} \cdot \vec{A} - c \varphi) \right) = \\
 & = \frac{4\pi\mu}{c} \left(\frac{c\rho}{\varepsilon\mu} + \frac{\vec{u}}{c} \cdot \vec{j} - c\rho \frac{u^2}{c^2} \right).
 \end{aligned}$$

Выберем калибровочное условие

$$\nabla \cdot \vec{A} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \right) (\vec{u} \cdot \vec{A} - c \varphi) = 0.$$

Тогда искомые уравнения примут вид:

$$\begin{aligned}
 & \left\{ \nabla^2 - \frac{\mu \varepsilon}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \right)^2 \right\} \vec{A} = - \frac{4\pi\mu}{c} (\vec{j} - \vec{u} \rho), \\
 & \left\{ \nabla^2 - \frac{\mu \varepsilon}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \right)^2 \right\} \varphi = - \frac{4\pi\mu}{c} \left(\frac{c\rho}{\varepsilon\mu} + \frac{\vec{u}}{c} \cdot \vec{j} - c\rho \frac{u^2}{c^2} \right).
 \end{aligned}$$

Для свободного электромагнитного поля в вакууме получим

$$\begin{aligned}
 & \left\{ \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \right)^2 \right\} \vec{A} = 0, \\
 & \left\{ \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \right)^2 \right\} \varphi = 0, \\
 & \nabla \cdot \vec{A} - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \right) (\vec{u} \cdot \vec{A} - c \varphi) = 0.
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Изучим некоторые следствия этой системы. Рассмотрим, как распространяется электромагнитное поле согласно уравнениям для $\vec{A}$, φ . Ищем решение уравнений в виде плоской волны. Тогда

$$\vec{A} = \vec{A}_0 \exp \{ i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \}, \quad \varphi = \varphi_0 \exp \{ i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \}.$$

Подставим их в (2.1). Получим дисперсионное уравнение

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \left(1 - \frac{\vec{u}}{c} \cdot \frac{\vec{k}}{\omega} \right)^2. \tag{2.2}$$

Из него следуют выражения для фазовой и групповой скоростей:

$$\vec{v}_\varphi = \frac{\vec{k}}{\omega} = \frac{c}{\omega} \left(1 + \frac{\vec{u}}{c} \cdot \frac{\vec{k}}{\omega} \right), \quad \vec{v}_g = c \frac{\vec{k}}{k} + \vec{u}. \tag{2.3}$$

Эти формулы согласуются с преобразованиями Галилея, если под скоростью $\vec{u}$ понимать скорость движения источника в вакууме. Для решения уравнений (2.1) с источниками найдем функцию Грина. В инерциально движущейся среде без дисперсии ее вид определяется выражением

$$G_0(\vec{r}, t) = 8\pi^2 \mu \int \frac{J_0(k_\rho, \rho) \exp[i(k_z z - a t)] k_\rho d k_\rho d k_z d a}{k_\rho^2 - \epsilon \mu \frac{\omega^2}{c^2} + 2\epsilon \mu \beta \omega \frac{k_z}{c} + (1 - \epsilon \mu \beta^2) k_z^2}.$$

Здесь ось OZ направлена по скорости $\vec{u}$, J_0 - функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Проведя необходимые вычисления, получим

$$G_0(\vec{r}, t) = 16\pi^4 \mu \left(\rho^2 + x^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \delta \left(t - \frac{1}{c} \sqrt{\epsilon \mu} \left(\rho^2 + x^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right),$$

где $x = z - ut$. Функция Грина для $u < c/\sqrt{\epsilon \mu}$ отлична от нуля на поверхности, уравнением которой в фиксированный момент времени является

$$t = \frac{1}{c} \sqrt{\epsilon \mu} \left[\rho^2 + (z - ut)^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Это эллипсоид вращения, ось симметрии которого совпадает со скоростью движения среды. Полуоси эллипса равны

$$a = ct/\sqrt{\epsilon \mu}, \quad b = ct/\sqrt{\epsilon \mu}.$$

Положение центра эллипсоида определяется выражением

$$z_0 = ut.$$

Следовательно, центр поверхности, на которой функция Грина отлична от нуля, перемещается со скоростью

$$\vec{u}_0 = \vec{u}.$$

Если отождествить $\vec{u}_0$ со скоростью движения источника излучения в вакууме, получим результат, что поверхность, несущая сигнал, представляет собой сферу, центр которой все время совпадает с положением источника, движущегося инерциально. Так формально построена система уравнений электродинамики вакуума, решения которой дают зависимость скорости света в вакууме от скорости источника.

1.2.2. Формальное согласование галилеевской и лорентцовской инвариантности уравнений Максвелла

Сравним между собой две системы уравнений электродинамики, инвариантные относительно групп Галилея и Лорентца соответственно [21, 44]. Конечно, для такого сравнения нужны глубокие физические причины, но на данной стадии они не видны и будут раскрыты позже. Сейчас задача состоит в выяснении возможности согласования различных симметрий, а также структуры обобщенной системы уравнений. Легко увидеть, что различие систем обусловлено структурой материальных уравнений. Очевидно, что возможна единообразная запись двух ситуаций, если рассмотреть материальные уравнения, зависящие от параметра w . Пусть

$$\vec{D} + w \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{H} \right] = \epsilon \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B} \right] \right), \quad \vec{B} + w \left[\frac{\vec{h}}{c}, \frac{\vec{u}}{c} \right] = \mu \left(\vec{H} + \left[\frac{\vec{h}}{c}, \frac{\vec{u}}{c} \right] \right).$$

При $w = 0$ получим систему уравнений, форминвариантную относительно группы Галилея, при $w = 1$ - относительно группы Лорентца.

1.2.3. Общая ковариантность уравнений электродинамики, независимость от 4-метрики и связности без кручения

Независимость уравнений Максвелла в трехмерном пространстве от метрики, а также общее свойство ковариантности в четырехмерном пространстве первоначально было обнаружено Т. Вейлем [102]. Позднее эти вопросы рассматривали Ф. Коттлер [103], Э. Карган [104], Д. Данциг [105], Е. Пост [106], Ж. Дешам [107]. В Советском Союзе симметричные свойства уравнений электродинамики в рамках группового подхода широко проанализированы в работах Н.Х. Ибрагимова [108], В.И. Фушича и А.Г. Никитина [109]. Г.А. Котельников [110] рассмотрел нелинейные представления группы Галилея. Мною рассмотрена галилеевски инвариантная электродинамика вакуума [100] и доказана физическая дополнительность группы Галилея и Лорентца в электродинамике сред [44].

Проанализируем указанные вопросы с общих позиций, следуя монографии Е. Поста [106]. Рассмотрим преобразования координат в четырехмерном пространстве вида

$$x^{\mu'} = x^{\mu'}(x^{\mu}), \quad x^{\mu} = x^{\mu}(x^{\mu'}),$$

полагая, что они невырождены и голономны:

$$\partial_{\mu'} A_{\nu'}^{\mu} = \partial_{\nu'} A_{\mu'}^{\mu}, \quad \Delta \neq 0.$$

Обозначим частные производные и якобиан преобразований

$$A_{\mu'}^{\mu} = \frac{\partial x^{\mu}}{\partial x^{\mu'}}, \quad A_{\mu}^{\mu'} = \frac{\partial x^{\mu'}}{\partial x^{\mu}}, \quad \Delta = \det |A_{\mu'}^{\mu}| \neq 0.$$

Используем известные законы преобразования тензоров и тензорных плотностей

$$F_{\mu'\nu'} = A_{\mu'}^{\mu} A_{\nu'}^{\nu} F_{\mu\nu}, \quad \tilde{H}^{\mu'\nu'} = |\Delta|^{-1} A_{\mu'}^{\mu} A_{\nu'}^{\nu} \tilde{H}^{\mu\nu}.$$

Рассмотрим вопрос об инвариантности первой пары уравнений. Получим

$$\partial_{[\mu} F_{\nu]\gamma} = \partial_{[\mu} (A_{\nu]}^{\alpha} A_{\gamma]}^{\beta} F_{\alpha\beta}) = A_{[\mu}^{\alpha} A_{\nu]}^{\beta} \partial_{\alpha\gamma} F_{\beta} + F_{\beta\gamma} A_{[\mu}^{\alpha} \partial_{\alpha} A_{\nu]}^{\beta} + F_{\beta\gamma} A_{\mu}^{\alpha} \partial_{\alpha} A_{\nu]}^{\beta}.$$

Из-за голономности преобразования второй и третий члены компенсируются, а так как $\partial_{\mu'} = A_{\mu'}^{\mu} \partial_{\mu}$, то

$$\partial_{[\mu} F_{\nu]\gamma} = A_{[\mu}^{\alpha} A_{\nu]}^{\beta} A_{\gamma}^{\kappa} \partial_{\alpha\beta} F_{\kappa}.$$

Перенесем индекс альтернирования по $(ij\kappa)$. Получим

$$\partial_{[\mu} F_{\nu]\gamma} = A_{\mu}^{\alpha} A_{\nu}^{\beta} A_{\gamma}^{\kappa} \partial_{[\alpha\beta} F_{\kappa]}.$$

Поскольку $\partial_{[\mu} F_{\nu]\gamma} = 0$, то $\partial_{[\mu} F_{\nu]\gamma} = 0$. Проанализируем симметричные свойства второй пары дифференциальных уравнений электродинамики. Так, легко видеть, что

$$\partial_{\mu} \tilde{H}^{\mu\nu} = |\Delta|^{-1} A_{\mu}^{\alpha} A_{\nu}^{\beta} \partial_{\alpha} \tilde{H}^{\mu\nu} + \tilde{H}^{\mu\nu} |\Delta|^{-1} A_{\mu}^{\alpha} \partial_{\alpha} A_{\nu}^{\beta} + |\Delta|^{-1} A_{\mu}^{\alpha} \partial_{\alpha} A_{\nu}^{\beta} + A_{\mu}^{\alpha} A_{\nu}^{\beta} \partial_{\alpha} |\Delta|^{-1}.$$

Используем известные соотношения:

$$-|\Delta|^{-1} A_{\mu}^{\alpha} \partial_{\alpha} A_{\nu}^{\beta} = \partial_{\mu} |\Delta|^{-1}, \quad A_{\mu}^{\alpha} A_{\nu}^{\beta} \partial_{\alpha} \tilde{H}^{\mu\nu} = A_{\mu}^{\alpha} \partial_{\alpha} \tilde{H}^{\mu\nu}.$$

Группируем выражения

$$\partial_k \tilde{H}^{ik} = |\Delta|^{-1} A_i^i \partial_k \tilde{H}^k + |\Delta|^{-1} \tilde{H}^{ik} (A_i^j A_k^m \partial_m A_k^i + \partial_k A_i^j - A_i^j A_k^m \partial_m A_k^i).$$

Член вида $\tilde{H}^{ik} \partial_k A_i^j$ исчезнет из-за антисимметрии $\tilde{H}^{ik}$. Другие члены в скобках компенсируются из условия голономности. Получим

$$\partial_k \tilde{H}^{ik} = |\Delta|^{-1} A_i^i \partial_k \tilde{H}^k = |\Delta|^{-1} A_i^i \tilde{S}^i.$$

Следовательно дифференциальные уравнения электродинамики Максвелла инвариантны относительно произвольных невырожденных преобразований голономных систем координат.

Уравнения Максвелла не показывают связности многообразия без кручения. Чтобы доказать это, заменим частные производные на ковариантные. Для F_{mn} имеем

$$\nabla_{[k} F_{mn]} = \partial_{[k} F_{mn]} - 2F_{\sigma[k} \Gamma_{mn]}^{\sigma} = \partial_{[k} F_{mn]}.$$

Рассмотрим уравнения для $\tilde{H}^{ik}$:

$$\nabla_k \tilde{H}^{ik} = \partial_k \tilde{H}^{ik} + \tilde{H}^{jk} \Gamma_{kp}^i + \tilde{H}^{jk} \Gamma_{pk}^i - \Gamma_{pk}^j \tilde{H}^{ik} = \tilde{S}^i.$$

Последний член разложения обусловлен структурой $\tilde{H}^{ik}$ -тензорной плотности. Величина $\tilde{H}^{jk} \Gamma_{kp}^i = 0$ из антисимметрии $\tilde{H}^{jk}$. Два других слагаемых взаимно компенсируются вследствие симметричности связности. Отсюда следует вывод: дифференциальные уравнения Максвелла для среды независимы от метрики и линейной связности многообразия без кручения и допускают симметрию относительно группы невырожденных, голономных преобразований координат, поэтому допустимо описывать все электромагнитные явления в многообразии аффинной связности $R^3 \times T^1$, рассматривая "метрику" Ω_{ij} и связности как самостоятельные физические структуры, характеризующие поле.

Выясним роль кручения. Пусть тензор $B_{pn}^k = \Gamma_{pn}^k - \Gamma_{np}^k$, показывающий отклонение компонент связности Γ_{pn}^k от симметричности по нижним индексам, отличен от нуля. Из предыдущего рассмотрения видно, что уравнения для $\tilde{H}^{ik}$ изменяются следующим образом:

$$(\partial_k + B_{kp}^p) \tilde{H}^{ik} = \tilde{S}^i.$$

Для второй пары уравнений используем выражение для ковариантной производной ковариантного тензора второго ранга

$$\nabla_i F_{jk} = \partial_i F_{jk} - \Gamma_{ji}^l F_{lk} - \Gamma_{ki}^l F_{jl}.$$

Их суммирование даст

$$\nabla_{[k} F_{ij]} = \partial_{[k} F_{ij]} - B_{[k}^l F_{ij]l}.$$

Указанные добавки дают вклад кручения в уравнения Максвелла.

1.2.4. За пределами стереотипов мышления

Тот факт, что связи между полями F_{mn} и индукциями $\tilde{H}^{ik}$ заданы посредством тензора

$$\Theta^{ik} = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$$

в координатах $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, $x^0 = ict$, не говорит о том, что физическое пространство-время псевдоевклидово. Во-первых, такой выбор соответствует идеализированной связи полей и индукций вида

$$\vec{D} = \vec{E}, \quad \vec{B} = \vec{H}.$$

Она далека от реальности. В частности, она не соответствует процедуре измерения, потому что измерению всегда присуще взаимодействие поля с некоторым реальным устройством. Во-вторых, связи для полей и индукций соответствуют тензору

$$\Omega^{\mu} = \alpha \Theta^{\mu} + \beta u^{\mu} u^{\mu}.$$

Если использовать его в качестве метрики, мы приходим к пространству, характеризующему события. Его удобно назвать пространством событий и обозначить M_{SE} . При этом следует корректно задать четырехскорости u^{μ} , наполнив их физическим смыслом. Это же замечание справедливо для величин α , β . В-третьих, опыт может привести к изменению основных динамических уравнений и связей и использованию других выражений для Θ^{μ} и для Ω^{μ} . В-четвертых, пользование Θ^{μ} , Ω^{μ} не отменяет наличия и не меняет состояния физического пространства, в котором расположено явление. В физической практике, следуя опыту, его роль выполняет расслоенное многообразие Ньютона

$$M_{SS} = R^3 \times T^1,$$

где R^3 - трехмерное евклидово пространство, T^1 - одномерное евклидово время.

Принятие постулата, согласно которому скорость света в вакууме не зависит от скорости движения источника излучения u_f , (а в вакууме им является устройство, дающее это излучение), является данью расчету и не соответствует физике явления. Скорость источника излучения u_f , есть существенный физический фактор, с которого, и по форме и по сути, началась релятивистская физика, что требует к нему пристального внимания и правильного отношения. Заметим, что скорость u_f , должна быть введена в уравнения, если мы строим физическую модель, которая сама по себе все учитывает, уравнения, решения которых соответствуют эксперименту. Именно такой вариант предлагал рассматривать А. Эйнштейн. Он искал уравнения, которые в качестве решения давали бы зависимость скорости поля от скорости движения источника излучения, но не смог их найти. Понятно, что, исключив u_f , из уравнений электродинамики, сделать это невозможно. Достаточно очевидно, как это сделать. Действительно, физическая среда является вторичным источником излучения u_b . Ее скорость равна скорости движения среды u_m :

$$u_b = u_m.$$

Скорость u_m входит в уравнения электродинамики через связи между полями $F_{\mu\nu}$ и индукциями $\tilde{H}^{\mu}$ в виде соотношений Минковского. Тогда

$$\vec{D} + \left[\frac{\vec{U}_m}{c} \times \vec{H} \right] = \epsilon \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{U}_m}{c} \times \vec{B} \right] \right), \quad \vec{B} + \left[\frac{\vec{U}_m}{c} \times \vec{E} \right] = \mu \left(\vec{H} + \left[\frac{\vec{U}_m}{c} \times \vec{D} \right] \right).$$

Групповая скорость поля v_g зависит от скорости среды u_m

$$v_g = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) u_m.$$

Поэтому учесть скорость $\dot{u}_{fs}$ в уравнениях электродинамики следует через обобщенные связи между $\tilde{H}^{\alpha}$ и F_{mn} , что и сделано в работах [43, 100].

Сложно объединить $\dot{u}_m$ и $\dot{u}_{fs}$. Мы рассматриваем вариант простейшей связи, когда

$$\dot{u} = (1 - w)\dot{u}_{fs} + w\dot{u}_m,$$

$$w = 1 - \exp\left(-Q_0 \frac{\rho}{\rho_0}\right),$$

что соответствует условию гомотопической эквивалентности [111] скоростей $\dot{u}_{fs}$ и $\dot{u}_m$. Показатель отношения w становится тем *существенно новым* фактором, без учета которого *невозможно* построить модель электромагнитных явлений, согласованно учитывающую $\dot{u}_{fs}$ и $\dot{u}_m$. Заметим, что столь непростая (с физической точки зрения) ситуация проанализирована только на уровне оценки скоростей. Но меняются еще и частоты. Требование инвариантности уравнений электродинамики, принятое А. Эйнштейном, как хорошо известно [111], означает ограничение на класс эквивалентных решений, задавая *пространство решений* M_{sd} , которое имеет свою структуру. Из того факта, что расчет согласуется с опытом при использовании группы Лорентца, следует, что важную роль выполняет *каноническая* метрика Минковского

$$\Theta_{cd}^{\eta} = \text{diag}(1, 1, 1, 1).$$

Пространство решений M_{sd} может быть согласовано с пространством состояний M_{ss} , если допустить индуцирование из расслоенного многообразия $M_{ss} = R^3 \times T^1$ метрики пространства решений Θ_{sd}^{η} в форме соединения R^3 и T^1 . Тогда следует принять общее выражение

$$\tilde{\Theta}_{sd}^{\eta} = \text{diag}(1, 1, 1, w).$$

Именно его предлагал Лагранж [16], когда изучал структуру псевдоевклидова многообразия. Частная ситуация, когда $w=1$, не соответствует общим возможностям пространства решений.

Мы приходим к системе из трех пространств, которые (пока только на кинематическом уровне) обязаны использоваться в физической модели (рис. 1.1).

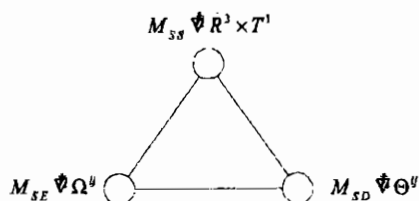


Рис. 1.1. Система пространств физической модели электромагнитных явлений

Значок $\tilde{\Theta}$ означает, что используется некоторое частное значение, хотя, конечно, не отрицаются другие возможности и варианты. Понятно, что на практике *нет и никогда не было отождествления этих пространств*. Во всех случаях, всегда

$$M_{SS} \neq M_{SD} \neq M_{SE}$$

в топологическом, геометрическом, алгебраическом и других смыслах. Понятно, что при моделировании общих ситуаций возможно использовать другие пространства, но невозможно отменить их различий. В релятивистской физике, наоборот, считается, что

$$M_{SS} = M_{SD} = M_{SE}.$$

Тензор плотности $\tilde{H}^k$, с физической точки зрения, более важен, чем тензор F_{mn} . Плотности токов j и плотности зарядов ρ ассоциированы с ним. Поэтому ситуации, когда на первый план выдвигается F_{mn} , физически слабы. Это замечание верно и для других калибровочных полей. Здесь со всей очевидностью и силой обнаруживается "водораздел" физического подхода к явлениям, когда важны токи, заряды и все то, что дает электромагнитные индукции, а поля рассматриваются как их проявления. По сути дела, и форма этому не противоречит, физический подход требует разработки концепции токов и зарядов, механизма их взаимодействий, учета всех факторов и обстоятельств, с ними связанных.

Расчетный подход к явлениям изначально фальсифицирует ситуацию, так как электромагнитное поле в вакууме, когда "нет" различий между F_{mn} и H^k рассматривается как реальная и основная посылка моделирования явлений. Но тогда, понятно, вакуум становится важнейшим звеном физического моделирования, тем элементом, на который "списывают" все удаchi и все недостатки согласования расчета и опыта. Более того, ортодоксальная квантовая теория идет дальше, предполагая, что электромагнитные явления можно описывать, вообще не пользуясь уравнениями Максвелла.

Реальность расположена, как это всегда было на практике, между сугубо физической моделью, учитывающей все тонкости и грани объектов и явлений и между сугубо математической моделью, способной быть очень "далекой" от реальности, но, в то же время, достаточной для согласования расчета с экспериментом. Специальная теория относительности является прекрасным образцом абсолютизации математического расчета вплоть до отрицания реальных физических факторов и обстоятельств. В частности, выбор отношения $w=1$, и только его, иллюстрирует факт отрицания реального перемещения отношения $w(\vec{x}, t)$, что приводит к отказу от условий реального измерения. В релятивистской электродинамике считалось, что среда может быть полностью учтена в теории, если известна ее плотность ρ , диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости. Получим, например, показатель преломления n для газа:

$$n = 1 + G_\lambda \frac{\rho}{\rho_0}, \quad n = \sqrt{\epsilon \mu}.$$

Анализ показал, что в отсутствие относительных скоростей среды, когда $\dot{u}_m = 0$ и когда $\dot{u}_{fs} = 0$, это действительно так. Но в случае, когда $\dot{u}_{fs} \neq 0$, $\dot{u}_m \neq 0$, нам нужно учесть факторы внешней инерции электромагнитного поля. Тогда в модель вводятся величины

$$\tilde{\Theta}^0 = \text{diag}(1, 1, 1, w), \quad \dot{u} = (1 - w)\dot{u}_{fs} + w\dot{u}_m.$$

Кроме этого, нужно использовать принципиально новую величину, названную показателем отношения:

$$w = 1 - \exp\left(-P_0 \frac{\rho}{\rho_0}\right).$$

Здесь P_0 - феноменологическая константа, ρ_0 - плотность среды при нормальных условиях. Понятно, что имеет место зависимость P_0 от длины волны λ .

Показатель отношения $w(x, z)$ важен еще и потому, что без него невозможно учесть реальные обстоятельства физического измерения. Ведь ситуация с $w=0$ и $w=1$ соответствует разным условиям. При $w=0$ мы учитываем $\vec{u}_{fs} \neq 0$ в вакууме, но тогда прямые измерения прибором невозможны, поскольку показатель отношения w меняется из-за взаимодействия излучения с прибором. При $w=1$ "потеряется" скорость $\vec{u}_{fs}$, так как $\vec{u} = (1-w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m$. Значит, прямые измерения способны исказить ситуацию, что приводит к естественным ошибкам в интерпретациях. Такой ошибкой, очевидно, является вывод, что скорость света в вакууме не зависит от скорости движения источника излучения. Правильно говорить и считать так: прибор, содержащий вакуум, трансформирует скорость $\vec{u}_{fs}$ в частоту поля и поэтому не способен обнаружить $\vec{u}_{fs}$. В электродинамике принято использовать поля $(\vec{E}, \vec{B})$, индукции $(\vec{H}, \vec{D})$, проницаемости (ϵ, μ) со значениями в поле комплексных чисел. При этом упорно предполагается, что скорости $(\vec{u}_m, \vec{u}_{fs})$ действительны. Более последовательно рассматривать все величины в одном числовом множестве.

1.3. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА МАКСВЕЛЛА СО СВЕРХСВЕТОВЫМИ СКОРОСТЯМИ

Предложено обобщение электродинамики Максвелла в движущихся средах, которое, во-первых, не использует специальной теории относительности Эйнштейна, во-вторых, в расчете и эксперименте базируется на пространстве Ньютона, в-третьих, в нем естественны сверхсветовые скорости, указаны условия, где и как их обнаружить, в-четвертых, оно единым образом описывает классические эксперименты Бредли, Майкельсона, Физо, Доплера. Обнаружен неизвестный ранее динамический механизм преобразования скорости, задающей внешнюю инерцию поля, в собственную частоту электромагнитного поля. Показано, что ненулевая масса покоя может быть конечной при скорости тела, равной скорости света в вакууме.

Известно, что единое описание экспериментальных данных в электродинамике Максвелла при учете всей совокупности относительных движений было достигнуто на основе специальной теории относительности, созданной Эйнштейном А. [8]. Она базируется на трех принципах: а) относительности, б) постоянства скорости света в вакууме, в) неявном постулате об отсутствии эфира.

В теории использована концепция относительной длины и времени, что соответствует модели пространства-времени Минковского. Группа Лоренца задает алгоритм кинематического описания физических явлений, в частности, эффекта Доплера и абберации. Этого оказалось достаточным не только для классической электродинамики. Глубина и полезность кинематического релятивистского метода подтверждена всем развитием физики XX века.

Однако новое время ставит новые задачи.

Экспериментально установлены корпускулярные свойства света, проявляющиеся в фотоэффекте и эффекте Комптона [112]. Но в современной теории фотон рассматривается как квазичастица. Именно релятивистский подход не позволяет ввести его размер и отрицает возможность его внутреннего движения. Квант света - фотон - бесструктурен.

Экспериментально Демельтом Х. [113] определен размер электрона $r_e \approx 10^{-22}$ м. Известно, что электрон и позитрон рождаются при столкновении γ -квантов:

$$\gamma + \gamma \Rightarrow e^- + e^+.$$

Описание таких явлений проводится квантовой электродинамикой, но в ней по-прежнему квантовые частицы бесструктурны.

Экспериментально подтверждено наличие спина - внутреннего движения у фотона и электрона, однако отсутствует его пространственно-временная модель.

Эти и другие факты инициируют вопросы:

- Является ли механизм релятивистского описания электродинамических явлений единственным?
- Возможно ли полное и последовательное описание всей совокупности экспериментальных данных без специальной теории относительности и без тех ограничений, которые из нее следуют?
- На какой основе и как это сделать, какие новые следствия это дает?

Покажем, что возможно *динамическое* описание изменения параметров электромагнитного поля в рамках *ньютоновского* пространства-времени, используя единственную систему координат и рассматривая систему отсчета как физическую среду, способную изменить параметры поля.

1.3.1. Динамические уравнения Максвелла в ньютоновском пространстве-времени

Будем исходить из концепции единичного наблюдателя, у которого имеются "абсолютные" эталоны длины и времени, согласованные с моделью многообразия Ньютона $R^3 \times T^1$. Физические законы электродинамики Максвелла, установленные в $R^3 \times T^1$, определим через трехмерные rot и div в векторном виде:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0,$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho, \quad \nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + 4\pi \frac{\vec{J}}{c}.$$

На основе выражений

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & B_z & -B_y & -iE_x \\ -B_z & 0 & B_x & -iE_y \\ B_y & -B_x & 0 & -iE_z \\ iE_x & iE_y & iE_z & 0 \end{pmatrix}, \quad H^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & H_z & -H_y & -iD_x \\ -H_z & 0 & H_x & -iD_y \\ H_y & -H_x & 0 & -iD_z \\ iD_x & iD_y & iD_z & 0 \end{pmatrix}$$

они получают тензорный вид

$$\partial_{[\mu} F_{\nu\sigma]} = 0, \quad \partial_\mu H^{\mu\nu} = S^\nu.$$

Легко показать, что эти уравнения аффинно инвариантны. Здесь ∂_μ - частные производные по координатам

$$x^1 = x, \quad x^2 = y, \quad x^3 = z, \quad x^0 = ict.$$

С физической точки зрения обе записи равноправны. Однако математический анализ общих вопросов удобнее проводить в тензорном виде.

Исходя из уравнений Максвелла, не используя концепции эфира, опишем единым образом опыты Бредли [4], Дошлера [5], Физо [6], Майкельсона [7], "постоянство" скорости света в вакууме Эйнштейна [8], приняв модель динамического изменения инерции поля и модель *ньютоновского* пространства и времени.

1.3.2. Обобщенная связь полей и индукций в электродинамике Максвелла

Известно, что для покоящейся изотропной среды связь полей и индукций имеет вид

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H},$$

где ϵ, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости.

Эти уравнения просты, что вводит в заблуждение. Позже мы увидим, что связи наиболее сложны, как и все конкретное. Но связи, к тому же, тонки и совершенны и они способны *управлять* явлениями.

В варианте, рассмотренном Минковским, когда среда является вторичным источником излучения, считается, что ее скорость $\vec{U}_m$ тождественно равна скорости источника излучения. Тогда

$$\begin{aligned} \vec{D} + \left[\frac{\vec{U}_m}{c} \times \vec{H} \right] &= \epsilon \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{U}_m}{c} \times \vec{B} \right] \right), \\ \vec{B} + \left[\frac{\vec{U}_m}{c} \times \vec{H} \right] &= \mu \left(\vec{H} + \left[\frac{\vec{U}_m}{c} \times \vec{D} \right] \right). \end{aligned}$$

Найдем новые связи между полями F_{mn} и индукциями H^k в форме [10]:

$$H^k = \Omega^{im} \Omega^{kn} F_{mn},$$

которые в частном случае переходят в указанные. Пусть

$$\Omega^{im} = \alpha (\Theta^{im} + \beta U^i U^m),$$

где α, β - скалярные функции, Θ^{im} - тензор инерции поля, $U^i = dx^i/d\Theta$ - четырехскорости, $d\Theta^2 = \Theta_{ij} dx^i dx^j$. Выражение для Ω^{im} найдено в [114] на основе решения системы нелинейных алгебраических уравнений, следующих из обобщенной формальной связи для полей и индукций, когда они рассматриваются при равной нулю скорости. Тогда

$$\Omega^{im} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \left[\Theta^{im} + \left(\frac{\epsilon \mu}{\chi} - 1 \right) U^i U^m \right].$$

Здесь $\Theta^{im} = \text{diag} (1, 1, 1, \chi)$, а $\chi = \det \Theta^{im}$. Тензор Ω^{im} не имеет особенности при $\chi = 0$. Действительно,

$$d\Theta = \frac{icdt}{\sqrt{\chi}} \left(1 - \chi \frac{U^2}{c^2} \right)^{1/2}, \quad U^k = \frac{dx^k}{d\Theta} = \frac{\sqrt{\chi}}{ic} \frac{dx^k}{dt} \left(1 - \chi \frac{U^2}{c^2} \right)^{-1/2}.$$

Для скоростей $U_n = \Theta_{nk} U^k$ имеем $U^k U_k = 1$. С учетом антисимметрии F_{mn} и H^k получаем выражение

$$H^{ik} = \Omega^{ikmn} F_{mn}, \quad \Omega^{ikmn} = 0,5(\Omega^{in}\Omega^{km} - \Omega^{in}\Omega^{km})$$

с условиями

$$\Omega^{ikmn} = -\Omega^{ikml} = -\Omega^{klnm}.$$

Уравнения Максвелла

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0,$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho, \quad \nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}$$

дополняются обобщенными связями [44]:

$$\vec{D} + \chi \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{H} \right] = \varepsilon \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{B} \right] \right), \quad \vec{B} + \chi \left[\vec{E} \times \frac{\vec{U}}{c} \right] = \mu \left(\vec{H} + \left[\vec{D} \times \frac{\vec{U}}{c} \right] \right).$$

1.3.3. Модельная задача

Пусть источник излучения движется вокруг Земли в вакууме со скоростью $\vec{U}'$, которая является скоростью первичного источника $\vec{U}|_{\rho=0} = \vec{U}'$. Пусть излучение распространяется из вакуума в атмосферу Земли с плотностью ρ , в которой при $\rho = \rho_0$ скорость вторичного источника излучения становится равной скорости физической среды

$$\vec{U}|_{\rho=\rho_0} = \vec{U}_m.$$

Введем скорость $\vec{U} = \vec{U}(\vec{U}', \vec{U}_m, w(\rho))$, полагая, что она зависит от функционала $w(\rho)$, который назовем фазой инерции электромагнитного поля или показателем отношения.

Подчиним скорость $\vec{U}$ релаксационному уравнению

$$\frac{d\vec{U}}{d\xi} = -P_0(\vec{U} - \vec{U}_m), \quad \vec{U}|_{\xi=0} = \vec{U}', \quad \xi = \rho/\rho_0,$$

что согласуется с указанной физической постановкой задачи [115]. Получим решение

$$\vec{U} = (1-w)\vec{U}' + w\vec{U}_m, \quad w = 1 - \exp\left(-P_0 \frac{\rho}{\rho_0}\right).$$

Показатель отношения w введен в модель из физических соображений. Он порожден динамикой параметров явления. Тогда

$$\vec{U}|_{\rho=\rho_0} = \vec{U}_m, \quad w|_{\rho=0} = 0, \quad \vec{U}|_{\rho=\rho_0} = \vec{U}_m, \quad w|_{\rho=\rho_0} = 1.$$

Примем дополнительное условие:

$$\chi = w.$$

1.3.4. Решение обобщенных уравнений Максвелла с $w = \text{const}$

Уравнения для потенциалов поля A_m в их четырехмерной форме при $w = \text{const}$ имеют вид [42]:

$$\left[\Theta^m \frac{\partial}{\partial x^k} \frac{\partial}{\partial x^k} - (\epsilon\mu - w) \left(U^k \frac{\partial}{\partial x^k} \right)^2 \right] A_m = -\mu U^i \Theta_{im}$$

при условии калибровки

$$\Theta^m \frac{\partial A_m}{\partial x^k} + (\epsilon\mu - w) \frac{\partial A_i}{\partial x^k} U^i U^k = 0.$$

Для векторного $\vec{A}$ и скалярного φ потенциалов согласно их определению

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \varphi, \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A}$$

получим

$$\hat{L}\vec{A} = -\frac{4\pi\mu}{c} \left\{ \vec{J} + \frac{\sigma\Gamma^2}{\sigma + w} \frac{\vec{U}}{c} (w\vec{U} \cdot \vec{J} - c^2\rho) \right\},$$

$$\hat{L}\varphi = -4\pi\mu \frac{\Gamma^2}{w + \sigma} \left\{ \rho \left(1 - \epsilon\mu \frac{U^2}{c^2} \right) + \sigma \frac{\vec{U} \cdot \vec{J}}{c^2} \right\}$$

и условие калибровки

$$\left(\nabla \cdot \vec{A} + \frac{w}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \frac{\sigma\Gamma^2}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \right) (\vec{U} \cdot \vec{A} - c\varphi) = 0.$$

Здесь

$$\hat{L} = \left(\Delta - \frac{w}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \sigma \frac{\Gamma^2}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \right)^2,$$

$$c = \epsilon\mu - w, \quad \Gamma^2 = (1 - w\beta^2)^{-1}, \quad \beta = \frac{U}{c}.$$

Функция Грина для векторных уравнений

$$G_0(\vec{r}, t) = 16\pi^4 \mu (r^2 + \xi^2)^{-1/2} \delta \left(t - \frac{1}{c} \frac{\epsilon\mu - \beta^2 w^2}{(1 - w\beta^2) \sqrt{\epsilon\mu}} (r^2 + \xi^2)^{1/2} \right)$$

указана в [115]. В цилиндрической системе координат, радиус-вектор которой есть $R = (\rho^2 + z^2)^{1/2}$, имеем величины

$$r^2 = \rho^2 \frac{\epsilon\mu(1 - w\beta^2)}{\epsilon\mu - \beta^2 w^2}, \quad \xi = z - \frac{\epsilon\mu - w}{\epsilon\mu - \beta^2 w^2} U t.$$

При $\beta = 0$ получим функцию Грина для покоящего источника в среде без дисперсии

$$G_0(\vec{r}, t)|_{\beta=0} = 16\pi^4 \mu \frac{1}{R} \delta \left(t - \frac{R\sqrt{\epsilon\mu}}{c} \right).$$

Она отлична от нуля на поверхности

$$t = \frac{1}{c} \frac{\epsilon\mu - \beta^2 w^2}{(1 - w\beta^2)\sqrt{\epsilon\mu}} \left(\rho^2 \frac{\epsilon\mu(1 - w\beta^2)}{\epsilon\mu - \beta^2 w^2} + \left(z - \frac{\epsilon\mu - w}{\epsilon\mu - \beta^2 w^2} U t \right)^2 \right)^{1/2}.$$

Это эллипсоид вращения, ось симметрии которого совпадает с $\vec{U}$, а положение центра задается соотношением

$$z_0 = U t \frac{\epsilon\mu - w}{\epsilon\mu - \beta^2 w^2}.$$

Центр поверхности, на которой функция Грина отлична от нуля, перемещается со скоростью

$$U_0 = U \frac{\epsilon\mu - w}{\epsilon\mu - \beta^2 w^2}.$$

Полуоси эллипса

$$a = ct \left(\frac{1 - w\beta^2}{\epsilon\mu - \beta^2 w^2} \right)^{1/2}, \quad b = ct \frac{\sqrt{\epsilon\mu(1 - w\beta^2)}}{\epsilon\mu - \beta^2 w^2}$$

нелинейно зависят от w . Имеем обобщенное дисперсионное уравнение

$$c^2 K^2 = w\omega^2 + \Gamma^2 (\epsilon\mu - w) \left(\omega - \vec{K} \cdot \vec{U} \right)^2$$

для электромагнитного поля. Из него следует выражение

$$\frac{\hbar}{V_s} = \frac{\partial \Phi}{\partial K} = c \frac{K + \sigma \Gamma^2 c^{-2} \vec{U} (\omega - \vec{K} \cdot \vec{U})}{\frac{\omega}{c} + \sigma \Gamma^2 c^{-1} (\omega - \vec{K} \cdot \vec{U})}$$

для групповой скорости. В нерелятивистском пределе

$$\frac{\hbar}{V_s} = \frac{c}{n} \frac{K}{K} + \left(1 - \frac{w}{n^2} \right) \left[(1 - w) \vec{U}_s + w \vec{U}_n \right].$$

1.3.5. Анализ полученных выражений

1. При $w = 0$ получим

$$\frac{\hbar}{V_s} = c \frac{K}{K} + \vec{U}_s.$$

Значит, в обобщенной модели электромагнитных явлений поле в вакууме движется таким образом, что центр поверхности, на которой функция Грина отлична от нуля, движется со скоростью $\vec{U}_s$, а полуоси эллипса в данном случае равны, задавая сферу переменного радиуса. Такая картина соответствует интуитивному пониманию факта, что в отсутствие внешних влияний поле сохраняет свою инерцию.

2. Обобщенная электродинамика Максвелла согласуется с опытами Майкельсона [7]. Согласно условиям его эксперимента, скорость среды, как и скорость источника излучения, были равны нулю: $\vec{U}_m = 0$, $\vec{U}_s = 0$. По этой причине из уравнений следует независимость скорости излучения от направления распространения излучения, так как

$$\frac{\hbar}{V_s} = \frac{c}{n} \frac{K''}{K'}.$$

3. Обобщенная электродинамика Максвелла согласуется с опытом Физо [6]. Согласно условиям опыта имеем $\ddot{U}_\beta = 0$ и $\omega = 1$, поэтому скорость равна

$$\frac{\hbar}{V_s} = \frac{c}{n} \frac{K''}{K'} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \ddot{U}_m.$$

Мы рассмотрели обобщение электродинамики Максвелла, в котором динамические уравнения оставлены без изменений и только связи между полями и индукциями обобщены. Они содержат скорость первичного источника излучения $\ddot{U}_\beta$, скорость среды $\ddot{U}_m$, а также новую величину: показатель отношения электромагнитного поля к среде $n(\rho)$. Расчет параметров поля и анализ экспериментальных данных выполнен в модели пространства Ньютона. Абсолютность длины и времени является базовым положением предлагаемого алгоритма анализа динамического изменения параметров поля. Выведены уравнения для четырехпотенциалов, следующие из обобщенной системы уравнений Максвелла. Найдена функция Грина и проанализированы ее физические следствия. Получено обобщенное выражение для групповой скорости поля. Показана зависимость скорости поля в вакууме от скорости первичного источника излучения.

1.3.6. Новое условие на фазу волны

Изучим динамику частоты поля. Групповая скорость электромагнитного поля, согласно полученным решениям, при $\omega \rightarrow 0$ не зависит от $\ddot{U}_\beta$. Такое изменение, с физической точки зрения, может и должно проявиться в поведении частоты. Чтобы разобраться, как это происходит, дополним дисперсионное уравнение обобщенным фазовым условием [51]:

$$\frac{\omega - K' \cdot \ddot{U}_\xi}{\left(1 - w_\xi \frac{U_\xi^2}{c^2}\right)^{1/2}} = \text{const}.$$

Оно не следует непосредственно из уравнений Максвелла. Поэтому допустимо считать, что скорость $\ddot{U}_\xi$ может быть отличной от введенной выше обобщенной скорости $\ddot{U}$. В рамках предложенного алгоритма и модели анализа введем

$$\ddot{U}_\xi(\ddot{U}_\beta, \ddot{U}_m, w_\xi(\rho)) \neq \ddot{U},$$

задавая для нее, аналогично $\ddot{U}$, уравнение

$$\frac{d\ddot{U}_\xi}{d\xi} = -P_\xi(\ddot{U}_\xi - \ddot{U}_*), \quad \ddot{U}_\xi|_{\rho=0} = \ddot{U}_\beta$$

релаксационного типа [115]. Стремясь сохранить $\ddot{U}_\beta$ в зависимости для $\ddot{U}_\xi$, в качестве релаксационного значения используем

$$\ddot{U}_* = \ddot{U}_\beta + \ddot{U}_m,$$

что допустимо в модели пространства Ньютона. Имеем решение

$$\ddot{U}_\varepsilon = \ddot{U}_\mu + w_\varepsilon \ddot{U}_m, \quad w_\varepsilon = 1 - \exp\left(-P_\varepsilon \frac{\rho}{\rho_0}\right).$$

Ситуация сложна: "с кинематической точки зрения" скорость $\dot{U}_\mu$ из-за взаимодействия со средой исчезает при $w=1$ и в групповой скорости не проявляется, "с энергетической точки зрения" она превращается в частоту a . Этого удается добиться потому, что дисперсионное и фазовое условия в предлагаемой модели выполняют разные роли и имеют функции, дополняющие друг друга. Их можно рассматривать как системы дисперсионных уравнений. Частоты a и скорости $\dot{U}$ интерпретируются тогда как внутренние и внешние потенциальные функции инерции поля.

1.3.7. Динамика эффекта Доплера и aberrации в электродинамике

Примем точку зрения, что изменение инерции электромагнитного поля происходит только из-за взаимодействия со средой или другими полями. Рассмотрим, как происходят эти процессы. Уточним модельную задачу. Пусть излучение с начальным значением частоты a_0 и волновым вектором $\vec{K}_0$ распространяется от источника, движущегося в вакууме со скоростью $\dot{U}_\mu$, к поверхности Земли, на которой находится наблюдатель. Пусть атмосфера покоится: $\dot{U}_m = 0$. Требуется рассчитать, как меняются частота a и волновой вектор $\vec{K}$ при взаимодействии излучения со средой. Примем дополнительное условие, согласовывающее "внешнее" и "внутреннее" поведение поля, полагая $w = w_\varepsilon$. Объединим в единую систему дисперсионное уравнение и фазовое условие [114]:

$$c^2 K^2 - w \omega^2 = \Gamma^2 (\varepsilon \mu - w) \left(\omega - \vec{K} \cdot \frac{\vec{n}}{c} \right)^2,$$

$$\omega = \omega_0 \left(1 - w U_\mu^2 / c^2 \right)^{1/2} + \vec{K} \cdot \frac{\vec{n}}{c}.$$

Примем допущения, что $K_x = 0$, $K_z = K_n$. Найдем зависимость a , K_x от начальных значений a_0 , K_n . Преобразуем, с точностью до $(U_\mu/c)^2$, дисперсионное уравнение к виду

$$AK_x^2 + BK_x + P = 0.$$

Его коэффициенты равны:

$$A = 1 - a \frac{U_\mu^2}{c^2}, \quad a = w + \varepsilon \mu w^2 - w^3,$$

$$B = w \frac{w_0}{c} \frac{U_\mu}{c} b, \quad b = 1 + \varepsilon \mu - w,$$

$$P = \frac{w_0^2}{c^2} \frac{U_\mu^2}{c^2} q, \quad q = w^2 - 2w^3 + w^4 + 2\varepsilon \mu w^2 - w^3 \varepsilon \mu.$$

Рассчитаем a , b , q для $\varepsilon \mu = 1$. Выразим решение через функцию

$$\Phi = w[(2-w) + (1-w)^{1/2}].$$

Получим для K_x нелинейную зависимость от w :

$$K_x = \dot{\Phi} \frac{\omega_0}{c} \frac{U_{\beta}}{c}.$$

Угол абберации определяется выражением:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{K_x}{K_z} = \frac{U_{\beta}}{c} \dot{\Phi}.$$

Связь начальной и промежуточной частоты

$$\omega = \omega_0 \left[\left(1 - w \frac{U_{\beta}^2}{c^2} \right)^{1/2} + \dot{\Phi} \frac{U_{\beta}^2}{c^2} \right]$$

зависит от w . Согласно расчетным данным, вдали от поверхности Земли

$$K_x = 0, \quad K_z = -\frac{a_0}{c}, \quad a = a_0.$$

По мере приближения к Земле величины K_x , a меняются непрерывно из-за изменения w . При $w = 1$ получим

$$K_x = \frac{\omega_0}{c} \frac{U_{\beta}}{c}, \quad \omega = \omega_0 \left(1 - \frac{U_{\beta}^2}{c^2} \right)^{-1/2}.$$

Эти величины согласуются с экспериментом Бредли и с формулой для поперечного эффекта Доплера. Аналогичные результаты получаются в специальной теории относительности. Предложенная модель электромагнитных явлений задает как конечные значения параметров динамического процесса, так и закон преобразования скорости в частоту.

Мы можем рассматривать специальную теорию относительности как теорию кинематического типа. Она применяется по алгоритму, соответствующему модели черного ящика, когда по входным параметрам явления задаются его величины на выходе, но сам процесс взаимодействия не анализируется. Новая модель описывает динамику величин $\{a, \dot{V}_s\}$:

$$\omega = \omega_0 + \left(\dot{\Phi} - \frac{1}{2} w \right) \frac{U_{\beta}}{c} \omega_{\beta}, \quad \dot{V}_s = \frac{c}{n} \frac{\ddot{K}}{K} + \left(1 - \frac{w}{n^2} \right) (1 - w) \dot{U}_{\beta},$$

где

$$\omega_{\beta} = \omega_0 \frac{U_{\beta}}{c}.$$

1.3.8. Новые эффекты в обобщенной электродинамике Максвелла

1. Сверхсветовые скорости электромагнитного поля в вакууме.

В вакууме $\rho = 0$ и потому $w = 0$. Групповая скорость поля

$$\dot{V}_s = c \frac{\ddot{K}}{K} + \dot{U}_{\beta}$$

зависит от скорости первичного источника излучения. Поверхность волнового фронта представляет собой сферу, так как $a = b = c_0 t$, а центр этой сферы перемещается со скоростью

$$\ddot{U}_s = \ddot{U}_s.$$

Картина распространения излучения в новой модели соответствует идее Ритца [116]. Из-за взаимодействия со средой, в частности с системой отсчета, скорость $\ddot{U}_s$ может "исчезнуть". Это происходит во всех случаях прямого измерения скорости света в вакууме [46]. Можно считать, что обобщенная модель электромагнитных явлений согласуется с "постоянством" скорости света в вакууме. Дополнительно она показывает, что для нахождения зависимости пригодны только косвенные эксперименты, когда измерение не влияет на величину $\ddot{U}_s$. Если излучение движется в гравитационном поле, то оно может повлиять на инерцию излучения, что важно учитывать при анализе распространения излучения в космосе, допуская значения $w = w_g \ll 1$.

2. Сверхсветовые скорости в движущемся разреженном газе.

Пусть источник излучения покоится относительно наблюдателя $\ddot{U}_s = 0$, а среда - поток газа - движется со скоростью $\ddot{U}_m$. Тогда для групповой скорости поля получим

$$\dot{V}_g = \frac{c}{n} \frac{\ddot{K}}{K} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right) w \ddot{U}_m.$$

Оптимальным, с точки зрения увлечения света средой, будет значение $w = 0.5$. При показателе преломления, близком к единице, ему соответствует скорость

$$\dot{V}_{g\text{max}} = c \frac{\ddot{K}}{K} + 0.25 \ddot{U}_m.$$

Поскольку $n = 1 - Q_1$, где $Q_1 \equiv 10^{-4}$, в стандартной теории получим значение

$$\dot{V}_g \equiv c_0 \frac{\ddot{K}}{K}.$$

Очевидно существенное отличие предсказаний предлагаемой модели электромагнитных явлений от алгоритма, основанного на релятивистской кинематике. Указанные условия соответствуют опыту Физо, когда в качестве рабочей среды используется движущийся разреженный газ. Такой эксперимент может быть выполнен в самое близкое время. Согласно динамической модели изменения инерции электромагнитного поля, можно добиться, меняя разреженность движущегося газа, что полосы в интерферометре Физо станут двигаться, иллюстрируя сверхсветовые скорости.

3. Возможность движения материальных тел со скоростью света в вакууме.

Анализ динамики поперечного эффекта Доплера для случая малых относительных скоростей приводит к заключению, что при $w = 1$ частота ω задается выражением

$$\omega = \frac{a_0}{\left(1 - \frac{U^2}{c^2}\right)^{1/2}}.$$

Умножим его на величину $\hbar/c^2$, где $\hbar$ - постоянная Планка. Тогда получим зависимость для массы, используемую в релятивистской динамике:

$$m = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{U_{\beta}^2}{c^2}\right)^{1/2}}.$$

Предлагаемая модель динамического изменения инерции электромагнитного поля дает другое выражение для связи частот. Покажем это. Используем рассмотренную выше задачу о распространении излучения из вакуума в атмосферу Земли, формально полагая, что скорость U_{β} стремится к величине, равной скорости света в вакууме. Ограничимся вариантом, когда достигнуто значение $w = 1$. Тогда $\dot{U} = 0$, $cK_z = n\omega_0$. Поскольку U_{β}/c близко к единице, возьмем показатель преломления, отличный от единицы: $n = 1 + Q$, где $Q \ll 1$. Тогда получим систему уравнений вида

$$c^2 K_z^2 = n^2 (\omega^2 - \omega_0^2), \quad \omega = \omega_0 \left(1 - \frac{U_{\beta}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \frac{n}{c} U_{\beta} (\omega^2 - \omega_0^2)^{1/2}.$$

Квадратное уравнение для частоты

$$\omega^2 - 2\omega\omega_0\sigma\left(1 - \frac{U_{\beta}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \omega_0^2\sigma\left(1 + \frac{U_{\beta}^2}{c^2}\Psi\right) = 0$$

содержит множитель

$$\sigma = [1 - U_{\beta}^2(1 + \Psi)/c^2]^{-1}, \quad \Psi = 2Q + Q^2, \quad n = 1 + Q.$$

Значение предельной частоты поля задается законом [117]:

$$\omega = \omega_0\sigma\left[\left(1 - \frac{U_{\beta}^2}{c^2}\right)^{1/2} - \frac{U_{\beta}^2}{c^2}\Psi^{1/2}(1 + \Psi)^{1/2}\right].$$

Он не имеет особенности при $U_{\beta} \rightarrow c$. Тогда

$$\omega^* = \lim_{U_{\beta} \rightarrow c} \omega = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{\Psi}\right)^{1/2}.$$

Полагая, что масса пропорциональна частоте, получаем новую зависимость:

$$m = m_0 \frac{\left(1 - \frac{U^2}{c^2}\right)^{1/2} - \frac{U^2}{c^2} \Phi^{1/2} (1 + \Phi)^{1/2}}{1 - \frac{U^2}{c^2} (1 + \Phi)}.$$

Значение Φ следует находить опытным путем. В общем случае $\Phi \neq \Psi$.

4. Механический закон сохранения энергии для фотона.

При распространении излучения в разреженном газе от первичного источника, движущегося в вакууме со скоростью $\dot{U}_{\beta}$, происходит динамическое изменение его групповой скорости $\dot{V}_{\beta}$ и частоты ω . При малых относительных скоростях частота ω на конечной стадии динамического процесса отличается от начальной частоты ω_0 на величину

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 = 0.5\omega_0 \frac{U_{\beta}^2}{c^2}.$$

Умножим это выражение на постоянную Планка $\hbar$ и воспользуемся определением Эйнштейна для массы инерции фотона

$$m_{in} = \hbar \frac{a_0}{c^2}.$$

Введем следующие определения:

а) кинетическая энергия фотона, обусловленная скоростью первичного источника излучения, есть

$$E_{кин} = 0.5\hbar \frac{a_0}{c^2} U_{\beta}^2,$$

б) потенциальная энергия фотона есть $\Delta U = \hbar(a - a_0)$.

Тогда $\Delta U = E_{кин}$. С физической точки зрения ситуация выглядит так: вначале фотон имел скорость U_{β} , дополнительную к скорости света в вакууме c , и частоту a_0 , при взаимодействии со средой он "преобразовал" скорость U_{β} в добавку к частоте Δa .

Выводы:

1. Возможно обобщение связей между полями и индукциями в электродинамике Максвелла, позволяющее учитывать все инерциальные факторы, которое, во-первых, не использует специальной теории относительности, во-вторых, базируется на пространстве Ньютона, в-третьих, допускает сверхсветовые скорости и указывает условия, где и как их обнаружить, в-четвертых, описывает известные экспериментальные факты, дополнительно задавая динамику инерционных параметров электромагнитного поля.
2. Согласно предлагаемому варианту эффекты Бредли, Майкельсона, Физо, Доплера имеют динамическую природу.
3. Специальная теория относительности корректно связывает между собой начальные и конечные значения динамических процессов, соответствуя алгоритму модели черного ящика, поэтому она верна настолько, насколько пригоден указанный алгоритм.
4. Существует динамический механизм преобразования скорости первичного источника излучения в частоту электромагнитного поля из-за взаимодействия его со средой, при котором выполняется "механический" закон сохранения энергии.
5. Скорость света в движущемся разреженном газе может превысить скорость света в вакууме.
6. Скорость электромагнитного поля в вакууме не ограничена своим предельным значением c , но, чтобы измерить ее, нужно учесть как влияние измерительного устройства на поле, так и тех условий, в которых распространяется поле.
7. Модель предсказывает возможность движения тел ненулевой массы со скоростью света в вакууме.

1.4. СОБСТВЕННАЯ И НЕСОБСТВЕННАЯ ИНЕРЦИЯ

Выделены факторы внутренней, собственной и внешней инерции электромагнитного поля. Они представлены внешними, внутренними и связевыми составляющими. Калибровочная группа $\alpha(x)$ электромагнитного поля дополнена группой управления $w(x)$ и группой смещения $\chi(x)$ параметров инерции. Показано, что в расчете и в эксперименте они проявляются вместе, что усложняет анализ динамики инерции.

Обычно в электродинамике Максвелла находят групповую $\dot{V}_g''$, фазовую $\dot{V}_f''$, скорости и частоту ω при заданных выражениях для проницаемостей ϵ, μ . Рассматривая их при значении $\dot{U}_g' = \dot{U}' = 0$, назовем используемые величины соответственно связевыми - (ϵ, μ), внешними - ($\dot{V}_g'', \dot{V}_f''$) и внутренними - ($a = a_g$) параметрами собственной инерции электромагнитного поля.

Дисперсионное уравнение

$$c^2 K^2 = w \omega^2 + \Gamma^2 (\epsilon \mu - w) (\omega - K \cdot \dot{U}'')^2,$$

которое получается из уравнений Максвелла

$$\partial_{[k} F_{mn]} = 0, \quad \partial_k H^{ik} = s^i, \quad H^{ik} = \Omega^{im} \Omega^{kn} F_{mn}$$

с обобщенными связями между полями F_{mn} и индукциями H^{ik} в форме

$$\Omega^{im} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \left[\Theta^{im} + \left(\frac{\epsilon \mu}{w} - 1 \right) U^i U^m \right],$$

при $\Theta^{im} = \text{diag}(1, 1, 1, w)$, $U^i = dx^i/d\Theta$, задает $\dot{V}_g'' = \frac{\partial a_g}{\partial K}$.

Фазовое условие

$$\frac{\omega - (K \cdot \dot{U}_g'')}{(1 - w_g U_g^2/c^2)^{1/2}} = \text{const},$$

дополняя дисперсионное уравнение, позволяет определить частоту ω . Скорость $\dot{V}_f''$ образует пару с $\dot{V}_g''$. Обозначение $a = a_g$ выбрано, следуя Эйнштейну, чтобы для кванта поля ввести массу инерции m_{in} согласно соотношению

$$m_{in} = \frac{\hbar}{c^2} \omega = \frac{\hbar}{c^2} \omega_g,$$

где $\hbar$ - постоянная Планка. В механике материальных тел масса является внутренним параметром его инерции, что оправдывает аналогичное название для a_g , когда рассматривается поле.

В общем случае, согласно разделу 1.3, мы изучаем условия

$$U' = (1 - \chi) U_{\beta}' + \chi U_{\alpha}', \quad \Theta' = \text{diag}(1, 1, 1, w), \quad U_g^2 = U_{\beta}^2 + \chi_g U_{\alpha}^2,$$

$$w_z = 1 - \exp\left(-P_z \frac{\rho}{\rho_0}\right), \quad w = 1 - \exp\left(-P \frac{\rho}{\rho_0}\right),$$

полагая, что скаляры (χ, χ_z) задают пару групп смешения, а скаляры (w, w_z) - пару групп управления несобственной инерцией электромагнитного поля. При скоростях $\dot{U}_\beta = 0$, $\dot{U}_m = 0$, ни (χ, χ_z) , ни (w, w_z) не проявляют себя и мы назовем их связевыми, а $\dot{U}_\beta \neq 0$, $\dot{U}_m \neq 0$ внешними факторами несобственной инерции.

Действительно, при скорости $\dot{U}$, равной нулю, получим

$$U^k|_{\dot{U}=0} = (0, 0, 0, \sqrt{w}),$$

$$\Omega^j|_{\dot{U}=0} = \alpha \Theta^j, \quad i, j = 1, 2, 3, \quad \Omega^{0i} = \Omega^{i0} = 0,$$

$$\Omega^{00}|_{\dot{U}=0} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \left[w + \left(\frac{\varepsilon \mu}{w} - 1 \right) w \right] = \varepsilon \sqrt{\mu},$$

$$\Omega^{kn}|_{\dot{U}=0} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \text{diag}(1, 1, 1, \varepsilon \mu).$$

Эта величина, найденная для покоя, обобщается далее с учетом всех факторов, обусловленных движением. Равенства $w = w_z = \chi = \chi_z$ являются частным случаем общей ситуации. Введем пару импульсов

$$P = m_m U, \quad P_z = m_m U_z$$

и соотношения

$$\lambda = \frac{c}{\omega_n}, \quad \lambda_z = \frac{c}{\omega_{nz}}.$$

Воспользуемся формулой Бройля

$$P = \frac{\hbar}{\lambda}.$$

Тогда

$$m_m U = \frac{\hbar}{c^2} \omega_E U = \frac{\hbar}{c} \omega_n, \quad m_m U_z = \frac{\hbar}{c^2} \omega_E U_z = \frac{\hbar}{c^2} \omega_{nz}.$$

Величины

$$\omega_n = \omega_E \frac{U}{c}, \quad \omega_{nz} = \omega_E \frac{U_z}{c}$$

назовем внутренними параметрами несобственной инерции электромагнитного поля (табл.1).

Таблица 1.

Параметры инерции электромагнитного поля			
Параметры инерции		внешние	внутренние
Характеристики			связевые
СОБСТВЕННЫЕ	$\dot{V}_g, \dot{V}_f$	a_E	ε, μ
НЕСОБСТВЕННЫЕ	$\dot{U}_\beta, \dot{U}_m$	a_n, a_{nz}	w_z, χ_z, w, χ

Поведение α_β и α_ξ различно, потому что различны скорости $\dot{U}$ и $\dot{U}'_\xi$:

$$\dot{U} = (1-w)\dot{U}'_\beta + w\dot{U}'_m, \quad \dot{U}'_\xi \triangleq U_\beta + w_\xi \dot{U}'_m.$$

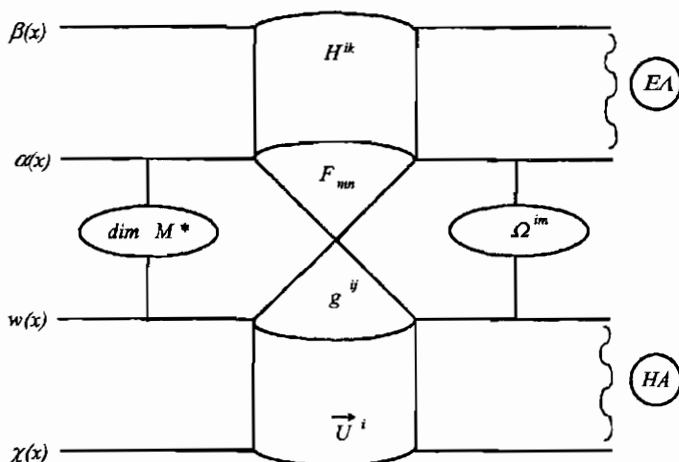


Рис. 1.2. Элементы инерции

Мы обнаружили, что собственная скорость $v = c/n$ управляется показателем преломления n , а несобственные (внешние) скорости, например, $\dot{U} = (1-w)\dot{U}'_\beta + w\dot{U}'_m$ управляются показателем отношения w . В реальной задаче имеет место их смешение, оно способно усложнить и запутать анализ. Используя калибровочные поля $\alpha(x)$ и $\beta(x)$ для двух полей F_m и H_m , а также величины $w(x)$, $\chi(x)$, имеем систему элементов инерции (рис. 1.2). Дополняя калибровочную группу $\alpha(x)$ и проницаемости ϵ, μ фазами управления $w(x)$ и смещения $\chi(x)$ инерции, получим факторы инерции (рис. 1.3).

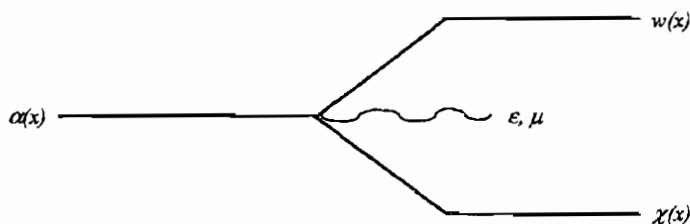


Рис. 1.3. Факторы инерции

Параметры, соответствующие динамической модели инерции электромагнитного поля на "луче света" изображены на рис. 1.4.

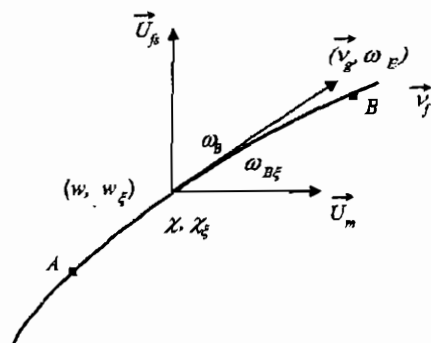


Рис. 1.4. Картина параметров инерции

"Тензор" инерции Ω^{im} является многоуровневым, он зависит от (ϵ, μ) , Θ^m , U^i , а они зависят от других величин (рис. 1.5).

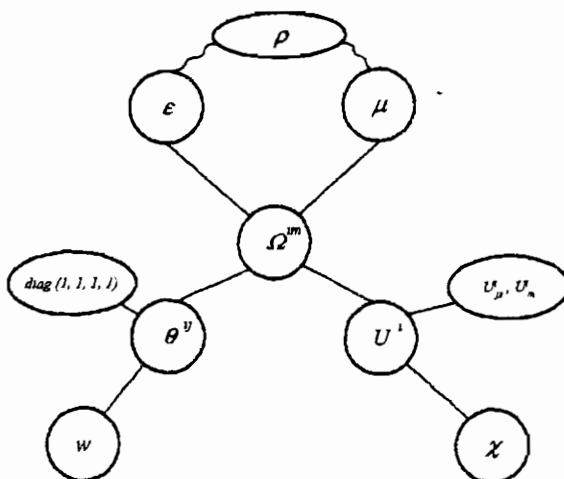


Рис. 1.5. Структура тензора инерции

В общем случае связи учитывают ускорения и те факторы, которые с ними связаны. Так, $\Omega^y = \alpha \Theta^y + \beta U^i U^j$, то

$$\frac{\partial \Omega^y}{\partial x^k} = \frac{\partial \alpha}{\partial x^k} \Omega^y + \alpha \frac{\partial \Theta^y}{\partial x^k} + \frac{\partial \beta}{\partial x^k} U^i U^j + \beta \frac{\partial}{\partial x^k} (U^i U^j).$$

Изменения элементов могут быть заданы системой уравнений:

$$\frac{\partial a}{\partial x^k} = f_k^i, \quad \frac{\partial \Theta^j}{\partial x^k} = f_k^j, \quad \frac{\partial \beta}{\partial x^k} = f_k^j, \quad \frac{\partial}{\partial x^k} (U^i U^j) = P_k^j.$$

Ситуация становится еще более сложной, когда связи зависят от ускорений w^i :

$$\Omega^j = \alpha \Theta^j + \beta U^i U^j + \gamma (U^i W^j + U^j W^i) + \delta W^i W^j.$$

В динамике инерции электромагнитного поля реализуются состояния, представляющие собой СМЕСЬ собственных и несобственных параметров инерции. В расчете и в эксперименте мы имеем соотношения

$$\omega = a_0 + b_1 \dot{\omega}, \quad \dot{\nu} = a_2 \dot{\nu}_0 + b_2 \dot{\nu},$$

где $a_0, \dot{a}$ - собственные и несобственные внутренние параметры инерции, $\dot{\nu}_0, \dot{\nu}$ - собственные и несобственные внешние параметры инерции. Коэффициенты a_1, b_1, a_2, b_2 , могут быть достаточно сложными.

Отметим нетривиальность фазового условия. Оно дополнительно к дисперсионному уравнению, которое соответствует внешним полям F_{mn} и индукциям H^{ik} . Введем внутренние поля f_{mn} и индукции h^{ik} , полагая, что они являются причиной и поводом для фазового условия. Используем вариант неравноправного соединения полей:

$$\dot{F}_{mn} = F_{mn} + \sqrt{i} f_{mn}, \quad \dot{H}^{ik} = H^{ik} + i h^{ik}, \quad \dot{\Omega}^{lm} = \Omega^{lm} + i \frac{1}{4} a^{lm},$$

где i - мнимая единица. Обобщенные уравнения Максвелла, расширенные на указанные величины, дают уравнения для внутренних полей

$$\partial_{[ik} f_{mn]} = 0, \quad \partial_k h^{ik} = s^i, \quad h^{ik} = \omega^{im} \omega^{kn} f_{mn}.$$

Пусть

$$\omega^{lm} = \frac{1}{\sqrt{w_\xi}} P_\xi^l U_\xi^m.$$

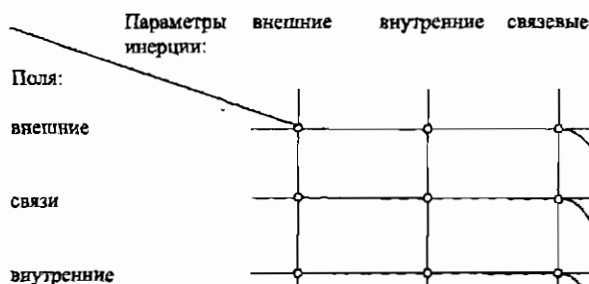
Здесь $P_\xi^l = (1, 1, 1, w_\xi)$, где w_ξ - внутренний скалярный функционал. Интервал определим по четырехметрике

$$d\Theta_\xi = \varepsilon_{\mu\nu} P_\xi^\mu P_\xi^\nu dx^\mu dx^\nu,$$

где $\varepsilon_{\mu\nu}$ - четырехиндексный символ Кронекера. Тогда дисперсионное уравнение для внутренних полей есть фазовое условие, если отождествить $a_\xi \approx a_\xi$. Возникает ощущение, что у фотона есть параметры, задающие его внутреннее движение, в частности, внутренние скорости $\dot{\nu}_\xi^{in}, \dot{\nu}_\xi^{out}$ и частоту ω_ξ , которые согласованы как с его внешними параметрами, так и с уравнениями Максвелла для них. Оба согласования нетривиальны. По-видимому, допускаются другие возможности, вплоть до существенного различия внешнего и внутреннего поведения поля. Структура внутренних и связевых факторов несобственной инерции электромагнитного поля соответствует схеме, приведенной выше. Здесь $\alpha(x), \beta(x)$ - калибровочные группы для двухтензорного электромагнитного поля (обе они скрыты, не используются в уравнениях поля и "проявляют себя" через вариационный формализм Эйлера-Лагранжа), $w_\xi(x), \chi_\xi(x)$ - группы управления и смешения факторов инерции поля. Значит, анализ динамики инерции электромагнитного поля, если мы стремимся к его физической полноте, предполагает учет внешних и внутренних полей, имеющих связи между собой, а также имеющих собственную и не-

собственную инерцию, с внешними, внутренними и связевыми параметрами. При этом собственная и несобственная инерции сложны связями между собой. Наглядно это выражено рис. 1.6.

Факторы собственной инерции



Факторы несобственной инерции

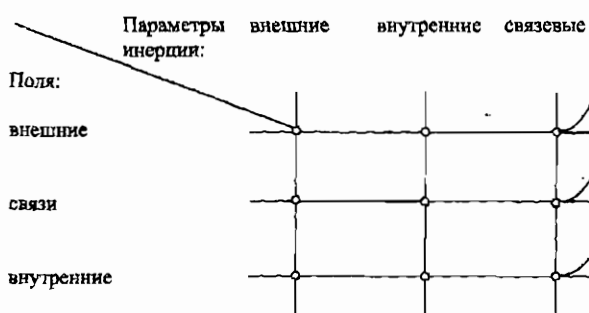


Рис. 1.6. Факторы собственной и несобственной инерции

Выполним сопоставление полям $(\overset{n}{E}, \overset{n}{B})$ параметров собственной инерции $(a_E, \overset{n}{v}_E, \overset{n}{v}_B, n)$, а индукциям $(\overset{n}{H}, \overset{n}{D})$ - параметров несобственной инерции $(a_B = a_E u/c, U_n, U_B, w)$. Теоретически такая возможность есть. Фактически мы имеем как бы два поля и две инерции.

Инерция существенно сложна по своей структуре, связям и динамике. Возможно поэтому Эйнштейн за ее решение "уплатил" высокую цену: отказался от абсолютного пространства и времени Ньютона и принял ограничение на скорость света, столь чуждое его мятежному духу. Значит, к анализу динамики, структуры, связей инерции следует отнестись со всей серьезностью, применяя самые современные средства и алгоритмы. Мы имеем пока только начало нового пути. И только пока для абелева калибровочного поля.

1.4.1. Собственная и несобственная силы

Инерция, которую Вейль Г. называл управляющим воздействием, дополнительна силе. Вместе они образуют пару факторов движения и потому обязаны всегда рассматриваться совместно. Следуя принципу аналогии и используя анализ инерции, введем в физику собственную и несобственную силы.

Назовем *собственной силой* ту, которая, следуя подходу Ньютона, основана на концепции ненулевого, физически измеримого заряда q и имеет *алгебраическую природу*. В качестве примера приведем силу Лорентца. Согласно разделам 3.3 и 3.4 она задается величиной

$$F = iq (g_{\mu\nu} a^\mu u^\nu \Psi - r_{\mu\nu} b^\mu u^\nu \bar{\Psi}),$$

где (a^μ, b^μ) - генераторы алгебры для группы $V(4)$, q - электрический заряд, u^μ - четырехскорости, Ψ - волновая функция, $(g_{\mu\nu}, r_{\mu\nu})$ - канонические метрики пространства событий SE .

Назовем *несобственной силой* ту, которая, следуя подходу Эйнштейна, имеет дифференциально-геометрическую природу и "безотносительна" к физическому заряду. Будем считать, развивая этот подход, что объект с нулевым физическим зарядом подчиняется "силе", которая реализует себя через метрику $\tilde{g}^{\mu\nu}$ и связность $\tilde{\Gamma}^i_{jk}$ соответствующего ей динамического пространства событий SE . В частности, согласно главам 1 и 3, имеем выражения:

$$\tilde{g}^{\mu\nu} = \text{diag}(1, 1, 1, w \cdot 1), \quad w \in H^0(G, A), \quad \tilde{\Omega}^\nu = a \tilde{g}^{\mu\nu} + b \tilde{u}^\mu \tilde{u}^\nu, \quad \nabla_\lambda \tilde{\Omega}_\nu = 0.$$

Собственная скорость $v_g = c/n$ управляется показателем преломления n , несобственная скорость $\tilde{u}^\mu = (1 - w) u^\mu_{\mu} - w u^\mu_{\mu}$ управляются показателем отношения w . В электродинамике Максвелла со сверхсветовыми скоростями величины $\tilde{g}^{\mu\nu}$, $\tilde{\Gamma}^i_{jk}$ зависят от активных 0-когомологий $w(x, t)$, которые входят в силу Лорентца через канонические метрики инерции $(g_{\mu\nu}, r_{\mu\nu})$. Следовательно, существует *связующая сила*, которая имеет топологическую природу и задается посредством активных когомологий $H^1(g, A)$, реализуя деформационные степени свободы явления. Чтобы достичь необходимого и достаточного понимания объектов и явлений, нужно изучить всю совокупность сторон и свойств движений. Примем во внимание связующую инерцию и связующую силу, обусловленные динамикой когомологий. Их природа топологична. Актуально их физическое изучение. Дадим графическое представление совокупности факторов инерция и силы системой "треугольников", условно отображая их алгебраические, дифференциально-геометрические, топологические аспекты и учтем, следуя опыту, что есть их видимое и скрытое проявление (рис. 1.7).

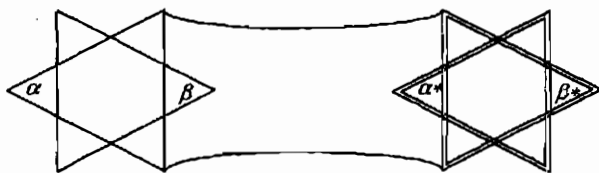


Рис. 1.7. Диаграмма факторов движения

α, β - видимая инерция и сила; α^*, β^* - скрытая инерция и сила.

По-видимому, аналогичные представления пригодны для изучения других зарядов, которые отличны от массы, если инерция присуща любому заряду.

1.5. СТАДИИ ДИНАМИКИ ВНЕШНЕЙ ИНЕРЦИИ

Выделены стадии динамического процесса изменения внешней инерции электромагнитного поля. Предложен вариант моделирования динамики на основе изучения геодезического расслоенного многообразия, в котором четырехскорости выполняют роль координат базы, четырехвращения - роль координат слоя. Представлена схема элементов, относящихся к анализу динамики внешней инерции электромагнитного поля. Фактически предложено использовать все скорости и все механизмы их изменения как в классической, так и в квантовой теории.

Поскольку электромагнитное поле есть поле калибровочное, естественно считать, что оно показывает механизм динамики разных видов инерции и что собственная и внешняя инерция свойственны любому калибровочному полю, что нужно полно и последовательно моделировать и применять на практике. Будем рассматривать инерцию электромагнитного поля в ее собственном и несобственном проявлениях, каждое из которых имеет внешние, внутренние и связывающие параметры. Все они могут меняться динамически. Поэтому уравнения Максвелла следует дополнить динамическими уравнениями для параметров инерции.

Динамические уравнения для собственных параметров инерции задаются непосредственно уравнениями динамики Максвелла, которые являются обобщением макроскопического опыта. Динамические уравнения для несобственных параметров инерции самостоятельны. Обычно через них учитывается динамика физической среды, так как связи между полями и индукциями содержат скорость среды. В общем виде рассмотрим всю совокупность вопросов, относящихся к несобственной инерции поля и ее проявлениям. Согласно подходу, принятому в разделах 1.3-1.4, необходимо задать связи для полей и индукций

$$\Omega^m = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \left[\Theta^m + \left(\frac{\varepsilon \mu}{w} - 1 \right) U' U^m \right],$$

в которых величины

$$(\Theta^m, U' = dx'/d\Theta, \varepsilon, \mu, w)$$

подчинены согласованным динамическим уравнениям, формируя алгоритм анализа динамики несобственной инерции электромагнитного поля. Заметим, что измерительное устройство во всех ситуациях и во всех случаях есть некоторая физическая среда и потому измерение влияет на излучение. Это влияние способно существенно изменить инерционные параметры электромагнитного поля. Заметим, что устройство, являющееся источником первичного излучения, обычно имеет собственные инерционные параметры и потому задает начальную несобственную инерцию поля.

Выделим пять стадий динамического процесса изменения инерции:

- а) поле в первичном излучающем устройстве;
- б) переход поля из первичного устройства в вакуум или другую среду;
- в) динамика электромагнитного поля под влиянием внешних к нему факторов;
- г) переход поля в измерительное устройство;
- д) распространение поля в измерительном устройстве.

Представим эти стадии на рис. 1.8.

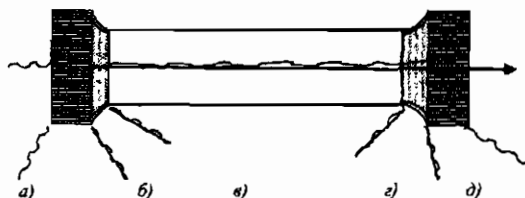


Рис. 1.8. Стадии динамического процесса изменения инерции

Поскольку скорость $\dot{U}$ является стандартной кинематической характеристикой инерции поля, аналогичной скорости материального тела, для нее могут выполняться динамические уравнения механики Ньютона

$$\frac{d\dot{U}}{dt} = \dot{F}.$$

Примем это предположение, полагая, что на стадиях б) и г) выполняется релаксационное уравнение для параметров u^k группы заполнения G , вида

$$\frac{d\dot{U}}{d\xi} = -P_0 \left(\dot{U} - \dot{U}_m \right), \quad \dot{U}|_{\xi=0} = \dot{U}_f,$$

где $\xi = \rho/\rho_0$ - безразмерная плотность среды, P_0 - константа. Тогда его решение индуцирует управляющее поле $\chi(\vec{x}, t)$, связывая скорости $\dot{u}_f$ и $\dot{u}_m$ в единый комплекс, а величину χ с физическими условиями задачи:

$$\ddot{U} = (1 - \chi)\ddot{U}_f + \chi\ddot{U}_m, \quad \chi = 1 - \exp(-P_0 \rho/\rho_0).$$

Уравнения релаксационного типа могут быть записаны в форме

$$\frac{d\dot{U}}{dt} = -P_0 \frac{d\xi}{dt} \left(\dot{U} - \dot{U}_m \right),$$

что показывает мультипликативную природу изменения скорости. Для отношения w можно применить уравнение

$$\frac{dw}{d\xi} = -P_0 (w - 1).$$

Так мы выполнили предварительный анализ ситуаций, относящихся к конкретной задаче. Оценены параметры излучения для случая, когда пройдена релаксационная стадия. Примем точку зрения, что четырехскорости U^i , задающие внешнее проявление инерции, могут быть дополнены четырехвращениями ω^a , задающими внутреннее проявление инерции. С целью моделирования изменений (U^k, ω^a) используем модель расслоенного многообразия с координатами базы U^k и координатами слоя ω^a . Принятый подход подкреплен опытом, так как известно, что скорость способна влиять на частоту. Если класс допустимых преобразований координат пространства (U^k, ω^a) упрощен, так что

$$U^{k'} = U^k(U^k), \quad \omega^{a'} = \omega^a(\omega^a, U^k),$$

то анализ становится наглядным. Так в физику явно вводится идея, что частицы, из которых состоит поле, имеют высшие скорости u' и внутренние движения с a^a , что

частицы неточечные, и что этот факт можно учесть моделью расслоенного многообразия. В каждой точке (U^k, ω) имеем касательное и кокасательное пространства с реперами

$$T(U, \omega) = \{V_i = \partial/\partial U^i, \Omega_\alpha = \partial/\partial \omega^\alpha\}, \quad T^*(U, \omega) = \{dU^i, d\omega^\alpha\}.$$

Для матриц преобразования координат получим

$$A = \begin{pmatrix} U_i^r & 0 \\ \omega_i^\alpha & \omega_\alpha^\sigma \end{pmatrix}, \quad A^{-1} = \begin{pmatrix} U_i^r & 0 \\ \omega_r^\sigma & \omega_\alpha^\sigma \end{pmatrix}.$$

Слоевой $\overset{n}{e}_\alpha$ и базовый $\overset{n}{e}_i$ реперы меняются по правилу

$$\overset{n}{e}_\alpha = \omega_\alpha^\sigma \overset{n}{e}_\sigma, \quad \overset{n}{e}_i = U_i^r \overset{n}{e}_r + \omega_i^\alpha \overset{n}{e}_\alpha.$$

Кореперы меняются аналогично. Выберем инвариантный репер

$$\overset{n}{E}_i = \overset{n}{e}_i - \Gamma_i^\alpha \overset{n}{e}_\alpha,$$

требуя, чтобы он был тензором. Тогда индуцируется преобразование объекта линейной связности $\Gamma_i^\alpha(U, \omega)$ по закону

$$\Gamma_i^{\alpha'} = U_i^r (-\omega_r^{\alpha'} + \omega_\sigma^{\alpha'} \Gamma_i^\sigma).$$

Получим инвариантный репер

$$\Omega^\alpha = d\omega^\alpha + \Gamma_k^\alpha dU^k.$$

Произвольное векторное поле представится в виде инвариантных базового и слоевого векторных полей. Из условия тензорности

$$D\xi^{\alpha'} = U_i^r D\xi^{\alpha'}$$

при определении

$$D\xi^{\alpha'} = d\xi^{\alpha'} + \xi^k (\Gamma_k^{\alpha'} dU^k + C_{k\alpha}^{\alpha'} \Omega^\alpha)$$

следует закон преобразования связностей

$$\Gamma_{j\alpha'}^r = U_i^r (U_{j\alpha'}^i + U_j^i U_{k\alpha'}^k \Gamma_{ik}^r),$$

$$C_{j\alpha'}^r = U_i^r U_j^i \omega_\alpha^r C_{j\alpha}^i.$$

Аналогично для вертикального поля из условия

$$D\xi^{\alpha'} = Y_\alpha^{\alpha'} D\xi^\alpha$$

при определении

$$D\xi^\alpha = d\xi^\alpha + \xi^\beta (\Gamma_\beta^\alpha U^k + C_{\beta\gamma}^\alpha \Omega^\gamma)$$

следуют законы преобразования связности

$$C_{\beta\gamma'}^{\alpha'} = \omega_\alpha^{\alpha'} (\omega_{\beta\gamma'}^\alpha + \omega_\beta^\beta \omega_{\gamma'}^\alpha C_{\beta\gamma}^\alpha),$$

$$\Gamma_{\beta\alpha'}^\alpha = \omega_\alpha^{\alpha'} \omega_{\beta\alpha'}^\alpha + \omega_\alpha^{\alpha'} \omega_\beta^\beta \Gamma_{\beta\alpha}^\alpha + \omega_\alpha^{\alpha'} \omega_{\beta\gamma'}^\alpha U_k^\beta (\omega_{\alpha'}^\gamma - \omega_\gamma^\alpha \Gamma_{\alpha'}^\gamma).$$

Инвариантный дифференциал выражается через пару ковариантных производных

$$D\xi^i = dU^k \nabla_k \xi^i + \Omega^a \nabla_a \xi^i,$$

$$D\xi^a = dU^k \nabla_k \xi^a + \Omega^b \nabla_b \xi^a.$$

Здесь использованы тензоры

$$\nabla_k \xi^i = \Gamma_{jk}^i \xi^j + \hat{\partial}_k \xi^i, \quad \nabla_a \xi^i = C_{ja}^i \xi^j + \hat{\partial}_a \xi^i, \quad \nabla_k \xi^a = \Gamma_{jk}^a \xi^j + \hat{\partial}_k \xi^a,$$

$$\nabla_\beta \xi^\alpha = C_{\beta\gamma}^\alpha \xi^\gamma + \hat{\partial}_\beta \xi^\alpha, \quad \hat{\partial}_i = \partial_i - \Gamma_i^\alpha \partial_\alpha, \quad \hat{\partial}_a = \partial_a.$$

Движение точечного события (полагая, что мы описываем частицу поля как точку, задавая ее групповую скорость V_g^i и частоту ω) в расслоенном многообразии с поступательной U^k и вращательной ω^a степенями свободы задается выражениями

$$D\tau^i = 0, \quad D\tau^a = 0.$$

В координатах многообразия (U^k, ω) они имеют вид

$$\frac{d^2 U^i}{d\tau^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{dU^j}{d\tau} \frac{dU^k}{d\tau} + C_{ja}^i \omega^a \frac{dU^j}{d\tau} = 0, \quad \frac{d\omega^a}{d\tau} + \Gamma_{jk}^a \omega^j \frac{dU^k}{d\tau} + C_{\beta\gamma}^a \omega^\beta \omega^\gamma = 0.$$

Мы учли таким образом *скорость изменения ускорений* как во внешней оболочке частицы, так и в ее внутреннем устройстве. Поведение ω^a оказывает влияние на U^k , верно и обратное. Их динамика определится величинами Γ_{jk}^i , C_{ja}^i , Γ_{jk}^a , $C_{\beta\gamma}^a$. Так выражена идея, что инерционные свойства поля могут быть заданы динамикой точечного события для неточечного объекта, описываемого в расслоенном многообразии с координатами (U^k, ω) . Указанные компоненты связности следуют из уравнений для соответствующих тензоров. В конкретных условиях нужно учитывать, какие инерционные параметры соответствуют задаче. Пусть $\rho/\rho_0 = \xi$ меняется от нуля до единицы согласно рис.1.9. Если изменения происходят достаточно медленно, параметр $d\tau$ можно согласовать с $d\xi = d\rho/\rho_0$. Тогда получим уравнения вида

$$\frac{d^2 U^i}{d\xi^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{dU^j}{d\xi} \frac{dU^k}{d\xi} + C_{ja}^i \omega^a \frac{dU^j}{d\xi} = 0.$$

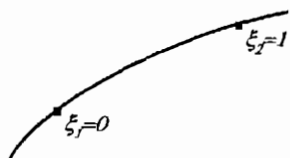


Рис. 1.9. Распространение излучения по геодезической

При условиях

$$\text{а) } \Gamma_{jk}^i = 0; \quad \text{б) } C_{ja}^i = \delta_j^i a_a; \quad \text{в) } a_a \omega^a = -P_0$$

получим уравнения для релаксационного изменения параметров несобственной инерции электромагнитного поля, использованные в разделе 1.3.

Мы дополнили волновые уравнения электродинамики Максвелла корпускулярными уравнениями типа Ньютона. Модель соединила разные динамики, согласованно задающие всю систему величин (рис. 1.10). Так описываются инерционные эффекты поля, обусловленные влиянием физической среды. Если мы желаем учесть гравитацию, ее нужно задавать дополнительно. В частности, для этого можно попытаться применить уравнения Эйнштейна

$$R^{\mu\nu} = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} R,$$

моделируя динамику инерции, обусловленную гравитацией.

Представим элементы, относящиеся к описанию динамики инерции электромагнитного поля (рис. 1.11):

F^{mn}, H^{ik}	- внешние поля и индукции;
f^{mn}, h^{ik}	- внутренние поля и индукции;
Ω^m	- внешняя метрика инерции;
$\sigma^{\mu\nu}$	- внутренняя метрика инерции;
w, w_i	- фазы управления инерцией;
χ, χ_i	- фазы смещения инерции;
ω_E, ω_B	- частоты Эйнштейна и Бройля соответственно;
V_g, U^*	- собственная и несобственная скорости инерции;
U_g, U_m	- внешние скорости: первичного источника излучения и скорости среды;
$U_{g\xi}, U_{m\xi}$	- внутренние скорости: первичного источника излучения и среды;
$\Theta_m^{\mu\nu}, \Theta_g^{\mu\nu}$	- компоненты тензора внешней несобственной инерции;
P_m^i, P_g^i	- компоненты тензора внутренней несобственной инерции.

Символом δ обозначено, что для указанных величин выполняются динамические уравнения. Линии указывают, что рассматриваемая система внутренне согласована.

1.6. ГРАНИ ИНЕРЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Методологически проанализирована вся совокупность граней и факторов инерции электромагнитного поля, которые следуют из структуры электродинамики Максвелла, свободной от ограничений на скорость. Указаны новые возможности обобщения физических моделей.

При анализе инерции электромагнитного поля и ее динамики исследователь попадает в лабиринт ситуаций, пройти который не просто.

Электромагнитное поле проявило следующие грани (рис. 1.11):

- реализует себя в паре пространств, одно из которых есть пространство состояний SS , другое – пространство событий SE . Каждое из них имеет систему локальных и глобальных метрик (глава 4);
- базируется как на многообразии M , задающем пространственно-временные свойства, так и на симметрии G в форме GAG -модуля (глава 3);
- меняет собственную и несобственную инерцию, что требует рассмотрения групповой $\vec{V}_g$ и фазовой $\vec{V}_\phi$ скоростей, которые поле имеет "само по себе", а также скорости среды $\vec{u}_m$ и скорости первичного (в конкретной ситуации) источника излучения $\vec{u}_{fs}$;
- собственные параметры излучения управляются показателем преломления n , а несобственные параметры – отношением ω ;
- имеет собственную ω_E и несобственную ω_B частоты.

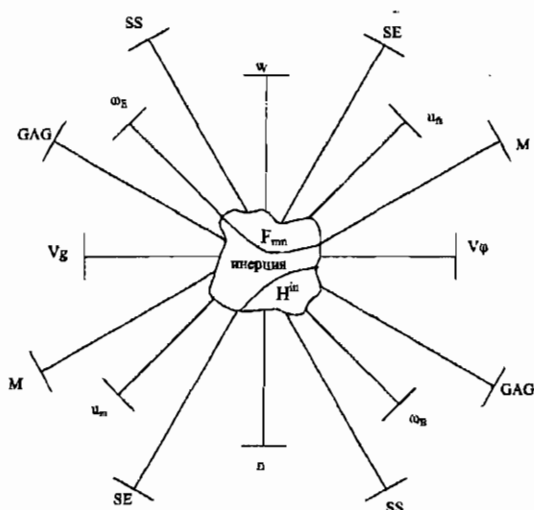


Рис. 1.11. Грани электромагнитного поля и его проявлений

Поля F_{mn} и индукции H^k естественно чувствуют себя в этом лабиринте. Представим совокупность указанных элементов графической диаграммой (рис. 1.11). Каждый из этих элементов нужен. В реальной ситуации они сложным образом переплетены

ны. Не принимая во внимание всей совокупности условий и обстоятельств и останавливая внимание только на одном элементе

$$g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, 1, 1, 1),$$

физики "пошили одежду из одной пуговицы". Более того, делались многочисленные попытки убедить всех, что она вообще единственная. Понятно, что это не так и так никогда не было. Мы имеем сейчас и новые модели и новые "одежды". Но разве следует мешать жить тем, кто желает иметь костюм из одной пуговицы? Тем более, что у некоторых исследователей она может быть пришита на священном для них месте.

Что наиболее важно учитывать согласно выполненному исследованию? Очевидно, что "нить Ариадны" в данном лабиринте образует концепция отношения. В физику введены скалярные поля (w, w_2), которые управляют динамикой инерции. Они задают фазу инерции поля и указывают класс топологических условий, которым подчинено излучение. Связи между полями и индукциями нелинейно зависят от w через

$$\Omega^{\mu\nu} = \Omega^{\mu\nu}(\tilde{g}^{\mu\nu}, \tilde{u}^k),$$

где $\tilde{g}^{\mu\nu} = \text{diag}(1, 1, 1, w)$, $\tilde{u}^k = (1-w)u^k_s + wu^k_m$. Отношение w зависит от показателя преломления среды

$$w = 1 - \exp[-P_0(n-1)]$$

и подчинено динамическому уравнению

$$\frac{dw}{d\xi} = Q_0(w-1),$$

где $\xi = \rho/\rho_0$ - безразмерная плотность физической среды. Связи полей и индукций

$$H^{\mu\nu} = \Omega^{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

на основе уравнений Максвелла дают решения, согласующиеся с экспериментом без использования специальной теории относительности.

Тогда симметрия уравнений, образующих замкнутую физическую модель:

$$dx' = \frac{dx - vdt}{\left(1 - w_1 w_2 \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}, \quad dt' = \frac{dt - dx \frac{v}{c^2} w_1 w_2}{\left(1 - w_1 w_2 \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}$$

содержит мультипликативную квазигруппу отношений w , охватывающих интервал

$$w_i = [0 \div 1].$$

Так в рамках симметрии Лорентца описывается класс изоморфных ситуаций (раздел 2.2). Изоморфные ситуации соответствуют физически различным состояниям, в которых находится поле, потому что разные w соответствуют разным физическим состояниям. Это общее правило: математическое исследование с точностью до изоморфизма означает, с физической точки зрения, что одному классу эквивалентности соответствует совокупность разных физических состояний. В электродинамике Максвелла изоморфизм базируется на отношении w . Его можно изучать как элемент нульмерной группы когомологий Хохшильда

$$w \in H^0(g, A),$$

где g_i - есть алгебра заполнения физической модели. Мы вправе рассматривать отношение w как внутренний параметр (B^i) группы, считая обычные параметры (a^p), например (v/c), внешними. Если $x^i = f^i(x^i, a^p, B^i)$, тогда канонические преобразования координат следуют из обобщенных, зависящих от w преобразований Лоренца, при величинах $w_1 = w_2 = 1$, соответствующих частным значениям внутренних параметров B_0^i . Возможны более сложные зависимости, например,

$$x^i = f^i(x^i, a^p, B^i, c^a \dots),$$

где c^a - связевые параметры.

Поскольку в теории групп элемент g в окрестности единицы задается выражением

$$g = \otimes \exp(\Psi_{(i)} \Omega^{(i)}),$$

допустимо его обобщение вида

$$\tilde{g} = \otimes \exp(\varepsilon_{jk}^a a^j a^k A_j),$$

где A_j - генераторы алгебры, a^k - параметры внешнего типа. Связевые величины a^j , ε_{jk}^a могут содержать свои генераторы и свои параметры, мультипликативно и аддитивно меняя исходную симметрию.

Полагая, что все параметры могут меняться динамически и быть согласованными друг с другом, мы приходим к симметрии активного типа. Важно проанализировать как сам объект $\tilde{g}$ и возможности его изменения, так и алгоритмы его использования в физических моделях. Если в уравнения физических моделей непосредственно входят изменяющиеся генераторы алгебры Γ^i и параметры симметрии u^i :

$$\Gamma_i \rightarrow \tilde{\Gamma}_i, \quad u^i \rightarrow \tilde{u}^i,$$

тогда физическая модель учитывает динамику активной симметрии. Наиболее сложен для анализа случай, когда $(\tilde{\Gamma}_i, \tilde{u}^i)$ меняются согласованно друг с другом.

Отметим главную черту активных симметрий, состоящую в том, что они аналогичны зависимости параметров симметрий от внутренних переменных. В исследуемом нами случае, согласно разделам 1.3-1.4, мы используем алгоритм:

$$\tilde{u}^i = F_1^{(1)i} u_{js} + F_2^{(2)i} u_{js} = \tilde{u}^i = (1-w)u_{js}^i + w u_{js}^i,$$

$$F_1 + F_2 = 1, \quad Q^{-1}Q = I, \quad \tilde{\Gamma}_i = Q^{-1}\Gamma_i Q,$$

$$Q^{-1} = \text{diag}(1, 1, 1, w), \quad w = 1 - \exp(-P_0(n-1)).$$

Это означает, что

$$\tilde{u}^i = \tilde{u}^i((x, t), w(x, t)), \quad \tilde{\Gamma}_i = \tilde{\Gamma}_i((x, t), w(x, t)).$$

Следовательно, мы вправе над каждой точкой пространства с координатами (x, t) рассматривать внешнюю (*out*-) и внутреннюю (*in*-) симметрии, которые, используя связевую (*I*-) симметрию, задают активную симметрию, применяемую в физической модели (рис. 1.12). Дадим его описание. Пусть симметрия G_{out} задает модель PhM_{out} , а симметрия G_{in} - модель PhM_{in} . С учетом симметрии G_{in} и связей G_b , которые обычно имеют физическое содержание, мы приходим к физически активной симметрии G_{out}^* . Она задает новую модель PhM . При этом модифицируется и G_{in}^* . Например, уточняется и

Математически изоморфные модели считались физически эквивалентными. Фактически мы имеем дело с классом эквивалентных величин, который может быть наполнен физическим содержанием, что, в частности, выражается через $Q = \text{diag}(1, 1, 1, w(\vec{x}))$. Однако, по-видимому, это не так. Изоморфизм всегда означает, что физическая модель, ее имеющая, имеет скрытые степени свободы и скрытые возможности. Для физика "раскрыть" изоморфизм и использовать его не менее важно, чем для математика найти изоморфизм, а также симметрии системы уравнений, как и их решения.

Заметим, что нульмерная группа когомологий Хохшильда $H^0(g, A)$ есть у каждой ассоциативной алгебры. Но и инерция, как мы сейчас это понимаем, есть у каждого объекта и явления. Поэтому соединение одного общего математического свойства с другим общим физическим свойством выглядит естественно. Запишем такую возможность формулой: "Инерция функционально кохомологична, ее кохомологии динамичны". Мы приходим к истокам новой практики, важной не только для физиков. И инерция мышления, и инерция чувства ждут математического и физического, способствуя совершенству поведения не только объектов, но и субъектов.

Мы убедились ранее в том, что показатель отношения w выполняет роль (для внешней инерции электромагнитного поля), аналогичную роли показателя преломления n (для собственной, внутренней инерции электромагнитного поля). Поэтому

$$w \overset{*}{\Leftrightarrow} n,$$

где знак $\overset{*}{\Leftrightarrow}$ введен для обозначения термина "взаимная софистатность". Аналогия установлена только из анализа функций w и n для различных сторон инерции. Это начальное соответствие стимулирует изучение софистатности в целом. Мы приняли ранее точку зрения, что софистатности соответствует ОАЗИС или SES-конструкция. Ее можно представить в форме центральной площади города, к которой сходится система улиц, каждой из которых ставится в соответствие некоторая грань софистатности. В рассматриваемом случае мы можем отметить такие важные грани: и w и n зависят от плотности среды ρ ; и w и n могут быть комплексными числами; и w и n могут зависеть от других физических полей, например, от состояния гравитационного поля или от параметров, относящихся к праматерии. Величины w и n по-разному входят в уравнения физической модели, они по-разному влияют на параметры объектов и явлений.

1.7. ВАРИАЦИОННЫЕ АСПЕКТЫ ИНЕРЦИИ

Показано, что электродинамика Максвелла без ограничения скорости использует сложные связи между полями и индукциями, которые трудно получить из вариационного формализма. Указано, что требуемый из физических соображений композинт - нетензорный объект, приспособлен к построению нелинейного представления теории Максвелла в группе общих линейных преобразований $GL(4, R)$. По аналогии с теорией Эйнштейна предложено описывать динамику инерции электромагнитного поля через динамику композинтного поля гравитационного типа.

Рассмотрим плотность лагранжиана

$$\tilde{L} = -\frac{1}{16\pi} \sqrt{-g} F_{im} H^{im},$$

где $\sqrt{-g} = \det^{1/2} |g_{ij}|$, F_{im} - тензор поля, H^{im} - тензор индукции. Используя связь

$$H^{lm} = g^{ll} g^{mn} F_{ln},$$

получим

$$\tilde{L} = -\frac{1}{16\pi} \sqrt{-g} F_{lm} F_{ln} g^{ll} g^{mn}.$$

Поскольку

$$\frac{\partial \sqrt{-g}}{\partial g_{ik}} = \frac{1}{2} \sqrt{-g} g^{ik},$$

то

$$\frac{\partial \tilde{L}}{\partial g_{ik}} = -\frac{1}{32\pi} \sqrt{-g} g^{ik} F_{lm} H^{lm}.$$

Найдем

$$\frac{\partial \tilde{L}}{\partial g^{rs}} = -\frac{1}{16\pi} \sqrt{-g} F_{ml} F_{rs} \left(\frac{\partial g^{pm}}{\partial g^{rs}} g^{lq} + g^{pm} \frac{\partial g^{lq}}{\partial g^{rs}} \right).$$

Используя антисимметрию тензора $F_{lm} = -F_{ml}$ и выражение

$$\frac{\partial g^{pm}}{\partial g^{rs}} = \frac{1}{2} (\delta^p_r \delta^m_s + \delta^p_s \delta^m_r),$$

получим

$$\frac{\partial \tilde{L}}{\partial g^{rs}} = -\frac{1}{8\pi} \sqrt{-g} F_{sq} F_{rl} g^{lq}.$$

Симметричный тензор энергии-импульса Гильберта

$$\tilde{T}^{ik} = -2 \left(\frac{\partial \tilde{L}}{\partial g_{ik}} - g^{rs} g^{ik} \frac{\partial \tilde{L}}{\partial g^{rs}} \right)$$

запишется в виде

$$T^{ik} = \frac{1}{4\pi} \left(-H^{lm} H^{kl} g^{ml} + \frac{1}{4} g^{ik} F_{lm} H^{lm} \right).$$

Канонический тензор энергии-импульса согласно его определению

$$\tau^i_k = -\delta^i_k L + \frac{\partial L}{\partial (\partial_i A_p)} \partial_k A_p$$

имеет выражение

$$\tau^i_k = \frac{1}{4\pi} \left(-F^{ip} \partial_k A_p + \frac{1}{4} \delta^i_k F_{lm} H^{lm} \right).$$

Он не симметричен

$$\tau^{ik} \neq \tau^{ki}.$$

Тензор спина согласно его определению

$$\sigma^{pi}_k = \frac{\partial L}{\partial (\partial_p A_i)} A_k = -\frac{1}{4\pi} H^{pi} A_k$$

посредством дивергенции дополняет канонический тензор энергии-импульса до симметричного вида

$$t_k^i = \tau_k^i + \partial_p \sigma_k^{pi} = \frac{1}{4\pi} \left(-H^{ip} F_{kp} + \frac{1}{4} \delta_k^i F_{lm} H^{lm} \right).$$

При анализе динамики инерции калибровочного поля нужно учитывать обнаруженные новые черты электромагнитного поля:

1. В общем случае существует пара калибровочных полей, следующих из прямого произведение калибровочной группы $U(1)$ на себя. Поля (f_{rp}, h_{kp}) в вариационном формализме представлены в своей эквивалентной форме через деформаторы (g, r) :

$$F_{kp} = g^{-1} f_{kp} g, H^{kp} = r^{-1} h_{kp} r.$$

При этом (g, r) могут иметь свою динамику (глава 1).

2. Пара калибровочных полей, связанных между собой, является общим свойством физических явлений, что необходимо учитывать при их анализе и при проведении экспериментов.

3. Вид выражения для Ω^θ следует находить из дополнительных предположений. В частности, для этого можно использовать развитый Дираком метод множителей Лагранжа. Тогда, например, для электродинамики без ограничения скорости имеем лагранжиан [117]:

$$L = a F_{mn} H^{mn} + b_{mn} (H^{mn} - \chi^{mnkl} F_{kl}) + b_{mnkl} (\chi^{mnkl} - 0,5(\Omega^{mk} \Omega^{nl} - \Omega^{ml} \Omega^{nk})) +$$

$$+ r_{mn} \left(\Omega^{mn} - \frac{1}{\sqrt{\mu}} \left(g^{mn} + \left(\frac{\varepsilon\mu}{w} - 1 \right) u^m u^n \right) \right) + r_p (u^p - (1-w)u_f^p - wu_m^p) +$$

$$+ r(w - 1 - \exp(-P_0(p-1))).$$

Важнейшей чертой предложенной модели является использование для локальной метрики событий SE выражения

$$g^{mn} = \text{diag}(1, 1, 1, w),$$

в котором четвертая компонента тензора Минковского умножена на скаляр w , названный отношением. Эта величина не случайна в теории. Назовем ее композитом. Сейчас понятно, что так можно делать, если мы желаем получить из лагранжева формализма нелинейные представления симметрий. Действительно, величины в электродинамике Максвелла без ограничения скорости могут задаваться посредством нелинейного представления линейной группы $GL(4, R)$. Группа $SL(4, R)$ является ее нормальной подгруппой, а фактор-группа

$$c = GL(4, R)/SL(4, R)$$

может быть отождествлена с нульмерной группой когомологий для группы заполнения $V(4) = U(1) \times SU(4)$ физических моделей (глава 3):

$$w \in H^0(V(4), R).$$

Кроме того, она связана с физическими параметрами среды, в которой распространяется электромагнитное поле, когда

$$c = w = 1 - \exp(-P_0(p-1)).$$

Фактически нами принята точка зрения, что инерция когомологична. Математически это означает, что при нахождении нелинейных представлений симметрии фактор-

группа может быть отождествлена с группой когомологий и композитно войти в вариационный формализм. Понятно, что это требует аккуратного математического анализа проблемы инерции.

4. Скорость $\dot{u}$ следует также рассматривать как композитную величину, так как связь

$$\dot{u} = (1 - w) \dot{u}_{fs} + w \dot{u}_m$$

означает, что скорость источника излучения $\dot{U}_f$ и скорость среды $\dot{U}_m$ связаны друг с другом через весовые функции

$$w_1 = (1 - w), \quad w_2 = w,$$

сумма которых равна единице и которые линейно зависят от группы когомологий $H^0(V(4), R)$.

5. Заметим, что $\sqrt{-g}$ входит в физическую модель для задания скалярной плотности. Возможны другие варианты, например, выбор "меры" событий SE по канонической метрике Минковского

$$\sqrt{-\bar{g}} = \det^{1/2}(\text{diag}(1, 1, 1, 1)).$$

6. Лагранжев формализм всегда имеет "скрытую" пару:

- а) опорное пространство-время;
- б) измерительные устройства и их поведение.

Так сделано сознательно, чтобы освободить анализ от явлений, внешних по отношению к ним.

7. Спинорная форма уравнений, используемая в главе 3, неудобна для лагранжева формализма. Она явно содержит *алгебру заполнения* и *алгебру проявления* физической модели, а также дополнительные элементы, обусловленные как опорным пространством-временем, так и измерением. Поэтому в реальной ситуации может стать важным и полезным анализ физического явления вне лагранжева формализма. Более того, вероятно, существует алгоритм, который позволит полно и содержательно анализировать явление, не используя его вариационных аспектов.

8. Указанные замечания могут иметь место при выводе обобщенных полей типа Янга-Миллса. В частности, для них допустимы дополнительные динамические уравнения вида

$$\frac{d\dot{u}^i}{d\xi} = -P_0(\dot{u}^i - \dot{u}_m^i), \quad \dot{u}^i|_{\xi=0} = \dot{u}_{fs}^i,$$

как предложено в главе 1.

9. Полагая, что взаимодействие излучения с веществом можно рассматривать на основе симметричного композитного поля, образованного из симметричного тензора, введем

$$\tilde{\Omega}^{ik} = \alpha \sqrt{-\bar{g}} b^{ik} + \beta \sqrt{-\bar{g}} \varphi^{ik},$$

где b^{ik} - локальный композит $b^{ik} = \text{diag}(1, 1, 1, w)$, φ^{ik} - физические поля типа гравитации, α β - факторы композитного отношения электромагнитного поля к его окружению. Назовем $\tilde{\Omega}^{ik}$ композитным полем. В отсутствии среды оно может быть аналогично гравитационному полю. Известно, следуя Розену, что лагранжиан

$$L_{\tilde{\Omega}} = -\frac{1}{16\pi} \sqrt{-\tilde{g}} \tilde{g}^{\alpha\alpha} (G_{\alpha\mu}^i G_{\alpha\mu}^i - G_{\alpha\mu}^i G_{\mu\alpha}^i)$$

при задании

$$G_{mi}^k = \frac{1}{2} g^{kp} (D_m g_{pi} + D_i g_{pm} - D_p g_{im}),$$

где D_m - ковариантная производная по метрике Минковского, задает уравнения гравитации Эйнштейна в форме Логунова [118]:

$$\gamma^{kn} \partial_k \partial_n \Omega^{im} = \kappa T^{im}, \quad \partial_k \Omega^{ik} = 0.$$

Они могут быть использованы для описания воздействия "композитного" поля на электромагнитное поле. При этом $\det \|\Omega^{\mu\nu}\|$, $S_p \|\Omega^{\mu\nu}\|$ могут играть роль новых динамических величин.

10. Из выражения для отношения w следует, что оно удовлетворяет релаксационному динамическому уравнению

$$\frac{dw}{d\xi} = -P_0(w-1), \quad w|_{\xi=0} = 0.$$

Поскольку мы рассматриваем w как элемент группы когомологий Хохшильда $H^0(g, A)$, будем считать, что при анализе инерции поля, обусловленной внешними факторами для групп когомологий допускаются все те динамики, которые известны в физике (в частности, через функционалы от когомологий), например,

$$\frac{dH^q}{d\xi} = -P_0(H^q - H_0^q), \quad H^q|_{\xi=0} = H_0^q.$$

11. Заметим, что в электродинамике Максвелла нужно описывать абсолютный тензор F_{mn} и относительный тензор (тензорную плотность веса +1) $\tilde{H}^k$ в их динамике. Согласно связи $\tilde{H}^k = \alpha \sqrt{-g} \Omega^{im} \Omega^{kn} F_{mn}$, вариационный формализм обязан дать уравнения не только для электромагнитного поля, но и для скаляра α и для тензорной плотности $(\sqrt{-g})$, и для тензоров Ω^{mn} . Сделать это в общем виде просто и потому физический анализ, как это сделано в разделе 1.1, способен во многом прояснить ситуацию.

12. Величина $\sqrt{-g}$ имеет в теории Максвелла самостоятельное значение и она способна, как показано выше, управлять структурой Ω^{mn} . Топологическая ее природа очевидна, как и потребность учета динамики топологии в физических моделях.

1.8. ОБОБЩЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА МАКСВЕЛЛА В ВАКУУМЕ

Показано, что допустима новая электродинамика Максвелла в вакууме. В ней ни группа Галилея, ни группа Лоренца не нужны, если нет относительных скоростей. При ненулевых относительных скоростях в вакууме нужно использовать группу Галилея. Без дополнительных условий группу Лоренца использовать в вакууме некорректно.

Хорошо известно, что правильные выводы достигаются при физически корректной постановке задач и математически корректном их решении. Рассмотрим таким образом электродинамику Максвелла в вакууме. Исторически сложилось так, что симметрия Лоренца вошла в физику на основе анализа вакуумных уравнений Максвелла, когда используются связи для полей и индукций вида $\vec{D} = \vec{E}$, $\vec{B} = \vec{H}$. Квантовая электродинамика, перейдя к четырехпотенциалам, базируется на вакуумных уравнениях. С этой поры пустота (вакуум) стала идиолом, которому поклонилось не одно поколение физи-

ков. Эфир не исчез. Он стал называться вакуумом. В него вкладывалось всё, что было угодно душе исследователя. Но механических и пространственно-временных свойств у вакуума не было... Вместо анализа реальных условий и учета их в модели стало модно придумывать искусственные конструкции, создавая мир призраков. В частности, был развит метод анализа физических явлений безотносительно к их пространственным моделям в трехмерном пространстве. Таким пришел в физику фотон: *частица без размеров и без времени жизни*. Удивительно, что такой искусственный подход оказался успешным для описания опытных данных. Понятно, что обусловлено это в первую очередь возможностями математики.

Сейчас уже ясно, что в электродинамике вакуума были необоснованно отброшены важные физические факторы: скорость движения источника излучения u_s , скорость среды u_m (которую необходимо учитывать в вакууме, потому что измерение сводится к взаимодействию поля со средой), а также скалярная величина w , которая зависит от показателя преломления среды n по закону

$$w = 1 - \exp(-P_0(n-1)).$$

Она названа показателем отношения и указывает условия, в которых распространяется электромагнитное поле, задавая в вакууме $w = 0$ и величину $w = 1$ в "плотной" среде.

Анализ показал (глава 1), что отношение w связывает между собой скорости u_s и u_m соотношением

$$u = (1-w)u_s + wu_m.$$

Обобщенные связи между полями и индукциями имеют вид:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \frac{c}{\mu} \Gamma^2 w \beta^2 \vec{E} - w \beta \left(\frac{\vec{h}}{\beta} \cdot \vec{E} \right) + \left[\frac{\vec{h}}{\beta} \times \vec{B} \right],$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B} + \frac{c}{\mu} \Gamma^2 \left\{ -\beta^2 \vec{B} + \frac{\vec{h}}{\beta} \left(\frac{\vec{h}}{\beta} \cdot \vec{B} \right) + \left[\frac{\vec{h}}{\beta} \times \vec{E} \right] \right\},$$

где

$$\Gamma^2 = (1 - \beta^2 w)^{-1}, \quad \sigma = \epsilon \mu - w, \quad c\beta = u \left(\frac{\vec{h}}{u_s}, \frac{\vec{h}}{u_m} \right).$$

Они нелинейны по $w(n)$, безотносительны к симметричным свойствам уравнений Максвелла и могут быть записаны в "тензорном" виде

$$\tilde{H}^{ik} = \sqrt{-g} \Omega^{im} \Omega^{kn} F_{mn}.$$

Здесь

$$\Omega^{im} = \frac{1}{\mu} \left[g^{im} + \left(\frac{\epsilon \mu}{w} - 1 \right) u^i u^m \right],$$

$$u^i = (1-w)u_s^i + wu_m^i,$$

$$g^{im} = \text{diag}(1, 1, 1, w).$$

Поскольку $u^i \sim \sqrt{w}$, связи не имеют особенности при $w=0$. Полученная система уравнений

$$\partial_{[k} F_{mn]} = 0, \quad \partial_k \tilde{H}^{ik} = \tilde{S}^i, \quad \tilde{H}^{ik} = \sqrt{-g} \Omega^{im} \Omega^{kn} F_{mn}$$

имеет тензорный вид. Она инвариантна относительно произвольных линейных невырожденных преобразований

$$x^k = a^k_l x^l + b^k,$$

поэтому и группа Лорентца и группа Галилея являются точными симметриями уравнений Максвелла [117], соответствующие своим значениям w .

Метрика g^{im} , формируя связи, задает относительное пространство событий SE в форме метрик Минковского для электромагнитного поля (глава 4). Из тензорных уравнений видно, что такой вариант не противоречит использованию в качестве опорного многообразия ньютоновского пространства-времени $R^3 \times T^1$ в модели электромагнитных явлений. В форме GAG -модуля, описанного в главе 3, соединены абсолютные и относительные свойства пространства-времени.

Анализ, выполненный в главе 1, показал, что при изменении w происходит нелинейное по w изменение скорости поля $\dot{V}_E$ и его частоты ω . Динамика несобственной инерции поля сложна для ситуаций, когда скорость $\dot{u}_j$, или $\dot{u}_m$ не равны тождественно нулю. Варианты

$$a) \dot{u}_j \neq 0, \dot{u}_m = 0; \quad б) \dot{u}_j = 0, \dot{u}_m \neq 0; \quad в) \dot{u}_j \neq 0, \dot{u}_m \neq 0$$

показывают, что эти возможности физически различны.

Метрика g^{im} может рассматриваться как преобразованная конформная метрика

$$\dot{g}^{ij} = w^{1/4} \cdot \text{diag}(1, 1, 1, 1),$$

допустимая уравнениями Максвелла, имеющими конформную симметрию. Величина w задает влияние физической среды или внешних полей на электромагнитное поле. Существует также влияние электромагнитного поля на физическую среду. Назовем отношение w_1 среды к электромагнитному полю когомологическим действием, а отношение электромагнитного поля к среде w_2 когомологическим противодействием. Примем правило

$$w_1 = w_2 = w.$$

Сформулируем его: *когомологическое действие равно когомологическому противодействию*. Следовательно, при анализе электромагнитных явлений следует учитывать когомологические характеристики физической среды, равно как и когомологические характеристики поля. Вакуум, когда $w=0$, когомологически отличается от "плотной" среды, когда $w=1$. Принимая обобщенные связи между полями и индукциями, мы закладываем в них динамику когомологий. Поскольку они управляют динамикой инерции поля, следует считать, что физическими факторами инерции являются группы когомологий, в частности, $H^0(g, A)$, рассматриваемые как динамические величины. Если $\dot{u}_j = 0$, $\dot{u}_m = 0$, $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$, то обобщенные связи для полей и индукций имеют вид

$$\dot{D} = \dot{E}, \quad \dot{B} = \dot{H}.$$

Однако в отсутствие относительных скоростей теряет смысл анализ инвариантности уравнений Максвелла относительно пространственно-временных преобразований по самому определению этих симметрий. Принято считать, что этот случай соответствует группе Лорентца, потому что при подстановке вакуумных связей между полями и индукциями в уравнения Максвелла получается система, сохраняющая свой вид при действиях группы Лорентца. Этот вывод некорректен: *если нет относительных скоростей, то нет смысла в использовании преобразований, которые содержат скорость*. Он некорректен также с когомологической точки зрения: в вакууме $w=1$ и потому ему соответствует $w=0$. В вакууме $w \neq 1$ и потому, если в нем нет материи, то в нем нет места группе Лорентца. Вакуум является, как и многообразие $R^3 \times T^1$, "ареной" действия

группы Галилея. Такова новая физическая точка зрения на проблему симметрии электромагнитного поля в вакууме. По первому признаку, согласно которому $\vec{u} = 0$, преобразования Галилея применять в этом случае в вакууме некорректно. Этого и не нужно делать, если $\vec{u}_{js} = 0$, $\vec{u}_m = 0$. Проблема возникает тогда, когда в расчет принимается внешняя инерция электромагнитного поля, соответствующая

$$\vec{u}_{js} \neq 0, \quad \vec{u}_m \neq 0.$$

Тогда галилеевски инвариантная теория позволяет получить в вакууме скорости, которые больше c_0 . В отсутствие симметричного анализа решение задач основано на замкнутой модели явлений. В электродинамике для этого достаточно изучить указанную в главе 1 систему уравнений, корректно дополнив ее начальными и граничными условиями. Симметрия есть и всегда была дополнительным средством исследования физической модели, но, по-видимому, всегда можно обойтись без этого анализа.

Симметрия уравнений тем хороша, что она переводит решение в решение, задает класс эквивалентных решений, что способно упростить анализ. Но симметрия не способна заменить собой физическую модель, у которой есть много тонкостей и деталей. Модели, учитывающие группы кохомологий, способны более тонко "охватить" явление и потому, очевидно, у них большое будущее.

Анализ показал, что группа Лорентца сохраняет как динамические уравнения

$$\partial_{[k} F_{mn]} = 0, \quad \partial_k \tilde{H}^{ik} = \tilde{S}^i,$$

так и вакуумные связи для полей и индукций, в которых нет скоростей. Группа Галилея также сохраняет динамические уравнения, но она меняет вакуумные связи. Принято считать, что в этом состоит недостаток группы Галилея. Нетрудно видеть, что это их достоинство. Действительно, физические связи между полями и индукциями при $\vec{u}_{js} \neq 0$, $\vec{u}_m \neq 0$ таковы, что они зависят еще и от w . Для группы Лорентца в вакууме мы принимаем

$$\varepsilon\mu = 1, \quad w = 1.$$

Поэтому

$$\chi = \varepsilon\mu - w \neq 0$$

и группа Лорентца, если ее применять в вакууме (хотя это физически некорректно), "скрывает" скорости $\vec{u}_{js}$, $\vec{u}_m$. Группа Галилея корректно используется в вакууме, отвечая $w=0$, она "показывает" $\vec{u}_{js}$, $\vec{u}_m$.

Очевидно, что формальная инвариантность вакуумных уравнений Максвелла относительно группы Лорентца недостаточна для получения корректных физических следствий. Почему же тогда преобразования Лорентца вытеснили из физики группу Галилея? В главах 1, 2 показано, что произошло это в угоду кинематическому методу описания эксперимента. Действительно, физики имеют дело с результатами опыта, с измеренными значениями. Они не могут быть получены без взаимодействия электромагнитного поля с детектором. Обычно его роль выполняет "плотная" среда, в которой $w=1$. В ней $\varepsilon\mu \neq 1$. Для ситуации с $w=1$ преобразования Лорентца пригодны. Но при $w=1$ нет вакуумных связей между полями и индукциями.

Мы выяснили, что в стандартной теории были две ошибки:

- использование вакуумных связей при сравнении измеренных значений;
 - применение преобразований Лорентца в вакуумной электродинамике.
- Они оказались достаточно компенсированными, что описать опытные данные при условиях

$$\vec{u}_{js} \neq \vec{u}_m \neq 0, \quad \varepsilon\mu \neq 1.$$

Математически это допустимо, хотя такой подход не нужно идеализировать. Физически он непоследователен. Более корректно можно решать задачи без использования их симметричных аспектов, без теории относительности.

Обобщенная модель электромагнитных явлений задает поведение скорости v_s^n и частоты ω зависимое от w . Так, для групповой скорости поля

$$\frac{\hbar}{v_s^n} = \frac{c}{n} \frac{k}{k} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right) \left\{ (1-w) u_{fs} + w u_m \right\}.$$

В вакууме $n=1$, $w=0$ и потому скорость поля

$$\frac{\hbar}{v_s} = \frac{c}{n} \frac{k}{k} + u_{fs},$$

зависит от скорости движения первичного источника излучения. Вакуум "разрешает" любые скорости, в том числе со значениями, которые много больше скорости света в вакууме c_0 . В "плотной" среде $\epsilon\mu > 1$, $w=1$ и потому

$$\frac{\hbar}{v_s} = \frac{c}{n} \frac{k}{k} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \frac{\hbar}{u_m}.$$

Ситуация выглядит так: при распространении электромагнитного поля в среде (в том числе в пределах измерительного устройства) меняется w . Отношение w является управляющим фактором как для скорости, так и для частоты ω величины v_s^n и ω согласованы друг с другом. Измерение способно существенно изменить параметры поля. И это всегда нужно тщательно учитывать.

Квантовая электродинамика основана на вакуумных уравнениях Максвелла и потому к ней приложимы все сделанные замечания.

Заметим, что в теорию введен показатель отношения w для описания влияния среды на несобственную инерцию электромагнитного поля. При $\rho=0$ имеем $w=0$. Однако следует учесть, что гравитационное поле также является внешним фактором, который можно было бы попытаться учитывать аналогично среде, как это предлагалось в [117]. Примем предположение об аддитивной природе отношения. Пусть

$$w_m = w + w_g,$$

где w_g - отношение электромагнитного поля к гравитационному. Сложение означает согласованный учет пары факторов, влияющих на электромагнитное поле: физической среды и гравитации. Понятно, что не все грани отношения исчерпываются ими. При $\rho=0$ имеем $w_m = w_g \neq 0$, это значение нужно использовать в вакууме. Аналогично при $w=1$, обусловленном влиянием среды, общее значение w_m может быть теоретически как больше, так и меньше единицы.

Допуская возможность отрицательных значений w_g , мы обнаруживаем принципиально новый эффект: тогда гравитационное поле способствует электромагнитному полю сохранить свою инерцию при внешнем воздействии, играя роль своеобразной "смазки". В общем случае задача состоит в том, чтобы корректно учитывать активное топологическое влияние всей совокупности физических полей и объектов друг на друга. Возможно, для этого будет недостаточно использовать только согласованную динамику когомологий, потому что многообразие отношений и активностей может иметь новые и неожиданные стороны и грани.

1.8.1. Электродинамика Максвелла для движущихся тел без пространства Минковского

Используем векторные уравнения Максвелла, заданные в пространстве Ньютона $R^3 \times T^1$:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0,$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi \rho, \quad \nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + 4\pi \frac{\vec{J}}{c}.$$

Обобщим связи для покоящихся сред

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H},$$

полагая, что для этого достаточно их дополнить слагаемыми

$$\left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{E} \right], \quad \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{B} \right], \quad \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{D} \right], \quad \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{H} \right],$$

что они объединены в "пары":

$$\vec{D} + \alpha \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{H} \right], \quad \vec{E} + \beta \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{B} \right],$$

$$\vec{B} + \gamma \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{E} \right], \quad \vec{H} + \delta \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{D} \right].$$

С опытом согласуется, как показал анализ, модель со связями

$$\vec{D} + \chi \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{H} \right] = \epsilon \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{B} \right] \right),$$

$$\vec{B} + \chi \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{E} \right] = \mu \left(\vec{H} + \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{D} \right] \right),$$

$$\chi = w, \quad \vec{U} = (1-w)\vec{U}_\beta + w\vec{U}_m.$$

При их выводе нигде не используется ни четырехмерная форма уравнений, ни метрика Минковского. Следовательно, для описания опытных данных пространство Минковского не является необходимым.

1.8.2. Специфика подхода Эйнштейна к электродинамике Максвелла

В своей работе "К электродинамике движущихся тел" Эйнштейн использовал вакуумные уравнения электродинамики Максвелла. Она в то время не была экспериментально проверена. Был принят постулат, согласно которому ни скорость тел (физической среды, наблюдателя), ни скорость источника излучения не учитывались в уравнениях физической модели. Ситуация парадоксальна: суждение об электромагнитных явлениях в телах было сделано при их отсутствии, для электродинамики вакуума, а учет движения тел предложено изучать на основе уравнений, в которых отсутствуют скорости. Такой подход позволил получить в "чистом виде" группу Лоренца и дать ей уникальную фи-

зическую интерпретацию, базирующуюся на концепции относительности одновременности. Но уже в этой работе группе Лорентца значение придается большее, чем системе уравнений Максвелла, которая их "породила". Такой подход был сохранен на длительное время. В обобщенной с учетом отношения w модели электромагнитных явлений на первый план поставлена физика инерции, анализ ее динамики. Группа Лорентца и пространство Минковского в ней имеют частное значение. Они дополнительные группе Галилея и пространству Ньютона. Эйнштейн не отказался от R^3 и T^1 . Он соединил их в физической модели в рамках концепции относительности одновременности. Аналогично Минковский соединил их математически, введя тензор $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$: из R^3 и T^1 построено новое многообразие. Отметим, что такой шаг нужен лишь для того, чтобы связать между собой тензоры $H^{\mu\nu}$ и $F_{\mu\nu}$, задавая пространство-время событий SE . Это удобно для применения, потому что согласовывает расчет с экспериментом без учета скорости первичного источника излучения u_{μ} и без влияния скорости детектора u_{μ} на излучение. Кроме этого, в модели отсутствовал эфир.

Реальная ситуация, как показано в главе 1, сложнее. Пространство событий SE дополнительно к $R^3 \times T^1$. Его можно рассматривать как некий комплекс, индуцированный R^3 и T^1 , если ввести метрику событий $\tilde{g}_{\mu\nu}^w = \text{diag}(1, 1, 1, w \cdot 1)$, которая зависит от нульмерной группы когомологий Хохшильда $w \in H^0(g, A)$, которая динамически зависима.

1.9. К ОБОБЩЕНИЮ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Используя уравнения Максвелла со сверхсветовыми скоростями и концепцию "скрытых" полей, выведены новые уравнения для четырех-потенциалов и обобщенное калибровочное условие. Сделано предположение, что их можно использовать для описания квантовых состояний частиц света, названных нотонами.

Известно, что квантовая электродинамика основана на вакуумных уравнениях Максвелла. Их обобщение, выполненное в главе 1, приводит к обобщенной квантовой электродинамике. Получим такие уравнения. Введем ковариантную производную по тензору Ω_{ij} , связывающему поля $F_{\mu\nu}$ и индукции $\tilde{H}^{ik}$. Пусть "метрика" ковариантно постоянна: $\nabla_k \Omega_{ij} = 0$, что задает одну из возможностей введения связности явления, которую можно углубить физическими полями B_{jk}^i .

В общем случае связность может быть введена иначе, а ее "поведение" выбрано в соответствии со спецификой конкретной задачи. Обобщим модель электромагнитных явлений через указанную связность, используя многообразие Ньютона $R^3 \times T^1$. Поскольку связность задается с точностью до тензора третьего ранга $B_{jk}^i \equiv 0$. В рассматриваемом случае

$$F_{\mu\nu} = \nabla_\mu A_\nu - \nabla_\nu A_\mu = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu,$$

потому, что тензор $F_{\mu\nu}$ "нечувствителен" к связности без кручения. Тогда уравнения

$$\nabla_{[k} F_{\mu\nu]} = \partial_{[k} F_{\mu\nu]} \equiv 0$$

выполняются тождественно. Пусть

$$\tilde{H}^{ik} \equiv \tilde{\Lambda} \Omega^{im} \Omega^{kn} F_{mn},$$

$$\tilde{\Lambda} = \det^{1/2} |\Omega_{ij}|.$$

Известно, что для метрической связности

$$\nabla_k \tilde{\Lambda} = \partial_k \tilde{\Lambda} - \Gamma_k^i \tilde{\Lambda} \approx 0.$$

Из второй пары уравнений Максвелла получим

$$\nabla_k \tilde{H}^{ik} = \tilde{\Lambda} \Omega^{im} \Omega^{kn} \nabla_k F_{mn} = -\tilde{\Lambda} S^i.$$

Выполним необходимые преобразования и группировку. Уравнения Лапласа-Бельтрами учтут динамику инерции:

$$\Omega^{kn} \nabla_k \nabla_n A_m + R_m^p A_p = -S_m,$$

$$\Omega^{kn} \nabla_k A_n = 0.$$

Они переходят в обычные уравнения квантовой электродинамики, когда

$$\Omega^{kn} = \gamma^{kn} = \text{diag}(1, 1, 1, 1).$$

В этом случае

$$\gamma^{kn} \partial_k \partial_n A_m = -S_m,$$

$$\gamma^{kn} \partial_k A_n = 0.$$

Из обобщенных значений Ω^{kn} , ∇_k следуют новые возможности. В каких-то случаях будет достаточно стандартного подхода, в общем случае безусловно нужны обобщенные уравнения квантовой электродинамики. Их форма совпадает с уравнениями Лапласа-Бельтрами в римановом пространстве с метрикой Ω_{ij} , к ним приложимы соответствующие алгоритмы. Анализ усложнится, но это неизбежно. Реальные ситуации сложны. В частности, в такой модели отсутствует ограничение на скорость и потому нет необходимости "укладывать" явление в рамки канонической группы Лоренца. Более того, появляются основания существенно ослабить симметричный аспект явлений, отдавая предпочтение физическим деталям и тонкостям. Особенно важной становится задача анализа поведения атомов и молекул света, названных нотонами. Они имеют размеры, конфигурацию и внутреннее движение в абсолютном пространстве и времени. Для их описания нет необходимости использовать теорию относительности.

Укажем новую роль калибровочного условия для четырехпотенциалов, используя концепцию "скрытых" полей. Учтем возможность введения в калибровочное условие конструкции $b_k^p \sigma^k A_p + V$, где b_k^p , σ^k - новые поля, V - скрытый потенциал.

Пусть, согласно приведенному выше выводу формул

$$\begin{aligned} \Omega^{kn} \nabla_k \nabla_n A_m &= \nabla_m (\Omega^{kn} \nabla_k A_n) - R_m^p A_p = \\ &= \nabla_m (\Omega^{kn} \nabla_k A_n + b_k^p \sigma^k A_p + V - b_k^p \sigma^k A_p - V) - R_m^p A_p. \end{aligned}$$

Используем обобщенное калибровочное условие

$$\Omega^{kn} \nabla_k A_n - b_k^p \sigma^k A_p - V = \text{const}.$$

Получим уравнения для четырехпотенциалов

$$\Omega^{kn} \nabla_k \nabla_n A_m + \nabla_m (b_k^p \sigma^k A_p + V) + R_m^p A_p = -S_m.$$

Если

$$\nabla_m (b_k^p \sigma^k A_p + V) = 0,$$

они переходят в стандартные уравнения. Рассмотрим частные случаи.

1. Выберем потенциал A_m , дающий равный нулю тензор напряженности электромагнитного поля, $A_m = \nabla_m \chi$. Такой подход "подсказан" формой GAG-модуля для уравнений Шредингера (раздел 3.6). Пусть $b_k^p = \delta_k^p$. Тогда получаем дополнительное скалярное уравнение

$$\Omega^{kn} \nabla_k \nabla_n \chi - \sigma^k \nabla_k \chi - V = \text{const}.$$

При выборе

$$\Omega^{kn} = n^{kn} = \text{diag}(1, 1, 1, 0),$$

$$c^k = a(0, 0, 0, 1)$$

имеем стандартное уравнение Шредингера для волновой функции. Задавая потенциал V , а также начальное и граничное условия, получаем возможность исследовать вырожденное электромагнитное поле, полагая, что оно ответственно за поперечную (к направлению распространения) структуру и динамику атома света (глава 5).

2. Пусть

$$b^k = 0, \quad V = a\chi, \quad \text{const} = 0.$$

Получаем уравнение

$$\Omega^{kn} \nabla_k \nabla_n \chi = a\chi,$$

используемое в теории дифракции. В нем, в отличие от уравнений вакуумного типа, есть новые степени свободы:

- Ω^{kn} , что можно связать с внешней инерцией поля и его динамикой;
- "свободный" член V , в частности $a\chi$, от которого зависит поведение поля.

Поле χ для системы нотонов

$$\chi = \sum_i a^i \chi_i$$

представляет собой суперпозицию состояний каждого из них. Поперечная структура нотона может быть симметрична относительно своего центра. При взаимодействии нотона с экраном или измерительным устройством результат будет зависеть от того, как они "перекрывают" друг друга, проходя препятствия.

2а. Согласуем выражение для скорости нотона со следствиями, полученными в электродинамике Максвелла со сверхсветовыми скоростями. Рассмотрим

$$\Omega^{kn} = \text{diag}(1, 1, 1, n^2), \quad a = 4\pi^2 \frac{1}{\lambda^2} \Psi(u),$$

где n - показатель преломления, λ - длина волны излучения. Будем интерпретировать ее как характерный размер нотона в абсолютном пространстве Ньютона. Получим обобщенное уравнение Томсона

$$-\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} + \nabla^2 \chi = a\chi.$$

Его решение для

$$\chi = A \cos \frac{2\pi}{\lambda} (vt - z)$$

рассмотрим для фиксированных значений (A, λ, v) . Получим связь

$$v^2 = \frac{c^2}{n^2} (1 + \Psi(\frac{\hbar}{u})).$$

Групповая скорость v_g равна фазовой v_f , если $n \neq n(\lambda)$:

$$v_g = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} = v_f.$$

Пусть $\Psi \ll 1$. Имеем

$$v_g = \frac{c}{n} + \frac{1}{2} \frac{c}{n} \Psi.$$

Сравнивая его с выражением для скорости, выведенным в разделе 1.3:

$$\dot{v}_g = \frac{c}{n} \frac{k}{k} + \frac{1}{2} \frac{c}{n} \left(1 - \frac{w}{n^2} \right) n \cdot 2 \left[\left(1 - w \right) \frac{n}{c} \frac{\dot{u}}{u} + w \frac{n}{c} \frac{\dot{u}}{u} \right],$$

получим значение Ψ .

Следовательно, обобщенное калибровочное условие способно дать картину поведения нотона, согласующуюся как со следствиями из уравнений Максвелла так и с физической интуицией. Используя потенциал V в виде суммы

$$V = \dot{V} + a \chi$$

и полагая, что $\dot{V} \neq 0$, $a \neq 0$, получаем уравнения, описывающие нотон, движущийся со скоростью $v_g = c/n$. Он способен менять свою форму, если $\Omega^{kn} \neq const$, $\dot{V} \neq const$. Из явлений дифференции следует, что нотон может иметь в поперечном направлении периодическую структуру. Из явления интерференции следует, что в продольном направлении он может представлять собой систему "дисков". Если это так, обобщенное калибровочное условие может быть использовано для анализа поведения отдельного "диска", а нотон может рассматриваться как система согласованных между собой "дисков", описываемых схожими уравнениями.

1.10. К ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ СО СВЕРХСВЕТОВЫМИ СКОРОСТЯМИ

На основе аналоговой связи между уравнениями Максвелла и уравнениями релятивистской теории гравитации Лозунова получено обобщение, в котором отсутствует ограничение на скорость. Предложено сопоставить каждому калибровочному полю, в том числе и неабелевому, свое гравитационное поле. Аналоговая связь калибровочного и гравитационного полей рассматривается как функциональное условие их единства в теории и в эксперименте. В этом случае механизм динамики зарядов получает кохомологическое обоснование.

Установим аналоговое соответствие между электромагнитным и гравитационным полем. Оно позволит рассматривать гравитацию как проявление четырехпотенциала A_k в форме симметричного тензора φ_{mk} на основе их связи между собой $A_k = \sigma^m \varphi_{mk}$, что предполагает естественную согласованность электрического заряда e и массы m . Ранее нами показано, что в электродинамике без ограничения скорости выполнены уравнения

$$\Omega^{kn} \nabla_k \nabla_n A_m - R^p_m A_p = - S_m.$$

$$\Omega^{kn} \nabla_k A_n = 0,$$

где Ω^{kn} - композит, связывающий поля и индукции:

$$\Omega^{kn} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} [g^{kn} + (1-w)u^k u^n],$$

$$g^{kn} = \text{diag}(1, 1, 1, w).$$

В электродинамике вакуума имеем те же уравнения с заменой Ω^{kn} на тензор Минковского

$$\gamma^{kn} = \text{diag}(1, 1, 1, 1).$$

Тогда

$$\gamma^{kn} \nabla_k \nabla_n A_m = -S_m,$$

$$\gamma^{kn} \nabla_k A_n = 0.$$

Здесь ∇_k - знак ковариантной производной. Пусть теперь

$$A_m = a K^p \Phi_{pm}, \quad S_m = b K^p T_{mp},$$

где a, b - скалярные функции, K^p - линейно независимые векторы. Тогда из вакуумных уравнений Максвелла формально следуют уравнения релятивистской теории гравитации Логунова [118]:

$$\gamma^{kn} \partial_k \partial_n \Phi_{pm} = -\frac{b}{a} T_{pm}, \quad \gamma^{kn} \partial_k \Phi_{pn} = 0.$$

Известно, что они справляются с решением проблем классической гравитации, устраняя несовершенства геометрической теории гравитации Эйнштейна. Заметим, что, аналогично электродинамике Максвелла, ограничена по скорости современная теория гравитации. Чтобы избавиться от этого, переходя от гравитационной теории вакуумного типа к реальной модели, используем электродинамику со сверхсветовыми скоростями. По аналогии с ней имеем уравнения гравитации без ограничения скорости вида

$$\Theta^{kn} \partial_k \partial_n \varphi_{pm} + B_m^r \varphi_{rp} = -\frac{b}{a} \Pi_{mp},$$

$$\Theta^{kn} \partial_k \varphi_{pn} = 0.$$

В общем случае, по *принципу пары*, следует иметь уравнения для другого поля и связать их друг с другом. Дополняя модель связностью, получим обобщенные уравнения физической гравитации с пространством событий SE, зависимым от активных отношений, которое задается Θ^{kn}, ∇_k :

$$\Theta^{kn} \nabla_k \nabla_n \varphi_{pm} + B_m^r \varphi_{rp} = -\frac{b}{a} \Pi_{mp},$$

$$\Theta^{kn} \nabla_k \varphi_{pn} = 0.$$

На базу M_{SE} , например, $R^1 \times T^1$, проектируется явление, которое имеет свое пространство событий, например, $\tilde{M}_n$ и ассоциированную с ним метрику связей Ω^{kn} и связность Γ_{jk}^i . Конечно, до тех пор, пока не найден конкретный вид выражений $\Pi_{mp}, \Theta^{kn}, B_m^r$, мы имеем дело с формальной схемой. Ее вакуумный предел, когда $\Theta^{kn} = \gamma^{kn}$,

обоснован теоретически и экспериментально. Поэтому представляет интерес анализ других возможностей, например,

$$\Theta^{kn} = \gamma^{kn} + \sigma^{kn}, \quad \tilde{\gamma}^{kn} = \text{diag}(1, 1, 1, w_g).$$

Из подхода ясно, что *распространение гравитационного поля в вакууме и в среде описывается разными уравнениями*. Возможно, аналогично электромагнитному полю, гравитационное поле частично улетает физической средой. Поскольку теперь электродинамика не имеет ограничений на скорость и фотон можно рассматривать как частицу в абсолютном пространстве - нотон, возникает предположение, что гравитон также есть частица, имеющая свои пространственные размеры в абсолютном пространстве и динамику в нем. Мы использовали уравнение для нотона

$$\Omega^{kn} \nabla_k A_n - b_k^p \sigma^k A_p - V = \text{const.}$$

По аналогии для гравитона можно использовать сложные поля

$$\Omega^{kn} \nabla_k \varphi_{np} - b_k^p \sigma^k A_{,p} - V = \text{const.},$$

для которых остро стоит проблема согласования расчета и эксперимента. По-видимому, каждое калибровочное поле имеет свои гравитационные поля, через которые его потенциалы задаются в форме свертки с симметричным тензором. Так как для неабелева калибровочного поля выполняются уравнения

$$\partial_{[k} F_{mn]}^\mu = 0, \quad \partial_k H_{\sigma}^{ik} = \xi_{\sigma}^i,$$

$$H_{\sigma}^{ik} = \Lambda \Omega_{\sigma}^{im} \Omega^{kn} F_{mn}^p.$$

где $F_{mn}^\mu = \partial_m A_n^\mu - \partial_n A_m^\mu - c_{\nu\rho}^\mu A_m^\nu A_n^\rho$, то в этом варианте связь

$$A_m^\nu = \alpha K^\mu \Phi_{nm}^\nu$$

недостаточна, чтобы получить *уравнения неабелевой гравитации*. Однако, если возможна реализация неабелева калибровочного поля вида

$$\Omega_{\mu}^{im} \partial_k \partial_n A_b^\mu + R_{m\mu}^\kappa A_\kappa^\mu = -S_m,$$

ей соответствует неабелево гравитационное поле

$$\Omega_{\mu}^{im} \partial_k \partial_n \Phi_{pb}^\mu + R_{m\mu}^\kappa \Phi_{\kappa p}^\mu = -c_\mu \Phi_{mp}^\mu.$$

Поскольку в электродинамике скорости (v_g, v_f) и частоты (a_E, a_B) меняются динамически из-за группы когомологий, а им соответствует, по аналогии с механикой, изменение массы, возникает предположение, что динамика электрического заряда основана на когомологических величинах, которые входят в уравнения для неабелева гравитационного поля. Поскольку скорость электромагнитного поля входит в уравнение для четырехпотенциалов через тензор калибровочного поля

$$F_{mn} = \partial_m A_n - \partial_n A_m,$$

соединяя между собой пространственные и временные производные, скорость гравитации будет зависеть от значений, принимаемых множителями в связях

$$A_m = a K^{\nu} \Phi_{\nu m}.$$

Определив скорость гравитонов практически, можно будет научиться пользоваться ими. Так как *нотоны* и *гравитоны* аналогичны по уравнениям, возможно, что они аналогичны по своей структуре и по поведению. Скорость гравитонов c_g , следуя [117], будем считать существенно большей скорости света в вакууме:

$$c_g = 10^7 \div 10^{10} c_0.$$

Это может быть, например, скорость в рецепторах РИТОВ, из которых составлены нотоны и гравитоны.

Заметим, что четырехпотенциал A_μ имеет теперь в физической теории два приложения: во-первых, через него задается антисимметричный тензор напряженности электромагнитного поля $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, во-вторых, он косвенно состоит из симметричного "гравитационного" тензора, если $A_\mu = k^\nu \Phi_{\nu\mu}$. Возможно, именно A_μ хранит в себе тайну взаимного превращения электрического заряда и массы. Калибровочная свобода в определении A_μ посредством слагаемых $\partial_\mu \psi$ задает нулевой тензор, дополняющий $F_{\mu\nu}$. Но, как показано в разделе 3.6, уравнение Шредингера имеет дело как раз с такими вырожденными полями. По этой причине мы вправе считать, что *калибровочная свобода показывает внутренние свойства и новые степени свободы поля, существенные и для анализа и для эксперимента.*

Заметим, что и по форме и по сути инерционные поля и поля гравитации могут быть аналогичны, но они не могут быть тождественны. Пожалуй, правильно будет говорить о дополнительности инерции и гравитации.

1.11. ВАРИАНТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИКИ ИНЕРЦИИ

Показано, что учесть динамику инерции электромагнитного поля можно разными способами.

1.11.1. Физический алгоритм

Сущность его состоит в том, что выполнено разделение инерции электромагнитного поля на собственную и несобственную части. Несобственная инерция нелинейно зависит от введенной новой физической величины, названной отношением w . Она управляет трансформацией скорости поля

$$\dot{v}_s = \frac{c}{n} \frac{k}{k} + \left(1 - \frac{w}{n^2} \right) \left[(1-w) \dot{u}_{fs} + w \dot{u}_m \right],$$

которая зависит от

$$w = 1 - \exp[-P_0(n-1)].$$

Ввести w и $\dot{u} = \dot{u}(w, \dot{u}_m, \dot{u}_{fs})$ в уравнения Максвелла можно через векторные связи между полями и индукциями, не используя ни метрики Минковского, ни группы Лорентца. Так выполняется расширение физической модели без изменения динамических уравнений. Основное внимание уделяется физическим факторам в предположении, что ранее в модели не все было учтено и что необходимо нелинейное по w изменение теории с явным учетом в ней скорости движения источника излучения. Сохранено представление об абсолютной длине и времени, соответствующее модели Ньютона.

Заметим, что для собственной инерции поля показатель преломления n управляет скоростью, задавая величину c/n и потому n аналогичен w . Тензор $\epsilon^{\nu} = \mu^{-1/2} \text{diag}(1, 1, 1, \mu\epsilon)$ аналогичен $g^{\nu} = \text{diag}(1, 1, 1, w)$. Следовательно, *собственная инерция уже давно подсказывала структуру несобственной инерции*. Этот факт подтверждает точку зрения Лейбница, что покой есть частный случай движения.

1.11.2. Обобщенный тензорный алгоритм

Он имеет в качестве исходной позиции предположение, что поля F_{mn} и индукции H^A связаны тензором Ω^{im} :

$$H^{ik} = \Omega^{im} \Omega^{kn} F_{mn},$$

где $\Omega^{im} = a \tilde{g}^{im} + b \tilde{u}^i \tilde{u}^m$, $u^i = \frac{dx^i}{d\tilde{g}}$, $d\tilde{g}^2 = g_{im} dx^i dx^m$. Тогда, используя асимптотику, соответствующую скорости $\tilde{u}^i = 0$, получено выражение для "метрического тензора" проявлений инерции:

$$g^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, w),$$

где w - свободный параметр теории, а выражение для четырехскорости не определено. Полагая, что

$$u^i = (1 - w) u_{f,i} - w u_{\mu}^i,$$

а также выбирая

$$a = \frac{1}{\sqrt{\mu}}, \quad b = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \left(\frac{\epsilon \mu}{w} - 1 \right),$$

мы получаем тензор Ω^{im} , дающий соответствие с физическим алгоритмом анализа инерции. При таком подходе нет необходимости рассматривать g_{ij} как метрику пространства-времени. Она является тензором, необходимым для вывода связей между полями и индукциями, что позволяет рассматривать физические явления в $R^3 \times T^1$ и анализировать их в рамках абсолютного времени и абсолютной длины. "Метрику" можно получить иначе: ввести конформный множитель φ в каноническую метрику Минковского

$$\tilde{g}^{ij} = \varphi \text{diag}(1, 1, 1, 1),$$

а затем выполнить эквивалентные преобразования, которые сохраняют "объем событий". Тогда получим

$$\tilde{g}^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, \varphi^4 \cdot 1).$$

Полагая

$$\varphi^4 = w,$$

имеем вариант, проанализированный в разделе 1.3, свидетельствующий о том, что *конформная метрика может рассматриваться как "источник" отношения - фактора, динамически меняющего несобственную инерцию калибровочного поля*.

1.11.3. Алгоритм представлений групп

Полагая, что физическая модель может быть с достаточной полнотой охвачена теорией представления групп, примем точку зрения, что динамике инерции поля соответствуют нелинейные представления группы $GL(4, R)$. Для кинематического описания соотношения параметров, без учета их динамики, считаем достаточными линейные представле-

ния $GL(4, R)$, допуская, что для всех возможных пар состояний поля найдется элемент группы, связывающий их.

Построим нелинейное представление $G=GL(4, R)$ стандартным образом, используя функции на фактор-группе G/H , где H – нормальная подгруппа группы G . Для линейной группы, как хорошо известно, $H=SL(4, R)$. Тогда

$$\lambda_g = \det g \in G/H$$

есть гомоморфизм группы $GL(n, R)$ в группу R_0^1 действительных чисел, не равных нулю. Установим соответствие $w = \lambda_g$, полагая, что мы получаем новый физический фактор модели, учитывающей динамику несобственной инерции электромагнитного поля. Задавая зависимость $\dot{u} = \dot{u}(\lambda_g, \dot{u}_g, \dot{u}_g, \dot{u}_g)$, а также дополнительно используя λ_g как весовую функцию, мы имеем обобщенные связи между полями и индукциями, которые могут быть соотнесены как к физическому, так и к тензорному алгоритму. Следовательно, истоки теории, задающей динамику несобственной инерции поля, можно искать в нелинейных представлениях групп.

1.11.4. Алгебраический алгоритм

Согласно ему, мы изначально записываем уравнения физической модели в главном расслоении (по G_a и G_b) оснащенном многообразии, используя полученные в главе 3 выражения для векторных полей

$$Q_a = \varepsilon_{\mu\nu}^{\eta} g^{\mu} \phi^{\nu} X_i \partial_j (\delta_{\mu\nu} Y^{\mu} \Psi^{\nu} \Pi^{\sigma})$$

и дифференциальных 1-форм со значениями в алгебре Ли группы $V(4)$

$$Q^* = \varepsilon_{\mu\nu}^{\eta} p^{\mu} \Phi^{\nu} \sigma_{\mu} \sigma_{\nu} X^{\mu} dx^{\nu} (\delta_{\mu\nu} Y^{\mu} \Psi^{\nu} \Pi^{\sigma}),$$

где (∂_j, dx^{μ}) – базовые векторы и ковекторы многообразия M ; (X_i, Y^{μ}) – реперы (образующие) структурных групп или моноидов; Ψ^{μ} – компоненты волновых функций.

Чтобы получить согласование с опытом, следующее из физического алгоритма анализа динамики инерции, в этом варианте необходимо поступить так:

- а) считать, что величины p^{ki} могут меняться и ввести в них зависимость от w ;
- б) изменения выполнить только в связях и они должны быть *частичными*;
- в) от дифференциалов dx^{μ} перейти к четырехскоростям $dx^{\mu} = u^{\mu} = dx^{\mu}/dp$;
- г) ввести в уравнения зависимость типа $u^{\mu} = u^{\mu}(w, u^{\mu}, u^{\mu})$.

Следовательно, при учете алгебраической структуры физической модели можно прийти к реальному соотношению с практикой только после выполнения дополнительных условий, которые не всегда ясны и не всегда просты. Однако этот путь представляется обидным. Принципиально ново в нем то, что одни элементы модели могут меняться, а другие оставаться неизменными, что зависит от их роли и места в теории.

1.11.5. Когомологический алгоритм

Следя де Рама, введем нульмерную группу когомологий дифференциальных форм $H^0(u)$, которая задается 0-формами – скалярными функциями w , полагая, что так всегда нужно делать, если необходимо описать динамику несобственной инерции электромагнитного поля. 0-формы заданы на многообразии M , в котором рассматривается явление. Каждая его точка $x_0 \in u$ может рассматриваться как нульмерный цикл. Если две точки x_0 и x_1 принадлежат одной и той же односвязной области пространства M , то

соответствующие нульмерные циклы гомологичны друг другу. Это справедливо потому, что путь $x, 0: t: 1$, соединяющий x_0 и x_1 , можно рассматривать как одномерную поверхность, граница которой есть $x_1 - x_0$. Тогда функции $w = (0+1)$ образуют группу, изоморфную R_0^1 в интервале $(0+1)$. Она может использоваться для превращения S -симметрии в SH -симметрии (симметрия активного типа), если их задать зависящими от физических параметров, как это делается в физическом алгоритме анализа (глава 2), как для аддитивных, так и для мультипликативных групп.

Аналогично группа $H^0(g, A)$ может быть определена для группы G и модуля A , задавая группу когомологий Хохшильда. При таком подходе мы фактически признаем, что динамикой несобственной инерции электромагнитного поля "управляет" нульмерная группа когомологий Рама или нульмерная группа когомологий Хохшильда. Понятно, что они должны быть определены таким образом, чтобы их можно было использовать в конкретной физической модели. Новизна здесь состоит в том, что предполагается подчинение групп когомологий динамическим уравнениям с явной зависимостью от физических параметров конкретной задачи. Нахождение уравнений динамики когомологий и присоединение их к модели, описывающей поведение поля, является самостоятельной и сложной проблемой. Согласно разделу 1.3 скорость $\dot{y}_\mu$ динамически способна перейти в частоту ω , что означает топологический учет движений электромагнитного поля.

1.11.6. Дифференциально-геометрический алгоритм

Примем точку зрения, что частицы с нулевым зарядом, следуя концепции Эйнштейна, подчиняются несобственной силе (раздел 1.4.1), имеющей дифференциально-геометрическую природу, которая проявляет себя в физической модели через метрику g_μ и связность Γ_μ^λ . Эти величины задают поведение управляющего воздействия - инерции поля, формируя, согласно главе 3, пространство событий SE . Построим его по аналогии с ньютоновским пространством R^3 и абсолютным временем T^1 , полагая, что их можно соединить в единый четырехмерный комплекс, как это предложил Минковский, однако при произвольной связи R^3 и T^1 . Тогда имеем, например, метрику событий SE в виде $\tilde{g}^\mu = \text{diag}(1, 1, 1, w)$. Понятно, что этого мало. Дополнительно нужно найти место $\tilde{g}^\mu$ в физической модели, как это сделано в разделе 1.3. Корректность выбора $(\tilde{g}^\mu, \tilde{\Gamma}_\mu^\lambda)$ следует проверять из согласования решений обобщенной модели с опытом.

Следовательно, существует много вариантов и возможностей учета динамики несобственной инерции поля в физической модели. Их выбор обычно диктуется дополнительными условиями, которые нужно принять во внимание, чтобы достичь полноты расчетов и ясности в понимании их результатов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложено обобщение электродинамики Максвелла в движущихся средах, которое, во-первых, не использует специальной теории относительности Эйнштейна, во-вторых, в расчете и эксперименте базируется на пространстве Ньютона, в-третьих, в нем естественны сверхсветовые скорости, указаны условия, где и как их обнаружить, в-четвертых, оно единым образом описывает классические эксперименты Бредли, Майкельсона, Физо, Допплера. Обнаружен неизвестный ранее динамический механизм преобразования скорости, задающей несобственную инерцию поля, в собственную частоту электромагнитного поля. Показано, что ненулевая масса покоя может быть конечной при скорости тела, равной скорости света в вакууме.

2. Выделены факторы собственной и несобственной инерции электромагнитного поля. Они представлены внешними, внутренними и связываемыми составляющими. Калибровочная группа $\alpha(x)$ электромагнитного поля дополнена группой управления $w(x)$ и группой смещения $\lambda(x)$ параметров инерции. Показано, что в расчете и в эксперименте проявляется их смесь, что усложняет анализ динамики инерции.

3. Выделены стадии динамического процесса изменения несобственной инерции электромагнитного поля. Предложен вариант моделирования ее динамики на основе изучения геодезических расслоенного многообразия, в котором четырехскости выполняют роль координат базы, четырехвращения - роль координат слоя. Представлена схема элементов, относящихся к анализу динамики несобственной инерции электромагнитного поля.

4. Методологически проанализирована вся совокупность граней и факторов инерции электромагнитного поля, которые следуют из структуры электродинамики Максвелла, свободной от ограничений на скорость. Указаны новые возможности обобщения физических моделей.

5. Показано, что электродинамика Максвелла без ограничения скорости использует сложные связи между полями и индукциями, которые трудно получить из вариационного формализма. Указано, что требуемый из физических соображений композит - нетензорный объект, приспособлен к построению нелинейного представления теории Максвелла в группе общих линейных преобразований $GL(4, R)$. По аналогии с теорией Эйнштейна предложено описывать динамику инерции электромагнитного поля через динамику композитного поля гравитационного типа.

6. Показано, что допустима электродинамика Максвелла в вакууме, существенно более сложная стандартной схемы, согласно которой $\vec{D} = \vec{E}$, $\vec{B} = \vec{H}$. В новом подходе ни группа Галилея, ни группа Лоренца не нужны, если нет относительных скоростей. При ненулевых относительных скоростях в вакууме нужно использовать группу Галилея и некорректно использование, без дополнительных условий, группы Лоренца.

7. Используя уравнения Максвелла со сверхсветовыми скоростями и скрытые поля, введены уравнения для четырехпотенциалов и обобщенное калибровочное условие. Сделано предположение, что их можно использовать для описания квантовых состояний частиц света, названных нотонами.

8. На основе аналоговой связи между уравнениями Максвелла и уравнениями релятивистской теории гравитации Логанова получено их обобщение, соответствующее неограниченным скоростям. Предложено сопоставлять каждому калибровочному полю, в том числе и неабелевому, свое гравитационное поле. Аналоговая связь калибровочного и гравитационного полей рассматривается как функциональное условие их единства в теории и в эксперименте.

9. По-новому описана вся совокупность релятивистских эффектов в электродинамике Максвелла. Выявлено, что релятивистские эффекты имеют динамическую природу и обусловлены изменением показателя отношения, физической величины, дополнительной к показателю преломления. Динамический подход освободил физику от ограничения на скорость. Все эти обстоятельства, как сама концепция активного показателя отношения, позволяют сделать вывод: *специальная теория относительности является частично достаточной для описания релятивистских эффектов в электродинамике Максвелла, однако она не является необходимой, потому что возможно более точное и полное описание экспериментальных фактов без ее использования.*

ГЛАВА 2

НОВАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

*"Куда бы ты ни взглянул с настоящим живым любопытством, тебе
откроются недра, полные тайн, и ты почувствуешь, что их богатства
неисчерпаемы".*

Гротендик А.

	Введение	79
2.1.	Пространственно-когомологические, SH -симметрии в электродинамике	80
2.1.1.	Вывод SH -симметрий	80
2.1.2.	SH -симметрии в электродинамике Максвелла	82
2.2.	Новые возможности и приложения SH -симметрий	87
2.2.1.	Углубление S -симметрий до SH -симметрий	87
2.2.2.	Новые решения в электродинамике Максвелла	89
2.3.	Концепция и структура реального измерительного устройства	92
2.3.1.	Некоторые аспекты классической и квантово-механической теории измерений	92
2.3.2.	Концепция и структура реального измерения	96
2.4.	Аспекты принципа относительности, инерции и причинности	101
2.4.1.	Две стороны принципа относительности в электродинамике	101
2.4.2.	Коррекция принципов теории с учетом реальности измерения	106
2.4.3.	Доказательство возможности согласования сверхсветовых скоростей с принципом причинности	108
2.5.	Скрытые возможности SH -симметрий	109
2.5.1.	Естественная веассоциативность симметрий	109
2.5.2.	О связи SH -симметрий с теорией катастроф	112
2.5.3.	Система отсчетных симметрий	113
	Заключение	114

ВВЕДЕНИЕ

Важная роль пространственно-временных или S -симметрий в физике обусловлена многими обстоятельствами. Во-первых, симметрия оставляет инвариантной систему уравнений, описывающую явление. Она позволяет "переводить" одни решения в другие и по этой причине является основой кинематического описания физических явлений. В частности, она позволяет связать между собой асимптотические состояния до взаимодействия и после него, используя алгоритм описания параметров явления без учета его динамики. Именно так используется, как показано в [117], группа Лорентца в электродинамике движущихся сред. Во-вторых, в рамках лагранжева формализма, следуя теореме Нетер, симметрия задает законы сохранения, присущие физическому явлению, что позволяет упростить анализ явления. В третьих, S -симметрия связана со свойствами пространства-времени, она в пассивной форме содержит кохомологии, характеризующие его топологические свойства.

В данной главе мы частично изучим новые свойства электромагнитных явлений. Используем для этого пространственно-гомомологические или SH -симметрии: те преобразования координат и времени, которые зависят от кохомологий алгебры заполнения или проявления физической модели.

Обычно физическое явление допускает широкий класс симметрий, и далеко не каждая из них имеет экспериментальное подтверждение. Кроме этого, обычно симметрия лишь косвенно фиксирует законы взаимодействия, присущие явлению. Идеальной, с позиции физика, следует считать симметрию, которая способна "охватить" динамику явления, что возможно при учете параметров симметрии, управляющих взаимодействием. Назовем такие симметрии активными. Понятно, чем "тоньше" структура симметрий, тем большими скрытыми возможностями она может обладать. Полезно их найти и научиться пользоваться ими. В данной главе указан класс SH -симметрий в электродинамике Максвелла. Он образован симметрией Лорентца, зависимой от инвариантных величин, взятых из гомологической алгебры.

Показано, что к модели электромагнитных явлений со сверхсветовыми скоростями можно прийти из стандартной теории на основе кохомологически активных SH -симметрий, зависящих от 0-гомомологий Хохшильда ассоциативной алгебры заполнения физических явлений.

Проанализированы возможности, и в том числе скрытые свойства, активных SH -симметрий. Исследована топологическая активность инерции в электродинамике Максвелла. Сформулирована проблема активной кохомологической деформации физической модели и ее симметрий. Показано, что активные SH -симметрии содержат в себе специальную теорию относительности, сохраняя и развивая ее. Указан алгоритм учета влияния измерительных устройств на инерционные параметры электромагнитного поля, основанный на использовании системы нульмерных кохомологий, ассоциированных с симметрией физической модели.

Развита идея управления симметрией G_α со стороны симметрии G_β . Она соответствует концепции углублений симметрий, которые могут быть достаточно многообразными: управление явлением способны задать не только группы, но и квазигруппы и лупы.

2.1. ПРОСТРАНСТВЕННО-КОГОМОЛОГИЧЕСКИЕ, SH-СИММЕТРИИ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

На основе предположения, что центр группы $V(4)$, посредством которой электродинамика Максвелла задана в форме ГАГ-модуля, когомологически "активен" и является оператором сдвигения для S -симметрии Лоренца, получен класс SH-симметрий Лоренца, в которых квазигруппа управления динамикой несобственной инерции в электромагнитного поля "встроена" в S -группу. В рамках SH-симметрий рассмотрены разные стадии динамики инерции поля. Показано, что из локальной инвариантности уравнений Максвелла относительно SH-симметрий следуют обобщенные уравнения связей для полей и индукций, частично задающие динамический механизм изменения инерции электромагнитного поля.

2.1.1. Вывод SH-симметрий

Пусть группа заполнения физического явления G_z задана локально своими генераторами Γ_i и параметрами Θ^s в виде $g_z = I + \Gamma_i \Theta^s + \hbar$. Пусть $\tilde{g}_z = I + \tilde{\Gamma}_i \tilde{\Theta}^s + \hbar$, где $\Gamma_i = Q \Gamma_i Q^{-1}$, $\tilde{\Theta}^s = F_1^{(1)} \Theta^s + F_2^{(2)} \Theta^s$, а Q и F_i зависят от группы когомологий Хохшильда $H^0(g_z, A)$ алгебры g_z . По определению, $H^0(g_z, A)$ задана элементами $\varphi \in H^0(g_z, A)$, для которых $a\varphi = \varphi a$, где $a \in g_z$. Значит $\varphi = \Phi I$ соответствует этому определению. Рассмотрим случай, когда инвариантными элементами являются скаляры $\Phi = a$. Выберем $T_z = Q = \text{diag}(1, 1, 1, \Phi)$. Заметим, что для калибровочной группы $G_p = U(1)$ ее активность на g_z трудно отличить от $H^0(g_z, A)$ активности.

Назовем SH-симметрии с использованием $H^0(g_z, A)$ нульмерными пространственно-когомологическими преобразованиями и будем обозначать их SH^0 . Поскольку в главе 2 рассматривается только такой вариант, допустим отождествление обозначений SH и SH^0 . Будем считать, как это принято в электродинамике со сверхсветовыми скоростями, что величина Φ подчинена уравнению

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = -P_0(\Phi - 1), \quad \xi = \frac{\rho}{\rho_0},$$

введя таким способом динамику в активный центр алгебры. SH^0 -симметрии, очевидно, являются вариантам углубления S -симметрий до уровня учета $H^0(g_z, A)$ когомологий. Их динамика является принципиально новой чертой пространственно-временных преобразований. Она не учитывалась ранее в электродинамике. Мы назвали углублением симметрии ситуацию, когда канонической симметрии поставлен в соответствие класс симметрии с параметрами, которые могут быть активными.

Известно, что бесконечно малые действия симметрий в пространстве-времени могут быть записаны в форме

$$dx^\mu = (I + \Gamma_s \Theta^s)_\nu^\mu dx^\nu,$$

где dx^μ , dx^ν - дифференциалы координат, взятые относительно некоторой точки $M(x, t)$ пространственно-временного многообразия, Γ_s - канонические генераторы, Θ^s - параметры группы, зависящие от дополнительных величин. Деформация генераторов симметрий, например, в виде

$$\tilde{\Gamma}_S = Q \Gamma_S Q^{-1},$$

где Q - оператор сплетения, задает класс алгебраически эквивалентных представлений для данной S -симметрии. Для нахождения SH -симметрий используем вариант, когда

$$dx^{\mu'} = (I + \tilde{\Gamma}_S \Theta^S) dx^\mu.$$

Изучим канонические преобразования Лорентца, оставив отличным от нуля только один параметр $\Theta = \Theta^4 \neq 0$. Для $\tilde{\Gamma}_4$ имеем (у группы $G_p = U(1)$ величина $\Phi \in \mathbb{C}$, где $\mathbb{C}$ - поле комплексных чисел P):

$$\tilde{\Gamma}_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Phi^{-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\Phi^{-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Phi & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

При функциональной зависимости G_t от калибровочной группы G_p мы получаем *калибровочно активное углубление* физических моделей. При зависимости G_t от групп когомологий, например, $H^n(g, A)$, мы получаем *когомологически активное углубление* физической модели. Если симметрией G_t управляет группа $G_p = U(1)$, модуль $|\Phi|$ способен меняться от нуля до 1. Заметим, что значение Φ может быть положительным, действительным или мнимым. В рассматриваемом случае

$$dx^{1'} = dx^1 - \Phi^{-1} \Theta dx^0, \quad dx^{0'} = dx^0 + \Phi \Theta dx^1, \quad dx^{2'} = dx^2, \quad dx^{3'} = dx^3.$$

Конечные преобразования

$$dx^{1'} = dx^1 \cos \Theta - i c dt \Phi^{-1} \sin \Theta, \quad dx^{2'} = dx^2,$$

$$dt' = dt \cos \Theta - \frac{i}{c} \Phi \sin \Theta dx^1, \quad dx^{3'} = dx^3$$

содержат величины, которые нужно найти. Для этого используем условие, что начало штрихованной системы координат K' имеет скорость v по оси K . Отсюда

$$i g \Theta = -i \Phi \frac{v}{c},$$

$$\cos \Theta = \left(1 - \Phi^2 \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad \sin \Theta = \pm i \frac{v}{c} \Phi \left(1 - \Phi^2 \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Получим преобразования дифференциалов координат

$$dx' = \frac{dx - v dt}{\left(1 - \Phi^2 \frac{v^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}}}, \quad dy' = dy, \quad dz' = dz, \quad dt' = \frac{dt - \Phi^2 \frac{v}{c^2} dx}{\left(1 - \Phi^2 \frac{v^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}}}.$$

Для *когомологически пассивной симметрии*, когда $\Phi = \text{const}$, получаем взаимосвязь координат вида

$$x' = \frac{x - vt}{\left(1 - \Phi^2 \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \Phi^2 \frac{v}{c^2} x}{\left(1 - \Phi^2 \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}.$$

Легко проверить, что они образуют группу. При $\Phi = i\dot{\Phi}$ преобразования

$$x' = \frac{x - vt}{\left(1 + \dot{\Phi}^2 \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t + \dot{\Phi}^2 \frac{v}{c^2} x}{\left(1 + \dot{\Phi}^2 \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}$$

допускают произвольные скорости. Нами получен класс *SH*-симметрий, пригодных как для досветовых, так и для сверхсветовых скоростей. Им соответствуют инвариантные метрические тензоры:

$$g_{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, -1) \quad \text{и} \quad r_{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, 1),$$

которые используются в уравнениях фундаментальных физических моделей (глава 3). Следовательно, учет калибровочной или когомологической активности позволяет естественным путем ввести в теорию физических явлений *фундаментальную* пару метрик. Понятно, что группа Лоренца в ее *SH*-форме никак не ограничивает скорости. Если же $\Phi^2 = w_1^2 - w_2^2 + 2i w_1 w_2$, то ситуация может быть сложной.

2.1.2. *SH*-симметрии в электродинамике Максвелла

Покажем, что уравнения Максвелла инвариантны относительно *SH*-симметрий для любого значения $\Phi^2 = \text{const}$. Тогда, если в физической модели заменим Φ^2 на $-\Phi^2$, получим систему уравнений, описывающую сверхсветовые движения. Положим, что $\Phi^2 = w$. Рассмотрим связи между производными и скоростями в разных системах координат K и K' , соответствующие указанным выше преобразованиям координат. Тогда

$$\frac{\partial}{\partial x} = \gamma \frac{\partial}{\partial x'} - \gamma \frac{vw}{c^2} \frac{\partial}{\partial t'}, \quad \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y'}, \quad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z'}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = -v\gamma \frac{\partial}{\partial x'} + \gamma \frac{\partial}{\partial t'},$$

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - u_x \frac{vw}{c^2}}, \quad u'_y = \frac{u_y}{\gamma \left(1 - u_x \frac{vw}{c^2}\right)}, \quad u'_z = \frac{u_z}{\gamma \left(1 - u_x \frac{vw}{c^2}\right)},$$

где $\gamma = (1 - wu^2/c^2)^{-1/2}$. Проведем прямое доказательство инвариантности уравнений электродинамики. Запишем уравнения Максвелла в декартовых координатах. Пусть

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t},$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t},$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t},$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0.$$

Из преобразования производных следует, что

$$\gamma \frac{\partial B_x}{\partial x'} = \gamma \frac{w}{c^2} \frac{\partial B_z}{\partial t'} - \frac{\partial B_y}{\partial y'} - \frac{\partial B_z}{\partial z'}.$$

Аналогично

$$-\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t} = -\gamma \frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t'} + \gamma \frac{v}{c} \frac{\partial B_x}{\partial x'},$$

где ξ принимает значение x, y, z . Получим

$$\frac{\partial}{\partial y'} \left[\gamma \left(E_x + \frac{v}{c} B_y \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z'} \left[\gamma \left(E_y - \frac{v}{c} B_x \right) \right] = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t'},$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z'} - \frac{\partial}{\partial x'} \left[\gamma \left(E_z + \frac{v}{c} B_z \right) \right] = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t'} \left[\gamma \left(B_y + \frac{v}{c} w E_z \right) \right],$$

$$\frac{\partial}{\partial x'} \left[\gamma \left(E_y - \frac{v}{c} B_x \right) \right] - \frac{\partial E_z}{\partial y'} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t'} \left[\gamma \left(B_z - \frac{v}{c} w E_y \right) \right].$$

Выведенные уравнения совпадут по виду с исходными, если:

$$\begin{aligned} E'_x &= E_x, & E'_y &= \gamma \left(E_y - \frac{v}{c} B_x \right), & E'_z &= \gamma \left(E_z + \frac{v}{c} B_y \right), \\ B'_x &= B_x, & B'_y &= \gamma \left(B_y + \frac{v}{c} w E_z \right), & B'_z &= \gamma \left(B_z - \frac{v}{c} w E_y \right). \end{aligned}$$

Выражения нештрихованных компонент через штрихованные таковы:

$$\begin{aligned} E_x &= E'_x, & E'_y &= \gamma \left(E'_y + \frac{v}{c} B'_x \right), & E_z &= \gamma \left(E'_z - \frac{v}{c} B'_y \right), \\ B_x &= B'_x, & B'_y &= \gamma \left(B'_y - \frac{v}{c} w E'_z \right), & B_z &= \gamma \left(B'_z + \frac{v}{c} w E'_y \right). \end{aligned}$$

Используя их, получим

$$\gamma \left(\frac{\partial B'_z}{\partial x'} + \frac{\partial B'_y}{\partial y'} + \frac{\partial B'_x}{\partial z'} \right) - \gamma \frac{v}{c} w \left(\frac{1}{c} \frac{\partial B'_x}{\partial t'} + \frac{\partial E'_z}{\partial y'} - \frac{\partial E'_z}{\partial z'} \right) = 0.$$

Поскольку

$$\frac{1}{c} \frac{\partial B'_x}{\partial t'} + \frac{\partial E'_z}{\partial y'} - \frac{\partial E'_z}{\partial z'} = 0$$

и $\gamma \neq 0$, имеем

$$\frac{\partial B'_x}{\partial x'} + \frac{\partial B'_y}{\partial y'} + \frac{\partial B'_z}{\partial z'} = 0.$$

Инвариантность первой группы уравнений Максвелла доказана.

Рассмотрим вторую пару уравнений. В декартовых координатах

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \rho u_x + \frac{1}{c} \frac{\partial D_x}{\partial t},$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \rho u_y + \frac{1}{c} \frac{\partial D_y}{\partial t},$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{1}{c} \rho u_z + \frac{1}{c} \frac{\partial D_z}{\partial t},$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho.$$

Из преобразования частных производных получим

$$\gamma \frac{\partial D_x}{\partial x'} = \gamma \frac{w}{c^2} \frac{\partial D_x}{\partial t'} - \frac{\partial D_y}{\partial y'} - \frac{\partial D_z}{\partial z'} + \rho.$$

Для других компонент производные по времени равны

$$\frac{1}{c} \frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\gamma}{c} \frac{\partial D_x}{\partial t'} - \gamma \frac{\partial D_z}{\partial x'},$$

где ξ принимает значения x, y, z . Из указанных соотношений следует, что

$$\frac{\partial}{\partial y'} \left[\gamma \left(H_x - \frac{v}{c} D_y \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z'} \left[\gamma \left(H_y + \frac{v}{c} D_x \right) \right] = \frac{1}{c} \rho (u_x - v) \gamma + \frac{1}{c} \frac{\partial D_x}{\partial t'},$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z'} - \frac{\partial}{\partial x'} \left[\gamma \left(H_x - \frac{v}{c} D_y \right) \right] = \frac{1}{c} \rho u_y + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t'} \left[\gamma \left(D_y - \frac{v}{c} w H_x \right) \right],$$

$$\frac{\partial}{\partial x'} \left[\gamma \left(H_y + \frac{v}{c} D_x \right) \right] - \frac{\partial H_x}{\partial y'} = \frac{1}{c} \rho u_z + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t'} \left[\gamma \left(D_x + \frac{v}{c} w H_y \right) \right].$$

Выберем соотношения

$$D'_x = D_x, \quad D'_y = \gamma \left(D_y - \frac{v}{c} w H_x \right), \quad D'_z = \gamma \left(D_z + \frac{v}{c} w H_y \right),$$

$$H'_x = H_x, \quad H'_y = \gamma \left(H_y + \frac{v}{c} D_x \right), \quad H'_z = \gamma \left(H_z - \frac{v}{c} D_y \right),$$

$$D_x = D'_x, \quad D_y \left(D'_y + \frac{v}{c} w H'_x \right), \quad D_z = \gamma \left(D'_z - \frac{v}{c} w H'_y \right),$$

$$H_x = H'_x, \quad H_y = \gamma \left(H'_y - \frac{v}{c} D'_x \right), \quad H_z = \gamma \left(H'_z + \frac{v}{c} D'_y \right).$$

Найдем условия, при которых инвариантно выражение $\nabla \cdot \vec{D} = \rho$. Имеем

$$\lambda \left(\frac{\partial D'_x}{\partial x'} + \frac{\partial D'_y}{\partial y'} + \frac{\partial D'_z}{\partial z'} \right) + \gamma \frac{v}{c} w \left(\frac{\partial H'_x}{\partial y'} - \frac{\partial H'_y}{\partial z'} - \frac{1}{c} \frac{\partial D'_x}{\partial t'} \right) = \rho.$$

Поскольку

$$\frac{\partial H'_x}{\partial y'} - \frac{\partial H'_y}{\partial z'} - \frac{1}{c} \frac{\partial D'_x}{\partial t'} = \frac{1}{c} \gamma \rho (u_x - v),$$

то

$$\frac{\partial D'_x}{\partial x'} + \frac{\partial D'_y}{\partial y'} + \frac{\partial D'_z}{\partial z'} = \gamma \rho \left(1 - \frac{u_x v}{c^2} \right) = \rho'.$$

Тогда, используя связь компонент скоростей, получим

$$\frac{1}{c} \rho \gamma (u_x - v) = \frac{1}{c} \rho' u'_x,$$

$$\frac{1}{c} \rho u_y = \frac{1}{c} \rho' u'_y, \quad \frac{1}{c} \rho u_z = \frac{1}{c} \rho' u'_z.$$

Вторая пара уравнений Максвелла запишется в виде:

$$\frac{\partial H'_x}{\partial y'} - \frac{\partial H'_y}{\partial z'} = \frac{1}{c} \rho' u'_x + \frac{1}{c} \frac{\partial D'_x}{\partial t'},$$

$$\frac{\partial H'_x}{\partial z'} - \frac{\partial H'_z}{\partial x'} = \frac{1}{c} \rho' u'_y + \frac{1}{c} \frac{\partial D'_y}{\partial t'},$$

$$\frac{\partial H'_y}{\partial x'} - \frac{\partial H'_x}{\partial y'} = \frac{1}{c} \rho' u'_z + \frac{1}{c} \frac{\partial D'_z}{\partial t'}.$$

Доказательство инвариантности второй группы уравнений Максвелла завершено. Рассмотрим теперь вопрос об инвариантности материальных уравнений. Нетрудно видеть, что они удовлетворяют дополнительным условиям симметрии, так как допускают замену

$$\vec{D} \rightarrow \vec{B}, \quad \vec{E} \rightarrow \vec{H}, \quad \vec{H} \rightarrow \vec{E}, \quad \vec{B} \rightarrow \vec{D}, \quad \epsilon \rightarrow \mu, \quad \mu \rightarrow \epsilon.$$

Аналогичным условиям удовлетворяют преобразования для полей. Это позволяет ограничить анализ инвариантности рассмотрением одного векторного уравнения. Пусть в системе K'

$$\mu \left(\vec{H}' + \left[\frac{\vec{h}}{D'}, \frac{\vec{h}'}{c} \right] \right) = \frac{\vec{h}}{B'} + w \left[\frac{\vec{h}}{E'}, \frac{\vec{h}'}{c} \right].$$

Следствием его является

$$\mu (\vec{H}', \vec{h}') = (\vec{B}', \vec{h}'),$$

где $\vec{h}'$ - скорость движения в K' . Проведем необходимые преобразования, используя соотношения между компонентами полей. Имеем

$$\begin{aligned} \mu \left[H_x + \left(D_y \frac{u_x}{c} - D_z \frac{u_y}{c} \right) - \frac{vw}{c^2} (H_x u_x + H_y u_y + H_z u_z) \right] = \\ = B_x + w \left(E_y \frac{u_x}{c} - E_z \frac{u_y}{c} \right) - \frac{vw}{c^2} (B_x u_x + B_y u_y + B_z u_z), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \mu \left[(H_x u_x + H_y u_y + H_z u_z) - v \left(H_x + D_y \frac{u_x}{c} - D_z \frac{u_y}{c} \right) \right] = \\ & = (B_x u_x + B_y u_y + B_z u_z) - v \left[B_x + w \left(E_y \frac{u_x}{c} - E_z \frac{u_y}{c} \right) \right]. \end{aligned}$$

Из совместного решения этих уравнений следует, что

$$\begin{aligned} \mu \left(H_x + D_y \frac{u_x}{c} - D_z \frac{u_y}{c} \right) &= B_x + w \left(E_y \frac{u_x}{c} - E_z \frac{u_y}{c} \right), \\ \mu (H_x u_x + H_y u_y + H_z u_z) &= B_x u_x + B_y u_y + B_z u_z. \end{aligned}$$

Имеем y -компоненту

$$\mu \left[H'_y + \left(D'_x \frac{u'_x}{c} - D'_z \frac{u'_z}{c} \right) \right] = B'_y + w \left(E'_x \frac{u'_x}{c} - E'_z \frac{u'_z}{c} \right).$$

После преобразований легко убедиться в их инвариантности. Для остальных компонент выкладки аналогичны. Поскольку ситуация с $w=0$ соответствует группе Галилея, а значению $w=1$ - группа Лоренца, примем предположение, что обе группы физически дополнителны, охватывая разные ситуации. Мы имеем одну из иллюстраций новых возможностей кохомологически пассивных SH -симметрий.

Понятно, что, используя динамически зависимые или активные кохомологии либо в физической модели, либо в SH -преобразованиях, мы достигаем нового качества теории. Цепочка их использования в физике будет показана далее, следуя разделам 2.2+2.4. Введение активных кохомологий в физическую модель, как и получение SH -преобразований, представляет собой самостоятельную проблему. Алгоритмов может быть много. Заметим, что для группы $U(1)$ комплексные величины $\Phi \in C_0^1$ способны быть тождественны $H^0(g_1, A)$ алгебры заполнения g_1 , задавая углубление симметрий до SH^0 -симметрий.

Фактически речь идет о функциональном воздействии одной симметрии на другую. Если на симметрию G_i влияет симметрия G_j , получается сплетенная симметрия, генераторы и параметры которой ассоциированы с G_i и G_j .

Если G_p есть многопараметрическая калибровочная группа, она индуцирует семейство метрик событий Ω_a^{im} , посредством которых связаны поля и индукции в виде $H_c^a = \Theta_{cd}^a \Omega_e^{im} \Omega_b^{kn} F_{mn}^d$.

2.2. НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ И ПРИЛОЖЕНИЯ SH-СИММЕТРИЙ

Указан общий метод получения коомологически активных SH-симметрий из обычных пространственно-временных S-симметрий на основе функциональной деформации их генераторов Γ , и параметров Θ . Из S-преобразований Лорентца получена SH-симметрия Лорентца, содержащая квазигруппу управления w несобственной инерцией электромагнитного поля. Найдена функция Грина для обобщенной системы уравнений электродинамики Максвелла. Рассмотрены случаи досветовых, световых и сверхсветовых движений. Указаны некоторые черты распространения излучения в среде при медленном изменении w . Используются функционалы $w(x)$, конкретизирующие состояния объектов или явлений.

2.2.1. Углубление S-симметрий до SH-симметрий

SH-симметрии являются физическим углублением S-симметрий в том смысле, что они содержат в себе дополнительные возможности для анализа и интерпретации физических явлений. Рассмотрим, что это дает. Пусть модель физического явления задана уравнениями

$$\hat{L}\Psi = 0,$$

где $\hat{L}$ - система дифференциальных операторов, Ψ - волновая функция. Пространственно-временная или S-симметрия модели содержит дифференциальные операторы $\hat{Q}$, относительно которых инвариантны уравнения физической модели и которые переводят друг в друга их решения. Тогда

$$\hat{L}\hat{Q}\Psi - \hat{Q}L\Psi = 0.$$

S-симметрии соответствуют инфинитезимальные генераторы Γ , и параметры группы Θ . Она имеет вид

$$dx^{\mu'} = (I + \Gamma_s \Theta^s)^\mu_\nu dx^\nu.$$

Если модель физического явления может быть представлена в группе G в форме GAG -модуля, как указано в главе 3, назовем ее группой заполнения физической модели. Будем считать, что генераторы ее алгебры A являются частным случаем параметрически зависимых матриц $Q \in \tilde{Q}$, инвариантные полиномы $Sp \tilde{Q}$ и $Det \tilde{Q}$ для которых перемены и удовлетворяют уравнениям динамики. Пусть инвариант $Sp \tilde{Q} = \sigma$ характеризует пространство событий SE для физической модели. Пусть инвариант

$$Det \tilde{Q} = \tilde{w}$$

рассматривается как фактор динамики инерция явления.

Используем обобщенные генераторы алгебры заполнения и параметры симметрии:

$$\tilde{\Gamma}_s = \tilde{Q} \Gamma_s \tilde{Q}^{-1}, \quad \tilde{\Theta}^s = F_{(1)}^s \Theta^s + F_{(2)}^s \Theta^s.$$

Рассмотрим новые инфинитезимальные преобразования

$$dx^{\mu'} = (I + \tilde{\Gamma}_s \tilde{\Theta}^s)^\mu_\nu dx^\nu.$$

В них генераторы $\tilde{G}$ и параметры симметрии $\tilde{G}$ зависят от значений $\tilde{w}$, $\tilde{c}$ инвариантных полиномов. Полученные таким образом симметрии "сплетают" S -симметрию с квазигруппой управления инерцией w , которая соответствует инвариантному скаляру

$$w = \frac{\text{Det} \tilde{Q}}{\text{Det} Q}.$$

Формы и виды "сплетения" симметрий могут быть разными. Предложенный вариант задает одну конкретную возможность. В рамках принятых допущений (поскольку $\tilde{G}$ и $\tilde{G}$ зависят от w) имеем нелинейную зависимость SH -симметрий от w и 5-мерное пространство основных состояний. Действительно,

$$dx' = \frac{dx - v dt}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}, \quad dy' = dy, \quad dz' = dz, \quad dt' = \frac{dt - dx \frac{v}{c^2}}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}, \quad dw' = dw,$$

где $v = (1 - w)u_p + wu_m$ или $v = v_s = u_p + wu_m$ (раздел 1.3). Можно принять точку зрения, что исходное физическое пространство всегда было пятимерно, охватывая и проявляя место R^1 , время T^1 , отношение w . Принимая t и w за основные координаты исходного расслоенного пространства, мы имеем их прямое произведение $R^3 \times (T, w)$. Точность состоит в том, что не только генераторы SH -симметрий, но и параметры $\tilde{G}$ зависят от w . Интересен случай, когда между собой сплетены несколько симметрий.

Рассмотрим вариант пассивной SH -симметрии, полагая $w = \text{const}$. Отношению

$$w = 1 - \exp[-P_0(n-1)]$$

соответствуют разные физические условия:

- а) $w = 0$ - вакуум;
- б) $0 < w < 1$ - разреженная газовая среда;
- в) $w = 1$ - "плотная" среда.

При $v = \text{const}$ SH -симметрии задают преобразования Лорентца, обобщенные с учетом w . Они переходят в стандартные при замене $\tilde{c} = c/\sqrt{w}$, что позволяет легко вывести уравнения Максвелла, обобщенные с учетом w . Соотношения для полей и индукций содержат скорость $\tilde{u}$, которая имеет формальный смысл, потому что ни преобразования координат, ни указанная замена не имеют средств раскрыть ее. Дополнительный анализ инерции электромагнитного поля, выполненный в главе 1, показал, что для кинематики достаточно взять

$$\tilde{u} = (1 - w)\tilde{u}_p + w\tilde{u}_m,$$

где $\tilde{u}_p$ - скорость первичного источника излучения, $\tilde{u}_m$ - скорость физической среды. В общем случае недостаточно знать и использовать только SH -симметрию. Для согласующейся с опытом модели нужны дополнительные физические предположения. Фактически мы ввели $w(\tilde{x}, t)$ как "управляющее поле", говоря словами Г. Вейля, учитывая новые грани "физического поля состояний" и конкретизируя взаимодействие электромагнитного поля с материей.

2.2.2. Новые решения в электродинамике Максвелла

Рассмотрим поведение электромагнитного поля в ситуациях, соответствующих разным значениям $w = \text{const}$. Запишем полную систему уравнений электродинамики в $R^3 \times T^1$:

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \nabla \cdot \vec{B} &= 0, \\ \nabla \cdot \vec{D} &= 4\pi\rho, & \nabla \times \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + 4\pi \frac{\hbar}{c} \vec{j}, \\ \vec{D} + w[\vec{B} \times \vec{H}] &= \epsilon(\vec{E} + [\vec{\beta} \times \vec{B}]), & \vec{B} + w[\vec{E} \times \vec{\beta}] &= \mu(\vec{H} + [\vec{D} \times \vec{\beta}]), \\ \vec{u}_m &= (1-w)\vec{u}_e + w\vec{u}_m, & \vec{\beta} &= \vec{u}_m/c, \\ w &= 1 - \exp[-P_0(n-1)], & P_0 &\approx 7 \cdot 10^4.\end{aligned}$$

Здесь $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{H}, \vec{D})$ - поля и индукции, $(\vec{j}, \rho)$ - плотности токов и зарядов, $\vec{\beta} = \vec{u}_m/c$. Найдем ее решения для фиксированных значений $w = [0 \div 1]$. Им соответствует распространение излучения в вакууме, разреженном газе постоянной плотности или однородной "плотной" среде. Введем векторный $\vec{A}$ и скалярный φ потенциалы, полагая

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \varphi, \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A}.$$

Уравнения

$$\begin{aligned}\hat{L}\vec{A} &= \frac{4\pi\mu}{c} \left\{ \vec{j} + \frac{k\Gamma^2}{\chi + w} \frac{u_m}{c} (w\vec{u}_m \cdot \vec{j} - c^2\rho) \right\}, \\ \hat{L}\varphi &= -4\pi\mu \frac{\Gamma^2}{w + \chi} \left\{ \rho \left(1 - \epsilon\mu \frac{u_m^2}{c^2} \right) + \chi \frac{\vec{u}_m \cdot \vec{j}}{c^2} \right\}\end{aligned}$$

содержат

$$\begin{aligned}\hat{L} &= \left(\Delta - \frac{w}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \chi \frac{\Gamma^2}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_m \cdot \nabla \right)^2, \\ \chi &= \epsilon\mu - w, \quad \Gamma^2 = (1 - w\beta^2)^{-1}.\end{aligned}$$

Условие калибровки вида

$$\left(\nabla \cdot \vec{A} + \frac{w}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) - \frac{\chi \Gamma^2}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_m \cdot \nabla \right) (\vec{u}_m \cdot \vec{A} - c\varphi) = 0$$

упростило их. Проанализируем распространения излучения от δ -образного мгновенного источника. Найдем функцию Грина для уравнений, полагая, что среда не имеет дисперсии, а ось Z цилиндрической системы координат направлена по скорости $\vec{u}_m$. Имеем

$$G_0(\vec{r}, t) = 16\pi^4 \mu (r^2 + \xi^2)^{-3/2} \delta \left(t - \frac{1}{c} \frac{\epsilon\mu - \beta^2 w^2}{(1 - w\beta^2) \sqrt{\epsilon\mu}} (r^2 + \xi^2)^{1/2} \right),$$

где $\xi^2 = z - \frac{\epsilon\mu - w}{\epsilon\mu - \beta^2 w^2} u_m t$, $r^2 = \rho^2 \frac{\epsilon\mu(1 - w\beta^2)}{\epsilon\mu - \beta^2 w^2}$.

При $\beta = 0$ получим

$$G_0(r, t) = 16\pi^4 \mu \frac{1}{R} \delta \left(t - \frac{R\sqrt{\epsilon\mu}}{c} \right)$$

где $R = (\rho^2 + z^2)^{1/2}$ - расстояние от источника до точки наблюдения. В общем случае функция Грина отлична от нуля на эллипсоиде вращения, ось симметрии которого совпадает со скоростью $\dot{u}_m$. Анализ показал, что его центр перемещается со скоростью

$$u_0 = \frac{u_m(\epsilon\mu - w)}{\epsilon\mu - \beta^2 w^2}.$$

Для групповой скорости поля в нерелятивистском приближении модель дает следующую зависимость от w , $\dot{u}_m$, $\dot{u}_m''$:

$$\dot{v}_s = \frac{c}{n} \frac{\dot{k}''}{k} + \left(1 - \frac{w}{n^2} \right) \left[\dot{u}_s (1 - w) + w \dot{u}_m \right].$$

Найдем решения обобщенной системы уравнений Максвелла при условии незначительного изменения параметров среды на расстояниях порядка длины волны. Тогда частота ω и волновой вектор $\dot{k}$ будут связаны дисперсионным уравнением вида

$$c^2 k^2 = w \omega^2 + \Gamma^2 (\epsilon\mu - w) (\omega - \dot{k} \cdot \dot{u}_m)^2.$$

Из него следует выражение для групповой скорости поля. Имеем

$$\dot{v}_s = c \frac{\partial \omega}{\partial \dot{k}} = c \frac{\dot{k}'' + k \Gamma^2 c^{-2} \dot{u}_m (\omega - \dot{k} \cdot \dot{u}_m)}{\omega w + k \Gamma^2 c^{-1} (\omega - \dot{k} \cdot \dot{u}_m)}.$$

Рассмотрим распространения света в вакууме. Тогда

$$\dot{v}_s = \{c + (1 - w) u \cos \Theta\} \frac{\dot{k}''}{k}, \quad \dot{v}_s' = c' (1 - w) \dot{u}''.$$

При $w=1$ скорость света не зависит от величины $\dot{u}$, при $w=0$ имеет место сложение скоростей по векторному закону. Величина $\xi = 1 - w$ даст меру влияния скорости $\dot{u}$ на скорость поля. В вакууме, из физических соображений, скорости $\dot{u}$ соответствует скорость движения источника поля. Если $w=1$, эта скорость не проявляется в экспериментах, если $w=0$, то ее можно обнаружить.

Рассмотрим теперь распространение электромагнитного поля в случае, когда происходит медленное изменение w . Будем считать, что справедливы материальные уравнения, полученные ранее. Пусть выполняется приближение геометрической оптики, в котором w , $\dot{k}$ локально постоянны. Выразим индукции через поля:

$$\dot{B} = \frac{1}{1 - \epsilon\mu\beta^2} \{ \mu(1 - w\beta^2) \dot{H} + (\epsilon\mu - w) [[\dot{\beta} \cdot \dot{\beta}] - \mu\beta(\dot{\beta} \cdot \dot{H})] \},$$

$$\dot{D} = \frac{1}{1 - \epsilon\mu\beta^2} \{ \epsilon(1 - w\beta^2) \dot{E} + (\epsilon\mu - w) [[\dot{\beta} \cdot \dot{H}] - \epsilon\beta(\dot{\beta} \cdot \dot{E})] \}.$$

Ограничимся случаем малых скоростей, когда $\beta^2 \ll 1$. Тогда

$$\ddot{B} = \mu \ddot{H} + [\dot{G} \times \dot{E}], \quad \ddot{D} = \varepsilon \ddot{E} - [\dot{G} \times \dot{H}],$$

где $\ddot{G} = -(\mu\varepsilon - w)\ddot{\beta}$. Имеем для луча локальное дисперсионное уравнение

$$(\ddot{k} - \ddot{G})^2 = n^2,$$

где $\ddot{k} = \nabla \psi$, ψ - эйконал, n - показатель преломления. Ему соответствует гамильтониан

$$H = 0.5[(\ddot{K} - \ddot{G})^2 - n^2].$$

Из уравнений Гамильтона-Якоби для H следует, что в области с изменением w касательный к лучу вектор $d\ddot{r}/ds$ не параллелен градиенту эйконала, а изменение импульса определяется поведением $\ddot{G}$. Чтобы было более удобно анализировать частные случаи, преобразуем функцию Грина. Используем соотношение из теории δ -функций, полагая

$$\delta(f(t)) = \sum_i \frac{\delta(t - t_i)}{|f'(t_i)|},$$

$$\text{где } f(t) = t - \frac{1}{c} \frac{\varepsilon\mu - \beta^2 w^2}{(1 - w\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}} \left\{ \rho^2 \frac{\mu(1 - \mu\beta^2)}{\varepsilon\mu - \beta^2 w^2} + \left(z - \frac{\varepsilon\mu - w}{\varepsilon\mu - \beta^2 w^2} ut \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad f'(t) = \frac{df}{dt},$$

t_i - корни уравнения. Для корней имеем

$$t_{1,2} = \frac{1 - (\varepsilon\mu - w)\beta \pm \sqrt{\varepsilon\mu(1 - w\beta^2)[z^2 + \rho^2(1 - \varepsilon\mu\beta^2)/(1 - w\beta^2)]}^{1/2}}{c - \varepsilon\mu\beta^2}.$$

Значения $|f'(t_i)|$ оказываются одинаковыми. Имеем

$$|f'(t_1)| = |f'(t_2)| = a(z^2 + b(1 - a^2 z^2))^{1/2},$$

где $a = \frac{(\varepsilon\mu - \beta^2 w^2)c^{-1}}{(1 - w\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}}$, $b = \frac{\varepsilon\mu - w}{\varepsilon\mu - \beta^2 w^2}$. Окончательный вид функции Грина запишем, используя функцию

$$\operatorname{sgn} a = \frac{a}{|a|} = \begin{cases} 1, & a > 0, \\ -1, & a < 0. \end{cases}$$

Тогда

$$G_0(\vec{r}, t) = 16\pi^4 \mu \frac{0.5(1 + \operatorname{sgn} t_1)\delta(t - t_1) + 0.5(1 + \operatorname{sgn} t_2)\delta(t - t_2)}{[z^2 + [(1 - \varepsilon\mu\beta^2)/(1 - w\beta^2)]\rho^2]^{1/2}}.$$

Множители перед δ -функциями обеспечивают выключение тех значений, для которых t_1 или t_2 становится отрицательным. Рассмотрим частные случаи, соответствующие различным значениям скорости $\ddot{u}$ и фазовой скорости $c/\sqrt{\varepsilon\mu}$.

Вариант 1: Досветовые скорости при $u < c/\sqrt{\varepsilon\mu}$. После преобразований получим

$$G_0(\vec{r}, t) = 16\pi^4 \mu \delta(t - t_1) \left(z^2 + \frac{1 - \varepsilon\mu\beta^2}{1 - \beta^2 w} \rho^2 \right)^{-1/2}.$$

Вариант 2: Световое движение при $u = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$. Тогда

$$t_1 = \frac{\sqrt{\epsilon\mu}}{2c} \left[\left(1 + \frac{w}{\epsilon\mu}\right)z + \frac{\rho^2}{2} \right], \quad t^2 = \alpha.$$

Функция Грина

$$G_0(\vec{r}, t_1) = \frac{16\pi^4\mu}{z} \delta(t - t_1)$$

принимает простой вид. Поверхность, на которой она отлична от нуля, есть эллипсоид, так как

$$\frac{\rho^2}{a^2} + \frac{(z - z_0)^2}{b^2} = 1.$$

В любой момент времени точкой касания является начало координат, в котором был расположен точечный источник.

Вариант 3: Сверхсветовые движения при $u > c/\sqrt{\epsilon\mu}$. В этом случае

$$G_0(\vec{r}, t) = 16\pi^4\mu \left[\delta(t - t_1) + \delta(t - t_2) \right] \left(z^2 + \frac{1 - \epsilon\mu\beta^2}{1 - \beta^2 w} \rho^2 \right)^{-1/2}.$$

Оба корня t_1 и t_2 положительны. Поверхность волнового фронта образует конус. Его угол раствора нелинейно зависит от w :

$$\text{tg } \Theta_s = \left(\frac{1 - w\beta^2}{\epsilon\mu\beta^2 - 1} \right)^{1/2}.$$

2.3. КОНЦЕПЦИЯ И СТРУКТУРА РЕАЛЬНОГО ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА

Система отсчета рассматривается как специальным образом устроенная физическая среда, взаимодействие с которой приводит к изменению параметров электромагнитного поля, в частности, его характеристик инерции. Показано, что сравнение измеренных значений только с помощью канонических преобразований Лоренца пригодно в неполной асимптотической схеме описания поля.

2.3.1. Некоторые аспекты классической и квантово-механической теории измерений

Исходным пунктом классической физики, его постулатом, который зачастую формулируется явно, является предположение, что физические характеристики исследуемого явления могут быть всегда измерены с некоторой незначительной погрешностью. Сформулируем это обстоятельство как *принцип невмешательства*: возможно экспериментальное определение характеристик физического явления без изменения его величин или закона их взаимосвязи. Он базируется на возможности (достаточно хорошо проверенной экспериментально) выполнить измерение таким образом, что изменение величин вследствие неизбежного влияния измерительного устройства на явление значительно меньше самих измеряемых значений, а в случае сильного изменения его можно рассчитать и учесть. При этом обычно считается, что реальная физическая величина тождественна измеренному значению. Это обеспечивается конструированием приборов, с помощью которых измерение можно провести в реальном масштабе времени и

длины. Конечно, классическая теория не исключает возможности косвенного измерения, но это делается редко. Для его анализа необходимо дополнительное построение, которого мы рассматривать не будем.

В рамках указанных постулатов общепринята классическая система отсчета: система пространственных координат, фиксирующая структуру трехмерного евклидова пространства R^3 , к каждой точке которого присоединено время. В соответствии с указанным подходом физические явления описываются уравнениями для операторов, согласованных со структурой пространства-времени, а физические величины представляются собой проекции геометрических величин на оси координат. Так поступают в том случае, когда задан единственный наблюдатель или совокупность покоящихся друг относительно друга наблюдателей. Учет их движения, по крайней мере инерциального, сводится, согласно идеологии классического измерения, к построению алгоритма сравнения проекций исследуемых величин и законов из взаимосвязи. Поскольку система отсчета в классическом подходе идентична системе координат и введенному в ней времени, их взаимосвязь является единственным математическим инструментом, с помощью которого можно простыми средствами обеспечить сравнение измеренных значений. Конечно, ниоткуда не следует, что это единственная возможность, так как никаких общих требований к алгоритму измерения мы пока не имеем. Следует заметить, что взаимосвязь систем координат фиксирует лишь кинематические характеристики, например, скорость и динамические, например, ускорение измерительных устройств. Если взаимосвязь измеряемых характеристик зависит только от них, а это обстоятельство можно исследовать только опытным путем, то полученная взаимосвязь может, в принципе, дать алгоритм сравнения параметров события. Однако сделать это можно лишь в том случае, если имеет место однозначность задания взаимосвязи координат по параметрам его относительного движения, равно как и однозначность выбора той системы координат, которая дает проекции физических величин, согласующиеся с опытом. Известно, что последние функции успешно выполняет декартова система координат.

Главное обстоятельство, при котором только имеет смысл говорить о корректности сравнения, заключается в требовании одинаковости законов, которыми описывается явление в покоящейся и движущейся системах координат. Конечно, логически допустима ситуация, когда эти законы меняются. Но в этом случае можно предполагать либо выделенность одних наблюдателей по отношению к другим, что противоречит принятому условию тождественности наблюдателей, либо считать, что имеет место влияние одного из наблюдателей на параметры явления, что невозможно в силу принципа невмешательства. Обычно взаимосвязь параметров явления устанавливается посредством групповых преобразований координат, удовлетворяющих принципу относительности. При этом нужно учитывать как выбор структуры того многообразия, в котором рассматриваются явления, так и вопрос о поведении эталонов длины и времени. При сравнении результатов измерения в классической теории, базирующейся на использовании многообразия Ньютона, эталоны неизменны в духе абсолютности длины в трехмерном пространстве и абсолютности времени. Эти условия не противоречат структуре многообразия $R^3 \times T^1$. Более того, условия связи координат для систем отсчета могут интерпретироваться как математическое выражение условия абсолютности эталонов. В пространстве Минковского дело обстоит иначе. Требование абсолютности эталонов по идеологии Ньютона вступает в формальное противоречие со структурой многообразия Минковского. Противоречие это является формальным потому, что ниоткуда не следует, что преобразования координат, фиксирующие взаимосвязь характеристик эталонов, должны быть идентичны преобразованиям координат для систем отсчета.

В квантовой теории исходным является состояние физической системы. Различаются чистые состояния, которые задаются волновой функцией Ψ гильбертова пространства $\hat{L}$ или его нормой $|\Psi \cdot \Psi|$, а также смешанные состояния, описываемые на

основе математического ожидания от чистых состояний или матрицей плотности. Поведение Ψ описывается уравнением Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi,$$

где $\hat{H}$ - гамильтониан. Наблюдаемой величине ставится в соответствие самосопряженный оператор $\hat{A}$. Спектр его собственных значений определяет физические величины. В случае прямых измерений и дискретного спектра собственных значений $A = \{a_1, a_2, \dots, a_n\}$, оператор имеет спектральное разложение $\hat{A} = \sum a_i \hat{A}_i$, где $\hat{A}_i$ - оператор, соответствующий собственному значению a_i . Измерение представляется в квантовой теории процессом, вследствие которого полное состояние редуцируется в частное, соответствующее фиксированному значению a_i . Главной особенностью и существенной трудностью квантово-механического подхода является то, что не существует физически обоснованных концепций и математического аппарата, с помощью которых можно было бы получить указанную редукцию детерминированным способом. Согласно статистической интерпретации волновой функции, каждое из возможных состояний со значением a_i имеет определенную вероятность появления в эксперименте. В конкретном измерении мы не можем указать единственный его исход, а лишь вероятность различных исходов.

Отличие от классической схемы имеет место в следующих моментах:

- новое определение состояния системы;
- новое определение физической величины, она не является уже просто проекцией на оси системы координат некоторого классического выражения;
- отсутствует детерминированность исходов выполненных измерений.

Заметим также, что принцип относительности используется в квантовой теории неявно. Указанные обстоятельства свидетельствуют также о недостаточной разработке квантово-механического подхода к измерению.

Если рассматривать систему отсчета как важный физический фактор, позволяющий выделить единственное состояние из возможной совокупности, мы вправе говорить о воздействии измерения на параметры явления. Отметим следующую особенность. "Между измерениями и физическими состояниями существует два рода соотношений: во-первых, измерение определяет состояние, в котором система находится после его проведения, а, во-вторых, при его помощи исследуется состояние, существовавшее до измерения. В области классической физики $\hbar = 0$ это различие теряет смысл, так как состояния до и после измерения можно считать идентичными. В волновой механике дело обстоит существенно по-другому, так как там измерение всегда несет за собой принципиально неопределимые изменения в состоянии системы" [34].

С математической точки зрения обусловлено это редукцией волнового пакета, которая не описывается уравнением типа Шредингера и потому не является детерминированным процессом. С физической точки зрения это обусловлено возможностью физического объекта находиться одновременно в нескольких различных состояниях, одно из которых фиксируется в процессе измерения.

Другая принципиальная особенность квантово-механического подхода, чуждая классическому, заключается в невозможности одновременного точного измерения тех величин, параметры которых определяются некоммутирующими между собой операторами. В этом случае величины связаны соотношением неопределенности. Им является, в частности, связь между координатой и импульсом частицы, энергией и временем.

При рассмотрении электромагнитных явлений необходим синтез классической и квантово-механической теорий измерения. Он базируется на физических фактах. С одной стороны, электромагнитное поле представляет собой совокупность квантово-механических объектов - фотонов и потому к ним нужно последовательно применять

квантово-механическую теорию измерений. С другой стороны, в подавляющем числе экспериментов электромагнитное поле рассматривается через совокупность классических характеристик и анализируется методами и элементами классической теории измерения. Понятно, что такой подход также является ограниченно верным. Так считал Шредингер [119]. "Но давайте вернемся к вопросу, пусть неудачно сформулированному: действительно ли невозможность непрерывного, без пробелов описания в пространстве-времени опирается на неопровержимые факты? Сегодня в среде физиков бытует мнение, что это так. Бор и Гейзенберг выдвинули по этому поводу весьма оригинальную теорию, которая настолько легка в объяснении, что вошла в большинство популярных введений в предмет – должен сказать, что ее философский смысл обычно понимается неправильно.

Теория гласит следующее. Мы не можем делать какие-либо фактические утверждения о данном естественном объекте (физической системе), не "соприкоснувшись" с ним (ней). Это "прикосновение" является реальным физическим взаимодействием. Даже если оно заключается во взгляде на объект, на последний должны упасть лучи света и, отразившись, попасть в глаз наблюдателя или некоторый прибор для наблюдения. Это означает, что в объект *вмешиваются* путем наблюдения. Невозможно получить какие-либо сведения об объекте, оставляя последний в строгой изоляции.

Далее теория утверждает, что подобное вмешательство не является ни прелевантным (не имеющим отношения к объекту), ни полностью изучаемым.

Таким образом, после некоторого количества трудоемких измерений объект оказывается в состоянии, некоторые характеристики которого (наблюдаемые в последнюю очередь) известны, а другие (те, которым последние измерения помешали) неизвестны или известны неточно. Подобное положение дел предлагается в качестве объяснения, почему полное, не имеющее пробелов описание физического объекта является невозможным. Но, очевидно, что помехи, даже если они существуют, говорят лишь о том, что невозможно составить подробное описание, они не убеждают меня, что я не могу сформировать в уме полную, без пробелов, модель, на базе которой можно корректно вывести или предсказать все, что я могу наблюдать со степенью определенности, допускаемой наблюдениями. *Ведь многое говорит о том, что нужно достроить модель так, чтобы полно и последовательно учитывать измерение.* Я хочу сказать, что эта интерпретация (Бора и Гейзенберга) самоочевидна: есть полностью определенный физический существующий объект, но я никогда не узнаю о нем все до конца. Однако это было бы совершенным непониманием того, что на самом деле имеют в виду Бор и Гейзенберг и их последователи. Они имеют в виду, что объект не существует независимо от наблюдающего субъекта. Они имеют в виду, что последние открытия в физике подошли к загадочной черте, разделяющей субъект и объект, которая, как выяснилось, вовсе не является четкой границей. Мы должны понять, что мы никогда не наблюдаем объект, не модифицируя и не окрашивая его нашими же собственными действиями, направленными на его изучение. Мы должны понять, что под влиянием наших точных методов наблюдения и осмысления результатов эксперимента эта загадочная граница, разделяющая объект и субъект, *стерлась*.

Но при этом я не могу подавить определенные возражения. Я рассматриваю науку как интегрирующую часть нашего стремления ответить на серьезный философский вопрос, включающий остальные, на вопрос, который Плотин резюмировал так: кто мы? Более того: я рассматриваю это не как одну из задач, а как основную задачу науки, единственную, которая действительно имеет значение... Я чувствую определенное несоответствие между используемыми средствами и задачей, которую необходимо решить.

С другой стороны, (и это мое второе возражение), простое утверждение, что каждое наблюдение зависит и от объекта, и от субъекта, которые "переплетены" чрезвычайно сложным образом – это утверждение вряд ли можно назвать новым, оно почти так же старо, как сама наука. По прошествии 24 веков (от Протагора и Демокрита) мы

знаем, что они по-своему утверждали, что все наши чувства, восприятия и наблюдения носят субъективный оттенок, и не передают природу вещи-в-себе. С тех пор этот вопрос возникал везде, где была наука. В предыдущие столетия при обсуждении этого вопроса имели в виду две вещи, а именно: (а) непосредственное физическое впечатление, оказываемое объектом на субъект и (б) состояние субъекта, у которого это впечатление появляется".

Аргументом в пользу необходимости синтеза классических и квантово-механических представлений является также и факт различия частот, волновых векторов, напряженностей полей, измеренных различными наблюдателями. Конечно, можно принять ту точку зрения, что это изменение обусловлено структурой пространства-времени Мияковского, но более реалистичной, иницируемой квантовой механикой, является другая точка зрения: изменение параметров есть следствие динамического процесса, в частности, взаимодействия с системой отсчета. По этим причинам *следует искать вариант математического описания реального взаимодействия систем отсчета с физическим явлением и приемы отображения на эту схему поведения эталонов.*

В качестве ростковых точек можно выделить следующие:

- моделирование системы отсчета областью системы координат и временем, в которых задано силовое поле;
- согласование основного многообразия и класса допустимых преобразований координат для систем отсчета;
- рассмотрение различных предположений о поведении эталонов и способов их "включения" в уравнения для физических величин.

2.3.2. Концепция и структура реального измерения

Примем терминологию, которой будем придерживаться в дальнейшем:

- система отсчета - макроскопический классический объект, содержащий структурные элементы, которые обеспечивают измерение исследуемых величин;
- событие - совокупность параметров явления, присоединенных к точке или области пространства-времени, в котором рассматривается явление;
- акт наблюдения - взаимодействие исследуемого явления с системой отсчета, необходимое и достаточное для измерения;
- переход события в систему отсчета - процесс изменения параметров события, реализующийся вследствие взаимодействия явления с системой отсчета;
- путь перехода события - траектория точечного события, проходящая через систему отсчета.

Используем стандартные определения:

- Условие - обстоятельство, от наличия или изменения которого зависит наличие или изменение чего-то другого, называемого в этом случае обусловленным.
- Наблюдение - относительно длительное, целенаправленное и планомерное восприятие предметов и явлений окружающей действительности.
- Измерение - операция, посредством которой устанавливается численное соотношение между измеряемой величиной и заранее выбранной единицей измерения, масштабом, эталоном.

Используем аксиому 1: *классическая величина является осредненным по конечной области пространства значением совокупности сопоставляемых ей микровеличин.*

Отметим, что необходимо "учитывать существенную ограниченность представления классической теории, согласно которым электромагнитное поле описывается значением его компонентов в каждой пространственно-временной точке, причем это поле может быть промерено посредством точечных зарядов в смысле электронной теории. Эти представления являются идеализацией, имеющей к квантовой теории лишь ограниченную пригодность. Указанное обстоятельство находит себе рациональное вы-

ражение как раз в аппарате квантовой электродинамике, где полевые величины представляются уже не функциями точки в собственном смысле слова, а функциями пространственно-временных областей; эти функции области формально соответствуют усредненным по указанным областям значениям идеализированных (рассматриваемых как функции точки) полевых величин" [35].

Откажемся от допущения классической теории об отсутствии влияния на параметры электромагнитного поля. Примем аксиому 2: *измерение оказывает детерминистическое и в общем случае не малое действие на электромагнитное поле*. Используем концепцию отношения и полученные выше данные для построения модели реальной системы отсчета (PCO), под которой будем понимать специальным образом сконструированную физическую среду. Зададим характеристики PCO как физического объекта: роль скорости среды u_d в этом случае переходит к скорости детектора u_d , а вместо отношения поля к среде следует использовать отношение к детектору w_d . Из-за конечности размеров системы отсчета существенно различаются ситуации, когда поле находится вне и внутри нее. Схема физического процесса взаимодействия точечного события с системой отсчета состоит из ряда звеньев. Очевидно, что ситуация сложна:

- имеется начальное событие, до взаимодействия с системой отсчета;
- в момент времени t_0 в точке x_0 начинается взаимодействие явления с системой отсчета;
- взаимодействие имеет конечную длительность и интервал длины;
- устанавливается новое состояние - конечное событие.

В соответствии с анализом, выполненным ранее, при взаимодействии поля со средой происходит изменение его инерции, как кинематической, так и динамической характеристик, а также изменение отношения w_d .

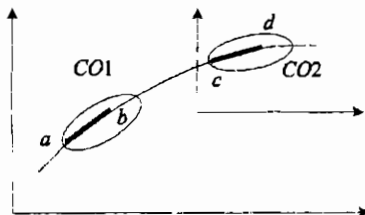


Рис. 2.1. Прохождение точечного события через две системы отсчета

Ситуация усложняется, когда рассматриваются, например, две PCO. Проведем качественный анализ процедуры измерения в этом случае. Рассмотрим следующую схему, задаваемую рисунком 2.1. Пусть событие проходит последовательно сначала первую систему отсчета - CO1, а затем вторую - CO2. На отрезках $[ab]$ и $[cd]$ происходит изменение отношений и характеристик инерции электромагнитного поля. Первый наблюдатель получит совокупность параметров, различных в разных точках пути перехода события в систему отсчета. Например, пространственно-временное смещение события относительно точки A в момент времени t_1 при значении отношения w_1 будет задано дифференциалами $\{dx^\alpha\}_{t_1, A, w_1}$. На втором этапе аналогичным образом происходит измерение во второй системе отсчета. Второй наблюдатель охарактеризует смещение события в точке B в момент времени t_2 при значении отношения w_2 дифференциалами $\{dx^\beta\}_{t_2, B, w_2}$. Взаимосвязь

$$\{dx^\beta\}_{t_2, B, w_2} = \hat{A}_\alpha^\beta \{dx^\alpha\}_{t_1, A, w_1} \quad (2.1)$$

определяется матрицей $\hat{A}$, для нахождения которой нужны дополнительные данные. В рамках концепции отношения требование одинаковости условий измерения соответствует $w_1 = w_2$.

Очевидно, что система отсчета является для электромагнитного поля внешним условием. Если она не взаимодействует с полем, то $w_d = 0$, если стадия взаимодействия является конечной, то $w_d = 1$. Вероятно, аналогично на электромагнитное поле влияют другие поля и среды.

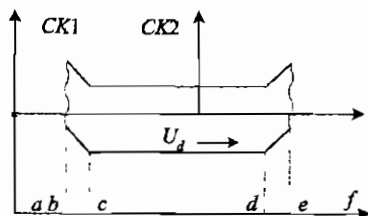


Рис. 2.2. Схема распространения поля

Имеет место определенное соотношение в изменении w_d и инерции поля. В случае $w_d = 0$ инерция поля измениться не может и потому сохраняет фиксированное значение для любого инерциального наблюдателя. При переходе из вакуума в среду происходит изменение отношения. Если отношение меняется от 0 до 1, то динамические характеристики инерции меняются следующим образом: поле "забывает" скорость своего первоначального источника, вторичный источник получает скорость, равную скорости движения среды, меняется частота поля. Переход поля из среды в вакуум сопровождается изменением отношения от 1 до 0. Изменений инерции, если нет дополнительных факторов, при этом не происходит. Среда может менять свою скорость при переменном или постоянном отношении, что по-разному влияет на характеристики инерции поля. При взаимодействии электромагнитного поля и системы отсчета происходит как изменение отношения, так и инерции поля.

В процессе взаимодействия с системой отсчета имеет место изменение w_d . Если после прохождения системы отсчета поле движется в вакууме, то его инерция будет определена результатом взаимодействия с системой отсчета. При движении в среде произойдет изменение отношения к среде и соответствующее изменение инерции. Указанные обстоятельства обосновывают необходимость рассмотрения по меньшей мере двух отношений: к физической среде, в которой распространяется излучение и к системе отсчета, которая также влияет на параметры. В частности, например, возможна ситуация, когда отношение к системе отсчета равно единице, $w_d = 1$, а отношение к среде w_s равно нулю $w_m = 0$. Ему соответствует распространение излучения в детекторе, представляющем собой цилиндр, внутри которого вакуум, а отношение к системе отсчета формируется на одной грани детектора.

Рассмотрим теперь задачу об изменении параметров поля в случае, когда имеет место переход излучения из вакуума в газовую среду, движение в ней, затем переход из среды в вакуум.

Рассмотрим луч света от источника, находящегося в вакууме и покоящегося в системе координат $CK1$. Пусть система координат $CK2$ покоится относительно инерциально движущейся среды, образующей движущуюся систему отсчета. Пусть ее скорость равна u_d , а показатель преломления n_d . Рассмотрим значение скорости на раз-

личных участках среды. Предположим, что поток газа имеет такое распределение плотности, что на входе в канал и на выходе из него происходит изменение отношения от нуля до единицы и обратно. Пусть путь, на котором реализуется изменение, значительно больше длины волны излучения. Тогда справедливо предположение о локальном постоянстве частоты, длины волны. Для аналитического описания закономерности изменения скорости используем выражение

$$\frac{\hbar}{v_d} = \frac{c}{n_d} \frac{k}{k} + \left(1 - \frac{w_d}{n_d^2}\right) \frac{\hbar}{u_d}.$$

Имеем следующие результаты. На участках $[bc]$ и $[de]$ происходит изменение скорости, частоты и волнового вектора, обусловленное изменением трех факторов: n_d , w_d , u_d . При $w_d = 1$ получаем известные результаты Физо, при $w_d = 0$ модель распространения поля по Ритцу, при других значениях w_d имеем соотношения, которые достаточно сложно проверить экспериментально.

Резюмируем сущность алгоритма учета влияния как внешней среды, так и системы отсчета на параметры электромагнитного поля:

- внешние по отношению к полю факторы, независимо от того, образуют они некоторые измерительные устройства или нет, учитываются посредством нормированного скалярного поля w_d ;
- изменение скорости источника свободного электромагнитного поля, частоты излучения и его волнового вектора происходит согласованно с w_d ;
- система отсчета и физическая среда совместно влияют на электромагнитное поле;
- замыкание уравнений электродинамики базируется на уравнениях, определяющих в различных ситуациях поведение w_d .

Построим один из алгоритмов сравнения результатов измерения параметров электромагнитного поля, полагая, что справедлив детерминистический подход. Пусть проведены измерения скорости поля согласно рис 2.1. Следуя (2.1), для сравнения результатов измерений, выполненных различными наблюдателями, необходимо найти матрицу $\hat{A}_a^B$. Предложим для ее нахождения вспомогательную конструкцию

$$P_{kn}^{AB} = \text{diag}(1, 1, 1, 1/w_1 \cdot w_2), \quad (2.2)$$

полученную матричным произведением локальных метрик, сопоставляемых каждой из систем отсчета

$$P_{kn}^{(1)} = \text{diag}(1, 1, 1, 1/w_1), \quad P_{kn}^{(2)} = \text{diag}(1, 1, 1, 1/w_2).$$

Потребуем инвариантности локального интервала, построенного по метрике (2.2). Рассмотрим две декартовых системы координат, присоединенные к системам отсчета, движущимся относительно друг друга со скоростью v . Получим, согласно [17], двухпараметрические преобразования

$$dx' = \frac{dx - v dt}{\left(1 - v^2 \frac{w_1 w_2}{c^2}\right)^{1/2}}, \quad dy' = dy, \quad dz' = dz, \quad dt' = \frac{dt - \frac{dx}{c^2} w_1 w_2}{\left(1 - v^2 \frac{w_1 w_2}{c^2}\right)^{1/2}}. \quad (2.3)$$

Они содержат не только скорость относительного движения систем отсчета, но и характеристики их влияния на событие.

Введение вспомогательной метрики вида $R_{\mu\nu}^{AB}$ и требование ковариантности интервала составляют новый алгоритм сравнения параметров события. В сочетании с принципом относительности он обеспечивает возможность рассмотрения различных экспериментальных ситуаций. Проведем такой анализ. Сравним локальные смещения события, отсчитываемые в одной и другой системах отсчета для различных значений отношения. Пусть $w_1 = w_2 = 1$. Эта ситуация соответствует случаю, когда между собой сравниваются события, относящиеся к конечной стадии их перехода в системы отсчета. Используя (2.3), получим преобразования Лорентца. Они являются частным случаем преобразований, связывающих между собой дифференциалы смещений события. Заметим, что глобальные преобразования следуют из них в случае, если скорость и отношение не зависят от координат.

В классической теории измерений недостаточно внимания уделяется факту, что измерения, если они проводятся независимо, разделены в пространстве и происходят в разные моменты и интервалы времени. Согласно нашему подходу, дополнительно необходимо указать условия, при которых проведены измерения, а также правила переноса значений, измеренных в одной точке, в другую, соответствующую другим условиям измерений. Если условия "одинаковы", например $w_1 = w_2$ и пространство является плоским, тогда ситуация упрощается.

Специальная теория относительности абстрагируется от указанных деталей, равно как и от влияния системы отсчета на явление. Такой подход логически допустим и существенно упрощает задачу, но не соответствует ее содержанию и сложности. Предельным значениям отношения $w_1 = w_2 = 1$ соответствуют конечные стадии перехода события в соответствующие системы отсчета. С учетом сделанных замечаний имеем новую формулировку ППСС: значения скорости света в вакууме, измеренные различными инерциальными наблюдателями на конечной стадии перехода события в соответствующие системы отсчета, равны между собой.

Взаимосвязь параметров для других ситуаций не укладывается в рамки преобразований Лорентца. Действительно, пусть измерение параметров проведено первым наблюдателем на конечной стадии перехода в C01, а вторым наблюдателем - на начальной стадии в C02. Им соответствуют отношения $w_1 = 1$ и $w_2 = 0$. Согласно преобразованиям (2.3) измеренные значения связаны преобразованиями Галилея. Иной результат получим в случае, когда $w_{1d} = w_{2d} = 1$. Такое описание согласуется с интуитивным представлением о распространении электромагнитного поля в вакууме в отсутствие эфира и измерительных устройств. Эта возможность предполагалась некоторыми физиками ранее, однако факт обусловленности скорости света влиянием измерительных устройств получен впервые. Понятно, что преобразования Галилея не противоречат принципу постоянства скорости света в вакууме.

Отметим важное обстоятельство, следующее из анализа преобразований (2.3): пространственно-временные преобразования в электродинамике имеют операторный смысл. Действительно, из (2.3) следует, что преобразования Лорентца соответствуют частному условию, когда $w_{1d} = w_{2d} = 1$. Соотношение дифференциалов координат вида (2.3) позволяет получить связь экспериментальных значений, которая не зависит от конкретных особенностей изменения w_d на других стадиях. Ситуация аналогична методу "черного ящика" или δ -матрицы. В формализме δ -матрицы взаимодействие поля с динамической системой описывается на основе алгоритма трансформации начальной волновой функции $\Psi(1)$ в конечную $\Psi(2)$ по правилу

$$\Psi(2) = \hat{S}_{21} \Psi(1).$$

Обычно матрица $\hat{S}_{21}$ выбирается из дополнительных соображений, косвенным образом описывая динамику взаимодействия. Мы можем по входным данным рассчитать выходные, но не описываем все детали трансформации параметров. В специальной теории относительности аналогично используется матрица A : если рассматривать величины $\{dx^i\}_1$, как начальные данные, то конечные параметры смещения события $\{dx^i\}_2$ можно определить посредством A -матрицы, соответствующей группе Лоренца. Для описания динамики изменения параметров поля при взаимодействии со средой такой подход недостаточен.

Используя показатель отношения, мы получаем возможность учесть влияние системы отсчета, рассматриваемой как сложный физический объект, на характеристики инерции и другие параметры электромагнитного поля. Поскольку предполагается детерминистическое влияние системы отсчета на поле, такой вариант расположен между классической теорией измерений, в которой воздействия измерения на явления нет и квантово-механической теорией измерения, в которой такое воздействие является недостаточно определенным, вероятностным.

2.4. АСПЕКТЫ ПРИНЦИПА ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ, ИНЕРЦИИ И ПРИЧИННОСТИ

Показано, что подходы Галилея Г. и Эйнштейна А. к учету инерции физических систем и наблюдателей дополнительны, что приводит к наличию у принципа относительности двух различных сторон. Отмечается возможность сохранения принципа причинности при использовании сверхсветовых скоростей. Рассмотрена проблема согласования группы симметрии пространственно-временного многообразия с группой симметрии кинематических характеристик инерции электромагнитного поля.

2.4.1. Две стороны принципа относительности в электродинамике

В принципе относительности, предложенном Галилеем, речь шла о сравнении (на качественном уровне) двух различных экспериментальных ситуаций, что позволило прийти к выводу о "необнаруживаемости" инерциального движения механическими опытами внутри физической лаборатории. "Прилежно наблюдайте все ... пока корабль стоит неподвижно. Заставьте теперь корабль двигаться с любой скоростью и тогда (если только движение будет равномерным и без качки в ту или другую сторону) во всех названных явлениях (речь шла о механических опытах без проведения количественных измерений: подъем струйки дыма, падение камня, полет мух и т.д.) вы не обнаружите ни малейшего изменения и ни по одному из них не сможете установить, движется ли корабль или стоит неподвижно" [120]. Сформулируем этот вывод как принцип относительности Галилея (ПОГ). "Механический закон, обнаруженный наблюдателем, покоящимся в замкнутой, огражденной от внешних воздействий, физической лаборатории не изменится, если и наблюдатель и лаборатория в целом будут инерциально двигаться относительно своего первоначального положения, которое предполагается неизменным".

Одинаковость протекания механических опытов состоит по Галилею в следующем: "И причина согласованности всех этих явлений заключается в том, что движение корабля обще всем находящимся на нем предметам, так же как и воздуху" [120]. Поскольку равномерное и прямолинейное движение мы называем движением по инерции, отнесем каждому движению свою кинематическую характеристику. Тогда причина одинаковости процессов заключается в том, что все части физической системы, наблюдатель и измерительные устройства имеют одинаковую кинематическую характеристи-

ку инерции. Инерция проявляет себя аналогично запасу потенциальной энергии: если провести механические опыты на различной высоте над поверхностью Земли, то они практически не будут отличаться друг от друга.

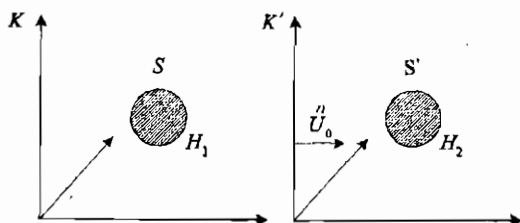


Рис. 2.3. Иллюстрация принципа относительности Галилея

Вторая сторона ПОГ состоит в том, что Галилей различал протекание физических явлений в инерциальных системах, если в опыте участвуют системы с различной инерцией. По Галилею, физические явления будут отличаться, если они проводятся в каюте и на палубе. На палубе воздух уже не имеет движения, общего с движением корабля и потому при исследовании падения камня, подъема струйки дыма нужно принимать во внимание изменение инерции тех частей системы, в пределах которой рассматривается проводимый опыт. Другими словами, изменение инерции проявляет себя как дополнительная сила, действующая на систему. Следовательно, в подходе Галилея не утверждается абсолютной "необнаружимости" инерциального движения, это *движение проявляет себя, если выйти за пределы системы*.

Заметим также, что в подходе Галилея не было количественных измерений, поэтому вопрос о соотношении эталонов, покоящегося и инерциально движущегося, даже не был сформулирован.

Итак, согласно ПОГ, сравниваются две экспериментальные ситуации, причем измерения проводятся наблюдателями, покоящимися относительно установки, которая считается огражденной от внешних воздействий, обусловленных движением системы в целом.

Система координат K покоится относительно установки и наблюдатель H_1 в K устанавливает закон, описывающий определенный механический опыт. Система K' покоится относительно установки S' (аналогичной S в том смысле, что она дает те же расчеты, что и S , если будет помещена в K) и движется относительно K со скоростью U_0 . Наблюдатель H_2 в K' устанавливает закон в K' . Он оказывается для одинаковых опытов таким же, как и для наблюдателя в K . Следовательно: "Законы, по которым изменяется механическое состояние физической системы, не зависят от того, покоится или инерциально движется система в целом". При этом вопрос об установлении закона, описывающего явление в K' по закону в K не ставится, между ними еще нет связи. О ней можно говорить в том случае, когда одна экспериментальная ситуация исследуется различными наблюдателями. В частности, один наблюдатель покоится относительно установки, а второй - инерциально движется относительно нее. "Расширение" принципа относительности на эту ситуацию состоит в том, что делается вывод об одинаковости законов, управляющих механическими явлениями как для покоящегося, так и для инерциально движущегося наблюдателя.

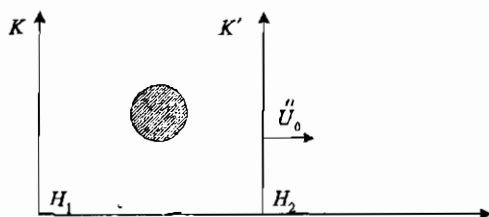


Рис. 2.4. Иллюстрация принципа относительности А. Эйнштейна

Это уже не принцип относительности Галилея, а принцип независимости явления от инерциального движения измерительных устройств. Другими словами: "Закон, управляющий поведением физического объекта, не зависит от того, наблюдает ли его покоящийся относительно исследуемой системы или инерциально движущийся наблюдатель". В этом суть дополнения ПОГ А. Эйнштейном. Наблюдатель в K исследует явление в системе S , покоящейся относительно K . Аналогичное исследование производит инерциально движущийся наблюдатель в K' . Одинаковыми ли законами описывается явление в K и K' ? Ответ на этот вопрос дается принципом относительности А. Эйнштейна. Его можно сформулировать следующим образом: "Законы, по которым изменяется механическое состояние физической системы, не зависят от того, покоится или инерциально движется наблюдатель".

При этом на первый план выдвигается вопрос о том, можно ли найти такие пространственно-временные преобразования систем координат K и K' , чтобы по закону в одной системе устанавливался такой же закон в другой? Причина независимости законов от инерциального движения наблюдателей кроется, по А. Эйнштейну, в структуре пространства-времени: "... теория Лоренца не противоречит принципу относительности. Однако наше представление о времени и пространстве должно подвергнуться фундаментальным изменениям" [84]. С точки зрения учета инерции, ПОЭ утверждает независимость физического явления от инерции наблюдателя, другими словами, от определенных условий наблюдения. Об этой стороне принципа относительности у Галилея ничего нет. При анализе оптических явлений А. Эйнштейн отталкивался от того, что оптическими опытами "относительное движение Земли принципиально нельзя обнаружить" [84], он опирался на ПОГ. Однако его формулировка принципа относительности отсылалась к ситуации, описываемой ПОЭ: "Законы, по которым изменяется состояние физических систем, не зависят от того, к какой из координатных систем, движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно, эти изменения относятся".

Совместно применим ПОГ и ПОЭ к распространению света в вакууме. Тогда, очевидно, принципу постоянства скорости света в вакууме (ИПСС) соответствуют две различные экспериментальные ситуации: а) источники покоятся относительно наблюдателей, но имеют инерциальную скорость по отношению друг к другу, закон распространения света в вакууме исследуется каждым наблюдателем; б) имеется один источник, а покоящийся и инерциально движущийся наблюдатели устанавливают закон распространения света в вакууме.

В современной электродинамике не было четкого разграничения указанных ситуаций, математический аппарат их анализа не развит. Что имеется в виду? Во-первых, если строго следовать ПОГ, то одинаковость протекания оптических явлений в покоящейся и инерциально движущейся системе обусловлена, как и для материальных тел, инерцией электромагнитного поля, а также тем обстоятельством, что от ее величины протекание явлений не зависит. Поэтому характеристики инерции поля должны входить в уравнения электродинамики и проявляться во всех ситуациях, когда имеет место их изменение. Согласно принципу относительности Галилея, система, состоящая из ма-

териальных объектов и поля, сохраняет свое состояние инерциального движения до тех пор, пока нет факторов, его изменяющих. Наличие такого движения не сказывается на результатах механических и оптических опытов в системе и может быть обнаружено лишь при выходе за ее пределы. Возникает следующий вопрос: "Как выразить инерцию электромагнитного поля и ввести ее в уравнения электродинамики?" Ответ на него необходим, если мы хотим разобраться в причинах, почему инерция не влияет на протекание процессов в физической системе.

Однако эта основная особенность ПОГ - независимость явления от инерции физической системы - до введения концепции отношения не имела явного выражения в электродинамике инерциально движущихся сред.

Во-вторых, отталкиваясь от ПОЭ, необходимо математически обосновать независимость физических явлений от условий наблюдения. Понятно, что эта независимость является характерной чертой классической теории измерений, когда исследуемое явление, экспериментальные установки, измерительные приборы макроскопичны. Однако всякую классическую полевую величину следует рассматривать как среднее по ансамблю (или по пространственно-временной области) от микроскопических величин. Известно, что для микроскопических величин применима лишь квантово-механическая теория измерений, согласно которой получаемые значения существенно зависят от условий измерения. В рассматриваемом нами случае к одному из таких условий относится инерция наблюдателей. По этой причине необходим учет основной особенности ПОЭ - инерция наблюдателей. Как выразить ее и использовать для анализа независимости явления от движения наблюдателей? Эта основная особенность ПОЭ также не имела в электродинамике движущихся сред явного выражения.

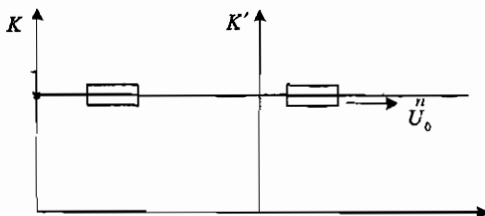


Рис. 2.5. Схема суперпозиции ПОГ и ПОЭ в оптике

Заметим, что в оптике допустима еще одна экспериментальная ситуация. Луч света последовательно проходит через одну физическую лабораторию, а затем через другую, скорость которой равна скорости системы координат K' . Наблюдатели H_1 и H_2 проводят измерение параметров света. Эта ситуация не описывается ни ПОГ, ни ПОЭ и представляет собой их некоторую суперпозицию. В рассматриваемом случае необходимо учитывать как инерцию источников, так и инерцию наблюдателей.

С учетом проведенного анализа и сделанных замечаний рассмотрим вопрос о взаимосвязи пространственно-временных переменных для систем координат, инерциально движущихся относительно друг друга.

I. Рассмотрим ситуацию рис. 2.5, полагая, что часы в K и K' идут одинаково, а эталоны длины абсолютны. Пусть в K и K' проведены два независимых измерения, следующие друг за другом. Пусть в K за время dt луч света сместился на $d\hat{r}''$. По часам в K' прошло время $dt' = dt$, а смещение равно $d\hat{r}_1''$. После проведения измерений в K пусть сразу же проводятся измерения в K' , причем за время dt' луч прошел $d\hat{r}''$. В K ему соответствует $dt = dt'$, а смещение равно $d\hat{r}_1''$. Общий итог эксперимента таков:

а) в K и K' прошло одно и то же время

$$dt - dt_1 = dt_1' + dt';$$

б) в K и K' пройдено разное расстояние

$$d\vec{r}_1 + d\vec{r}_1'' \neq d\vec{r}_1' + d\vec{r}_1'';$$

в) за время dt луч в K прошел $d\vec{r}_1''$;

г) за время dt' луч в K' прошел $d\vec{r}_1'$. В указанной ситуации постоянству хода часов в K и K' не противоречит возможное различие dt и dt' , так как оно определяется экспериментальной ситуацией.

II. Рассмотрим ситуацию, соответствующую рис. 2.3 (ПОГ). Проведем независимые опыты по измерению скорости света в вакууме в K и K' для покоящихся источников. Получим, что в K имеется совокупность "смещений" $\{dx^a\}$, реализованных за время dt . Аналогично, в K' имеется совокупность "смещений" $\{dx^a\}$, реализованных за время dt' . В общем случае между нет связи. Возникает вопрос: можно ли найти такую взаимосвязь переменных $\{dx^a, dt\}$, $\{dx^a, dt'\}$, чтобы по данным опыта в K можно было бы установить данные некоторого (возможно иного, чем в K) опыта в K' ? Понятно, что и в этом случае вовсе необязательно должно быть $dt = dt'$, $d\vec{r}' = d\vec{r}$, а, скорее, это исключение.

III. Рассмотрим ситуацию, соответствующую рис. 2.4 (ПОЭ). Пусть одно и то же смещение рассматривается в различных системах координат. Понятно, что если ситуация сводится к рис. 2.4, сравнению могут подлежать лишь реально измеренные и рассчитанные величины (так как две физические лаборатории не могут совпадать друг с другом). Однако и для этой ситуации допустимо нахождение такой взаимосвязи пространственно-временных переменных, что по параметрам, измеренным в K , можно восстановить параметры, измеренные в K' (соответствующие либо рис. 2.3 либо рис. 2.4). Понятно, что в этом случае также из пространственно-временных преобразований не будет следовать ни абсолютность длины, ни абсолютность времени.

Все три ситуации имеют ту общую черту, что некоторому "смещению" $\{dx^a\}$ за время dt в K ставится в соответствие некоторое "смещение" $\{dx^a\}$ за время dt' в K' (речь идет о смещении луча, поэтому взаимосвязь $\{dx^a, dt\} = \hat{L}\{dx^a, dt'\}$ не имеет отношения к взаимосвязи эталонов).

Проведенные выше рассуждения по-новому обосновывают отказ А. Эйнштейна от взаимосвязи пространственно-временных переменных с абсолютным временем $dt' = dt$ (его относительность одновременности). Именно относительность одновременности выступает как средство взаимосвязи ситуаций, относящихся к рис. 2.3, рис. 2.4 и не раскрывающих по существу рис. 2.5. Функциональная взаимосвязь "смещений" в K и K' явно учитывает инерцию электромагнитного поля и инерцию наблюдателей.

Сформулируем принцип относительности, соединяющий черты ПО Г и ПОЭ: "Законы, по которым изменяется состояние физической системы, установленные как покоящимися, так и инерциально движущимися наблюдателями, не зависят от того, покоится или инерциально движется система в целом".

Итак, наш анализ уравнений электродинамики движущихся сред позволил увидеть тонкости принципа относительности, ускользнувшие от внимания ранее.

Как мы знаем, материальные уравнения в движущейся среде "восстанавливаются" по уравнениям в покоящейся среде с точностью до скалярной функции. Значит, в общем случае невозможно установить структуру уравнений в движущейся среде по уравнениям в покоящейся среде без рассмотрения отношения. Корректный путь такой:

нужно задать отношение, с учетом его значений и изменения построить пространственно-временные преобразования, содержащие скорости, ускорения. Мы приходим к выводу, что в полной теории переход от уравнений в покоящейся среде к уравнениям в движущейся может быть выполнен на основе тензорного преобразования, учитывающего отношение. Теперь очевидна ограниченность такого приема: он задает правило вывода уравнений поля, но не задает структуру тех элементов, с помощью которых это можно сделать. Его расширение имеет прямое отношение к модели расслоенного пространства-времени с разделением пространственно-временных характеристик на пространство состояний и пространство событий и принятием концепции отношения как фундаментального свойства физического мира, без учета которого правильное описание инерции невозможно. Отношение становится фундаментальным регулятором инерции поля, конкретизирующим принцип относительности.

2.4.2. Коррекция принципов теории с учетом реальностей измерения

Физика имеет дело с измеренными величинами, соответствующими прямому опыту (например, измерению ширины стола линейкой) или косвенному опыту (например, измерению температуры внутри Солнца). Реальные условия измерения таковы, что они могут не помешать явлению, но способны, в некоторых ситуациях, существенно исказить его. По этой причине требуется коррекция принципов, используемых в физике, так как в них должны быть учтены условия измерения.

Принцип относительности Эйнштейна формулируется так: "Законы, по которым изменяется состояние физических систем, не зависят от того, к какой из координатных систем, движущихся друг относительно друга равномерно и прямолинейно, эти изменения относятся" [8]. Легко видеть, что между собой сравниваются физическая и координатная система, а измерительной системы, имеющей самостоятельное значение, в формулировке нет. В данном подходе также никак не выделен субъект, проводящий исследование. Примем во внимание указанные обстоятельства. Изобразим ситуацию рис. 2.6.

Заметим, далее, что величины, сопоставляемые явлению, различны для различных наблюдателей. Но именно они образуют закон, которому подчинено явление. В частности, одна и та же величина может быть разной, если различно отношение $w: \vec{u} = (1 - w)\vec{u}_\beta + w\vec{u}_\gamma$ различно, если $w_1 \neq w_2$. Поэтому следует считать так: "Законы, по которым изменяется состояние физической системы, не зависят от выбора координатной системы, но зависят от выбора и состояния измерительной системы, от того, движется ли она инерциально или неинерциально".

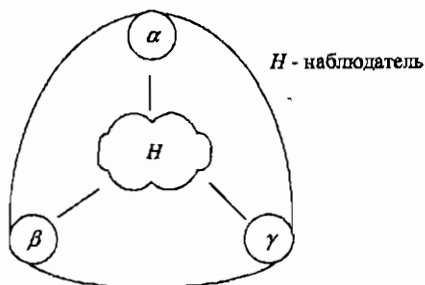


Рис. 2.6. Элементы, ассоциированные с принципом относительности ((α , β , γ) - физическая, измерительная, координатная системы)

Рис. 2.6. пригоден для анализа принципа постоянства скорости света в вакууме. В реальном измерении между собой сравниваются не только скорости, но также частоты и направления волновых векторов. Опыт показывает, что вся эта совокупность различна, если различны инерциальные наблюдатели. Этот факт подтверждается зависимостью всей совокупности параметров электромагнитного поля от скорости источника излучения и от скорости измерительного устройства или физической среды. Чтобы понять ситуацию, требуется конкретизировать условия реального измерения скорости света в вакууме. Действительно, для такого измерения нужны две установки, в которых свет часть своего пути проходит в вакууме, а установки движутся друг относительно друга. Поэтому два экспериментатора сравнивают, что происходит со светом *внутри* экспериментальных установок. Согласно опыту, действительно будут обнаружены одинаковые значения скоростей, потому что источником вторичного излучения стал прибор, в который проник свет. Но частоты света будут различны как в том случае, когда движется источник излучения, так и в том случае, когда движется измерительное устройство. Следовательно, прямое измерение скорости света в вакууме способно исказить реальную картину явлений, выходя за рамки принципа постоянства скорости света, предложенного Эйнштейном. Прямые опыты не дают ответа на вопрос, важнейший для построения правильной и полной картины явлений: *с какой скоростью движется свет в вакууме вне измерительного устройства?* Расчеты, проведенные с учетом концепции отношения, показывают, что ситуация сложна. Внутри и вне измерительного устройства параметры поля могут существенно отличаться. В силу указанных обстоятельств следует принять новый принцип: "Законы, по которым изменяются параметры электромагнитного поля, могут быть разными, они зависят от того, вне или внутри измерительного прибора выполнено исследование".

В физике анализ ситуации способен измениться вплоть до нового качества, если удастся обнаружить и использовать новые физические характеристики объектов и явлений. Такова, например, теория фазовых превращений. Такова теория атомов, когда выяснилось, что это "всего лишь" конструкции, составленные из нуклонов в центре атома и электронов, образующих их периферию. Такова теория катастроф, когда принята идея пространства, зависящего от управляющих параметров.

Инерция тел и поля, как свидетельствует опыт, относится к наиболее общим их свойствам. По этой причине следует ожидать, что охваты и проявления инерции могут и должны быть учтены при наиболее общем подходе к физическим явлениям. Этот тезис справедлив как для физических величин, *управляющих инерцией*, так и для используемых математических конструкций.

Анализ показал, что *физика инерции* основана на *концепции отношений между объектами и явлениями*. Суть ее состоит в том, что *есть величины, задающие отношения, они могут быть переменными, а изменение отношения приводит к изменению инерции*. Эта точка зрения считается *пригодной как для тел, так и для полей*. Задача состоит в том, как найти отношения, разобраться в них, воспользоваться ими. В электродинамике Максвелла отношение задано *новой физической величиной* $w(x, y, z, t)$:

$$w = 1 - \exp \left(- P_0(\lambda) \frac{\rho}{\rho_0} \right),$$

где $P_0(\lambda)$ - феноменологическая константа, зависящая от длины волны излучения, ρ_0 - плотность среды при нормальных условиях.

Так задано локальное отношение электромагнитного поля к материальной среде, описываемой макроскопической плотностью ρ . Мы полагаем, более того, что отношение среды к полю такое же, то есть $w_{1,2} = w_{2,1} = w$, что характеризуется гипотезой: *когемологическое действие равно когемологическому противодействию*. Понятно, что

среда получает возможность управления электромагнитным полем через показатель преломления n и, дополнительно, через отношение w .

Скаляр w можно рассматривать как элемент группы 0-когомологий Хохшильда

$$w \in H^0(g, A),$$

где g - алгебра, ассоциированная с физическим явлением. Понятно, что в общем случае нужно учесть отношения электромагнитного поля к другим полям, например, к гравитации, а также и к вакууму, который можно рассматривать как праматерию. Понятно, что отношение может зависеть и от других групп когомологий

$$w = f(H^q(g, A)).$$

2.4.3. Доказательство возможности согласования сверхсветовых скоростей с принципом причинности

Заключение о невозможности сверхсветовых движений впервые было сделано в виде самостоятельного вывода А. Эйнштейном в 1907 году. Оно основано на использовании преобразований Лорентца для связи скоростей сигналов в покоящейся и движущейся системах отсчета. Пусть ϕ - скорость сигнала в СК1, ψ - скорость сигнала в СК2, c - скорость света в вакууме. Тогда при $\phi > c$ возможна ситуация, когда расстояние l проходит в СК2 за отрицательное время

$$\Delta T = l \left(1 - \frac{\phi\psi}{c^2} \right) / (\phi - \psi).$$

Отсюда делается вывод о временном предшествовании следствия причине, а потому "хотя ... этот результат и не содержит логического противоречия, он настолько противоречит всему нашему опыту, что невозможность предположения $v > c$ может считаться достаточно доказанной" [121].

Конечно, можно принять точку зрения, что принцип причинности, вообще говоря, не сводится к временной упорядоченности причины и следствия, и потому указанное условие очень сильное. Можно стать на точку зрения Реками, Миньяни, применив принцип реинтерпретации, согласно которому направление "стрелы причинности" неинвариантно: событие, которое рассматривается как причина для одной системы отсчета, может стать следствием для другой. Можно применить и другие соображения, в частности, использовать некоторые следствия ОТО, при которых данное противоречие снимается.

Однако все они не меняют вывода, сделанного А. Эйнштейном. Покажем, что ситуация выглядит иначе, если корректно учесть начальные условия задачи. При этом мы не будем рассматривать вопроса о том, законно ли применение преобразований Лорентца к сигналам, движущимся со скоростью, большей скорости света в вакууме.

Согласно постановке мысленного эксперимента, сигнал идет с постоянной скоростью $\phi' > c$ в одном направлении и сносится средой, движущейся со скоростью v в другом направлении. Пусть действительно это так и для данной ситуации, хотя, если бы он не сносился средой, то его скорость была бы конечной, что противоречит физической постановке задачи. С другой стороны, при определенном значении $\phi' > c$ мы действительно получим $\phi < 0$. Но это обстоятельство означает, что сигнал пошел в сторону отрицательных значений ОХ.

Рассмотрим вопросы причинности в рамках концепции отношения. Сравним между собой смещения событий, отсчитанные в системах отсчета наблюдателей. Согласно условиям мысленного эксперимента, сигнал $\phi > c$ идет в среде, для которой от-

ношение равно единице. Для другого наблюдателя отношение события к измерительному устройству $w=0$. Поэтому их связь между собой должна задаваться преобразованиями Галилея. А это означает, что $\varphi = \varphi' - v$. При $v < c$, $\varphi' > c$ всегда $\varphi > 0$ и потому будет обеспечено предшествование причины следствию.

Анализируемая А. Эйнштейном задача относится именно к такой ситуации и потому из нее не следует нарушение принципа причинности. Сравнение сигналов $\varphi > c$ и $\varphi' > c$ при отношениях $w_1 = 1$ и $w_2 = 1$, которое задается преобразованиями Лорентца, вступает в противоречие с принципом постоянства скорости света, из которого выводятся преобразования. Указанные скорости следует анализировать в рамках схемы, не ограничивающей себя предельным значением скорости, что имеет место в электродинамике с отношением.

2.5. СКРЫТЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ SH-СИММЕТРИЙ

Проанализированы дополнительные возможности анализа физических явлений, которые появляются при использовании SH-симметрий. Установлена естественная неассоциативность этих симметрий, получен неассоциативный закон сложения скоростей, найдена новая квазигруппа. Показано, что возможна интерпретация обобщенных выражений для четырехскоростей как потенциальных функций в теории деформаций, соответствующих многообразиям катастроф. На основе использования двухпараметрических SH-симметрий проведено сравнение "смещений точечного события", измеренных различными инерциальными наблюдателями, при условии, что измерение влияет на параметры явления. Показано, что стандартная симметрия Лорентца соответствует идеализации реального процесса измерения и позволяет сравнивать между собой только те параметры явления, которые относятся к конечным стадиям взаимодействия явления с измерительным устройством. SH-симметрии позволяют связать между собой разные стадии двух динамических процессов измерения. В частности, начальные стадии таких процессов могут быть связаны между собой преобразованиями группы Галилея.

SH-симметрии, полученные на основе физического расширения S-симметрий, являются удобным средством для углубления физической модели. Происходит это потому, что они содержат дополнительную информацию. Рассмотрим новые элементы опыта, следующие из использования SH-симметрий.

2.5.1. Естественная неассоциативность симметрий

Рассмотрим SH-симметрию Лорентца. Она определена, когда задана гиперповерхность для ее параметров v/c и w . В частности, ограничим диапазон их изменения значениями $\frac{v}{c} = [-1, 1]$, $w = [0, 1]$ (рис. 2.7). Выделим на ней две "полочки", соответствующие значениям w_1 и w_2 . Прямым расчетом легко убедиться, что при фиксированном значении w SH-симметрия образует группу Лорентца, в которой c заменено на $c/\sqrt{w}$.

Если рассматриваются SH-симметрии с различными значениями w , то их произведение сложнее и является стандартным для теории квазигрупп. Тем самым мы допускаем возможность, что в физических системах динамические процессы могут идти "по квазигруппе", усложняя, в частности, законы сохранения. Чтобы можно было использовать SH-симметрию обычным образом, введем обобщенное произведение

$$g_i * g_j = l(ij)g_i \cdot l(ij)g_j,$$

согласно которому симметрии приводятся сначала к единому $w(ij)$ по правилу [117]

$$w(ij) = 0.5(w_i + w_j),$$

а затем выполняется обычное произведение преобразований. Можно ввести $w(ij) = |w_i - w_j|$. Для интервала $[0; 1]$ получим квазигруппу. Она содержит единицу $w_i = 0$, а $w_i^{-1} = w_i$. Легко видеть, что введенная операция неассоциативна.

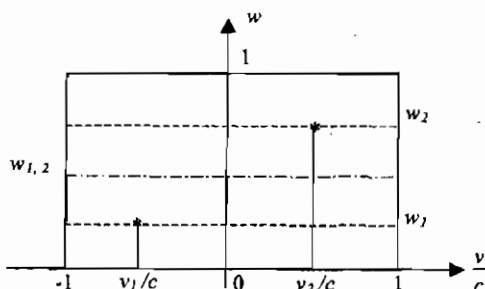


Рис. 2.7. Поверхность для SH -симметрий

Если провести аналогию между элементом симметрии с параметрами w и v и физическим объектом с парой параметров, то принятое правило произведения можно интерпретировать как "взаимодействие", при котором сначала происходит "выравнивание" w , а только затем начинается "выравнивание" скоростей. Это физически возможно, если релаксация процесса по w более быстрая, чем по v . Из произведения симметрий получим правило сложения скоростей:

$$V_{ij} = \frac{V_i + V_j}{1 + \frac{V_i V_j}{c^2} w(ij)}.$$

Оно неассоциативно, так как

$$V_{ij,k} = \frac{V_i + V_j + V_k + \frac{V_i V_j V_k}{c^2} w(ij)}{1 + \frac{V_i V_j}{c^2} w(ij) + \frac{w(ij, k)}{c^2} V_i (V_j + V_k)},$$

$$V_{i,jk} = \frac{V_i + V_j + V_k + \frac{V_i V_j V_k}{c^2} w(jk)}{1 + \frac{V_i V_j}{c^2} w(jk) + \frac{w(i, jk)}{c^2} V_i (V_j + V_k)}.$$

Данный модельный пример неассоциативности, как и другие варианты, должен уточняться в согласии с конкретным опытом. Следовательно, SH -симметрии индуцируют неассоциативный закон сложения скоростей, что усложняет теорию представлений для физических моделей.

Многократное обобщенное произведение выражений

$$g = \gamma \begin{pmatrix} 1 & v \\ \frac{vw}{c^2} & 1 \end{pmatrix}$$

при

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2},$$

задает рекуррентные соотношения для скоростей. Они имеют вид

$$A_n = A_{n-1} + V_n B_{n-1}, \quad B_n = B_{n-1} + \frac{V_n}{c^2} w_n A_{n-1}.$$

При этом

$$n=1; B_1 = 1, A_1 = V_1,$$

$$n=2; B_2 = 1 + \frac{V_2 V_1}{c^2} w_2, A_2 = V_1 + V_2,$$

$$n=3; A_3 = (V_1 + V_2) + v_3 \left(1 + \frac{V_2 V_1}{c^2} w_2 \right),$$

$$B_3 = \left(1 + \frac{V_2 V_1}{c^2} w_2 \right) + \frac{V_3}{c^2} w_3 (V_1 + V_2) \dots$$

Обобщенные отношения

$$w_{ij} = 0.5(w_i + w_j),$$

$$w_{(ij)k} = 0.5 w_k + \frac{1}{4} (w_i + w_j) \dots$$

следуют из принятого выше алгоритма.

Укажем свойства введенного умножения для *SH*-симметрии Лорентца. Анализ показал, что

$$(g^{-1})^{-1} = g,$$

$$(g^{-1})(g \cdot h) = (hg)g^{-1} \neq h,$$

$$(gh)g = g(gh),$$

$$(gh)^{-1} = h^{-1}g^{-1} = g^{-1}h^{-1},$$

$$(gg)g^{-1} = g^{-1}(gg) = g,$$

$$(g \cdot hg)k = k(g \cdot gh),$$

$$(gh \cdot g)k = k(hg \cdot g),$$

$$(hg \cdot g)k = k(g \cdot gh).$$

Дистрибутивность нарушена, так как

$$(hk)g \neq (hg)(kg), \quad g(hk) \neq (gh)(gk)$$

Не выполняются соотношения

$$(gh)(gk) \neq ((gh)k)g : ((hk)g)g : ((kg)g)h,$$

$$\forall g, h, k \in A,$$

справедливые для алгебры Мальцева. В данном случае мы имеем квазигруппу, для которой

$$(hg \cdot g)k = k(g \cdot gh).$$

2.5.2. О связи SH-симметрий с теорией катастроф

Специальная теория относительности признала сингулярность физических величин при скорости v , равной скорости света в вакууме. Задача современной физики состоит в том, чтобы разобраться в сущности этой сингулярности и научиться, как ее можно преодолеть. Покажем, что для этого пригодна теория катастроф [122]. Рассмотрим полученное нами выражение

$$u' \equiv \sqrt{w} \left(1 + w \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} [(1-w)u'_s + wu'_m]$$

для четырехскорости. Пусть $\ddot{U}_f = const$, $\ddot{U}_m = const$. Примем предположение, что $v/c \ll 1$. Введем обозначение $\sqrt{w} = z$. Тогда

$$u' \approx z(1 + z^2 a)(b + z^2 \gamma).$$

Рассмотрим четырехскорость как потенциальную функцию катастрофы инерции. Имеем универсальную деформацию (со сложной зависимостью управляющих параметров a, b от скорости) вида

$$V_i(z, a, b) = \frac{1}{5} z^5 + \frac{1}{3} a z^3 + b z,$$

где $i=1, 2, 3$. Многообразие катастрофы скоростей имеет в данном случае тип "ласточкин хвост":

$$M = z^4 - a z^2 - b.$$

Кроме простых критических точек, описываемых этой функцией, имеем также точки с разной степенью вырождения:

а) дважды вырожденные $\{ (a, b) | 4z^2 + 2az = 0 \}$;

б) трижды вырожденные $\{ (a, b) | 6z^2 + a = 0 \}$;

в) четырежды вырожденные $\{ (a, b) | 12z = 0 \}$.

Есть еще универсальная деформация вида "складки" для нулевой компоненты скорости

$$V^0(z, a) = \frac{1}{3} z^3 + z. \text{ Многообразие катастрофы скоростей в этом случае есть}$$

$$M = z^2 - 1.$$

Оно имеет дважды и трижды вырожденные точки. Сложно как раз то, что казалось совсем простым: способы и варианты перехода физической системы в состояние, когда внешнее воздействие отсутствует, когда $w = 0$. Такой подход иллюстрирует принципиальную возможность вложения пространства параметров симметрии в обобщенное пространство, построенное по типу универсальной деформации, позволяя единое рассмотрение семейства всех возможных состояний. Заметим, что функция

$$Y = \alpha \text{Det}[A - \lambda I] + \beta \text{Sp}[A - \lambda I] = a\lambda^4 + b\lambda^2 + c,$$

где $A \in g$, дает возможность анализа метрик событий $\eta^\mu = \text{diag}(1, 1, 1, \lambda)$, которые могут быть ассоциированы с Y .

2.5.3. Система отсчета симметрий

Нами использовано расширение S -симметрии Лорентца до SH -симметрии. В обобщенных преобразованиях используется параметр w , физический смысл которого выяснен при анализе обобщенных уравнений электродинамики Максвелла. SH -симметрии имеют новый кинематический смысл. Покажем это. Свяжем группу SH -преобразований с метрическим тензором. Пусть неизменны компоненты

$$g^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, c), \quad c = w^2.$$

Тогда для его компонент

$$\begin{pmatrix} \bar{t}' & \bar{t}'' \\ \bar{l}' & \bar{l}'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{t}' & \bar{t}'' \\ \bar{l}' & \bar{l}'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{t}' & \bar{t}'' \\ \bar{l}' & \bar{l}'' \end{pmatrix} = 1, \quad \begin{pmatrix} \bar{t}' & \bar{t}'' \\ \bar{l}' & \bar{l}'' \end{pmatrix} = w^2 = \sigma$$

из инвариантности относительно линейных преобразований

$$\bar{t}' = A_0^0 \bar{t}'' + A_0^1 \bar{l}'', \quad \bar{l}' = A_1^0 \bar{t}'' + A_1^1 \bar{l}'',$$

следуют условия

$$A_1^0 A_1^1 - w^2 A_0^0 A_0^1 = 0,$$

$$(A_0^0)^2 + (A_0^1)^2 w^2 = w^2,$$

$$(A_1^0)^2 + w^2 (A_1^1)^2 = 1$$

на коэффициенты преобразований. Обозначим $A_1^1 = a$. Для $A_1^0 = -\frac{1}{a} w^2 A_0^0 A_0^1$, получим

$$\left(\frac{(A_0^1)^2}{a^2} w^2 + 1 \right) \left(A_0^0 \right)^2 = 1, \quad (A_0^1)^2 w^2 = 1 - a^2.$$

Отсюда $A_0^0 = \pm a$, $A_1^0 = \pm w(1 - a^2)^{1/2}$, $A_1^1 = \pm(1 - a^2)^{1/2} \frac{1}{w}$. Взаимосвязь дифференциалов координат задается выражением

$$dx^0 = w(1 - a^2)^{1/2} dx^1 \pm a dx^{0'}, \quad dx = a dx^1 \pm \frac{1}{w} (1 - a^2)^{1/2} dx^{0'}.$$

Если принять условие, что она связывает инерциальные системы координат, с относительной скоростью v , получим

$$\left(\frac{dx^1}{dt} \right) \Big|_{dx^0=0} = v, \quad \frac{dx^1}{dx^{0'}} = \pm (1 - a^2) / aw = v/ic.$$

Следовательно,

$$a = \pm (1 - w^2 v^2 / c^2)^{-1/2}, \quad (1 - a^2) = iw^2 \frac{v^2}{c^2} \left(1 - w^2 \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1}.$$

Поэтому

$$dx^0 = \left(\pm iw^2 \frac{v}{c} dx^1 \pm dx^{0'} \right) (1 - w^2 v^2 / c^2)^{1/2},$$

$$dx = \left(dx^{\pm i} \frac{v}{c} dx^0 \right) (1 - w^2 v^2 / c^2)^{-1/2}.$$

Согласно физическим условиям, в которых распространяется излучение, между собой могут и должны сравниваться значения дифференциалов координат (как и других физических величин) при задании w_1 для одного наблюдателя и w_2 для другого наблюдателя. Формализм SH -симметрий способен учесть это обстоятельство. Рассмотрев произведение матриц, сопоставленных указанным значениям w_1, w_2 , получим

$$g^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, w_1 \cdot w_2) = g^{ij}(w_1) \otimes g^{ij}(w_2).$$

Измерение неотделимо от отношения w . Преобразования координат, учитывающее разные значения w_1 и w_2 , естественны. Ситуации с $w_1 = w_2 = 1$ математически просты, но они не могут быть реализованы физически, потому что совместить системы отсчета невозможно. Указанная тонкость открывает новые возможности для сравнения измеренных значений. Покажем, как нужно сравнивать между собой параметры физического явления, измеренные различными инерциальными наблюдателями, основываясь на преобразованиях SH -симметрии. Поскольку измерительное устройство есть физическая среда, необходимо и достаточно использовать подход, учитывающий динамику инерции электромагнитного поля. Правильно считать, что измерение оказывает детерминистическое влияние на явление в некотором временном интервале при фиксированном, либо при переменном значении w_1 , задающем управление несобственной инерцией. Аналогично происходит измерение, выполненное другим наблюдателем, в другой области пространства, в другой интервал времени, при другом значении w_2 . Таков реальный алгоритм измерения. Если принята точка зрения, что измерение влияет на параметры явления, то *двум наблюдателям невозможно измерить параметры явления в одной точке пространства в один момент времени.*

Преобразования систем координат существенно отличны от реального соотношения величин, которое дает измерение параметров явления, выполненное различными инерциальными наблюдателями, влияющими на явление.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На основе предположения, что центр группы $V(4)$, посредством которой электродинамика Максвелла задана в форме GAG -модуля, кохомологически "активен" и является оператором сплетения для S -симметрии Лорентца, получен класс SH -симметрий Лорентца, в которых квазигруппа управления динамикой несобственной инерции w электромагнитного поля "встроена" в S -группу. В рамках SH -симметрий рассмотрены разные стадии динамики инерции поля. Показано, что из локальной инвариантности уравнений Максвелла относительно SH -симметрий следуют обобщенные уравнения связей для полей и индукций, частично задающие динамический механизм изменения инерции электромагнитного поля.

2. Указан общий метод получения кохомологически активных SH -симметрий из обычных пространственно-временных S -симметрий на основе функциональной деформации посредством параметрически зависимых операторов сплетения. Из S -преобразований Лорентца получена SH -симметрия Лорентца, содержащая квазигруппу управления w несобственной инерцией электромагнитного поля. Найдена функция Грина для обобщенной системы уравнений электродинамики Максвелла. Рассмотрены случаи досветовых, световых и сверхсветовых движений. Указаны некоторые черты распространения излучения в среде при медленном изменении w .

3. Проанализированы дополнительные возможности анализа физических явлений, которые появляются при использовании SH -симметрий. Установлена естественная неассоциативность этих симметрий, получен неассоциативный закон сложения скоростей, найдена новая квазигруппа. Показано, что возможна интерпретация обобщенных выражений для четырехскоростей как потенциальных функций в теории деформаций, соответствующих многообразиям катастроф. На основе использования двухпараметрических SH -симметрий проведено сравнение "смещений точечного события", измеренных различными инерциальными наблюдателями, при условии, что измерение влияет на параметры явления. Показано, что стандартная симметрия Лорентца соответствует идеализации реального процесса измерения и позволяет сравнивать между собой только те параметры явления, которые относятся к конечным стадиям взаимодействия явления с измерительным устройством. SH -симметрии позволяют связать между собой разные стадии двух динамических процессов измерения. В частности, начальные стадии таких процессов могут быть связаны между собой преобразованиями группы Галилея.

4. На примере предложенного ранее обобщения электродинамики Максвелла проанализирован с топологической точки зрения вопрос об описании динамики несобственной инерции электромагнитного поля. В полной модели центр алгебры заполнения явления индуцирует динамически зависимый инвариантный полином. Из рассмотрения эквивалентных представлений сделан вывод о наличии в теории инерции электромагнитного поля системы из трех матричных 1-циклов. Они задают систему когомологических фаз, согласованную с введенной ранее фазой инерции поля. Показано, что когомологическая активность в обобщенной модели Максвелла проявляется нелинейно и нетривиально. Предложены варианты возможного развития теории когомологической активности для физических моделей.

5. Показано, что электродинамике Максвелла свойственна когомологическая активность. В частности, двойному сплетению ее алгебры заполнения соответствует матричное произведение метрик событий, что позволяет обобщить алгоритм анализа явлений. Установлено, что из уравнений для потенциалов классического электромагнитного поля уравнения квантовой электродинамики получаются только в случае группы Галилея. Учтены нульмерные когомологии в системе уравнений квантовой электродинамики.

6. Обсуждены структурные, связевые и динамические свойства деформации физических моделей и их симметрий. Принята точка зрения, что динамическая деформация способна углубить теорию вплоть до ее нового качества.

7. Указаны алгебраическая, дифференциально-геометрическая, топологическая и физическая грани симметрий. Они образуют согласованный комплекс по структуре, связям и динамике в их внешнем, внутреннем и связевом проявлении. По этой причине возможно многоуровневое и многофункциональное использование симметрий при моделировании физических объектов и явлений.

8. Показано, что механизм когомологически активного нарушения симметрий имеет дифференциально-геометрическую природу и он дополнителен механизму спонтанного нарушения симметрий, природа которого алгебраическая.

9. Отмечено, что одна и та же среда способна по-разному влиять на измерительное устройство и на поле, что следует учитывать, используя для них разные значения показателей отношения.

ГЛАВА 3

ЕДИНСТВО

ФИЗИЧЕСКИХ ТЕОРИЙ

"Смысл философии заключается в том, чтобы остановиться, как только нам начинает не хватать свечей физики".

Локк Д.

	Введение	119
3.1.	Уравнения Ньютона-Эйлера в форме GAG -модуля	120
3.2.	GAG -форма уравнений Максвелла	126
	3.2.1. Уравнения Максвелла без ограничения скорости в форме GAG -модуля	137
	3.2.2. Уравнения Максвелла в "фермионном" секторе	138
	3.2.3. "Бозонная" и "фермионная" формы уравнений	140
	3.2.4. Новые метрики в электродинамике	142
3.3.	GAG -форма уравнений Дирака	143
3.4.	Уравнение Шредингера в форме GAG -модуля	148
	Заключение	151

ВВЕДЕНИЕ

Физика имеет дело с величинами. Обычно их можно измерить и рассчитать и они таковы:

- показывают свойства и функций объектов и явлений частично доступного мира;
- удовлетворяют уровневым законам динамики и связей;
- соответствуют принятым алгоритмам расчетов и логическим схемам;
- концентрируют в себе предыдущий опыт и являются движущей силой последующего.

Физические модели представляют собой системы величин, соединенных и согласованных между собой. Их накопилось достаточно много за несколько столетий. Они имеют широкую эмпирическую основу и глубокую предсказательную силу. Такова динамика Ньютона, теория электромагнитных явлений Максвелла, модель атомных процессов, базирующаяся на уравнении Шредингера, теория электрона Дирака. Классические и квантовые, корпускулярные и волновые представления по-разному представлены и используются в них.

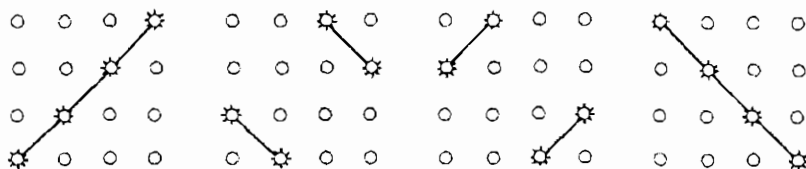
Чтобы двигаться дальше как в расчетах, так и в практической деятельности, было бы желательно разобраться, что в физических моделях любого вида присутствует обязательно, а чего может не быть, что в них допустимо менять, как и в какую сторону, а что не подлежит изменениям, как согласовывать величины между собой, какие общие стороны и функции они имеют. Указанный перечень проблем отнесем к исследованию сущности физических моделей, что является предметом и целью данной главы.

Анализ показал, что сущностный подход к физическим моделям допустим и конструктивен, если взять за его основу матричную группу $V(4)$, которая есть тензорное произведение группы $\hat{G}_f = U(1) \times SU(2)$ на себя. Используя $V(4) = \hat{G}_f \otimes \hat{G}_f$, получена единая алгебраическая форма всех указанных физических моделей, хотя они так различны по своим следствиям, приложениям и самим основам соответствующего опыта. Установлено, что допустимо выделить следующие самостоятельные элементы: структуру (S -), динамику (D -), связи (L -). Они имеют внешние (*out*-), внутренние (*in*-) и связывающие (*l*-) проявления. Показана их реализация в конкретных моделях.

Обнаружены три типа метрик в физических теориях: Минковского - g^μ , Евклида - r^μ , Ньютона - n^μ . Найдены новые метрики, учитывающие неевклидовость локального трехмерного пространства.

Указаны ростковые точки, пути и некоторые средства развития физических моделей. Важную прикладную роль могут сыграть введенные новые операции $\curvearrowright$ и $\uparrow$. Показано, что группа $Z_4 = \{i, -1, -i, 1\}$, рассматриваемая как целочисленная группа когомологий $H^0(G, A)$, образует совместно с операцией $\uparrow$ основу для физических моделей. Когомологически зависимые метрики $\tilde{g}^\mu$, $\tilde{r}^\mu$, $\tilde{n}^\mu$, используемые в электродинамике Максвелла, позволяют описать динамику несобственной инерции поля. По этим и другим причинам становится ясно, что *когомологии управляют физическими явлениями*. Следовательно, физические модели имеют когомологическую сущность.

3.1. УРАВНЕНИЯ НЬЮТОНА-ЭЙЛЕРА В ФОРМЕ GAG-МОДУЛЯ



$$0.5 \{ \varepsilon_{km}^{\nu} g^{\mu} v^{\tau} e_i \partial_i (e_p v^p g^{\mu} \Pi_i) P + \varepsilon_{km}^{\nu} r^{\mu} v^{\tau} f_i \partial_i (f_p v^p g^{\mu} \Pi_i) P \} = F.$$

Уравнения Ньютона-Эйлера динамики идеальной жидкости представлены в форме GAG-модуля для группы $V(4)$. Они содержат досветовую и сверхсветовую метрики

Запишем уравнения динамики Ньютона для идеальной жидкости, используя группу $V(4)$ и дифференциальные операторы $\partial/\partial x^i$. В форме Эйлера имеем

$$\frac{\partial v^i}{\partial t} + (v^j \nabla_j) v^i = \frac{1}{\rho} F^i.$$

Уравнения допускают компактную запись в четырехмерном виде $\rho v^a \partial_a v^x = f^x$, где (v^a, f^x) - четырехкомпоненты скорости и силы соответственно, ρ - плотность массы, ∂_a - частные производные. Запишем их иначе

$$\begin{pmatrix} v^1 \partial_1 v^1 & v^2 \partial_2 v^1 & v^3 \partial_3 v^1 & v^0 \partial_0 v^1 \\ v^1 \partial_1 v^2 & v^2 \partial_2 v^2 & v^3 \partial_3 v^2 & v^0 \partial_0 v^2 \\ v^1 \partial_1 v^3 & v^2 \partial_2 v^3 & v^3 \partial_3 v^3 & v^0 \partial_0 v^3 \\ v^1 \partial_1 v^0 & v^2 \partial_2 v^0 & v^3 \partial_3 v^0 & v^0 \partial_0 v^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f^1 \\ f^2 \\ f^3 \\ f^0 \end{pmatrix}.$$

Выразим уравнения в матричной форме, используя подгруппу $(e^i) \in V(4)$:

$$\begin{pmatrix} f^1 \\ f^2 \\ f^3 \\ f^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & v^1 \partial_1 \\ 0 & 0 & v^1 \partial_1 & 0 \\ 0 & v^1 \partial_1 & 0 & 0 \\ v^1 \partial_1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v^0 & 0 & 0 & 0 \\ v^3 & 0 & 0 & 0 \\ v^2 & 0 & 0 & 0 \\ v^1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & v^2 \partial_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v^2 \partial_2 \\ v^2 \partial_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v^2 \partial_2 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & v^3 & 0 & 0 \\ 0 & v^0 & 0 & 0 \\ 0 & v^1 & 0 & 0 \\ 0 & v^2 & 0 & 0 \end{pmatrix} +$$

$$+ \begin{pmatrix} 0 & v^3 \partial_3 & 0 & 0 \\ v^3 \partial_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v^3 \partial_3 \\ 0 & 0 & v^3 \partial_3 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & v^2 & 0 \\ 0 & 0 & v^1 & 0 \\ 0 & 0 & v^0 & 0 \\ 0 & 0 & v^3 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} v^0 \partial_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v^0 \partial_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & v^0 \partial_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v^0 \partial_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & v^1 \\ 0 & 0 & 0 & v^2 \\ 0 & 0 & 0 & v^3 \\ 0 & 0 & 0 & v^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Значит, согласно выражению

$$(e_i \omega^i + e_0 \omega^0) P = F,$$

модель явления есть симметрия в форме спинорно спроектированного представления группы $V(4)$.

Уравнениям соответствует "волновая функция"

$$\Psi = e_p v^p = \begin{pmatrix} v^0 & v^3 & v^2 & v^1 \\ v^3 & v^0 & v^1 & v^2 \\ v^2 & v^1 & v^0 & v^3 \\ v^1 & v^2 & v^3 & v^0 \end{pmatrix}$$

и аналитический вид

$$\varepsilon_{\mu\nu}^{\rho} g^{\mu} v^{\nu} e_i \partial_j (g^{\mu} e_p v^p \Pi_i) P = F.$$

Здесь используются символ Кронекера $\varepsilon_{\mu\nu}^{\rho}$ и четырехметрика $g^{\mu} = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$, а также матрицы

$$\Pi_i = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

и величина $P = \text{столбец}(1, 1, 1, 1)$.

Аналогично получим

$$\begin{pmatrix} f^1 \\ f^2 \\ f^3 \\ f^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -v^1 \partial_1 \\ 0 & 0 & v^1 \partial_1 & 0 \\ 0 & v^1 \partial_1 & 0 & 0 \\ -v^1 \partial_1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v^0 & 0 & 0 & 0 \\ v^3 & 0 & 0 & 0 \\ v^2 & 0 & 0 & 0 \\ -v^1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & v^2 \partial_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -v^2 \partial_2 \\ v^2 \partial_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -v^2 \partial_2 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} 0 & v^3 & 0 & 0 \\ 0 & v^0 & 0 & 0 \\ 0 & v^1 & 0 & 0 \\ 0 & -v^2 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & v^3 \partial_3 & 0 & 0 \\ v^3 \partial_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -v^3 \partial_3 \\ 0 & 0 & -v^3 \partial_3 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & v^2 & 0 \\ 0 & 0 & v^1 & 0 \\ 0 & 0 & v^0 & 0 \\ 0 & 0 & -v^3 & 0 \end{pmatrix} +$$

$$\begin{pmatrix} -v^0 \partial_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -v^0 \partial_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -v^0 \partial_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -v^0 \partial_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -v^1 \\ 0 & 0 & 0 & -v^2 \\ 0 & 0 & 0 & -v^3 \\ 0 & 0 & 0 & v^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

на основе подгруппы $(f^i) \in V(4)$. Модели соответствует "волновая функция"

$$\Psi = f_p v^p = \begin{pmatrix} v^0 & v^3 & v^2 & -v^1 \\ v^3 & v^0 & v^1 & -v^2 \\ v^2 & v^1 & v^0 & -v^3 \\ -v^1 & -v^2 & -v^3 & v^0 \end{pmatrix}$$

В аналитическом виде

$$\{\varepsilon_{\mu\nu}^{\rho} g^{\mu} v^{\nu} e_i \partial_j (g^{\mu} e_p v^p \Pi_i) P\} = F$$

они зависят от метрики $r^{\mu} = \text{diag}(1, 1, 1, -1)$. Рассматривая (v^1, v^2, v^3, v^0) как компоненты волновой функции, получим уравнения

$$0.5 \{ \epsilon_{\mu\nu}^{\alpha\beta} g^{\mu} v^{\nu} e_i \partial_j (e_{\rho} v^{\rho} g^{\mu} \Pi_i) P + \epsilon_{\mu\nu}^{\alpha\beta} r^{\mu} v^{\nu} f_i \partial_j (f_{\rho} v^{\rho} g^{\mu} \Pi_i) P \} = F,$$

схожие по структуре с уравнениями Максвелла (раздел 3.2). В таком виде метрики (g^{μ}, r^{μ}) используются равноправно. Заметим, что сила Лорентца в электродинамике тоже может быть представлена в аналогичном матричном виде

$$F = \sigma_{\mu\nu} (a^{\mu} U^{\nu} \Psi + b^{\nu} U^{\mu} \bar{\Psi}) \equiv i e (g_{\mu\nu} a^{\mu} u^{\nu} \Psi - r_{\mu\nu} b^{\mu} u^{\nu} \bar{\Psi})$$

через подгруппы $(a^i, b^i) \in V(4)$. Следовательно, как ускорение, так и сила имеют форму, единую в группе $V(4)$.

Структура модели есть многократный G -модуль или GAG -модуль. Действительно, волновая функция есть G -модуль. Он подчинен действию алгебры дифференциальных операторов $\partial/\partial x^i$. Затем из полученной структуры повторно образован G -модуль. Фактически мы имеем конечно порожденный G -модуль над кольцом левых идеалов фундаментального представления группы G_+ .

В общем случае следует считать, что поле скоростей комплексное, что позволяет использовать обобщенные уравнения Ньютона-Эйлера, когда

$$v^k = \dot{x}^k + i \omega^k, \quad \bar{v}^k = \dot{x}^k - i \omega^k,$$

что еще больше приближает механику к электродинамике. Рассмотрим новые формы GAG -модуля. Пусть

$$\Psi = g_{\alpha\beta} b^{\alpha} v^{\beta} = \begin{pmatrix} v^0 & v^1 & -v^2 & v^3 \\ -v^1 & v^0 & v^1 & v^2 \\ v^2 & -v^1 & v^0 & v^3 \\ -v^1 & -v^2 & -v^3 & v^0 \end{pmatrix},$$

а динамические уравнения заданы в подгруппе (a^i) , так что

$$\begin{pmatrix} f^1 \\ f^2 \\ f^3 \\ f^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -v^1 \partial_1 \\ 0 & 0 & v^1 \partial_1 & 0 \\ 0 & -v^1 \partial_1 & 0 & 0 \\ v^1 \partial_1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v^0 & 0 & 0 & 0 \\ -v^1 & 0 & 0 & 0 \\ v^2 & 0 & 0 & 0 \\ -v^1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -v^2 \partial_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -v^2 \partial_2 \\ v^2 \partial_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v^2 \partial_2 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} 0 & v^3 & 0 & 0 \\ 0 & v^0 & 0 & 0 \\ 0 & -v^1 & 0 & 0 \\ 0 & -v^2 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & v^3 \partial_3 & 0 & 0 \\ -v^3 \partial_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -v^3 \partial_3 \\ 0 & 0 & v^3 \partial_3 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -v^2 & 0 \\ 0 & 0 & v^1 & 0 \\ 0 & 0 & v^0 & 0 \\ 0 & 0 & -v^3 & 0 \end{pmatrix} + \\ + \begin{pmatrix} v^0 \partial_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v^0 \partial_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & v^0 \partial_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v^0 \partial_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & v^1 \\ 0 & 0 & 0 & v^2 \\ 0 & 0 & 0 & v^3 \\ 0 & 0 & 0 & v^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Тогда уравнения Ньютона-Эйлера запишутся в виде

$$\epsilon_{\mu\nu}^{\alpha\beta} g^{\mu} a_i v^{\nu} \partial_j (g_{\alpha\beta} b^{\alpha} v^{\beta} \Pi^i) P = F.$$

В них метрика $g_{\alpha\beta}$ используется дважды, а "поля" Ψ и уравнения построены на разных подгруппах группы $V(4)$. Волновая функция Ψ выражена в виде суммы антисимметричной и диагональной функций. Пусть теперь

$$\Psi = r_{\alpha\beta} a^\alpha v^\beta = \begin{pmatrix} -v^0 & v^3 & -v^2 & -v^1 \\ -v^3 & -v^0 & v^1 & -v^2 \\ v^2 & -v^1 & -v^0 & -v^3 \\ v^1 & v^2 & v^3 & -v^0 \end{pmatrix},$$

а динамические уравнения заданы в подгруппе b^i . Имеем

$$\begin{pmatrix} f^1 \\ f^2 \\ f^3 \\ f^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & v^1 \partial_1 \\ 0 & 0 & v^1 \partial_1 & 0 \\ 0 & -v^1 \partial_1 & 0 & 0 \\ -v^1 \partial_1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -v^0 & 0 & 0 & 0 \\ -v^3 & 0 & 0 & 0 \\ v^2 & 0 & 0 & 0 \\ v^1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -v^2 \partial_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v^2 \partial_2 \\ v^2 \partial_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -v^2 \partial_2 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} 0 & v^3 & 0 & 0 \\ 0 & -v^0 & 0 & 0 \\ 0 & -v^1 & 0 & 0 \\ 0 & v^2 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & v^3 \partial_3 & 0 & 0 \\ -v^3 \partial_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v^3 \partial_3 \\ 0 & 0 & -v^3 \partial_3 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -v^2 & 0 \\ 0 & 0 & v^1 & 0 \\ 0 & 0 & -v^0 & 0 \\ 0 & 0 & v^3 & 0 \end{pmatrix} + \\ + \begin{pmatrix} -v^0 \partial_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -v^0 \partial_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -v^0 \partial_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -v^0 \partial_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -v^1 \\ 0 & 0 & 0 & -v^2 \\ 0 & 0 & 0 & -v^3 \\ 0 & 0 & 0 & -v^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Тогда уравнения Ньютона-Эйлера запишутся в форме

$$\varepsilon_{ikrs}^u r^{ik} b_i v^r \partial_j (r_{\alpha\beta} a^\alpha v^\beta \Pi^s) P = F.$$

В них метрика $r_{\alpha\beta}$ используется дважды, а "поля" и уравнения построены по двум дополнительным подгруппам. Волновая функция выражена в виде диагональной и антисимметричной функций. Имеем такие формы уравнений Ньютона-Эйлера в группе $V(4)$:

1. $\varepsilon_{ikrs}^u g^{ik} v^r e_i \partial_j (e_p v^p \Pi^s) P = F$;
2. $\varepsilon_{ikrs}^u r^{ik} v^r f_i \partial_j (f_p v^p \Pi^s) P = F$;
3. $\varepsilon_{ikrs}^u g^{ik} v^r a_i \partial_j (g_{\alpha\beta} b^\alpha v^\beta \Pi^s) P = F$;
4. $\varepsilon_{ikrs}^u r^{ik} v^r b_i \partial_j (r_{\alpha\beta} a^\alpha v^\beta \Pi^s) P = F$.

Им соответствуют "волновые функции". Получим

$$\begin{aligned}
 1. \quad e_p v^p &= \begin{pmatrix} v^0 & v^3 & v^2 & v^1 \\ v^3 & v^0 & v^1 & v^2 \\ v^2 & v^1 & v^0 & v^3 \\ v^1 & v^2 & v^3 & v^0 \end{pmatrix}; & 2. \quad f_p v^p &= \begin{pmatrix} v^0 & v^3 & v^2 & -v^1 \\ v^3 & v^0 & v^1 & -v^2 \\ v^2 & v^1 & v^0 & -v^3 \\ -v^1 & -v^2 & -v^3 & v^0 \end{pmatrix}; \\
 3. \quad g_{ap} b^a v^p &= \begin{pmatrix} v^0 & v^3 & -v^2 & v^1 \\ -v^3 & v^0 & v^1 & v^2 \\ v^2 & -v^1 & v^0 & v^3 \\ -v^1 & -v^2 & -v^3 & v^0 \end{pmatrix}; & 4. \quad r_{ap} a^a v^p &= \begin{pmatrix} -v^0 & v^3 & -v^2 & -v^1 \\ -v^3 & -v^0 & v^1 & -v^2 \\ v^2 & -v^1 & -v^0 & -v^3 \\ v^1 & v^2 & v^3 & -v^0 \end{pmatrix}.
 \end{aligned}$$

Подгруппы (a_b , b_i) форм 3 или 4 достаточны для того, чтобы "восстановить" всю группу $V(4)$. Формы 1 и 2 способны на это лишь при совместном их использовании. В антикоммутирующем секторе "поля" и динамические уравнения выражаются через одну подгруппу, а сами поля "симметричны". В коммутирующем секторе "поля" и динамические уравнения выражаются через подгруппы a_b , b_i , а сами поля образуют "смесь" антисимметричных и симметричных величин. Возможно смешанное их соединение. Таковы, например, уравнения

$$0.5 \varepsilon_{\mu\nu}^{\eta} \{ r^{\mu} v^{\nu} b_i \partial_j (r_{ap} a^a v^p \Pi^i) P + g^{\mu} v^{\nu} a_i \partial_j (g_{ap} b^a v^p \Pi^i) P \} = F.$$

Используя комплексные скорости, мы по форме приближаем механику Ньютона к электродинамике Максвелла. В общем случае GAG -модуль имеет многообразие форм, которые одинаково хорошо описывают одни и те же эксперименты. По этой причине эксперимент сам по себе недостаточен для "проявления" формы явления, а симметрия также имеет черты, скрытые от опыта. В рассмотренном случае, как легко видеть, автоморфизмы группы заполнения физической модели G_t указывают различные формы уравнений на подгруппах.

Аналогично могут быть заданы уравнения типа Ньютона-Эйлера для любых групп. Они обобщаются, если выйти за рамки канонических функций: $\varepsilon_{\mu\nu}^{\eta} \rightarrow R_{\mu\nu}^{\eta}$, $r^{\mu} \rightarrow R^{\mu}$, $g_{ap} \rightarrow G_{ap}$... Так из "семечка" можно вырастить "дерево". Графическая диаграмма уравнения Ньютона-Эйлера (рис. 3.1) пригодна и для других групп. За ней скрыта новая информация о динамике материальных объектов. В частности, связующие функции $\varepsilon_{\mu\nu}^{\eta}(x, t)$, $r^{\mu}(x, t)$, $g_{ap}(x, t)$ способна задать эволюцию явления, описываемого физической моделью.

Намня получена матричная форма уравнений Ньютона-Эйлера, удобная для анализа. Покажем, как усложняются уравнения, если записать их в форме инфинитезимальной симметрии. Действительно,

$$\begin{aligned}
 E(v^1 \partial_1 v^1 + v^2 \partial_2 v^2 + v^3 \partial_3 v^3 + v^0 \partial_0 v^0) &+ c_1 (v^1 \partial_1 v^1 - v^2 \partial_2 v^2 + v^3 \partial_3 v^3 - v^0 \partial_0 v^0) + \\
 + c_2 (v^1 \partial_1 v^1 + v^2 \partial_2 v^2 - v^3 \partial_3 v^3 - v^0 \partial_0 v^0) &+ c_3 (v^1 \partial_1 v^1 - v^2 \partial_2 v^2 - v^3 \partial_3 v^3 + v^0 \partial_0 v^0) + \\
 + a_1 (v^0 \partial_0 v^1 - v^3 \partial_3 v^2 + v^2 \partial_2 v^3 - v^1 \partial_1 v^0) &+ a_2 (v^3 \partial_3 v^1 + v^0 \partial_0 v^2 - v^1 \partial_1 v^3 - v^2 \partial_2 v^0) + \\
 + a_3 (v^2 \partial_2 v^1 - v^1 \partial_1 v^2 - v^0 \partial_0 v^3 + v^3 \partial_3 v^0) &+ b_1 (v^0 \partial_0 v^1 + v^3 \partial_3 v^2 - v^2 \partial_2 v^1 - v^1 \partial_1 v^0) + \\
 + b_2 (v^3 \partial_3 v^1 - v^0 \partial_0 v^2 + v^1 \partial_1 v^3 - v^2 \partial_2 v^0) &+ b_3 (v^2 \partial_2 v^1 - v^1 \partial_1 v^2 + v^0 \partial_0 v^3 - v^3 \partial_3 v^0) + \\
 + e_1 (v^0 \partial_0 v^1 + v^3 \partial_3 v^2 + v^2 \partial_2 v^3 + v^1 \partial_1 v^0) &+ e_2 (v^3 \partial_3 v^1 + v^0 \partial_0 v^2 + v^1 \partial_1 v^3 + v^2 \partial_2 v^0) +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+ e_3 (v^2 \partial_2 v^1 + v^1 \partial_3 v^2 + v^0 \partial_0 v^3 + v^3 \partial_3 v^0) + f_1 (-v^0 \partial_0 v^1 + v^3 \partial_3 v^2 + v^2 \partial_2 v^3 - v^1 \partial_1 v^0) + \\
 &+ f_2 (v^3 \partial_3 v^1 - v^0 \partial_0 v^2 + v^1 \partial_1 v^3 - v^2 \partial_2 v^0) + f_3 (v^2 \partial_2 v^1 + v^1 \partial_1 v^3 - v^0 \partial_0 v^3 - v^3 \partial_3 v^0) = \Phi.
 \end{aligned}$$

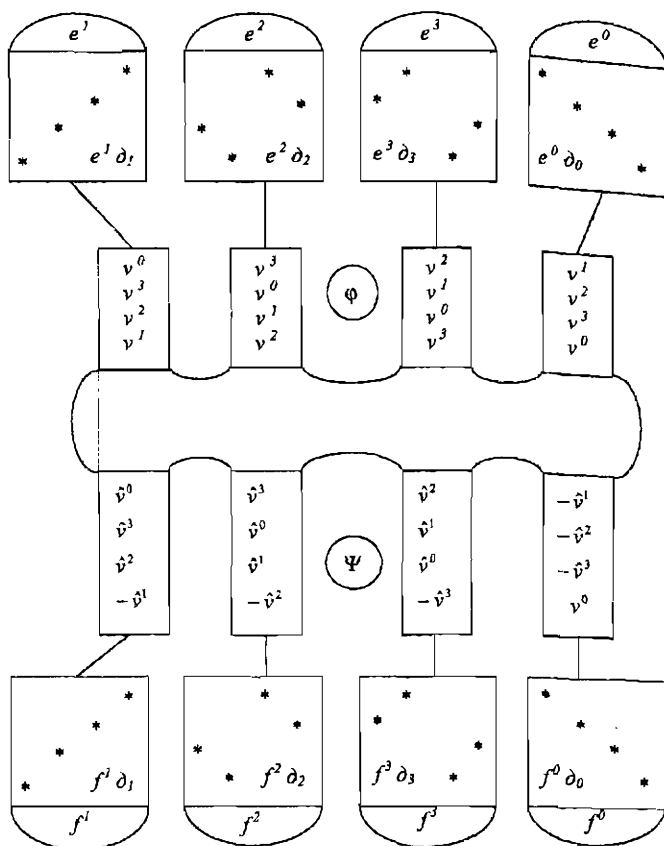


Рис. 3.1. Графическая диаграмма уравнений Ньютона-Эйлера

Это выражение получается выборкой элементов волновой функции

$$\Psi = \begin{pmatrix} v^1 \partial_1 v^1 & v^2 \partial_2 v^1 & v^3 \partial_3 v^1 & v^0 \partial_0 v^1 \\ v^1 \partial_1 v^2 & v^2 \partial_2 v^2 & v^3 \partial_3 v^2 & v^0 \partial_0 v^2 \\ v^1 \partial_1 v^3 & v^2 \partial_2 v^3 & v^3 \partial_3 v^3 & v^0 \partial_0 v^3 \\ v^1 \partial_1 v^0 & v^2 \partial_2 v^0 & v^3 \partial_3 v^0 & v^0 \partial_0 v^0 \end{pmatrix},$$

если к матрицам $E, C, \hbar, F$ присоединены элементы Ψ , соответствующие местам и знакам их канонических элементов $(-1, 1)$.

Соединим в одну конструкцию элементы, содержащие одинаковые частные производные. Получим связность $A_\mu = A_\mu^a \Theta_a$, где Θ_a - генераторы группы:

$$A_1^1 = v^1 \partial_1 v^1, A_1^2 = v^1 \partial_1 v^1, \dots, A_1^{16} = v^1 \partial_1 v^2$$

$$A_0^1 = v^0 \partial_0 v^0, A_0^2 = -v^0 \partial_0 v^0, \dots, A_0^{16} = -v^0 \partial_0 v^3$$

Тогда можно ввести систему тензоров напряженности событий

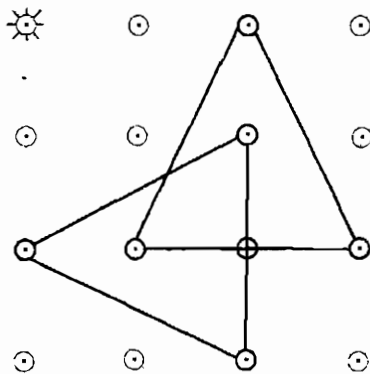
$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + f_{bc}^a A_\mu^b A_\nu^c$$

и уравнения, которым они подчинены.

3.2. GAG-ФОРМА УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА

"Трудно избавиться от ощущения, что эти математические формулы существуют независимо от нас и обладают своим собственным разумом, что они умнее нас, умнее тех, кто открыл их, и что мы извлекаем из них больше, чем было в них первоначально заложено".

Герц Г.



$$E_{\mu\nu}^a \{ g^{\mu\nu} \phi^a, \partial_j (\Pi_p \bar{\Psi}^p E^a) + r^{\mu\nu} \phi^a b_i \partial_j (\Pi_p \Psi^p E^a) \} P = 0$$

Уравнения Максвелла в движущихся средах записаны в форме GAG-модуля для группы $V(4)$, коммутативной алгебры частных производных ∂_i , алгебры антикоммутирующих дифференциалов dx_i . Показано, что уравнения содержат три типа метрик: Минковского $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$, сверхсветовую $r^{\mu\nu} = \text{diag}(1, 1, 1, -1)$ и Ньютона $n^{\mu\nu} = \text{diag}(1, 1, 1, 0)$. Указаны разные матричные формы уравнений электродинамики. Проанализированы связи между полем и индукции в теории Максвелла, свободной от ограничений на скорость. Дана "фермионная" форма уравнений электродинамики. Показано, как уравнения для четырехпотенциалов индуцируют неевклидовость трехмерного пространства и подтверждают дополительность групп Галилея и Лоренца в электродинамике.

Используем векторную форму теории. Динамика для полей $(\vec{E}, \vec{B})$ и индукций $(\vec{H}, \vec{D})$ задается уравнениями Максвелла. Имеем

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t} + \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= 0, \\ \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t} + \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= 0, \\ \frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} &= 0, \\ -\frac{1}{c} \rho U_x - \frac{1}{c} \frac{\partial D_x}{\partial t} + \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= 0, \\ -\frac{1}{c} \rho U_y - \frac{1}{c} \frac{\partial D_y}{\partial t} + \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= 0, \\ -\frac{1}{c} \rho U_z - \frac{1}{c} \frac{\partial D_z}{\partial t} + \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} &= \rho. \end{aligned}$$

Связи между полями и индукциями

$$\begin{aligned} \epsilon E_x + \epsilon \left(\frac{U_y}{c} B_z - \frac{U_z}{c} B_y \right) &= D_x + \left(\frac{U_y}{c} H_z - \frac{U_z}{c} H_y \right), \\ \epsilon E_y + \epsilon \left(\frac{U_z}{c} B_x - \frac{U_x}{c} B_z \right) &= D_y + \left(\frac{U_z}{c} H_x - \frac{U_x}{c} H_z \right), \\ \epsilon E_z + \epsilon \left(\frac{U_x}{c} B_y - \frac{U_y}{c} B_x \right) &= D_z + \left(\frac{U_x}{c} H_y - \frac{U_y}{c} H_x \right), \\ \epsilon (E_x U_x - E_y U_y + E_z U_z) &= D_x U_x - D_y U_y + D_z U_z, \\ \mu H_x + \mu \left(D_y \frac{U_z}{c} - D_z \frac{U_y}{c} \right) &= B_x + \left(E_y \frac{U_z}{c} - E_z \frac{U_y}{c} \right), \\ \mu H_y + \mu \left(D_z \frac{U_x}{c} - D_x \frac{U_z}{c} \right) &= B_y + \left(E_z \frac{U_x}{c} - E_x \frac{U_z}{c} \right), \end{aligned}$$

$$\mu H_x + \mu \left(D_x \frac{U_y}{c} - D_y \frac{U_x}{c} \right) = B_x + \left(E_x \frac{U_y}{c} - E_y \frac{U_x}{c} \right),$$

$$\mu (H_x U_x + H_y U_y + H_z U_z) = B_x U_x + B_y U_y + B_z U_z,$$

имеют форму алгебраических уравнений. Здесь ϵ , μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно, U_x , U_y , U_z - компоненты скорости среды, c - скорость света в вакууме.

Поля и индукции представим через тензоры F_{mn} и H_{mn} . Тогда

$$F_{mn} = \begin{pmatrix} 0 & B_x & -B_y & -iE_x \\ -B_x & 0 & B_z & -iE_y \\ B_y & -B_z & 0 & -iE_z \\ iE_x & iE_y & iE_z & 0 \end{pmatrix}, \quad H_{mn} = \begin{pmatrix} 0 & D_x & -D_y & iH_x \\ -D_x & 0 & D_z & iH_y \\ D_y & -D_z & 0 & iH_z \\ -iH_x & -iH_y & -iH_z & 0 \end{pmatrix}.$$

В координатах $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, $x^0 = ict$ введем

$$\partial_k = \left\{ \partial_x, \partial_y, \partial_z, (-i)\frac{1}{c}\partial_t \right\}, \quad \partial_k^* = \left\{ \partial_x, \partial_y, \partial_z, i\frac{1}{c}\partial_t \right\},$$

$$U^k = \left\{ \frac{U_x}{c}, \frac{U_y}{c}, \frac{U_z}{c}, i \right\},$$

$$U^{*k} = \left\{ \frac{U_x}{c}, \frac{U_y}{c}, \frac{U_z}{c}, -i \right\},$$

$$g^{kn} = g_{kn} = \text{diag}(1, 1, 1, 1).$$

Пусть

$$\Psi = \begin{pmatrix} E_x + iB_x \\ E_y + iB_y \\ E_z + iB_z \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \varphi = \begin{pmatrix} H_x + iD_x \\ H_y + iD_y \\ H_z + iD_z \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi^* = \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \varphi^* = \begin{pmatrix} H_x - iD_x \\ H_y - iD_y \\ H_z - iD_z \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Заметим, что система чисел обязана быть обобщена, если поля и индукции принадлежат полю комплексных чисел. Используем элементы группы $V(4)$ в виде

$$a^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad a^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad a^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad a^4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$b^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad b^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad b^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad b^4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Они переобозначены по сравнению с исходной таблицей. Пусть

$$\Pi_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Pi_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Pi_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Pi_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Запишем через них F_{mn} , H_{mn} . Так как

$$F_{mn} = \frac{i}{2} \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} (E_x - iB_x) + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} (E_y - iB_y) + \right. \\ \left. + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} (E_z - iB_z) - \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} (E_x + iB_x) - \right. \\ \left. - \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} (E_y + iB_y) - \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} (E_z + iB_z) \right\},$$

имеем

$$F_{mn} = \frac{i}{2} (a^k \Pi_k \Psi^* - b^k \Pi_k \Psi), \quad H_{mn} = \frac{-i}{2} (a^k \Pi_k \varphi - b^k \Pi_k \varphi^*)$$

Заметим, что из-за обращения Ψ_4 в нуль, мы можем присоединить матрицу Π к волновым функциям с разными метриками событий ξ_{SE}^μ . Запишем уравнения динамики. Пусть

$$\left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{(-i)}{c} \partial_t \right\} \times \\ \times \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix} + \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \right. \\ \left. + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{i}{c} \partial_t \right\} \begin{pmatrix} E_x + iB_x \\ E_y + iB_y \\ E_z + iB_z \\ 0 \end{pmatrix} = 0$$

Рассмотрим волновую функцию, заданную посредством правых идеалов алгебры заполнения:

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Psi_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Psi_y + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Psi_z + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \Psi_t =$$

$$= \begin{pmatrix} \Psi_x & \Psi_x & \Psi_x & \Psi_x \\ \Psi_y & \Psi_y & \Psi_y & \Psi_y \\ \Psi_z & \Psi_z & \Psi_z & \Psi_z \\ \Psi_t & \Psi_t & \Psi_t & \Psi_t \end{pmatrix} = \Psi.$$

Сконструируем из нее левые идеалы алгебры заполнения, используя идемпотенты Π^i , подчиненные соотношениям $\Pi^i \cdot \Pi^j = \Pi^i$. Получим

$$\Psi^i = \left\{ \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_z & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_t & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_z & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_t & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_y & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_t & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_y \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_z \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \end{pmatrix} \right\}.$$

Пусть

$$\Psi_x = E_x - iB_x, \quad \Psi_y = E_y - iB_y, \quad \Psi_z = E_z + iB_z, \quad \Psi_t = 0.$$

Тогда уравнения динамики, записанные ранее, получают вид:

$$0 = \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x \begin{pmatrix} \bar{\Psi}_x & 0 & 0 & 0 \\ \bar{\Psi}_y & 0 & 0 & 0 \\ \bar{\Psi}_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y \begin{pmatrix} 0 & \bar{\Psi}_x & 0 & 0 \\ 0 & \bar{\Psi}_y & 0 & 0 \\ 0 & \bar{\Psi}_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \right.$$

$$+ \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z \begin{pmatrix} 0 & 0 & \bar{\Psi}_x & 0 \\ 0 & 0 & \bar{\Psi}_y & 0 \\ 0 & 0 & \bar{\Psi}_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{(-i)}{c} \partial_t \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \bar{\Psi}_x \\ 0 & 0 & 0 & \bar{\Psi}_y \\ 0 & 0 & 0 & \bar{\Psi}_z \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} +$$

$$+ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y \begin{pmatrix} 0 & \Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} +$$

$$+ \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_y & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{(i)}{c} \partial_t \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_y \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_z \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \left. \right\} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{(-i)}{c} \partial_t \bar{\Psi}_x + \frac{i}{c} \partial_t \Psi_x & \partial_x \bar{\Psi}_y + \partial_x \Psi_y & \partial_y \bar{\Psi}_x - \partial_y \Psi_x & 0 \\ \partial_x \bar{\Psi}_x - \partial_x \Psi_x & \frac{(-i)}{c} \partial_t \bar{\Psi}_y + \frac{i}{c} \partial_t \Psi_y & \partial_x \bar{\Psi}_z + \partial_x \Psi_z & 0 \\ \partial_y \bar{\Psi}_x + \partial_y \Psi_x & -\partial_x \bar{\Psi}_y - \partial_x \Psi_y & \frac{(-i)}{c} \partial_t \bar{\Psi}_z + \frac{i}{c} \partial_t \Psi_z & 0 \\ \partial_x \bar{\Psi}_y - \partial_x \Psi_y & \partial_y \bar{\Psi}_y - \partial_y \Psi_y & \partial_x \bar{\Psi}_z - \partial_x \Psi_z & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Так как

$$\bar{\Psi}_x = E_x - i B_x, \quad \bar{\Psi}_y = E_y - i B_y, \quad \bar{\Psi}_z = E_z - i B_z,$$

получим уравнения Максвелла в матричном виде:

$$0 = (2) \begin{pmatrix} -\frac{1}{c} \partial_t B_x & \partial_x E_y & -\partial_y E_x & 0 \\ -\partial_x E_x & -\frac{1}{c} \partial_t B_y & \partial_x E_z & 0 \\ \partial_y B_x & -\partial_x E_y & -\frac{1}{c} \partial_t B_z & 0 \\ -i \partial_x B_x & -i \partial_y B_y & -i \partial_z B_z & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Запишем эти же уравнения в форме, использующей правые идеалы алгебры заполнения физических моделей. Пусть

$$\begin{aligned} 0 = & (1 \quad 1 \quad 1 \quad 1) \left(\partial_x \begin{pmatrix} \bar{\Psi}_x & \bar{\Psi}_y & \bar{\Psi}_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \\ & + \left(\partial_y \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ \bar{\Psi}_x & \bar{\Psi}_y & \bar{\Psi}_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \\ & + \left(\partial_z \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \bar{\Psi}_x & \bar{\Psi}_y & \bar{\Psi}_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} + \\ & + \left(\frac{(-i)}{c} \partial_t \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \bar{\Psi}_x & \bar{\Psi}_y & \bar{\Psi}_z & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \\ & + \left(\partial_x \begin{pmatrix} \Psi_x & \Psi_y & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \end{aligned}$$

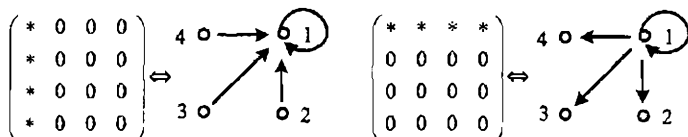
$$\begin{aligned}
& + \left(\partial_y \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_x & \Psi_y & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \\
& + \left(\partial_z \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_x & \Psi_y & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} + \\
& + \left(\frac{i}{c} \partial_t \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_x & \Psi_y & \Psi_z & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \\
& = (1 \ 1 \ 1 \ 1) \begin{pmatrix} \frac{(-i)}{c} \partial_t \bar{\Psi}_x + \frac{i}{c} \partial_t \Psi_x & -\partial_z \bar{\Psi}_x - \partial_z \Psi_x & \partial_y \bar{\Psi}_x - \partial_y \Psi_x & \partial_x \bar{\Psi}_x - \partial_x \Psi_x \\ \partial_z \bar{\Psi}_y + \partial_z \Psi_y & \frac{(-i)}{c} \partial_t \bar{\Psi}_y + \frac{i}{c} \partial_t \Psi_y & -\partial_x \bar{\Psi}_y - \partial_x \Psi_y & \partial_y \bar{\Psi}_y - \partial_y \Psi_y \\ -\partial_z \bar{\Psi}_x - \partial_z \Psi_x & \partial_z \bar{\Psi}_z + \partial_z \Psi_z & \frac{(-i)}{c} \partial_t \bar{\Psi}_z + \frac{i}{c} \partial_t \Psi_z & \partial_x \bar{\Psi}_z - \partial_x \Psi_z \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \\
& = (1 \ 1 \ 1 \ 1) \begin{pmatrix} -\frac{i}{c} \partial_t B_x & -\partial_z B_y & \partial_y E_x & -i \partial_t B_x \\ \partial_z E_y & -\frac{i}{c} \partial_t B_y & \partial_x E_y & -i \partial_z B_y \\ -\partial_z E_x & \partial_x E_x & -\frac{i}{c} \partial_t B_x & -i \partial_x \Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2)
\end{aligned}$$

Введем сокращенные обозначения для уравнений, выраженных в форме правых и левых идеалов как $\mathcal{A}\Psi$ и $\Psi\mathcal{A}$. Введем сумму данных выражений знаком $\sim$, полагая, что она образована сходными спинорными проекциями, задавая уравнения $L\Psi$ в их обычной форме. Тогда

$$\mathcal{A}\Psi \sim \Psi\mathcal{A} \equiv L\Psi.$$

Равенство понимается здесь в обобщенном смысле. Фактически мы определили гомоморфизм из категории физических моделей, заданных в форме левых и правых идеалов алгебры заполнения в категорию физических моделей, заданных векторными уравнениями. Гомоморфизм определен с точностью до константы, которую в рассматриваемом случае можно выбрать равной размерности многообразия $M_{ss} = R^3 \times T^1$.

Проясним физический смысл принятого подхода. Легко видеть, что правые и левые идеалы дают графы, соответствующие наглядному представлению о притяжении и отталкивании. Действительно,



Если уравнения конструировать на идеалах одного типа, мы неизбежно выделяем только "притяжение" или только "отталкивание". Если же мы используем уравнения в единой форме с $\sim$, то притяжение и отталкивание используются на равных правах. Возможно, что при измерении параметров явления такая *расщепленность* влияний нивелируется приборами. Уравнения построены так, чтобы соответствовать показаниям приборов и потому их векторная и тензорная формы недостаточны для расшифровки картины и природы явлений. Спинорные проекции левых и правых G-модулей приближают уравнения к объективной реальности, графически раскрывая интуитивно ясное представление о притяжении и отталкивании.

G-модули базируются на кватернионных единицах. Следуя Гамильтону они определены выражениями:

$$1 \cdot 1 = 1, \quad 1 \cdot i = i \cdot 1 = i, \quad 1 \cdot j = j \cdot 1 = j, \quad 1 \cdot k = k \cdot 1 = k, \quad i \cdot j = -j \cdot i = k, \\ i \cdot k = -k \cdot i = -j, \quad j \cdot k = -k \cdot j = i, \quad i \cdot i = j \cdot j = k \cdot k = -1.$$

Указанными свойствами обладают используемые нами мономатричные матрицы, обозначенные (a_i, b_i) :

$$i \begin{matrix} \nearrow a_1 \\ \searrow b_1 \end{matrix}, \quad j \begin{matrix} \nearrow a_3 \\ \searrow b_3 \end{matrix}, \quad k \begin{matrix} \nearrow a_2 \\ \searrow b_2 \end{matrix}.$$

Это легко проверить, так как

$$a_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad a_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad a_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ b_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad b_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad b_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Очевидно, что физические уравнения не сводятся к кватернионам, потому что в них используются не только вещественные числа, но и комплексные. Кроме этого, кватернионные единицы умножаются на матрицы.

Заметим, что уравнения в форме левых идеалов алгебры заполнения могут быть легко получены из уравнений для правых идеалов. Для этого достаточно транспонировать матрицы и переставить их местами.

Левые идеалы алгебры заполнения физической модели, если дополнить их соответствующими идемпотентами Π^i , задают 1-коциклы, так как

$$\varphi'(x_1 x_2) = x_1 \varphi'(x_2) + \varphi'(x_1),$$

если $x \in g_x$ и $\varphi'(x) = (x - I)\Pi^i$. Следовательно, динамика явлений софистатна динамике 1-когомологий. Рассмотрим

$$a^k \partial_k \Psi^* + b^k \partial_k^* \Psi = 0, \quad a^k \partial_k^* \varphi^* + b^k \partial_k \varphi = \Phi.$$

Здесь

$$\Phi = \text{столбец} \{2\rho U_x, 2\rho U_y, 2\rho U_z, -2i\rho\}.$$

Уравнения не изменятся, если выполнить замену $A' \leftrightarrow B'$. Аналогично динамические уравнения могут быть записаны через полусумму $\sigma' = 0.5(a' + b')$ и полуразность $\tau' = 0.5(a' - b')$. Получим

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{(-i)}{c} \partial_t \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix} + \\ & + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{(i)}{c} \partial_t \begin{pmatrix} E_x + iB_x \\ E_y + iB_y \\ E_z + iB_z \\ 0 \end{pmatrix} = 0 \\ & g^{ab} \sigma_a \partial_b \Psi^* + r^{ab} \sigma_a \partial_b \Psi = 0. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{(-i)}{c} \partial_t \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix} + \\ & + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{(i)}{c} \partial_t \begin{pmatrix} E_x + iB_x \\ E_y + iB_y \\ E_z + iB_z \\ 0 \end{pmatrix} = 0 \\ & g^{ab} \tau_a \partial_b \Psi^* + r^{ab} \tau_a \partial_b \Psi = 0. \end{aligned}$$

Матрицы (σ', τ') являются генераторами трехмерных и четырехмерных вращений соответственно, образуя совокупно алгебру группы Лоренца. Их взаимные произведения отличаются от (σ', τ') , что означает, что они не образуют группу. Иначе обстоит дело при использовании в физической модели матриц (a', b') . Они образуют группу, как показано в разделе 3.1, а также суперсимметричную алгебру. Происходит это потому, что взаимные произведения $a' \cdot b^j$ задают девять элементов e', c', f' , образующих три подгруппы антикоммутативного типа, для которых отличен от нуля каждый элемент $\xi^i \cdot \xi^j + \xi^j \cdot \xi^i = \{\xi^i, \xi^j\} \neq 0$. Поэтому запись уравнений Максвелла в разных подгруппах группы $V(4)$ автоматически влечет за собой расширение симметрий, им соответствующих. При таком подходе следует считать, что группа Лоренца алгебраически неполна. Следовательно, допустимое расширение симметрии до группы $V(4)$ означает, что электродинамика Максвелла описывает многообразие физических ситуаций, часть которых "охватывается" группой Лоренца, но все многообразие явлений "шире" по своим физическим и симметричным свойствам. Возникает предположение, что группа Лоренца "хороша" там, где происходят события, при которых несобственная инерция имеет досветовые скорости, когда $|u| \leq c_0$, если же $|u| > c_0$, то нужны другие симметрии. Поэтому требуется детальное рассмотрение всей совокупности возникающих вопросов.

Запишем уравнения связи. Пусть

$$\begin{aligned}
& i\mu \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_z}{c} + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (-i) \right\} \times \\
& \times \begin{pmatrix} H_x - iD_x \\ H_y - iD_y \\ H_z - iD_z \\ 0 \end{pmatrix} - i\mu \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_z}{c} + \right. \\
& + \left. \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (i) \right\} \begin{pmatrix} H_x + iD_x \\ H_y + iD_y \\ H_z + iD_z \\ 0 \end{pmatrix} = \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \right. \\
& + \left. \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_z}{c} + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (i) \right\} \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix} + \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \right. \\
& + \left. \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_z}{c} + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (-i) \right\} \begin{pmatrix} E_x + iB_x \\ E_y + iB_y \\ E_z + iB_z \\ 0 \end{pmatrix} = 0.
\end{aligned}$$

Тогда

$$i\mu \left(b_k U^k \dot{\varphi}^* - a_k U^k \dot{\varphi} \right) = a_k U^k \dot{\Psi}^* + b_k U^k \dot{\Psi}, \quad i\varepsilon \left(b_k U^k \dot{\Psi}^* - a_k U^k \dot{\Psi} \right) = a_k U^k \dot{\varphi}^* + b_k U^k \dot{\varphi}.$$

Запишем всю систему в удобной аналитической форме. Для этого введем новые обозначения и величины. Пусть

$$\Psi^* = \overline{\Psi}, \quad \varphi^* = \overline{\varphi},$$

$$E_y = \text{diag}(1, 1, 1, 1) = E,$$

$$r^{\alpha\beta} = \text{diag}(1, 1, 1, -1) = r_{\alpha\beta},$$

$$g^{\alpha\beta} = \text{diag}(1, 1, 1, 1) = g_{\alpha\beta},$$

$$n^\nu = \text{diag}(1, 1, 1, 0).$$

Уравнения электродинамики Максвелла для движущихся сред получают вид:

$$(D) \begin{cases} g^{\alpha\beta} a_\alpha \partial_\beta (E_\gamma n^\nu \overline{\Psi}) + r^{\alpha\beta} b_\alpha \partial_\beta (E_\gamma n^\nu \Psi) = 0, \\ r^{\alpha\beta} a_\alpha \partial_\beta (E_\gamma n^\nu \overline{\varphi}) + g^{\alpha\beta} b_\alpha \partial_\beta (E_\gamma n^\nu \varphi) = 2\Phi. \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
 (L) \quad & \begin{cases} i\mu(r_{\alpha\beta} b^\alpha U^\beta E_\gamma n^\gamma \bar{\varphi} - g_{\alpha\beta} a^\alpha U^\beta E_\gamma n^\gamma \varphi) = \\ g_{\alpha\beta} a^\alpha U^\beta E_\gamma n^\gamma \bar{\Psi} - r_{\alpha\beta} b^\alpha U^\beta E_\gamma n^\gamma \Psi, \\ i\varepsilon(g_{\alpha\beta} b^\alpha U^\beta E_\gamma n^\gamma \bar{\Psi} - r_{\alpha\beta} a^\alpha U^\beta E_\gamma n^\gamma \Psi) = \\ = r_{\alpha\beta} a^\alpha U^\beta E_\gamma n^\gamma \bar{\varphi} - g_{\alpha\beta} b^\alpha U^\beta E_\gamma n^\gamma \varphi. \end{cases} \\
 (S) \quad & \begin{cases} F_{\alpha\beta} = \frac{i}{2} g_{\alpha\gamma} g_{\beta\delta} (a^\gamma \Pi^\delta \bar{\Psi} - b^\gamma \Pi^\delta \Psi), \\ H_{\alpha\beta} = -\frac{i}{2} g_{\alpha\gamma} g_{\beta\delta} (a^\gamma \Pi^\delta \varphi - b^\gamma \Pi^\delta \bar{\varphi}) \end{cases}
 \end{aligned}$$

С алгебраической точки зрения они просты, потому что базируются только на двух подгруппах с элементами (a_i, b_i) . Модель имеет отличительные черты:

- использование суммы "волновых функций", отнесенных к одному тензору;
- наличие пары метрик $(g^{\alpha\beta}, r^{\alpha\beta})$;
- возможность прямого использования метрики Ньютона (n^μ) в модели, что позволяет "скрыть" компоненты Ψ_i, φ_i волновых функций;
- единство конструкций, посредством которых задается структура S , динамика D и связи L .

Для динамических уравнений получаем

$$\varepsilon_{\mu\alpha}^y g^{\mu} \varphi^r \gamma_i \partial_j (\Pi_p \Psi^p E^r) P.$$

Здесь $\varepsilon_{\mu\alpha}^y$ - 6-индексный символ Кронекера; g^{α} - четырехметрика; $\varphi^k = (1, 1, 1, 1)$; y_i - элементы (a_i, b_i) ; d_i - частные производные по координатам; Ψ^p - величины типа $(E_x + iB_x, E_y + iB_y, E_z + iB_z, 0)$; E^i - четыре единичные матрицы

$$E^1 = E^2 = E^3 = E^4 = \text{diag}(1, 1, 1, 1);$$

величина P есть столбец из единиц.

Поля и индукции задаются аналогично, если вместо ∂_j использовать Π_j . Связи также соответствуют указанной конструкции при замене $\partial_i = c_{in} U^a$, где U^a - четырехскорости.

Очевидно, что динамические уравнения Максвелла, как и связи, заданы в форме GAG-модуля. В частности, динамические уравнения есть структуры

$$\varepsilon_{\mu\alpha}^y g^{\mu} \varphi^r a_i \partial_j (\Pi_p \bar{\Psi}^p E^r) + r^{\mu} \varphi^r b_i \partial_j (\Pi_p \Psi^p E^r) P = 0$$

Уравнения Максвелла едины по форме с уравнениями Ньютона-Эйлера, они имеют одинаковые роторные точки, задаваемые переменными $\varepsilon_{\mu\alpha}^y, g^{\mu}, r^{\mu}$.

3.2.1. Уравнения Максвелла без ограничения скорости в форме GAG-модуля

В этом случае, как показано в [21], необходимо использовать частично измененные обобщенные связи между полями и индукциями в виде,

$$\varepsilon E_x + \varepsilon \left(\frac{U_y}{c} B_z - \frac{U_z}{c} B_y \right) = D_x + w \left(\frac{U_y}{c} H_z - \frac{U_z}{c} H_y \right),$$

$$\varepsilon E_y + \varepsilon \left(\frac{U_x}{c} B_z - \frac{U_z}{c} B_x \right) = D_y + w \left(\frac{U_x}{c} H_z - \frac{U_z}{c} H_x \right),$$

$$\varepsilon E_z + \varepsilon \left(\frac{U_x}{c} B_y - \frac{U_y}{c} B_x \right) = D_z + w \left(\frac{U_x}{c} H_y - \frac{U_y}{c} H_x \right),$$

$$\varepsilon (E_x U_x + E_y U_y - E_z U_z) = D_x U_x + D_y U_y - D_z U_z,$$

$$\mu H_x + \mu \left(D_y \frac{U_x}{c} - D_z \frac{U_y}{c} \right) = B_x + w \left(E_y \frac{U_x}{c} - E_z \frac{U_y}{c} \right),$$

$$\mu H_y + \mu \left(D_z \frac{U_x}{c} - D_x \frac{U_z}{c} \right) = B_y + w \left(E_z \frac{U_x}{c} - E_x \frac{U_z}{c} \right),$$

$$\mu H_z + \mu \left(D_x \frac{U_y}{c} - D_y \frac{U_z}{c} \right) = B_z + w \left(E_x \frac{U_y}{c} - E_y \frac{U_z}{c} \right),$$

$$\mu (H_x U_x + H_y U_y - H_z U_z) = B_x U_x - B_y U_y + B_z U_z.$$

В них входят величины

$$w = 1 - \exp[-P_0(n-1)], \quad \ddot{U} = (1-w)\ddot{U}_\mu + w\ddot{U}_\pi.$$

Так как

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & w^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -w \\ 0 & 0 & w^{-1} & 0 \end{pmatrix} \eta$$

то углубление модели реализуется частично, что не меняет характеристических полиномов.

Здесь $\ddot{U}_\mu$ - скорость первичного источника излучения, $\ddot{U}_\pi$ - скорость среды, n - показатель преломления, $P_0 \approx 7 \cdot 10^4$ - константа. Имеем в матричном виде

$$\begin{aligned} i\mu \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_z}{c} + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (-i) \right] \times \\ \times \begin{pmatrix} H_x - iD_x \\ H_y - iD_y \\ H_z - iD_z \\ 0 \end{pmatrix} - i\mu \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_z}{c} + \right. \\ \left. + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (i) \right] \begin{pmatrix} H_x + iD_x \\ H_y + iD_y \\ H_z + iD_z \\ 0 \end{pmatrix} = w \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -w \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ w^{-1} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -w \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & w^{-1} & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -w \\ 0 & 0 & w^{-1} & 0 \end{pmatrix} \left(\frac{U_x}{c} + \frac{1}{w} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \right) (i) \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix} + w \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & w \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -w^{-1} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \\
& + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & w \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -w^{-1} & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & w \\ 0 & 0 & -w^{-1} & 0 \end{pmatrix} \left(\frac{U_x}{c} + \frac{1}{w} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \right) (-i) \begin{pmatrix} E_x + iB_x \\ E_y + iB_y \\ E_z + iB_z \\ 0 \end{pmatrix} = 0.
\end{aligned}$$

Введем

$$G_{\text{in}} = \text{diag}(1, 1, 1, w^{-1}), \quad R_{\text{in}} = \text{diag}(1, 1, 1, -w^{-1}), \quad \tilde{a}^k = Q^{-1} a^k Q,$$

$$\tilde{b}^k = Q^{-1} b^k Q, \quad Q = \text{diag}(1, 1, 1, w).$$

Тогда

$$i\mu(b^k U_k^* \varphi^* - a^k U_k \varphi) = w G_{\text{in}} \left(\tilde{a}_k U^* \Psi^* + \tilde{b}^k U^* \Psi \right).$$

Аналогично

$$i\varepsilon(b^k U_k \dot{\Psi} - a^k U_k^* \dot{\Psi}) = w R_{\text{in}} \left(\tilde{a}_k U^* \dot{\varphi}^* + \tilde{b}^k U^* \dot{\varphi} \right).$$

Фактически мы используем 4-метрики $r_{\text{in}}, R_{\text{in}}, g_{\text{in}}, G_{\text{in}}$, что усложняет ситуацию. Генераторы группы заполнения G_z меняются частично и только в связях. Этого достаточно для охвата опытных данных и новой информации о явлениях. Заметим, что идея обобщения связей между полями F_{mn} и индукциями $\tilde{H}^k$ очевидно индуцируется тензорной ее формой

$$\tilde{H}^k = a \sqrt{g} \Omega^{lm} \Omega^{kn} F_{mn},$$

потому что $\tilde{H}^k$ есть тензорная плотность веса (+1). Это требует изначального введения в физическую модель электромагнитных явлений элемента гомологической алгебры

$$g = \det |g_{ij}|.$$

Ситуации с $g = \text{const}$, согласно терминологии главы 2, соответствует вариант когомологически пассивной физической модели.

3.2.2. Уравнения Максвелла в "фермионном" секторе

Уравнения Максвелла можно записать на подгруппах $(e, f) \in V(4)$, если использовать волновые функции

$$\begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ -\Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -\Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & -\Psi_y & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_y \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где $\Psi_x = E_x + iB_x$, $\Psi_y = E_y + iB_y$, $\Psi_z = E_z + iB_z$, $\Psi_t = 0$. Они получаются посредством двойного проектирования с использованием подгруппы (C), задавая

$$\Psi = \mathcal{E}_{jk}^i k^j c^k \Psi_i$$

через сумму выражений типа

$$k^j c^k \Psi_i = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_x & -\Psi_x & \Psi_x & -\Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

в указанном случае соответствующих $i = j = k = 1$.

Моноид из элементов k^j имеет свойства:

$$k^j k^i = k^j = k^i \cdot k^j,$$

$$k^j k^i = k^i = k^i \cdot k^j.$$

Изменим Ψ посредством идемпотентов Π_i . Тогда

$$\Phi_i = \Psi \Omega_i \sim \begin{pmatrix} \Psi_x & -\Psi_x & \Psi_x & -\Psi_x \\ \Psi_y & \Psi_y & -\Psi_y & -\Psi_y \\ -\Psi_z & \Psi_z & \Psi_z & -\Psi_z \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ -\Psi_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Покажем, что уравнения Максвелла могут быть заданы в "фермионном" секторе группы $V(4)$, соответствующем (E, F) . Имеем, например,

$$e^i \partial_j \delta_i^{\mu k} \Phi_k + f^i \partial_j \delta_i^{\mu k} \bar{\Phi}_k = 0.$$

В матричном виде

$$\begin{aligned} & \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ -\Psi_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y \begin{pmatrix} 0 & -\Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \right. \\ & + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & -\Psi_y & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{(-i)}{c} \partial_t \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_y \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_z \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \\ & + \left. \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x \begin{pmatrix} \bar{\Psi}_x & 0 & 0 & 0 \\ \bar{\Psi}_y & 0 & 0 & 0 \\ -\bar{\Psi}_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y \begin{pmatrix} 0 & -\bar{\Psi}_x & 0 & 0 \\ 0 & \bar{\Psi}_y & 0 & 0 \\ 0 & \bar{\Psi}_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \right. \end{aligned}$$

$$+ \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z \begin{pmatrix} 0 & 0 & \bar{\Psi}_z & 0 \\ 0 & 0 & -\bar{\Psi}_y & 0 \\ 0 & 0 & \bar{\Psi}_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{i}{c} \partial_t \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\bar{\Psi}_z \\ 0 & 0 & 0 & -\bar{\Psi}_y \\ 0 & 0 & 0 & -\bar{\Psi}_x \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} = 0.$$

Тогда, в частности,

$$\partial_y(\Psi_z + \bar{\Psi}_z) - \partial_z(\Psi_y + \bar{\Psi}_y) + \frac{i}{c} \partial_t(\Psi_x - \bar{\Psi}_x) = 0,$$

чему соответствует

$$\partial_y E_z - \partial_z E_y + \frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t} = 0 \hbar$$

Тензор F_{mn} выражается через (e^i, f^i) . Имеем

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{\Psi}_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\bar{\Psi}_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \bar{\Psi}_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\bar{\Psi}_x \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{\Psi}_y & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \bar{\Psi}_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\bar{\Psi}_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\bar{\Psi}_y \end{pmatrix} + \\ & + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\bar{\Psi}_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \bar{\Psi}_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \bar{\Psi}_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\bar{\Psi}_x \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\Psi_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_x \end{pmatrix} + \\ & + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\Psi_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\Psi_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_x \end{pmatrix} \Rightarrow F_{mn}. \end{aligned}$$

Аналогично дифференциальным уравнениям, с заменой частных производных от координат на их дифференциалы, запишутся связи между полями и индукциями.

Как можно видеть, для записи уравнений в одной подгруппе нужно усложнить волновые функции. Следовательно, физические явления в форме GAG-модулей имеют множество форм и "любят" моноидную симметрию, с удовольствием используют подгруппы, допускают и другие конструкции.

3.2.3. "Бозонная" и "фермионная" формы уравнений

Назовем "бозонной" формой уравнений вариант, когда физическая модель выражена через элементы подгрупп $(A, B) \in V(4)$. Тогда имеем условия

$$a_\mu a_\nu + a_\nu a_\mu = 2\delta_{\mu\nu} I, \quad b_\mu b_\nu + b_\nu b_\mu = 2\delta_{\mu\nu} I,$$

аналогичные используемым для матриц γ_μ Дирака, так как

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu} I.$$

"Бозонной" форме уравнений Максвелла соответствует волновая функция

$$\Psi = \text{столбец}(E_1 - iB_1, E_2 + iB_2, E_3 + iB_3, 0).$$

Все остальные элементы группы $V(4)$, с точностью до факторизации по группе Z_4 , могут быть получены двумя способами. В первом способе произведениям матриц Дирака соответствует графическое изображение (рис. 3.2).

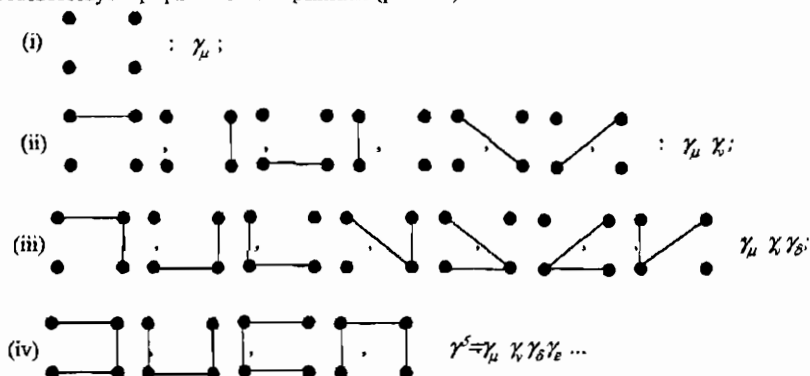
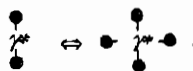


Рис. 3.2. Графическое произведение матриц Дирака

Всего получим 15 различных элементов. При дальнейшем продолжении цепочки произведений получим указанные элементы с двойными, тройными ... линиями. Когомологически они различны, если задать соответствие, при котором произведению элементов соответствует "ребро" четырехугольника и элементу соответствует его значение и сумма ребер. Тогда, например,

$$\gamma^5 = \gamma_3 \gamma_\mu \Leftrightarrow \gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\delta,$$

что позволяет рассматривать γ^5 с двумя и четырьмя нитями



Во втором способе все элементы группы $V(4)$ могут быть получены из двух подгрупп с элементами (a^i, b^i) , используя только их взаимные произведения (рис. 3.3).

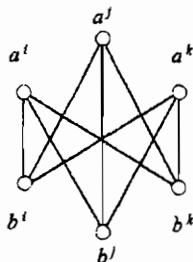


Рис. 3.3. Схема получения элементов группы $V(4)$ из произведений a^i и b^i

Из записи уравнений Максвелла в "фермионном" секторе, используя подгруппы (E, F) , следует, что для него допустим только второй способ графической интерпретации, так как условия $e^i e^j - e^j e^i = 0$, $f^i f^j - f^j f^i = 0$ индуцируют базис Γ^i типа Дирака, из четырех элементов, для которого $\Gamma^i \Gamma^j - \Gamma^j \Gamma^i = 0$, например $\Gamma^i = \{e^i, f^i, c^i, I\}$, где I образовано из квадратов других элементов $I = \xi_j^2$. Как уже предполагалось ранее, это может быть связано с тем, что каждая из форм является предпочтительной в "своей" ситуации. Возможно, "фермионный" сектор лучше описывает электромагнитные явления, происходящие при сверхсветовых скоростях.

3.2.4. Новые метрики в электродинамике

Выражения

$$\Psi_1 = E_x + iB_x = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_x}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} + i \frac{\partial A_z}{\partial y} - i \frac{\partial A_y}{\partial z},$$

$$\Psi_2 = E_y + iB_y = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_y}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial y} + i \frac{\partial A_x}{\partial z} - i \frac{\partial A_z}{\partial x},$$

$$\Psi_3 = E_z + iB_z = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} + i \frac{\partial A_y}{\partial x} - i \frac{\partial A_x}{\partial y},$$

$$\bar{\Psi}_1 = E_x - iB_x = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_x}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} - i \frac{\partial A_z}{\partial y} + i \frac{\partial A_y}{\partial z},$$

$$\bar{\Psi}_2 = E_y - iB_y = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_y}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial y} - i \frac{\partial A_x}{\partial z} + i \frac{\partial A_z}{\partial x},$$

$$\bar{\Psi}_3 = E_z - iB_z = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} - i \frac{\partial A_y}{\partial x} + i \frac{\partial A_x}{\partial y},$$

использованные для записи уравнений Максвелла в форме GAG-модуля, допускают алгебраическое представление. Действительно, имеем

$$\begin{pmatrix} -\partial_t & -i\partial_x & i\partial_y & -i\partial_z \\ i\partial_x & -\partial_t & -i\partial_z & -i\partial_y \\ -i\partial_y & i\partial_z & -\partial_t & -i\partial_x \\ i\partial_z & i\partial_y & i\partial_x & -\partial_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \\ -i\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} -\partial_t & i\partial_x & -i\partial_y & -i\partial_z \\ -i\partial_x & -\partial_t & i\partial_z & -i\partial_y \\ i\partial_y & -i\partial_z & -\partial_t & -i\partial_x \\ i\partial_z & i\partial_y & i\partial_x & -\partial_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \\ -i\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{\Psi}_1 \\ \bar{\Psi}_2 \\ \bar{\Psi}_3 \\ \bar{\Psi}_4 \end{pmatrix}.$$

На основе $(a^i, b^i) \in V(4)$ получаем две возможности анализа уравнений электродинамики через четырехпотенциалы A_i . Можно, во-первых, взять

$$\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \equiv \Psi_4,$$

как стандартное калибровочное условие. Можно, во-вторых, считать, что $\Psi_4 \neq 0$, но использовать "ньютоновскую" метрику. Она ограждает Ψ_4 от экспериментального анализа. В обоих вариантах есть свои преимущества. Для уравнений вида

$$[(-ib^1\partial_1 - ib^2\partial_2 - ib^3\partial_3) - E\partial_t][A] = [\Psi],$$

$$[(ia^1\partial_1 + ia^2\partial_2 + ia^3\partial_3) - E\partial_t][A] = [\bar{\Psi}]$$

имеем метрики

$$l^{\mu\nu} = (-i, -i, -i, -1), \quad m^{\mu\nu} = (+i, +i, +i, -1),$$

введенные для группы G_f операций $\curvearrowright$. Четырехпотенциал A_μ свидетельствует, что для него возможно трехмерное пространство, которое комплексно и неевклидово, так как матрицы $(a^i, b^i) \in G_f$ можно выбрать с любым сочетанием знаков $(+, -)$. В этом есть свой резон. По-видимому, каждому уровню объектов и явлений (а потому и физической модели) соответствует "свое" пространство-время, свойства и черты которого могут быть скрыты.

Соотношения

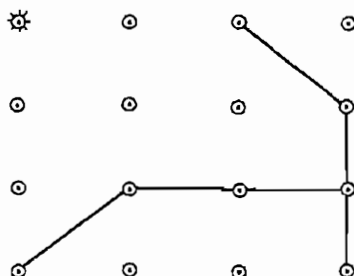
$$\varepsilon_{\kappa\lambda\mu\nu}^{\eta} g^{\mu\nu} l^{\kappa\alpha} b_i \partial_j [A], \quad \varepsilon_{\kappa\lambda\mu\nu}^{\eta} g^{\mu\nu} m^{\kappa\alpha} a_i \partial_j [A]$$

задают стандартное калибровочное условие при использовании метрики Минковского $g^{\mu\nu}$. Соотношения

$$\varepsilon_{\kappa\lambda\mu\nu}^{\eta} \hat{n}^{\mu\nu} l^{\kappa\alpha} b_i \partial_j [A], \quad \varepsilon_{\kappa\lambda\mu\nu}^{\eta} \hat{n}^{\mu\nu} m^{\kappa\alpha} a_i \partial_j [A]$$

задают те же уравнения, но при условии $\Psi_4 \neq 0$. Для четырехпотенциалов A_μ в электродинамике пригодны и группа Лорентца и группа Галилея, они дополняют друг друга.

3.3. GAG-ФОРМА УРАВНЕНИЙ ДИРАКА



$$\varepsilon_{\kappa\lambda\mu}^{\eta} g^{\mu\nu} \phi^{\kappa} \gamma_i \partial_j (\Omega_p \Psi^p \Pi^i P) = 0.$$

Уравнения Дирака представлены в форме GAG-модуля группы $V(4)$. Показано, что эта группа допускает множество теорий в рамках единой формальной конструкции. Указан новый алгоритм нахождения базисов для теорий типа Дирака. Найдены "поперечные" и "продольные" динамики таких моделей.

$$\Psi = \text{столбец} (\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \Psi_4)$$

и уравнениях динамики Дирака:

$$(\gamma^k \partial_k + B)\Psi = 0, \quad \left(\gamma^i \partial_i - B \right) \overline{\Psi} = 0.$$

Они имеют форму GAG-модуля

$$\varepsilon_{km}^g g^m \varphi^r \gamma_i \partial_j (\Pi_r \Psi^p E^i P) + B \Psi = 0.$$

Здесь φ^r, E^i - единичные матрицы; ε_{km}^g - 6-индексный символ Кронекера; Π_r - проекционные матрицы с одним элементом. Матрицы Дирака

$$\gamma^1 = (-i)b^1 = i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^2 = f^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\gamma^3 = ib^2 = i \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^4 = -c^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

образуют алгебру. В $V(4)$ можно выбрать другие четыре матрицы, из которых взаимными произведениями получатся все остальные, задавая минимальный базис $(\gamma^a, \gamma^b, \gamma^r, \gamma^p)$. В частности, им является (c^2, b^2, f^2, b^3) .

Представим базисы группы $V(4)$, задающие уравнения типа Дирака, графически, соединяя между собой точки, соответствующие их местам на портрете группы для $\alpha: b^1 f^1 b^2 c^3$ и для $\beta: c^3 b^2 f^2 b^3$ (рис. 3.4).

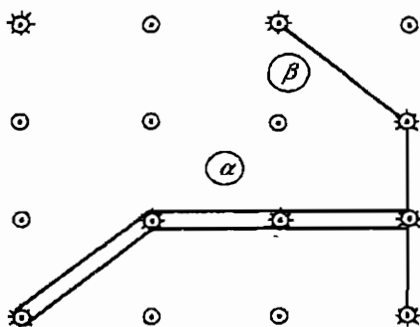


Рис. 3.4. Пара базисов типа Дирака

Рассмотрим варианты выбора других минимальных базисов:

- а) пусть задана пара $\gamma^a, \gamma^b \neq E$;
- б) выбирается $\gamma^a \neq \gamma^a \gamma^b$;

в) образуем их произведения и используем $\gamma^\epsilon \neq (\gamma^\alpha \gamma^\beta, \gamma^\alpha \gamma^\delta, \gamma^\beta \gamma^\delta)$.

Тогда четыре элемента задают базис. Дополнительно определим $\gamma^\mu = \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\delta \gamma^\epsilon$ и тогда по двойным произведениям находится вся группа $V(4)$. Обозначая базис кружком $\bigcirc$, а их двойные произведения линиями, графически найдем минимальный базис (рис. 3.5). Варианты диагональных динамик исчерпываются диаграммами (рис. 3.6).

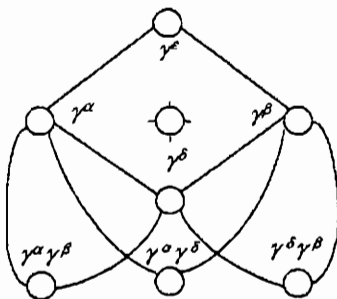


Рис. 3.5. Схема нахождения минимального базиса

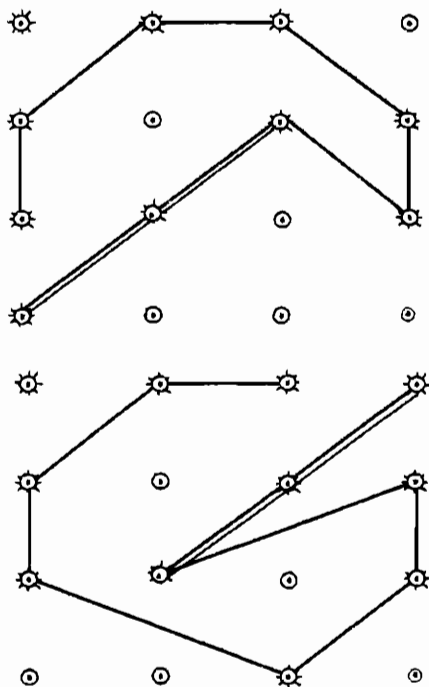


Рис. 3.6. Варианты диагональных динамик

Минимальный базис задается матрицами, которые соединены двойными линиями, четвертый элемент, дополняющий их, берется из тех, которые соединены единичной линией (рис. 3.7).

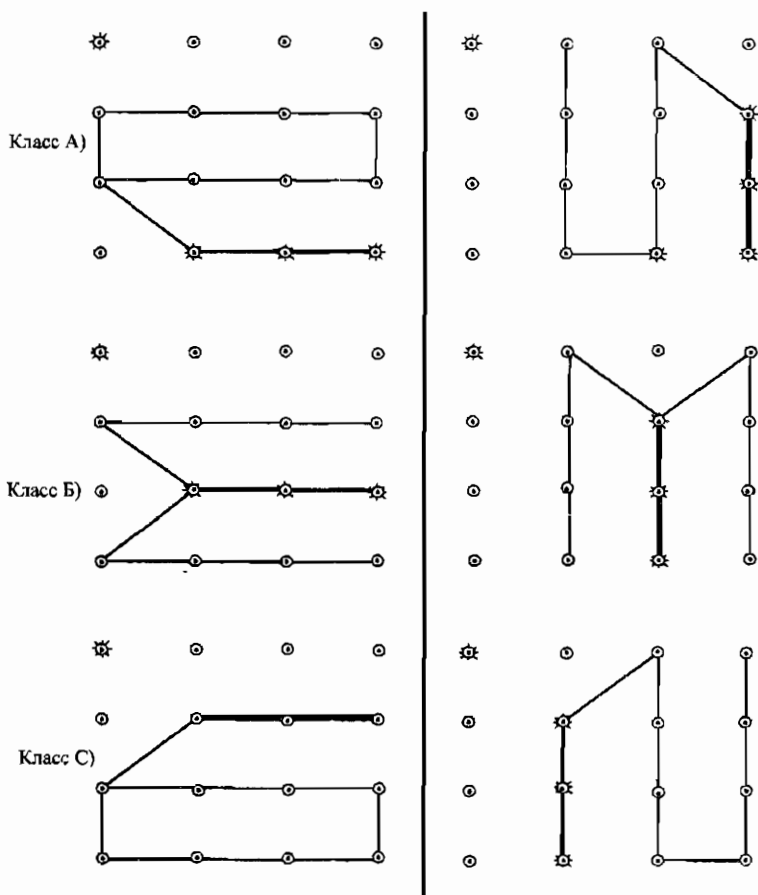


Рис. 3.7. Типы минимальных базисов

Мы обнаруживаем *алгебраическую относительность физических явлений*. У нас есть две стороны. Во-первых, одно и то же явление может быть описано в разных минимальных базисах алгебры заполнения. Во-вторых, базисы могут быть использованы для описания разных явлений, задавая разные модульные формы, а также разные представления симметрий.

Запишем уравнения Дирака на подгруппе $(b, I) \in V(4)$. Имеем цепочку соотношений:

$$\begin{aligned}
 & \left\{ (-1) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_z & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_t & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \partial_y \begin{pmatrix} 0 & \Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \\ 0 & -\Psi_z & 0 & 0 \\ 0 & -\Psi_t & 0 & 0 \end{pmatrix} \right\} + \\
 & - (-i) \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_z \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_y & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_t & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \partial_t \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_y \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_z \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} = 0.
 \end{aligned}$$

Здесь использованы сначала правые идеалы G -модулей (шаг I). Затем сконструирована волновая функция (шаг II).

$$\text{I. } \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_x & \Psi_x & \Psi_x & \Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} h$$

$$\text{II. } \Psi = \begin{pmatrix} \Psi_x & \Psi_x & \Psi_x & \Psi_x \\ \Psi_y & \Psi_y & \Psi_y & \Psi_y \\ \Psi_z & \Psi_z & \Psi_z & \Psi_z \\ \Psi_t & \Psi_t & \Psi_t & \Psi_t \end{pmatrix} h$$

Они преобразованы в левые идеалы прокторами Π' (шаг III). Затем эти идеалы преобразованы (шаг IV).

$$\text{III. } \begin{pmatrix} \Psi_x & \Psi_x & \Psi_x & \Psi_x \\ \Psi_y & \Psi_y & \Psi_y & \Psi_y \\ \Psi_z & \Psi_z & \Psi_z & \Psi_z \\ \Psi_t & \Psi_t & \Psi_t & \Psi_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_z & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_t & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \Delta^1 h$$

$$\Psi = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \\ 0 & -\Psi_z & 0 & 0 \\ 0 & -\Psi_t & 0 & 0 \end{pmatrix} = \hat{\Delta}^1.$$

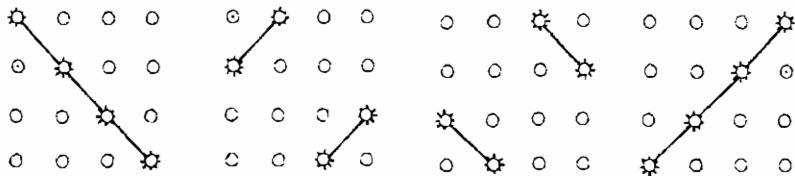
$$\text{IV}^*. \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_y \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_z \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_y \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_z \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \end{pmatrix}$$

Запишем исходные уравнения аналитически.

$$\gamma(-1) \partial_t \Delta^1 + (-1) \partial_x \hat{\Delta}^1 + (-1) \partial_y \hat{\Delta}^1 + (-1) \partial_z \hat{\Delta}^1 + (-1) \partial_t \hat{\Delta}^1 = 0$$

Мы получили уравнения Дирака в форме конечно порожденного G_2 -модуля над кольцом идеалов алгебры g_2 .

3.4. УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА В ФОРМЕ GAG-МОДУЛЯ



$$\Psi_x = \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad \Psi_y = \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad \Psi_z = \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad \Psi_t = \frac{1}{c} \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad B_{\xi\eta} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi \partial \eta} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta \partial \xi} \equiv 0$$

Показано, что уравнение Шредингера может быть записано в форме GAG-модуля. Его волновая функция с тензором напряженности $\Phi_0 \equiv 0$, задает вырожденное поле, а уравнение аналогично структуре механики Ньютона-Эйлера. Указаны новые возможности обобщения квантовой теории.

Уравнение Шредингера для скалярной волновой функции Ψ в координатах

$$x^1 = x, \quad x^2 = y, \quad x^3 = z, \quad x^0 = ict$$

вида

$$\frac{\partial^2 \Psi}{(\partial x^1)^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{(\partial x^2)^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{(\partial x^3)^2} = V(r, t) - c\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial x^0}$$

позволяет ввести величины

$$\Psi_1 = \frac{\partial \Psi}{\partial x^1}, \quad \Psi_2 = \frac{\partial \Psi}{\partial x^2}, \quad \Psi_3 = \frac{\partial \Psi}{\partial x^3}, \quad \Psi_t = \frac{\partial \Psi}{\partial t^0}.$$

При выборе $n^k = \text{diag}(1, 1, 1, 0)$, $\alpha^k = \{0, 0, 0, -c\hbar\}$ получим

$$n^k \partial_k \Psi_k = \alpha^k \Psi_k - V.$$

Определим величину

$$S = e^k \Psi_k = \begin{pmatrix} \Psi_t & \Psi_1 & \Psi_2 & \Psi_3 \\ \Psi_1 & \Psi_t & \Psi_x & \Psi_y \\ \Psi_2 & \Psi_x & \Psi_t & \Psi_z \\ \Psi_3 & \Psi_y & \Psi_z & \Psi_t \end{pmatrix}.$$

Пусть $B^i = n^i \Pi_p$, $\varepsilon_{ip}^{\alpha\beta}$ - четырехиндексный символ Кронекера. Введем $E^{\alpha\beta} = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$, $\bar{\Psi}_s = \text{вектор}(1, 1, 1, 1)$. Обозначим $\Psi^i = E^{ip} \Psi_p$. Тогда

$$\varepsilon_{ip}^{\alpha\beta} \bar{\Psi}^p e_i \partial_j (B^i e_k \Psi^k) = F,$$

$$F = \alpha^i \Psi_i + V_0.$$

Заметим, что

$$\Psi_{,k} = \partial_i \Psi_k - \partial_k \Psi_i \equiv 0.$$

Именно так ведет себя дополнение тензора электромагнитного поля при калибровочном преобразовании

$$\tilde{A}_k = A_k \pm \partial_k \Psi = A_k \pm \Psi_k.$$

Поэтому уравнение Шредингера можно рассматривать как аналог линеаризованных уравнений Ньютона для градиента скалярной функции, тривиально дополняющей тензор электромагнитного поля. Такой подход позволяет найти новые ростковые точки в других калибровочных теориях. Представляет несомненный интерес построение "флуктуирующей" квантовой механики. Суть ее состоит в том, что, как в теории движения жидкости дополнительно к средним значениям вводятся флуктуирующие величины, в квантовой физике могут быть введены дополнения к волновым функциям вида

$$\tilde{\Psi}^P = \bar{\Psi}^P + \tilde{\Psi}^P, \quad \Psi^k = \bar{\Psi}^k + \tilde{\Psi}^k.$$

Тогда осреднение будет задавать нелинейные уравнения вида

$$\varepsilon_{ij}^{\nu} \tilde{\Psi}^P e_i \partial_j (B^i e_k \tilde{\Psi}^k) P = \tilde{F}, \quad \tilde{F} = \tilde{a}^k \tilde{\Psi}_k + \tilde{V}_0.$$

Они могут оказаться полезными в задачах моделирования динамики физических зарядов, так как $\tilde{V}_0$ согласовывается с $\tilde{\Psi}$. Аналогично динамике Ньютона возникает возможность введения нетривиальных дополнений в квантовую теорию. Пусть

$$\dot{\Psi} = \Psi - \sqrt{i} \tilde{\Psi}.$$

Примем

$$i \varepsilon_{ij}^{\nu} \tilde{\Psi}^P f_i \partial_j (B^i f_k \tilde{\Psi}^k) P = \tilde{F}, \quad \tilde{F} = \tilde{a}^k \tilde{\Psi}_k + \tilde{V}_0.$$

Новые поля $\tilde{\Psi}$ будут проявляться в теории и в эксперименте. Используя $\mathcal{L}_j = (1, 1, 1, 1)$, а также $g^{ab} = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$, $r^{ab} = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$, получим уравнение Шредингера в форме

$$\Delta \Psi + a \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \varepsilon_{irs}^{\nu} g^{is} \tilde{\Psi}^r \gamma_i (\partial_j + (-1)^{a_{is}} \delta_j) (\delta_p^s \gamma_s \Psi^p) + \\ + \varepsilon_{irs}^{\nu} r^{is} \tilde{\Psi}^r \Omega_i (\partial_j + (-1)^{a_{is}} \delta_j) (\delta_p^s \gamma_s \Psi^p).$$

Уравнение Лапласа

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0$$

также имеет аналитическую форму GAG-модуля

$$\varepsilon_{irs}^{\nu} g^{is} \tilde{\Psi}^r \gamma_i \partial_j (\delta_p^s \gamma_s \Psi^p) + r^{is} \tilde{\Psi}^r \Omega_i \partial_j (\delta_p^s \gamma_s \Psi^p) = \Delta \Psi.$$

Это очевидно, так как

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \partial_j \begin{pmatrix} \Psi_i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_j \begin{pmatrix} 0 & \Psi_x & 0 & 0 \\ \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_x \\ 0 & 0 & \Psi_x & 0 \end{pmatrix} +$$

$$\begin{aligned}
& + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_y \\ \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_z \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Psi_z \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \\ 0 & \Psi_z & 0 & 0 \\ \Psi_z & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \\
& + (-1) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \partial_t \begin{pmatrix} \Psi_t & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_t & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_t & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \partial_x \begin{pmatrix} 0 & \Psi_x & 0 & 0 \\ \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_x \\ 0 & 0 & -\Psi_x & 0 \end{pmatrix} + \\
& + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_y \\ \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\Psi_y & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_z \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\Psi_z \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \\ 0 & \Psi_z & 0 & 0 \\ -\Psi_z & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \equiv 8\Delta\Psi
\end{aligned}$$

Уравнение записано через симметричные волновые функции. Аналогично его можно записать на основе антисимметричных волновых функций.

Уравнение Шредингера выражается также в форме G-модуля над кольцом левых идеалов:

$$\begin{aligned}
& \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_x & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y \begin{pmatrix} 0 & \Psi_y & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \end{pmatrix} + \right. \\
& \left. + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \end{pmatrix} + \alpha \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Psi_t \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu \\ \nu \\ \nu \\ \nu \end{pmatrix} \Psi.
\end{aligned}$$

Здесь $\Psi_x = \partial\Psi/\partial x$, $\Psi_y = \partial\Psi/\partial y$, $\Psi_z = \partial\Psi/\partial z$, $\Psi_t = \partial\Psi/\partial t$. Матричные волновые функции образуют кольцо правых идеалов:

$$\begin{aligned}
& \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_x \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_x & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
& \begin{pmatrix} \Psi_t & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_t & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_t & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Psi_t \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \end{pmatrix}.
\end{aligned}$$

Лапласиан допускает интерпретацию как система скомпенсированных матричнозначных симметрий. Так, получим

$$\begin{aligned}
\Delta\Psi = & \frac{1}{2} \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Psi_x \\ 0 & 0 & -\Psi_x & 0 \\ 0 & \Psi_x & 0 & 0 \\ -\Psi_x & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \right. \\
& + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_y \\ -\Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\Psi_y & 0 & 0 \end{pmatrix} + \\
& + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z \begin{pmatrix} 0 & -\Psi_z & 0 & 0 \\ \Psi_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_z \\ 0 & 0 & -\Psi_z & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \partial_t \begin{pmatrix} \Psi_t & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_t & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_t & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \end{pmatrix} + \\
& + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\Psi_x \\ 0 & 0 & -\Psi_x & 0 \\ 0 & \Psi_x & 0 & 0 \\ \Psi_x & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_y \\ -\Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \end{pmatrix} + \\
& + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z \begin{pmatrix} 0 & -\Psi_z & 0 & 0 \\ \Psi_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_z \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \partial_t \begin{pmatrix} \Psi_t & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_t & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_t & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Psi_t \end{pmatrix} \Bigg\}.
\end{aligned}$$

В аналитическом виде

$$[I + I \partial_t (I \Psi_t)] - [I + a^\alpha \partial_\alpha (a^\beta \Psi_\beta)] - [I + I \partial_t (I \Psi_t)] + [I + b^\alpha \partial_\alpha (b^\beta \Psi_\beta)] = 2\Delta\Psi.$$

Следовательно, одни и те же уравнения имеют много форм, каждая из которых показывает разные грани симметричных свойств явления.

Уравнения Предингера выражены в форме суперпозиции системы инфинитезимальных симметрий. Аналогично мы можем записать другие системы, в частности, уравнения Ньютона, Максвелла, Дирака. Поэтому можно считать, что *любая физическая модель есть система симметрий*. К ней естественно применимы методы и приемы анализа симметрий, а также средства и алгоритмы их расширения и углубления. Понятно, что необходимо их согласование с конкретными условиями и обстоятельствами. К физическим моделям пригоден и общий анализ, развитый для исследования симметрий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Уравнения Ньютона-Эйлера динамики идеальной жидкости представлены в форме GAG-модуля для группы $V(4)$. Они содержат досветовую и сверхсветовую метрики.

2. Уравнения Максвелла в движущихся средах записаны в форме GAG-модуля для группы $V(4)$, коммутативной алгебры частных производных ∂_i , алгебры антикоммутирующих дифференциалов dx^i . Показано, что уравнения содержат три типа метрик: Минковского $g^{ab} = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$, сверхсветовую $r^{ab} = \text{diag}(1, 1, 1, -1)$ и Ньютона $n^{ab} = \text{diag}(1, 1, 1, 0)$. Указаны разные матричные формы уравнений электродинамики. Проанализированы связи между полями и индукции в теории Максвелла, свободной от ограничений на скорость. Дана "фермионная" форма уравнений электродинамики. Показано, как уравнения для четырехпотенциалов индуцируют неевклидовость трехмерного пространства и подтверждают дополнтельность групп Галилея и Лорентца в электродинамике.

3. Уравнения Дирака представлены в форме GAG-модуля группы $V(4)$. Показано, что эта группа допускает множество теории в рамках единой формальной конструкции. Указан новый алгоритм нахождения базисов для теорий типа Дирака. Найдены "поперечные" и "продольные" динамики таких моделей.

ГЛАВА 4

ФИЗИЧЕСКОЕ ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ

"Что такое время, пространство, место и движение, я не объясняю, ибо это известно всем".

Ньютон И.

"Время и пространство – это категории нашего мышления, а не условия нашего существования".

Эйнштейн А.

	Введение	155
4.1.	Система расслоенных многообразий	156
4.2.	Система локальных метрик событий	162
4.3.	Физические объекты с внутренним движением	165
	4.3.1. Обобщенная электродинамика Максвелла	166
	4.3.2. Сущность и формы опыта	168
4.4.	Новое соотношение абсолютных и относительных свойств пространства-времени в электродинамике	170
	Заключение	173

ВВЕДЕНИЕ

Все физические явления принято описывать в пространстве-времени. Его начальная модель взята из опыта, основу которого образуют визуальные ощущения макрофизического мира. Расстояние и время, привычные из повседневного личностного поведения, вошли в практику из анализа механических движений. По этой причине мы имеем дело с "механическим" пространством и временем. В его общности мало кто сомневается. Считается, что опыт, достаточный для повседневной практики, образует основу модели пространства-времени для микро- и макрообъектов.

Электродинамика со сверхсветовыми скоростями дает новый импульс к развитию моделей пространства и времени. Это обусловлено во многом алгебраической общностью, которую получила электродинамика, как и все базовые физические законы, выраженные в форме *GAG*-модуля группы $V(4)$. При такой общности подхода к физическим явлениям естественно возникает идея исследовать алгебраические "корни" и свойства пространства-времени. Прежде всего, анализу подлежит система локальных метрик, которые выявлены при записи уравнений Максвелла в форме *GAG*-модуля: Ньютона, Минковского и Евклида. Все они кохомологически индуцируются характеристическими полиномами для мономиального базиса алгебры группы $V(4)$.

С другой стороны, из опытных данных следует, что пространство и время локально расщеплены, образуя фундаментальную пару, состоящую из пространства состояний SS и пространства событий SE . Их метрики самостоятельны и динамичны, что обусловлено, в частности, возможностью введения в теорию активных кохомологий. Так, нульмерные кохомологии, соответствующие для матриц (ξ) их детерминантам $Det(\xi)$ и следам $Sr(\xi)$, как показал анализ, имеют геометрический смысл и способны управлять динамикой внешней инерции электромагнитного поля.

По этим причинам естественно исследовать спектр вопросов, связанных с кохомологическим моделированием пространства и времени. Такая потребность вытекает из очевидной связи размерности пространства и порядка нормальных подгрупп группы заполнения физической модели $V(4)$. Используя циклическую группу $Z_4 = [i, -1, -i, 1]$, в главе 6 нами получена группа $V(4)$. Ее инвариантные подгруппы вида $\gamma^i = (a^i, b^i, c^i, e^i, f^i)$, $i=1, 2, 3$ содержат по три элемента. Поэтому они естественно соединяются в физической модели с частными производными ∂_i , $i=1, 2, 3$. Поэтому

$$\dim M = \text{rank } \gamma^i = 3.$$

Можно считать, что это совпадение случайно и что группа $G=V(4)$ "приспособилась" к R^3 . Но возможна и другая точка зрения, что R^3 "проявляет порядок" инвариантных подгрупп $V(4)$. Второй подход, по-видимому, более физичен. Но тогда кохомологии Хохшильда $H^*(g, A)$ обязаны проявить себя в свойствах пространства-времени. Кроме этого, принятие многообразия Минковского, как пространстве событий SE , не противоречит использованию многообразия Ньютона, как пространстве состояний SS .

В данной главе содержатся ответы на ряд вопросов, инициируемых моделированием пространства-времени на основе использования групп кохомологий для симметрий физической модели.

4.1. СИСТЕМА РАССЛОЕННЫХ МНОГООБРАЗИЙ

Определена и частично проанализирована модель главного расслоенного структурно оснащенного многообразия как нового физического пространства-времени. Она соединяет в себе стороны и черты подходов Ньютона и Эйнштейна.

Назовем физическим пространством и временем такую модель реального пространства и времени, каждый элемент которой допускает прямую или косвенную экспериментальную проверку. Многообразие P , составленное из базового пространства $B_{(1)}$ и группы G_z - группы заполнения, а также из пространства $B_{(2)}$ и группы G_p - группы проявления, назовем физически расслоенным, если указанные элементы совместно образуют некоторую конструкцию, согласованную системой дополнительных элементов T . Форму и сущность всех элементов будем устанавливать в соответствии с потребностями и практикой моделирования физических объектов и явлений. Изобразим пространство P рис. 4.1.

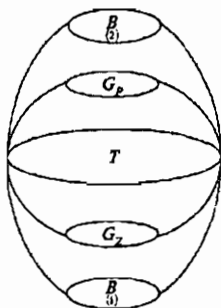


Рис. 4.1. Конструкция, соответствующая физическому пространству и времени

Здесь буквой (π) обозначены всевозможные согласования элементов $P = (B_{(1)}, G_z, \pi, G_p, B_{(2)})$: связи между $B_{(1)}$ и G_z , между $B_{(2)}$ и G_p , между парами $(B_{(1)}, G_z)$ и $(B_{(2)}, G_p)$, а также их связи с T .

Атлас расширения зададим парами покрытий. Пусть на $B_{(1)}$ заданы окрестности точки x вида $\{v_i\}$, $i \in M$ и локальные системы координат. Преобразование координат на пересечении окрестностей определим через представления группы G_z :

$$g_z^{(i)}(x): v_i \cap v_j \rightarrow G_z. \quad (\alpha)$$

Введем пространство $F = B_{(2)}$, которое назовем слоем. Покроем его системой открытых окрестностей с координатами (ξ) . Введем гомеоморфизм

$$\Phi_i: v_i \times F_{(1)} \rightarrow \pi^{-1} \left(v_i^{(1)} \right),$$

с проекцией $\left(\begin{smallmatrix} (i) \\ \pi \end{smallmatrix} \right)$ вида

$$\pi \Phi_i(x, \xi) = x, \quad \forall x \in v_i, \quad \xi \in F_i.$$

Определим карту

$$\Phi_{i,x}^{(i)}: F_i \rightarrow \pi^{-1}(x), \quad x \in v_i$$

по правилу

$$\Phi_{i,x}^{(i)}(\xi) = \Phi_i(x, \xi), \quad x \in v_i, \quad \xi \in F_i.$$

Для пары окрестностей $B_{(i)}$ с индексами $i, j \in N$ и каждой точки $x \in v_i \cap v_j$ получим гомеоморфизм

$$\Phi_{i,jx}^{(i)} = \Phi_{j,x}^{(j)-1} \Phi_{i,x}^{(i)}: F_{(i)} \rightarrow F_{(j)}.$$

Условие

$$\Phi_{i,jx}^{(i)} = g_{jx}^{(i)-1}(x), \quad (\beta)$$

согласовывает координатные преобразования в базе $B_{(i)}$ с преобразованиями слоя $F_{(i)}$ в соответствии с группой $G_{(i)}$. Тогда

$$F_{(i)} = \left\{ B_{(i)}, G_{(i)}, \pi_{(i)}, F_{(i)} \right\}$$

есть расслоение Стиррода [123-124]. Оно однозначно определено преобразованиями (α) и (β) , а также слоем $F_{(i)}$, на котором группа $G_{(i)}$ действует непрерывно и эффективно.

Если слой $F_{(i)}$ образован группой $G_{(i)}$, рассматриваемой как топологическое пространство, расслоение $E_{(i)}$ называется главным расслоением. Известно, что оно является фундаментальным объектом в классе всех расслоений с данной базой B и данной G -структурой.

Аналогичные рассуждения можно провести для расслоения

$$F_{(2)} = \left\{ B_{(2)}, G_{(2)} = G_p, \pi_{(2)}, F_{(2)} \right\}.$$

В общем случае возможно рассмотрение системы расслоений

$$\bigvee_{(i)} E_{(i)}, \quad i=1, 2, \dots, k.$$

Знак $(\vee)$ соответствует выбору любых возможностей объединения и пересечения расслоений. Рис. 4.1 соответствует случаю, когда используется пара главных расслоенных многообразий: $E_{(1)}, E_{(2)}$, согласованных системой элементов T .

Тривиальное расслоение соответствует случаю, когда

$$E = B \times F.$$

Тогда проекция $\pi: E \rightarrow B$ является проекцией на первый сомножитель. В этом случае атлас (система карт) состоит из одной карты $u_\alpha = B$. Имеется только одна функция склейки $\Phi_\alpha = id$.

Локально тривиальные расслоения изоморфны тогда, когда функции склейки Φ_{ij} и Φ'_{ij} согласованы с гомеоморфизмами слоев

$$h_i: V_i \times F \rightarrow V'_i \times F$$

так, что

$$\Phi_{ij} = h_i^{-1} \Phi'_{ij} h_j.$$

Векторные расслоения, по определению, это локально тривиальные расслоения со структурной группой G , у которых роль слоя выполняет конечномерное векторное пространство, размерность которого, например, $\dim R^n = n$ задает размерность векторного расслоения E_τ . Для сечений

$$s_1, s_2: B \rightarrow E_\tau$$

выполнены условия

$$(s_1 + s_2)(x) = s_1(x) + s_2(x), \quad x \in B,$$

$$(\lambda s_1)(x) = \lambda(s_1(x)), \quad \lambda \in R, \quad x \in B.$$

Они задают на пространстве $\Gamma(\zeta)$ всех сечений структуру векторного пространства.

Множество всех векторов, касательных к многообразию B , обозначим T^*B . Оно снабжается естественной топологией. В ней для касательного вектора ξ_0 в точке x_0 окрестностью U является множество таких касательных векторов η в точках x , для которых

$$\rho(x, x_0) = \sum_{k=1}^n (\eta_k^k - \xi_{0k}^k)^2 < \varepsilon$$

для некоторого числа $\varepsilon > 0$ и карты $V_\alpha \in x_0$.

Пусть $\pi^*: T^*B \rightarrow B$ есть отображение, сопоставляющее касательному вектору ξ^* точку x , в которой вектор ξ касается многообразия B . Оно непрерывно и задает векторное расслоение с базой B , общим пространством T^*B и слоем, изоморфным линейному пространству R^n .

Заметим, что для физической модели требуется задать несколько векторных расслоений. Во-первых, нужно охватить и проявить смещения точечного события, которое задается дифференциалами координат многообразия, ассоциированного с B . Получим

$$\{d^k x\}_{k=1, 2, \dots, n} \in T^* \overline{B}, \quad \overline{B} \in \Psi B.$$

Знак $\overline{B}$ соответствует словам "множества, ассоциированные с B ", знак Ψ соответствует словам, поясняющим софистатность. При рассмотрении задач, относящихся к движению электромагнитного поля в среде, движущейся со скоростью $\dot{u}_{(m)}$, от источника излучения, движущегося со скоростью $\dot{u}_{(j)}$, мы обязаны ввести пространство $B_{(m)}$ и $B_{(j)}$. Тогда

$$\overline{B}_i = \begin{cases} B_{(m)}, d x_{(m)}^k / d s = u_{(m)}^k, \\ B_{(j)}, d x_{(j)}^k / d s = u_{(j)}^k, \end{cases}$$

где ds — некоторый инвариантный интервал, охватывающий и проявляющий конкретную ситуацию. Величины $u_{(m)}^k$ и $u_{(j)}^k$ физически независимы, однако они согласованы

влияют на поведение электромагнитного поля. Мы частично задаем эту согласованность, полагая, что $\overset{n}{u}_g$ и $\overset{n}{u}_m$ гомотопически эквивалентны, выражением

$$\overset{n}{u} = (1 - w)\overset{n}{u}_g - w\overset{n}{u}_m.$$

Здесь w — показатель отношения электромагнитного поля к физической среде. Само поле имеет "смещения"

$$\frac{dx_f^k}{ds} = v_f^k, \quad \frac{dx_g^k}{ds} = v_g^k,$$

которые задают его фазовую и групповую скорость.

Поскольку каждый из указанных элементов нужен в модели, для их совокупности можно ввести систему пространства

$$T^* \overline{B} \equiv \bigcup_{(i)} T^* B_i, \quad i = 1, 2, h, k.$$

Можно поступить иначе. В физике обычно используется этот вариант. Считается, что величины

$$\{v_f^k, v_g^k, u_{(m)}^k, u_{(g)}^k, h\}$$

заданы в одном многообразии B и в одном векторном пространстве T^*B . Указанный подход упрощает анализ, но нужно действовать осторожно, так как система векторных расслоений существенно сложнее одного векторного расслоения. Во-вторых, нужны ковекторные расслоения. Они охватывают и проявляют дифференциальные изменения, которым подчинены физические законы. Их базис образуют частные производные

$$\{\partial/\partial x^k\}, \quad k = 1, 2, h, n \in T, \overline{B}, \overline{B} \not\subseteq B.$$

Отображение $\lambda_*: T, B \rightarrow B$ сопоставляет кокасательному вектору ξ_x точку x , в которой он присоединен к многообразию B . Слой ковекторного расслоения T_*B изоморфен линейному пространству. Мы вправе использовать в физической модели систему пространства $T, \overline{B}$, согласовав их друг с другом. В-третьих, нужны физические величины

Φ , которые допускают возможность измерения, охватывают и проявляют данные опыта, входят в уравнения физической модели. Обычно таких величин несколько. Базис пространства для величин Φ задан тензорным произведением базисов векторного и ковекторного пространств. Мы получаем для модели систему величин: скаляров ϕ векторов v^i , ковекторов v_k , тензоров второго ранга ϕ^b , ϕ_j^i , ϕ_b . Они отличаются друг от друга законами преобразования при изменении системы координат. В-четвертых, нужно выполнить согласование элементов, используемых в физической модели. Например, возможно расширение частных производных до ковариантных [125], получая

$$\partial_i = \nabla_i + A_i,$$

где A_i — связность, совокупность величин, посредством которых согласуется изменение физических величин в окрестностях разных точек базы B . Назовем пространство, величины которого реализуют согласование, согласующим пространством. Обозначим его буквой S . Соединим отмеченные выше элементы в рис. 4.2, формируя уточненную конструкцию физически расслоенного многообразия $\left(\overline{B}, G_s, \pi, G_s, \overline{B}\right) \oplus (T, \xi) \cap T^*(\xi) \oplus \Phi, S$.

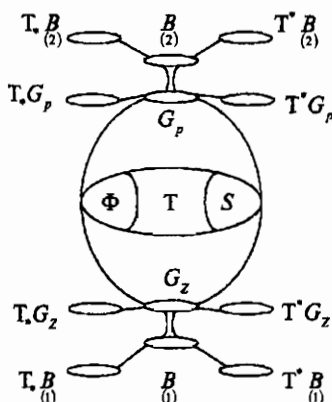


Рис. 4.2. Уточненная конструкция физически расслоенного многообразия

Физическая модель использует, так или иначе, все указанные элементы. Конкретизируем рис. 4.2 в соответствии с найденной ранее единой спинорной формой фундаментальных уравнений физики, представленной в главе 3. Используем для этого уравнения электродинамики без ограничения скорости. Нам понадобились такие элементы:

а) *пространство состояний* $M_{ss} = B_{(1)} = R^3 \times T^1$, соответствующее *практике физических измерений* и опыту макроскопических наблюдений;

б) *группа заполнения* физических явлений $G_z = SL(4, R)$, ее алгебра $T^*SL(4, R)$, функции от элементов A алгебры, например, $Y = \det \|\lambda I - A\|$, где $A \in T^*SL(4, R)$, $Y \in T_*SL(4, R)$;

в) *касательные и кокасательные пространства*, ассоциированные с M_{ss} , посредством которых заданы дифференциалы $dx^k \in T^*B_{(1)}$ и частные производные $\partial/\partial x^k \in T_*B_{(1)}$;

а*) *пространство событий* $M_{ss} = B_{(2)} = M_4$, где M_4 - пространство Минковского, которое соответствует *практике изменений*, присущих явлениям и опыту для прямых или косвенных микроскопических наблюдений;

б*) *группа проявления* физических явлений $G_p = U(1)$, ее алгебра $P \in T^*U(1)$, функции от элементов алгебры, например, $X = \det \|\lambda I\| - P$, $X \in T_*U(1)$, где $U(1)$ - унитарная группа;

в*) *касательные и кокасательные пространства*, ассоциированные с M_{ss} , посредством которых заданы дифференциалы $dx^k \in T^*B_{(2)}$ и частные производные $\partial/\partial x^k \in T_*B_{(2)}$;

Заданы также величины, характеризующие электромагнитные поля посредством тензора $F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}(\overset{''}{E}, \overset{''}{B})$ и индукции, выраженные тензорной плотностью $\tilde{H}^{ik} = \tilde{H}^{ik}(\overset{''}{H}, \overset{''}{D})$ веса (+1), а также тензорная плотность веса (+1) для четырехтоков $\tilde{S}^k = \tilde{\rho} U^k$. Тогда

$$\Phi: (\overset{''}{E}, \overset{''}{B}, \overset{''}{H}, \overset{''}{D}, F_{\mu\nu}, \tilde{H}^{ik}, \tilde{\rho}, U^k, \tilde{S}^k \hbar).$$

Использованы величины, соединяющие элементы в единую конструкцию: ϵ, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости, $n = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$ - показатель преломления, $w = 1 - \exp\left(-P_0 \frac{\rho}{\rho_0}\right)$ - показатель отношения, тензор $\Omega^{bn} = \alpha \Theta^{bn} + \beta U^b u^n$, четырехметрики $r^\nu, n^\nu(+), n^\nu(-), g^\nu$, тензор Кронекера $\epsilon_{\mu\nu}^\eta \dots$. Тогда

$$S: (\epsilon, \mu, w, \Omega^{bn}, r^\nu, n^\nu, g^\nu, \epsilon_{\mu\nu}^\eta, \hbar).$$

Сделаем несколько замечаний.

- Величины заданы над полем комплексных чисел C типа $(a - ib)$, они соединены посредством теневых комплексных чисел T :

$$A + iB \Psi(a_1 + ib_1) + \gamma(a_2 + ib_2),$$

что позволило (глава 3) провести согласованный анализ кинематического и динамического изменения полей.

- Пространство $B_{(1)}$ и группа $G_{(1)}$ согласованы между собой.
- Пространство $B_{(1)}$, как и другие элементы в конструкции расслоенного многообразия, допускает не только внешнюю (out-) координатизацию, например, посредством координат x^k , но и внутреннюю (in-) координатизацию, например, посредством координат y^a , что учитывает внутренние степени свободы. Поэтому элементы пространства состояний M_{ss} , формирующие остов физической модели, индуцируют метрики $g_\nu(x^k, y^a)$, связности $\Gamma_{jk}^i(x^k, y^a)$, величины $F_{mn}(x^k, y^a)$, производные $\nabla_k = \partial/\partial x^k + \Gamma_k^\alpha \partial/\partial y^\alpha \hbar$

- Пространство $B_{(1)}$, как и другие элементы в конструкции расслоенного многообразия, допускает многоуровневость точек. Так, если точка задана координатами

$$\left(\left(\begin{matrix} x \\ (-2) \end{matrix} \beta + \begin{matrix} \alpha \\ (-1) \end{matrix} \right) \begin{matrix} x \\ (-1) \end{matrix} \beta + \begin{matrix} \alpha \\ (-1) \end{matrix} \right) \begin{matrix} x \\ (0) \end{matrix} \left(\begin{matrix} \alpha + \beta x \\ (1) \end{matrix} \begin{matrix} \alpha + \beta x \\ (2) \end{matrix} \right) \right),$$

мы работаем в модели с пятиуровневым расщеплением. Соответственно требуются изменения частных производных, дифференциалов координат, величин, а также системы их соединений. Соединяя указанные элементы воедино (рис. 4.3). Они образуют строительный материал для физической модели.

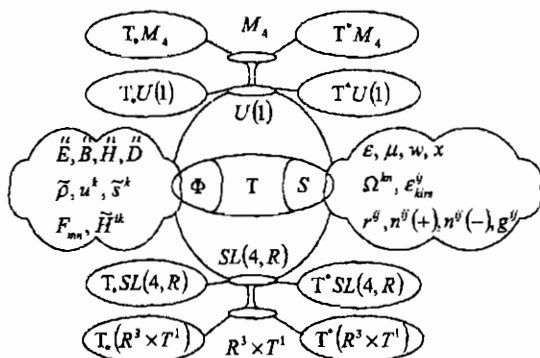


Рис. 4.3. Расслоенное многообразие, следующее из опыта конструирования электромагнитных явлений

4.2. СИСТЕМА ЛОКАЛЬНЫХ МЕТРИК СОБЫТИЙ

Проанализирована природа локальных метрик событий Евклида, Ньютона, Минковского. Рассмотрена модель их козамологических деформаций.

В главе 3 показано, что основные уравнения физики могут быть записаны в единой форме. Она содержит три метрики событий:

$$r_{ss}^y = (r^y, n^y, g^y).$$

Возникает вопрос: что является средством для их порождения? Покажем, что все указанные метрики можно рассматривать как конструкции, образованные соединением физически различных элементов пространства состояний в форме R^3 (трехмерного пространства) и T^1 (одномерного времени) посредством критических и экстремальных точек λ_i характеристических полиномов

$$\dot{Y} = \det \|\lambda I - A\|$$

алгебры, соответствующей группе заполнения $G_z = V(4) = SL(4, R)$.

Введем величину

$$\eta_{ss}^y = \text{diag} \left(\underbrace{1, 1, 1}_{R^3}, \underbrace{\lambda_i \cdot 1}_{T^1} \right).$$

Она формально соединяет R^3 и T^1 через дополнение R^3 четвертой компонентой $\lambda_i \cdot 1$.

Пусть λ_i соответствует экстремумам $\dot{Y}$. Мы получим, в частности,

$$Y_1 = (\lambda^2 - 1)^2, \quad Y_2 = (\lambda^2 + 1)^2.$$

Отсюда

$$\left. \frac{d^2 Y_1}{d \lambda^2} \right|_{\lambda=0} < 0, \quad \left. \frac{d^2 Y_2}{d \lambda^2} \right|_{\lambda=0} > 0.$$

Критические точки имеет полином Y_1 :

$$\lambda_1 = -1, \quad \lambda_2 = 1.$$

Соединение их с точками экстремумов, которые в данном случае совпадают по значениям

$$\lambda_3 = \lambda_4 = 0,$$

но различны по величинам $\left. \frac{d^2 Y}{d \lambda^2} \right|_{\lambda=0}$, дает всю систему величин, порождающих канонические локальные метрики событий. Мы получим

$$r^{\mu} = \text{diag}(1, 1, 1, -1), \quad n^{\mu} = \text{diag}(1, 1, 1, \pm 0), \quad g^{\mu} = \text{diag}(1, 1, 1, 1).$$

Знаки ($\pm$) перед нулем свидетельствуют о том, что в физике используются два типа пространств Ньютона:

$$П(a): n^{\mu}(+) = \text{diag}(1, 1, 1, +0), \quad \left. \frac{d^2 Y_1}{d \lambda^2} \right|_{\lambda=0} > 0;$$

$$П(b): n^{\mu}(-) = \text{diag}(1, 1, 1, -0), \quad \left. \frac{d^2 Y_1}{d \lambda^2} \right|_{\lambda=0} < 0.$$

Первое соответствует когомологически устойчивой метрике Ньютона, второе – когомологически неустойчивой. $П(a)$ удобно использовать для охватов и проявлений устойчивых состояний объектов и явлений. $П(b)$ удобно использовать для охватов и проявлений событий, которые способны измениться из-за поведения λ_k (например, от $\lambda_1 = -1$ до $\lambda_2 = 1$ через $\lambda = 0$ или в обратном по $\Delta \lambda$ варианте). Чтобы описывать эти изменения, удобно ввести функцию

$$\Pi = \alpha \det \|XI - A\| + \beta S_p \|XI - A\|.$$

В рассматриваемом случае мы получим полином

$$\Pi = a_1 x^4 + b_1 x^2 + c_1 x + d_1.$$

Назовем его потенциальной функцией деформации метрик событий, ассоциированных с явлением. Преобразуя Π , получим потенциальную функцию катастрофы сборки [122]:

$$V(x, a, b) = \frac{1}{4} x^4 + \frac{1}{2} a x^2 + b x.$$

Многообразие катастрофы сборки имеет вид:

$$M_3 = \{(x, a, b) | x^3 + ax + b = 0\}.$$

Задано также особое множество

$$\Delta = \{(x, a, b) \in M_3 | 3x^2 + a = 0\}$$

и бифуркационное множество

$$D = \{(x, a, b) \mid 4a^3 = 27b^2\}.$$

Точка сборки

$$\{(a, b) \mid 6a = 0\}$$

трижды вырождена. Сепаратриса пространства управления состоит из точки сборки $\{0\}$ и бифуркационного множества в форме линии складок, описываемой уравнением

$$\left(\frac{a}{3}\right)^3 + \left(\frac{b}{2}\right)^2 = 0.$$

Эта полукубическая парабола делит пространство управления на три области:

- область, которая находится за линией складок, такова, что ее точки имеют единственный локальный минимум;
 - область внутри линии складок имеет точки с двумя локальными минимумами и одним максимумом;
 - область, параметризованная точками бифуркационного множества с одним локальным вырожденным минимумом и одним локальным максимумом.
- Катастрофа сборки соответствует рис. 4.4. Характеристические полиномы, соответствующие разным значениям параметров (a, b) даны рис. 4.5.

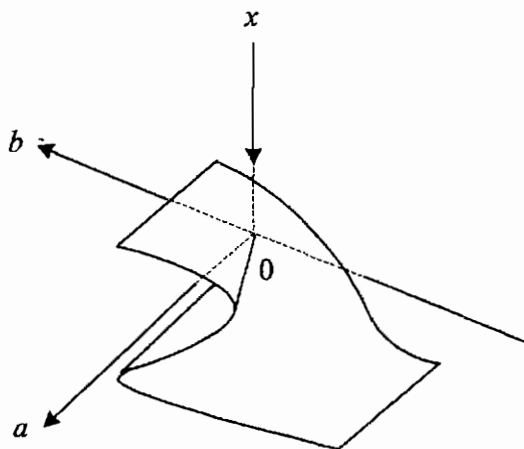


Рис. 4.4. Катастрофа сборки

Предложенный алгоритм позволяет "увидеть" механизмы изменения метрик событий r_{SF}^y , допускаемые группой $G_r = SL(4, R)$. На оси $b=0$ мы получаем пару метрик Ньютона, одна из которых устойчива, а вторая — неустойчива к изменению параметра b . При $b>0$ метрика Ньютона соответствует $\lambda \neq 0 > 0$, при $b<0$ получим $\lambda \neq 0 < 0$.

При $b>0$ минимум, соответствующий g'' , больше, чем минимум, соответствующий r'' , при $b<0$ ситуация обратная. По этой причине физические явления по-разному зависят от досветового и сверхсветового секторов теории. С физической точки зрения

это происходит потому, что мы используем разные состояния РИТОВ, а потому различно поведение поля.

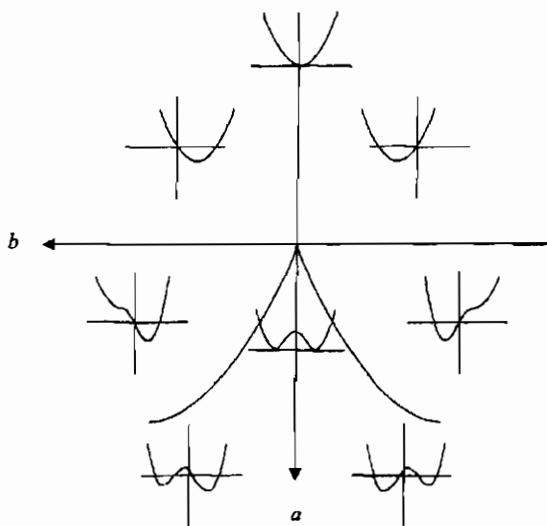


Рис. 4.5. Характеристические полиномы для разных значений (a, b)

Заметим, что характеристические полиномы не меняются при преобразованиях эквивалентности для генераторов симметрии A_i по типу $\tilde{A}_i = Q A_i Q^{-1}$. Но симметрии, которым подчинены решения уравнений, зависят от Q . Поэтому возможна ситуация, когда "ветер симметрий" срывает плоды, но "не ломает" деревья: решения получаются разные, зависящие от показателя отношения w , а метрики r^{μ} , $n^{\mu} (\neq 0)$, g^{μ} , которые входят в уравнения, остаются неизменными, хотя бы частично.

4.3. ФИЗИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ С ВНУТРЕННИМ ДВИЖЕНИЕМ

Указан общий алгоритм учета внешних и внутренних движений объектов. Показано, как активный показатель отношения вводит усеченную связность в уравнения Максвелла. Дано новое определение сущности и формы любого опыта.

Опыт убеждает в том, что любые величины и их изменения имеют внешние и внутренние охваты и проявления. Отнесем их соответственно к координатам x^k и y^{α} . Тогда, например, скаляр w есть функция $w = w(x^k, y^{\alpha})$. По этой причине изменение w должно быть учтено посредством частных производных

$$\partial_k = \partial/\partial x^k, \quad \partial_{\alpha} = \partial/\partial y^{\alpha}$$

или некоторых их обобщений.

Чтобы изменения были согласованы друг с другом, проще всего, пожалуй, использовать формализм преобразования систем координат. Пусть

$$x^i = x'^i(x'^j, y'^j), \quad y^\beta = y'^\beta(x'^\alpha, y'^\alpha).$$

Тогда определены величины

$$x'_j = \partial x^i / \partial x'^j, \quad x'_\alpha = \partial x^i / \partial y'^\alpha,$$

$$Y'_\alpha = \partial y^\beta / \partial x'^\alpha, \quad Y'_\beta = \partial y^\beta / \partial y'^\beta.$$

Получим, соответственно, что

$$w^*(x^*, y^*) = w(x(x^*, y^*), y(x^*, y^*)).$$

Введем дополнительные величины

$$N'_j(x, y), \quad N'_\alpha(x, y), \quad N''_\alpha(x, y), \quad N''_\beta(x, y).$$

Учтем, что возможны операторы

$$\Delta_i = \partial_i + N'_i \partial_j + N''_i \partial_\alpha, \quad \Delta_\alpha = \partial_\alpha + N'_\alpha \partial_j + N''_\alpha \partial_\beta,$$

$$\Delta_{i^*} = \partial_{i^*} + N'^{i^*}_j \partial_j + N''^{i^*}_\alpha \partial_\alpha, \quad \Delta_{\alpha^*} = \partial_{\alpha^*} + N'^{\alpha^*}_j \partial_j + N''^{\alpha^*}_\beta \partial_\beta.$$

Учтем, что

$$\begin{pmatrix} \partial_{i^*} \\ \partial_{\alpha^*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x^k_{i^*} & Y^{\alpha^*}_{i^*} \\ x^k_{\alpha^*} & Y^{\alpha^*}_{\alpha^*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial_k \\ \partial_\alpha \end{pmatrix}.$$

Рассмотрим

$$\Delta_{i^*} w^* = (\partial_{i^*} + N'^{i^*}_j \partial_j + N''^{i^*}_\alpha \partial_\alpha) w = [(x^k_{i^*} \partial_k + Y^{\alpha^*}_{i^*} \partial_\alpha) + N'^{i^*}_j (x^j_\alpha \partial_\alpha + Y^{\alpha^*}_\beta \partial_\beta) + N''^{i^*}_\alpha (x^j_\alpha \partial_\alpha + Y^{\alpha^*}_\beta \partial_\beta)] w$$

так как, по определению, $w^* = w$. Потребуем выполнения условий типа

$$\Delta_{i^*} w^* = x^k_{i^*} (\partial_k + N^k_\alpha \partial_\alpha + N^{\alpha^*}_\beta \partial_\beta) w.$$

Тогда находим, что

$$N'^{i^*}_j x^j_\alpha + N''^{i^*}_\alpha x^j_\alpha = x^k_{i^*} N^k_\alpha, \quad Y^{\alpha^*}_{i^*} + N'^{i^*}_j Y^{\alpha^*}_\beta + N''^{i^*}_\alpha Y^{\alpha^*}_\beta = x^k_{i^*} N^{\alpha^*}_\beta.$$

Действуя аналогично далее, мы получим всю совокупность величин, присоединенных к явлению, если оно описывается на основе модели внешних и внутренних проявлений и охватов [126]. Указанные величины стандартным способом используются для нахождения всей системы тензоров кривизны и кручения, присоединенных к явлению. Их связи с конкретными физическими величинами следует находить, рассматривая варианты реальных ситуаций.

4.3.1. Обобщенная электродинамика Максвелла

Рассмотрим уравнения Максвелла

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \overset{\hbar}{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \overset{\hbar}{B}}{\partial t}, & \operatorname{div} \overset{\hbar}{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \overset{\hbar}{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \overset{\hbar}{D}}{\partial t} + \frac{1}{c} \overset{\hbar}{\rho} \overset{\cdot}{v}, & \operatorname{div} \overset{\hbar}{D} &= \overset{\hbar}{\rho} \end{aligned}$$

с обобщенными связями между полями и индукциями

$$\vec{h} + w \left[\frac{\vec{h}}{c}, \vec{H} \right] = \epsilon \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{h}}{c}, \vec{B} \right] \right),$$

$$\vec{h} + w \left[\vec{E}, \frac{\vec{h}}{c} \right] = \mu \left(\vec{H} + \left[\vec{D}, \frac{\vec{h}}{c} \right] \right),$$

$$\vec{u}'' = (1 - w) \vec{u}''_{\beta} - w \vec{u}''_{\alpha},$$

$$w = 1 - \exp \left[-P_0 \frac{\dot{\rho}}{\rho_0} \right].$$

При $w = \text{const}$ эти уравнения форминвариантны относительно преобразований Игнатовского-Франка-Ротта [21]:

$$dx' = \frac{dx - v dt}{\left(1 - w \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}, \quad dy' = dy, \quad dz' = dz, \quad dt' = \frac{dt - dx \frac{v}{c^2 w}}{\left(1 - w \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}.$$

Из уравнений следует выражение для групповой скорости

$$\frac{h}{v_g} = \frac{c}{n} \frac{k}{k} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right) \left[(1 - w) \vec{u}''_{\beta} + w \vec{u}''_{\alpha} \right].$$

В частности, при $w=0$ получаем зависимость скорости света в вакууме от скорости движения источника излучения

$$\frac{h}{v_g} = \frac{c}{n} \frac{k}{k} + \vec{u}''_{\beta}.$$

Запишем эти уравнения иначе, используя условие, что $w = \text{const}$. Получим

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\sqrt{w}}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{h}}{\sqrt{w}} \right), \quad \text{div} \left(\frac{\vec{h}}{\sqrt{w}} \right) = 0,$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\sqrt{w}}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{D}}{\sqrt{w}} \right) + \frac{\sqrt{w}}{c} \frac{\dot{\rho}}{\sqrt{w}} \vec{h}, \quad \text{div} \frac{\vec{D}}{\sqrt{w}} = \frac{\dot{\rho}}{\sqrt{w}},$$

$$\frac{\vec{D}}{\sqrt{w}} + \left[\frac{\vec{h}}{c} \sqrt{w}, \vec{H} \right] = \frac{\epsilon}{\sqrt{w}} \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{h}}{c} \sqrt{w}, \vec{B} \right] \right),$$

$$\frac{\vec{B}}{\sqrt{w}} + \left[\vec{E}, \frac{\sqrt{w}}{c} \vec{h} \right] = \frac{\mu}{\sqrt{w}} \left(\vec{H} + \left[\frac{\vec{D}}{\sqrt{w}}, \frac{\sqrt{w}}{c} \vec{h} \right] \right),$$

$$\vec{u}'' = (1 - w) \vec{u}''_{\beta} - w \vec{u}''_{\alpha}, \quad w = 1 - \exp \left[-P_0 \frac{\dot{\rho}}{\rho_0} \right].$$

Рассмотрим, какие дополнительные выражения получают уравнения Максвелла, если принять указанные соотношения для случая $w \neq \text{const}$. Получим

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \frac{\hbar}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{B}}{\sqrt{w}} \right) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \frac{1}{2} \vec{B} \frac{\partial \ln w}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \frac{\vec{B}}{\sqrt{w}} = \frac{1}{\sqrt{w}} \left(\operatorname{div} \vec{B} - \frac{1}{2} \operatorname{grad} \ln w \right),$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\hbar}{c} \rho \vec{v} + \frac{\sqrt{w}}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{D}}{\sqrt{w}} \right) = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{1}{c} \rho \vec{v} - \frac{1}{2} \vec{D} \frac{\partial \ln w}{\partial t},$$

$$\operatorname{div} \frac{\vec{D}}{\sqrt{w}} = \frac{\rho}{\sqrt{w}} = \frac{1}{\sqrt{w}} \left(\operatorname{div} \vec{D} - \frac{1}{2} \vec{D} \operatorname{grad} \ln w \right).$$

Чтобы оценить, что получено, введем симметричный тензор

$$g_{ij} = \operatorname{diag}(1, 1, 1, w^{-1}).$$

Тогда

$$g = \det \|g_{ij}\| = \frac{1}{w}, \quad g^{ij} = \frac{1}{g} \frac{\partial g}{\partial g_{ij}} = \operatorname{diag}(1, 1, 1, w).$$

Согласно Схоутену [19], получим свернутую связность

$$\Gamma_{nk}^k = \frac{1}{2} \partial_n \ln g = -\frac{1}{2} \partial_n \ln w.$$

Введем функцию

$$\sigma(i, j) = \begin{cases} 0, & i, j \neq 0, \\ 1, & \forall i, j = 0. \end{cases}$$

Получим уравнения

$$\begin{aligned} \left(\partial' + \sigma(i, k) \delta_i^k \left(-\frac{1}{2} \right) \partial_n \ln w \right) \tilde{H}^{ik} &= \tilde{s}^k, \\ \left(\partial' + \sigma(i, k) \delta_i^k \left(-\frac{1}{2} \right) \partial_n \ln w \right) F^{ik} &= 0. \end{aligned}$$

Фактически нами использовано "усеченное" удлинение производных:

$$(\partial' + B_i) \tilde{H}^{ik} = \tilde{s}^k, \quad (\partial' + B_i) F^{ik} = 0,$$

где

$$B_i = \sigma(i, k) \delta_i^k \Gamma_{nk}^n.$$

4.3.2. Сущность и формы опыта

Человеку свойственно поведение, ассоциированное с его воспитанием и обучением, которые формируют понятия для управления своей жизнью. Наиболее общие понятия таковы: место, время, движения, отношения. Понятия части, длительности, поведения, взаимодействия расширяют и углубляют их. Каждый субъект вкладывает в эти слова смысл, соответствующий уровню его развития. Рационально изобразить опыт в форме, аналогичной некоторой площади, а понятия – в форме дорог, соединенных с этой площадью. Дороги могут быть извилистыми и иметь много ответвлений, а на площади может быть выстроено несколько удивительных зданий, образуя "центральный город". Между улицами могут быть расположены другие площади и тропинки, к ним ведущие. Если назвать улицы и переулки рецепторами, а площадки назвать точками, мы получим конструкцию, которую можно назвать РИТОМ (рис. 4.6).

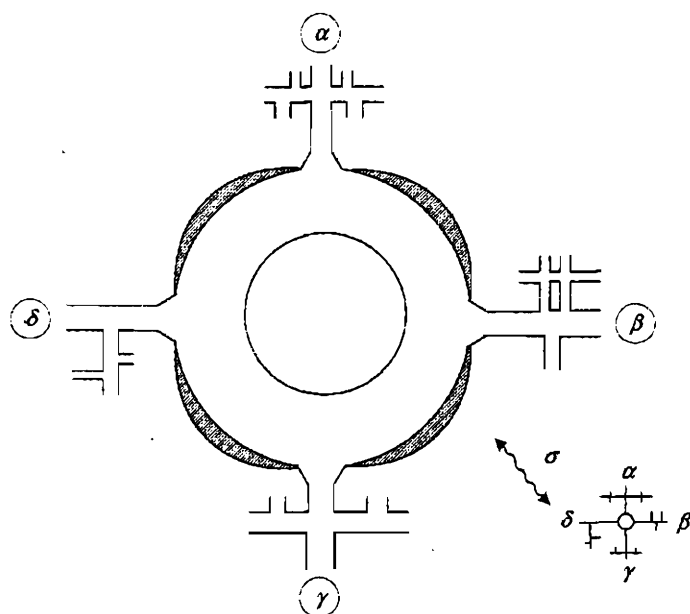


Рис. 4.6. Иллюстрация понятия РИТ
(α - место, β - время, γ - движения, δ - отношения, σ - софистатность)

Легко видеть, что каждый физический объект может быть представлен РИТОМ. Если же ввести в рассмотрение пространства, посредством которых отображается духовный опыт: ментальное, чувственное, психологическое состояние субъекта, то можно построить РИТ духовного опыта. В реальной практике мы имеем дело с конструкцией, соединяющей два типа РИТОВ. Таков *живой объект*. Он выполняет присущие ему функции. Поэтому правильно определить КОФУ: конструкцию с функциями, полагая, что и конструкции и функции имеют тип РИТА. Обычно КОФУ состоит из ПОДКОФУ, тех частей, из которых составлена общая конструкция. Фактически речь идет о системе КОФУ (рис. 4.7). КОФУ имеют свойства, которые роднят ее с другими КОФУ или же отличают их друг от друга. Эти соответствия и отличия могут быть многогранными, многоуровневыми, многофункциональными, всю их совокупность назовем словом СОФИСТАТНОСТЬ. Тогда мы приходим к основному факту: *весь физический мир, а также каждая из его функционирующих частей есть СОФИСТАТНЫХ КОФУ СИСТЕМА (СКФС)*. Понятно, что это есть также наша *основная фантазия*, потому что ни стороны, ни свойства всего мира, равно как многие стороны и свойства конкретных объектов недоступны нашему опыту. Более того, есть основания полагать, что существует информация, которая недоступна человеку в принципе.

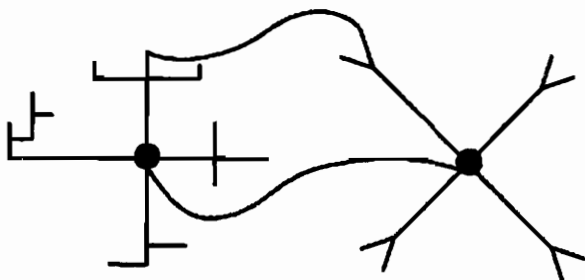


Рис. 4.7. Иллюстрация КОФУ (системы РИТОВ)

4.4. НОВОЕ СООТНОШЕНИЕ АБСОЛЮТНЫХ И ОТНОСИТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Показано, что группа Лорентца кохомологически индуцирует абсолютное пространство-время Ньютона, а также сверхсветовые скорости. Выдвинуто предположение, что метрика Минковского кохомологически устойчива при отношении $w=1$ из-за внутреннего поведения электромагнитного поля и обусловлена динамикой его частоты.

В главе 3 показано, что спинорному варианту описания электромагнитного поля соответствует использование подгрупп $(a', b') \in V(4)$, характеристический полином для которых есть

$$y(a, b) = \det(\lambda I - A) = \lambda^4 + 2\lambda^2 + 1 = (\lambda^2 + 1)^2.$$

Его можно рассматривать как G инвариантную функцию, потому что

$$G_\lambda = \det(\lambda I - A) = \det(\lambda Q I Q^{-1} - Q A Q^{-1}).$$

Тогда точки экстремумов G_λ являются 0-мерными орбитами группы G_λ , содержащей Q , $Q^{-1} \in G_\lambda$. Его график задает, согласно идее, изложенной в главе 3, кохомологическую устойчивость объектов и явлений при $\lambda=0$. Используем значение λ как скалярное отношение w , полагая, что $w=\lambda$. Соединим с его помощью R^3 и T^1 в единый комплекс, образуя метрику пространства событий SE для электромагнитного поля. При значении $w=0=\lambda$ мы приходим тогда к модели пространства Ньютона, соответствующей метрике

$$n^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, 0).$$

С другой стороны, как легко видеть, каноническая метрика g^{ij} , соответствующая выбору $\lambda=1$, есть метрика Минковского, которая индуцирует группу Лорентца. Эта группа имеет генераторы, следуя главе 3, полученные сложением и вычитанием элементов $(a', b') \in V(4)$. Поэтому деформированная группа Лорентца, следуя главе 2, индуцирует при $w=0$ кохомологически устойчивое пространство-время Ньютона и его группу Галилея.

В главе 1 показано, что единое описание всей совокупности экспериментальных фактов в электродинамике Максвелла при учете динамики несобственной инерции электромагнитного поля основано на дополнении дисперсионного уравнения (характеризующего внешнее поведение явлений) фазовым уравнением (характеризующим внутреннее поведение явлений). Соответственно была введена система "внутренних" уравнений электродинамики. Следуя исследованию главы 3, отнесем их к секторам $(e^i, f^i, c^i) \in V(4)$. Тогда для них получим характеристический полином

$$y(e, f, c) = \lambda^4 - 2\lambda^2 + 1 = (\lambda^2 - 1)^2.$$

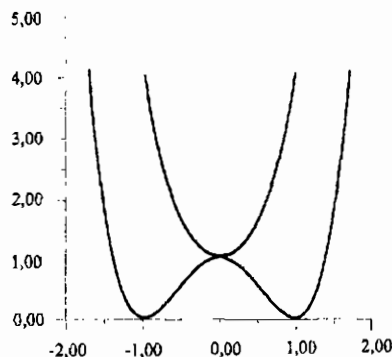
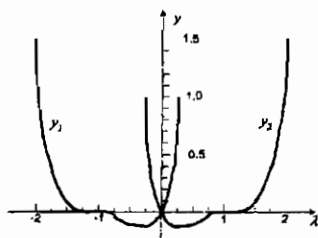


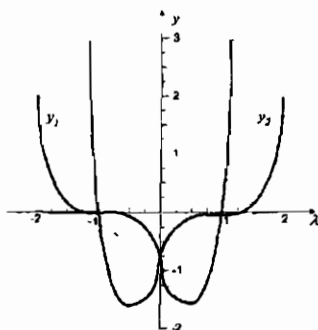
Рис. 4.42. Графики характеристических полиномов группы $V(4)$

Он индуцирует когомологическую устойчивость объектов и явлений при $\lambda_\xi = \pm 1$. Отнесем значению λ_ξ внутреннее отношение, полагая, что $w_\xi = \lambda_\xi$. Соединяя R^3 и T^1 отношением w_ξ , мы получаем метрику событий SE вида $\tilde{g}^{ij}(w_\xi)$. Она имеет два когомологически устойчивых состояния, соответствующие $w_\xi = \pm 1$. Рассмотрим сейчас, следуя главе 1, вариант изменения параметров электромагнитного поля, согласно которому $w = w_\xi$. Состояние с $w_\xi = 1$, учитываемое группой Лорентца канонического вида, допустимо характеристическим полиномом подгрупп $(a^i, b^i) \in V(4)$. Однако оно когомологически неустойчиво. Только подгруппы (e^i, f^i, c^i) обеспечивают когомологическую устойчивость $w_\xi = 1$. Следовательно, согласно принятому подходу, оно индуцируется внутренним поведением поля. Поэтому "стабильность" $w_\xi = 1$ обусловлена не свойствами пространства-времени Минковского, а законами динамики частоты ω электромагнитного поля. Общая картина когомологически устойчивых состояний следует из графиков для многочленов $y(a, b) = y_1$, $y(e, f, c) = y_2$ (рис. 4.42). Внутреннее состояние когомологически устойчиво при $w_\xi = \pm 1$, внешнее - при $w = 0$. Они индуцируют абсолютное (по Ньютону), относительное (по Минковскому) и сверхсветовое (по Евклиду) пространство-время. Рассмотрим также графики характеристических полиномов для метрики Ньютона $n^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, 0)$, сверхсветовой метрики $r^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, -1)$ (рис. 4.43, 4.44).

$$Y(n_{1,2}^{ij}) = (\lambda \pm 1)^2 \cdot \lambda$$

Рис. 4.43 График полинома $Y(n_{1,2}^{ij})$

$$Y(r_{1,2}^{ij}) = (\lambda \pm 1)^3 \cdot (\lambda - 1)$$

Рис. 4.44 График полинома $Y(r_{1,2}^{ij})$

Выделим спектр значений λ , который соответствует характеристическим полиномам V (4) и их метрикам канонического вида (n^{ij}, r^{ij}) . Действительно, имеем значения λ_{min} согласно таблице 4.2.

Значения λ_{min} и их когомологические источники				Таблица 4.2.
$Y(\xi)$	$Y(g^{ij}); Y(e^i, f^i)$	$Y(n^{ij})$	$Y(r^{ij})$	$Y(a^i, b^i)$
λ_{min}	0	± 0.25	± 0.50	± 1.0

Формально рассмотрим $a^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, \dots, p)$. Тогда

$$\lambda_{min} = \frac{\pi}{4}(3p - 1).$$

Пусть $3p \in \mathbb{Z}$. Получим таблицу 4.3.

Значения λ_{min} для $a^v(p)$												Таблица 4.3.
$3p$	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6
$4\lambda_{min}$	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5

Допуская самостоятельное существование a^{ij} , мы имеем соответствие двух рядов целых чисел, отличающихся на единицу. Значения λ_{min} , которым сопоставлено скалярное отношение ω , позволяют найти p .

Мы понимаем сейчас, что пространство-время, необходимое и достаточное для описания физических объектов и явлений, есть главное расслоенное структурно оснащенное многообразие. Его база может и должна выбираться из условий конкретного эксперимента, который обычно локален. Аналогично задается группа заполнения физических явлений. В роли оснащенного многообразия достаточно использовать риманово многообразие или некоторое его обобщение. В частности, модель должна допускать возможность сосуществования качественно различных метрик событий: Евклида, Ньютона, Минковского, а потому быть согласована с концепцией неограниченных скоростей.

Общая теория относительности не выходит за рамки риманова многообразия с единой локальной метрикой Минковского. Его структура подчинена уравнениям Эйнштейна

$$R_{ij} - \frac{1}{2} g_{ij} R = \chi T_{ij}.$$

Здесь g_{ij} - метрика, R_{ij} - тензор Риччи, T_{ij} - тензор энергии-импульса, R - скалярная кривизна. Выбор T_{ij} обусловлен системой дополнительных условий физического характера, что свидетельствует о неполноте подхода Эйнштейна. Более того, уравнения для моделирования объектов и явлений должны устанавливаться отдельно, так или иначе согласовываясь с выбором структуры пространства-времени. В силу указанных обстоятельства и причин общую теорию относительности следует рассматривать лишь как часть общей модели пространства-времени и как часть общей модели физических объектов и явлений. Она не может охватить и проявить их полностью и потому является недостаточной.

Значит, в физических моделях мы можем учесть два новых обстоятельства: *специальная теория относительности является в них частично достаточной, но не является необходимой; общая теория относительности частично необходима в них, но не является достаточной.*

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На примере электродинамики Максвелла показано, что с алгебрами, используемыми для заполнения и проявления физических моделей, ассоциированы локальные метрики. По этой причине пространственно-временные свойства "несут на себе" алгебраическую сущность физических объектов и явлений. Сделано предположение, что именно диагональные метрики ответственны за взаимное превращение бозонов и фермионов.

2. На основе анализа уравнений Максвелла выдвинута идея, что глобальное пространство-время имеет фундаментальную локальную расщепленность, состоящую в том, что оно есть прямая сумма пространства событий SE и пространства состояний SS со своими метриками, связностями, динамиками. Эта расщепленность индуцирует многообразие ситуаций, реализуемых в физических моделях.

3. Показано, что физическое различие R^3 и T^1 имеет когомологическую природу. Метрика Минковского нетензорна при введении композитов в физическую модель инерции и она недостаточна для описания динамики инерции поля, более того, без нее можно обойтись. Указана специфика подхода Эйнштейна к описанию динамики инерции поля.

4. Проанализирована общая структура модели электромагнитных явлений со сверхсветовыми скоростями. Показано, что она индуцирует модель расслоенного пространства-времени, базой которого, в частности, может быть $R^3 \times T^1$, а слоем - псевдоевклидово пространство Минковского. Показано, что принцип относительности в форме требования симметрии уравнений относительно пространственно-временных преобразований является недостаточным для моделирования явлений. Сформулировано понятие внешней и внутренней архитектуры физической модели. Указано различие принципов относительности Галилея и Эйнштейна.

5. Показано, что в электродинамике Максвелла используются четыре метрики. Две из них соответствуют пространству состояний SS , задавая размеры и время жизни физических объектов, вторая пара соответствует пространству событий SE , характеризуя относительное движение объектов и их частей. Установлено, что все метрики могут быть получены из алгебры $V(4)$. Их динамика обусловлена гомологической алгеброй. Найден алгебраический механизм преобразования скорости $\vec{U}$ в частоту ω из частоты в скорость.

Сделано предположение, что им соответствуют физические механизмы таких преобразований. Приведен аргумент, согласно которому причиной абсолютной длины и времени могут быть сверхсветовые скорости.

6. Показано, что группа Лорентца кохомологически индуцирует абсолютное пространство-время Ньютона, а также сверхсветовые скорости. Выдвинуто предположение, что метрика Минковского кохомологически устойчива при отношении $w=1$ из-за внутреннего поведения электромагнитного поля и обусловлена динамикой его частоты.

РЕЗУЛЬТАТЫ

1. На примере электродинамики Максвелла выяснено, что калибровочное поле имеет собственную и внешнюю инерцию. Они дополняют друг друга. По этой причине сложно описать и экспериментально исследовать изменение инерции.

2. Найден механизм динамического преобразования скоростей $(\vec{u}_d, \vec{u}_m)$ - внешних характеристик несобственной инерции электромагнитного поля в частоту ω_E - внутреннюю ее характеристику.

3. Обнаружено пять стадий динамики несобственной инерции электромагнитного поля, каждая из которых имеет свою специфику. Существенную роль играет стадия перехода поля от движения в излучающем устройстве к свободному движению и от него к движению в измерительном устройстве.

4. В общем виде проанализированы стороны и грани инерции электромагнитного поля. Сделан вывод о сложности процессов, связанных с динамикой инерции.

5. Предложена модель учета динамики инерции электромагнитного поля, согласующаяся с известными экспериментами, свободная от ограничений на скорость и предсказывающая новые эффекты: возможность сверхсветовых скоростей в движущемся разреженном газе, а также возможность движения тел с ненулевой массой покоя со скоростью света в вакууме.

6. Предложена динамическая теория относительности, в которой учитывается, что измерение влияет на параметры электромагнитного поля. Алгоритм кинематического сравнения измеренных значений по методу Эйнштейна обобщен посредством скалярной величины w - отношения - показывающей меру динамического изменения несобственной инерции поля.

7. Выполнен анализ SH -преобразований, принятых в динамической теории относительности. Показано, что они позволяют сравнивать между собой стадии динамических процессов для явления, относящихся к разным инерциальным наблюдателям. Специальная теория содержится в динамической, связывая между собой конечные стадии процессов. Сделан вывод, что кинематический подход, даже с учетом обобщений, дополнителен динамическому, но не способен заменить его.

8. Введено обобщенное произведение SH -симметрий, показана их неассоциативность, дано рекуррентное соотношение для закона сложения скоростей.

9. Показано, что физическая модель электромагнитных явлений способна описывать их без теории относительности, основываясь только на уравнениях с начальными и граничными условиями и их решениях.

10. Проведено различие принципа относительности Галилея, согласно которому разные явления исследуются одним наблюдателем и принципе относительности Эйнштейна, согласно которому одно явление исследуется разными наблюдателями. Дано обобщение обоих принципов.

11. Введено расщепление локального пространства-времени на абсолютное пространство состояний SS , описывающее объекты в ньютоновском пространстве $R^3 \times T^1$ и на

относительное пространство событий SE , описывающее поведение, движение объектов в пространстве типа Минковского с четырехметрикой. Принята модель главного расслоенного структурно оснащенного пространства-времени.

12. Предложены новые алгоритмы построения метрик событий SE , используемых для связи полей и индукций в электродинамике: досветовой $g^\theta = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$, сверхсветовой $r^\theta = \text{diag}(1, 1, 1, -1)$, абсолютной $n^\theta = \text{diag}(1, 1, 1, 0)$, каждая из которых является частным случаем когомологической, нетензорной метрики вида

$$\xi^\theta = \text{diag}(1, 1, 1, 1 \cdot w).$$

Рассмотрены разные подходы к метрикам.

13. Показано, что пространства состояний SS и событий SE , а также группоиды заполнения G_a и проявления G_b являются неполной системой элементов, используемых в физической модели. Кроме этого нужны ковекторы ∂_i и векторы dx^i , компоненты волновой функции Ψ^p , вспомогательные элементы E_{kl}^y , g^θ , r^θ , n^θ ... Соответственно увеличиваются возможности моделирования физических явлений.

14. Проанализирована система локальных метрик, следующая из записи уравнений Ньютона-Эйлера, Максвелла, Дирака, Шредингера в форме GAG -модуля для группы заполнения $V(4)$, предложенной в разделе 3.1. Установлено различие R^3 и T^1 на основе введенного когомологического заряда.

15. Выполнено формальное обобщение уравнений квантовой электродинамики, позволяющее учитывать сверхсветовые скорости.

16. Принято предположение, что скорость гравитации способна существенно превышать скорость света в вакууме и она различна в разных средах. Получены уравнения для описания гравитации в $R^3 \times T^1$ посредством симметричного физического поля в модели без ограничения на скорость.

17. В физику "возвращено" абсолютное пространство-время в модели $R^3 \times T^1$. Принято допущение, что его следует использовать при конструировании элементарных частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Максвелл Д.К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. / Под ред. П.С. Кудрявцева. -М.: Гостехиздат, 1954, -688с.
2. Лорентц Г.А. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения. / Под ред. Т.П. Кравца. -М.: Госиздат, 1956.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. -М.: Наука, 1967. -Т.2. -460с.
4. Bradley J. A new apparent motion discovered in the fixed stars; its cause assigned; the velocity and aquable motion of light deduced // Phil. Trans. -1728. -V.35. -P. 637-653.
5. Doppler Ch. Über das farbige Licht der Doppelsterne und einiger andern Gesterne and Himmels // ABH. Böhm. Ges. -1842. B.2. -S.465.
6. Fizean H. Sur les hypothèses relatives a l'éther lumineux et sur un experiment qui parait démontrer que mouvement des corps change la vitesse; avec laquelle la lumière se propage dans leur interieur. // Comp. rend. - 1851. - vol. 33, - P. 349-355.
7. Michelson A. The relative motion of the Earth and the luminiterous aether // Amer. J. Phys. -1881. -V.22. -P. 120-129.
8. Эйнштейн А. К электродинамике движущихся тел. / Собрание научных трудов. - М.: Наука, 1966, -Т.1. -С. 7.
9. Пуанкаре А. Избранные труды. -М.: Наука, 1974. -Т.3. -999 с.
10. Минковский Г. Вывод основных уравнений для электромагнитных процессов в движущихся телах с точки зрения теории электронов. // Эйнштейн. сб: 1978-79. - М.: Наука, 1983 С. 64-91.
11. Лорентц Г.А. Старые и новые проблемы физики. -М.: Наука, 1970. -370 с.
12. Шутц Б. Геометрические методы математической физики. -М.: Мир, 1972.
13. Мандельштам Л. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. - М.: Наука, 1972. -432 с.
14. Паули В. Теория относительности. -М.: Наука, 1983. -336 с.
15. Kohler K.J. Unbestimmte Relativitätstheorie und ihre Konsequenzen // Technica (Sui.). -1979. -В. 28. -N 1. -S. 7-10.
16. Постников М. Линейная алгебра и дифференциальная геометрия. -М.: Наука, 1979. -312с.
17. Барыкин В.Н. Связь пространственно-временных симметрии и теории измерения в электродинамике. -Минск, 1985. -43 с. / Препринт ИТМО АН БССР N4.
18. Схоутен Я.А. Введение в новые методы дифференциальной геометрии. -М.: Наука. 1956. -320 с.
19. Схоутен Я.А. Тензорный анализ для физиков. -М.: Наука. -1965. -456 с.
20. Барыкин В.Н. К нелинейной электродинамике сред. -Минск, 1989. -49 с. / Препринт ИТМО АН БССР N 16.
21. Барыкин В.Н. К электродинамике инерциально движущихся сред. -Минск, 1982. -55 с. / Препринт ИТМО АН БССР N 1.
22. Post E.J. Formal structure of electromagnetism. - Amsterdam: Holland, 1962. -204 p.
23. Лихнерович А. Теория связностей в целом и группы голономий. -М.: ИЛ, 1960, - 216 с.
24. Шенкфилд Р.С. Эйнштейновский сб. 1967. -М.: Наука, 1967. -С. 57-78.

25. Капусник Э., Кемпчински Я. О галилеевой массе тел. -Дубна, 1989. -7 с. / Препринт Р4-89-399.
26. Buonanno V. A new interpretation of the Special Theory of Relativity // Int. J. Theor. Phys. -1975. -V. 13. -N 4. -P. 213-220.
27. Schlegel R. An Interaction Interpretation of Special Relativity // Found. Phys. - 1973. -V. 3. -N 2. -P. 119.
28. Яноши Л. Дальнейшие соображения о физической интерпретации преобразования Лорентца. // УФН. -1957. -Т. 62. -С. 119-181.
29. Угаров В.А. Специальная теория относительности. -М.: УРСС, 2004.
30. Барыкин В.Н. К динамике поперечного эффекта Допплера и годичной aberrации света. -Минск, 1989. - 10 с. / Препринт ИТМО АН БССР N 32.
31. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. -М.: Наука, 1976, -480 с.
32. Боголюбов Н.Н., Логунов А.А., Оксак А.И., Тодоров И.П. Общие принципы квантовой теории поля. -М.: Наука, 1987. - 614 с.
33. Фок В.А. Квантовая физика и философские проблемы // Вопросы философии. - 1971. - N3. -С. 46-49.
34. Ландау Л.Д., Пайрлс Э. Распространение принципа неопределенности на релятивистскую квантовую теорию. / Собр. сочинений. -М.: Наука, 1969. -Т. 1. -С. 56-70.
35. Бор Н. К вопросу об измеримости электромагнитного поля. / Избр. науч. труды. -М.: Наука, 1971. -Т. 3.
36. Бройль Л. Соотношение неопределенностей Гейзенберга и вероятностная интерпретация волновой механики. -М.: Мир, 1986. -340 с.
37. Devisson K.D., Germer L.H. Diffraction of electrons by a crystal of nickel // Physical Review. - 1927. -V. 30. -N 6.
38. Эйнштейн А. К теории возникновения и поглощения света. / Собр. науч. трудов. -М.: Наука, 1966. -Т. 2. -С. 128-133.
39. Вавилов С.Р. Собрание сочинений. -М.: Из-во АН СССР, 1956. -Т. 4. -470 с.
40. Compton A.H. A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements // Phys. Review. -1923. -V. 21. -N 5, 6 -P. 483-502.
41. Малкин И.А., Манько И. Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем. -М.: Наука, 1979. -320 с.
42. Барыкин В.Н. Пространственно-временные симметрии в электродинамике изотропных инерциально движущихся сред /Теоретико-групповые методы в физике. -М.: Наука, 1986. -Т. 1. -С. 461-466.
43. Барыкин В.Н. Новые пространственно-временные симметрии в электродинамике сред. // Изв. вузов, Физика. -1986. -N 10. -С. 26-30.
44. Барыкин В.Н. О физической дополнителности групп Галилея и Лорентца в электродинамике изотропных инерциально движущихся сред. // Изв. вузов. Физика. -1989. -N 9. -С. 57-66.
45. Барыкин В.Н. К электродинамике движущегося разреженного газа. -Минск, 1988. -56 с. /Препринт ИТМО АН БССР N 16.
46. Франкфурт У.И. Оптика движущихся сред и СТО. /Эйншт. сб. 1977. -М.: Наука, 1980. С. 252-325.
47. Тамм И.Е. Кристаллооптика теории относительности в связи с геометрией биквадратных форм. // ЖРХО, серфиз., 1925. -Т. 57. -С. 3-4.

48. Mandelstam L.I. Electrodynamics of anisotropic Media in Special Theory of Relativity // *Math. Annalen*. -1925. V. 95. -nl. -P. 151.
49. Болотовский Б.М., Рухадзе А.А. Поле заряженной частицы в движущейся среде. // *ЖЭТФ*. -1959. -Т. 37. -N 5. -С. 1346-1351.
50. Болотовский Б.М., Столяров С.Н. Поля источников излучения в движущихся средах // *Эйншт. сб.* 1978-79. -М.: Наука, 1983. -С. 173.
51. Столяров С.Н. Граничные задачи электродинамики движущихся сред. / *Эйншт. сб.* 1975-76. -М.: Наука, 1977. -С. 152-215.
52. Галонов А.В., Островский Л.А., Рабинович М.И. Одномерные волны в нелинейных системах с дисперсией. // *Изв. вузов. Радиофизика*, -1970. -Т. 13. -N 2. -С. 163-214.
53. Беккер Р. Электронная теория. - М. -Л.: ОНТИ, 1936. -416 с.
54. Желзняков Б.В. Электромагнитные волны в космической плазме. -М.: Наука, 1977. -432с.
55. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. -М.: Наука, 1977. -255 с.
56. Соколов А.А., Тернов И.М. Релятивистский электрон. -М.: Наука, 1983. -30 с.
57. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. -М.: Физматгиз. -1962.
58. Тернов И.М., Михайлин В.В. Синхротронное излучение: теория и эксперимент. - М.: Энергоатомиздат, 1986. -285 с.
59. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. -М.: Наука, 1987.
60. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние: некоторые вопросы теории. -М.: Наука, 1984. -360 с.
61. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. - Киев: Наукова думка, 1986. -278 с.
62. Cattaneo O. Sui postulati comuni della cinematica classica e della cinematica relativistica // *Atti Acad. Naz. Lincei Land. Cl. Sci. Fis. mat. e natur.* -1958. -V. 24. -N 5. -P. 526-532.
63. Matsumoto F. Sur la deduction axiomatique des formules de Transformation de Lorentz // *Mem. Coll. Sci. Univ. Kyoto*. -1955. -A. 29, N 1.
64. Bosch J. On the axiomatic foundation of the Special Relativity theory // *Mem. Progr. Theor. Phys.* -1971. -V. 45. -N 5. -P. 1673-1688.
65. Stingier K. The axiomatic Foundation of Special Relativity // *Int. J. Theor. Phys.* -1972. -V. 5. -N. 4-6. -P. 403-419.
66. Gron J., Nicola M. The consistency of the postulates of special Relativity // *Found. Phys.* -1976. -V. 6. -N. 6. -P. 677-680.
67. Schwartz H.M. On the logical foundation of Special Relativity // *Progr. Theor. Phys.* -1975. -V. 43. -N 4. -P. 362-364.
68. Chatham R.E. Consistency in Relativity // *Found. Phys.* -1976. -V. 6. -N. 6. -P. 681-685.
69. Ueno Y., Takeno H. On the equivalent observers. // *Progr. Theor. Phys.* -1952. -V. 8. -N. 3. -P. 291-301.
70. Ueno Y. On the equivalent observers. // *Progr. Theor. Phys.* -1953. -V. 9. -N. 1. -P. 74-80.
71. Ryff L.C.B. On the Notion of Equivalent Moving Frames // *Nuovo Cimento*. -1975. -V. 30B. -N. 2. -P. 390-402.

72. Барыкин В.Н. / Физика и техника азотермооптических методов управления и диагностики лазерного излучения. - Мн.: ИТМО АН БССР, 1981. -С. 39-61.
73. Kerner E.H. Extended inertial frames and Lorentz transformation // J. Math. Phys. - 1976. -V. 17. -N. 10. -P. 1797-1807.
74. Gonzales-Gascon. Some remarks for broadening of Special Relativity // Scientis (Ital.) -1976. V-V. 70. N. 912. P. 653-660.
75. Recami E. An introduction to "extended", "projective" and "conformal" relativities. // Ist. naz. fis. nucl. Rept. -1978. -AE 6. -49 p.
76. Богословский Г.Ю. О специальной релятивистской теории анизотропного пространства-времени. // ДАН СССР. -1972. -Т. 213. -N 5.
77. Болтянский В.Г. Анизотропный релятивизм. // Дифференциальные уравнения. - 1974 -Т. 10. -N 12. -С. 2101 -2110.
78. Болтянский В.Г. Анизотропная теория относительности и оптимизация. // Дифференциальные уравнения. -1979. -Т. 15. -N 11. -С. 1923-1932.
79. Lorente M. Bases for a discrete Special Relativity // Int. J. Theor. Phys. 1978. -V. 15. N. 12. -P. 927-947.
80. Иваницкая О.С. Обобщенные преобразования Лоренца и их применение. -Мн.: Наука и техника, 1969. -228 с.
81. Федоров Ф.И. Группа Лоренца. -М.: УРСС, 2003. -384 с.
82. Меллер К. Теория относительности. -М.: Атомиздат, 1975. -400 с.
83. Эйнштейн А. Уравнения гравитационного поля. / Собр. научн. тр. -М.: Наука, 1965. -Т. 1. -С. 448-452.
84. Эйнштейн А. Основы общей теории относительности. / Собр. науч. тр. Наука, - 1965. -Т. 1. -С. 452-504.
85. Иваненко Д.Д., Пронин П.И., Сарданашвили Г.А. Калибровочная теория гравитации. -М.: МГУ, 1984. -142 с.
86. Элементарные частицы и компенсирующие поля. / Под ред. Иваненко Д.Д. -М.: Мир, 1964.
87. Славнов А.А., Фадеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. -М.: Наука, 1988. -268 с.
88. Логунов А.А. Лекции по теории относительности и гравитации. -М.: Наука, 1987. -271 с.
89. Логунов А.А., Лоскутов Ю.М., Мествиришвили М.А. Релятивистская теория гравитации и критика СТО. -М.: МГУ, 1987.
90. Денисов В. И., Логунов А.А. Итоги науки и техники. Современные проблемы математики. Новые представления о геометрии пространства-времени и гравитации. -М.: ВИНТИ, 1982. -Т. 21.
91. Weinberg S. Effect of a Neutral Intermediate Boson in semileptonic Processes // Phys. Rev. -1972. -V. 5. -P. 1412-1417.
92. Glashow S.L. Harvard Univ. Thesis. -1958. -75 p.
93. Salam A. On a Gauge Theory of Elementary Interactions. -1961. -V. 19, - N. 1. -P. 165-170.
94. Зельманов А.Л. Хронометрические инварианты и сопутствующие координаты в СТО. / ДАН СССР. -1956. -Т. 107. -С. 815-820.
95. Зельманов А.А. Ортометрическая форма монадного формализма и ее отношение к хронометрическим и кинеметрическим инвариантам. // ДАН СССР, -1976.-Т. 227 -Т 1. -С. 78-81.

96. Трелер Г. Теория гравитации и принцип эквивалентности. -М.: Атомиздат. - 1973. 163 с.
97. Родичев В.И. Теория относительности в ортогональном репере. -М.: Наука. - 1974. 184 с.
98. Levy-Leblond M. Nonrelativistic Particles and Wave Equation // Comm. Math. Phys. - 1967. - V. 6. - P. 286 - 311.
99. Миллер М.А., Сорокин Ю.М., Степанов Н.С. Ковариантность уравнений Максвелла и сопоставление электродинамических систем. // УФН. - 1977. - Т. 122. - № 3. - с. 525-539.
100. Барыкин В.Н. К вопросу о галилеевски инвариантной формулировке электродинамики. // Вестн АН БССР. - 1985. - № 4. - с. 110-114.
101. Сердюков А.Н., Стражев В.И. О дуально симметричной формулировке макроскопической электродинамики. // Изв. вузов. Физика. - 1980. - № 6. - с. 33-36.
102. Weyl H. Raum, Zeit, Materie. - N.Y.: Springer, 1921. - 320 s.
103. Kottler F. Maxwellische Gleichungen und Metric // Sitzungsberichte AK Wien 2a. - 1922. - Bd. 131.
104. Cartan E. Annals de l'école Supérieure. - 1924. - № 1,2.
105. Danzig D. The fundamental equations of electrodynamics, independent of metrical geometry // Proceedings Cambridge Philosophical Society. - 1934. - V.30. - P. 421-427.
106. Post E.Y. Formal Structure of Electromagnetism. - Amsterdam: Holland. - 1962. - 204 p.
107. Дешам Ж.А. Электродинамика и дифференциальные формы. // ЦИЭР. 1981. - Т. 69. - с. 5-28.
108. Ибрагимов Н.Х. Группы преобразований в математической физике. - М.: Наука, 1985. - 300 с.
109. Фулич В.И., Никитин А.Г. Симметрия уравнений Максвелла. - Киев.: Наукова думка, 1985. - 280 с.
110. Котельников Г.А. Группа Галилея в исследовании симметричных свойств уравнений Максвелла. // Теоретико-групповые методы в физике. -М.: Наука, 1986. - Т. 2. - с. 466-494.
111. Барыкин В.Н. Атом света. -Мн.: Наука, 2001. 278 с.
112. Compton A.H. A quantum theory of the c-scattering of X-rays by light elements // Phys. Review. - 1923. - v.21. - №5. - P.483-502.
113. Демельт Х. Эксперименты с покоящейся изолированной субатомной частицей / УФН. - 1990. - т. 160, в.12. - с.129-139.
114. Барыкин В.Н. Новые пространственно-временные симметрии в электродинамике сред. // Изв. вузов. Физика. - 1986. - № 10. - с. 26-30.
115. Барыкин В.Н. К математическому моделированию электромагнитных явлений в движущемся разреженном газе. // Изв.вузов. Физика. - 1990. -№ 10. - с.54-58.
116. Ritz W. Recherches critiques sur l'electrodynamique générale. // Ann. Chim. - 1908. - vol. 13(8) - P. 145-275.
117. Барыкин В.Н. Лекции по электродинамике и теории относительности без ограничения скорости. - Мн.: АП "Белпроект", 1993, 223 с. Изд. 2. М.: УРСС, 2004.
118. Логунов А.А. Лекции по теории относительности и гравитации. - М.: Наука, 1987, 271 с.
119. Шредингер Э. Наука и гуманизм. -М.: РХД, 2001, 68 с.

120. Галилей Д. Диалог о двух главнейших системах: птолемеевой и коперниковой. – М.: ил, 1948.
121. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. – М.: Наука, 1965. – т. 4.
122. Нагибарова И.А., Богданов Е.И., Дерюгин И.А. Динамика квантовых систем. – Мн.: Наука и техника, 1986. – 279 с.
123. Стринрод Н. Топология косых произведений. –М.: УРСС, 2004.
124. Стинрод Н., Эйленберг С. Основания алгебраической топологии. – М.: ил, 1958.
125. Номидзу К. Группы Ли и дифференциальная геометрия. –М.: ил, 1960.
126. Asanov G.S. Finslerian Extension of General Relativity. –Dordrecht, 1984.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

алгебра

- заполнения 160
- проявления 160

алгоритмы счисления симметрий 53

алгоритмы моделирования динамики инерции

- алгебраический 74
- дифференциально-геометрический 75
- когомологический 74
- представлений групп 73
- тензорный 73
- физический 72

аналоговое соответствие

- электромагнитного и гравитационного полей 69
- нотонов и гравитонов 71

ансамбль взаимодействующих симметрий 54

В

вариационные аспекты 56

Г

Грина функции

- досветовые 91
- световые 92
- сверхсветовые 92

гомотопическая связь скоростей 24

группа

- генераторы алгебры симметрии 93
- когомологий 59, 80
- когомологически активные 81
- когомологически пассивные 81, 82, 88

Д

динамика

- aberrации 34
- проявлений инерции 46, 47, 48
- эффекта Доплера 33, 34

дополнительность групп Галилея и Лоренца 86, 128

И

инерция

- управление 42
- факторы 40, 43
- элементы 50

К

канонические метрики

- Минковского 24
- Евклида 54
- Ньютона 65
- Лагранжа 24

когомологическое действие 61

когомологическая интерпретация квантовой электродинамики 120

М

модули уравнений

- Дирака 144
- Ньютона-Эйлера 120
- Максвелла 137
- Шредингера 148

Н

новая формулировка принципов

- относительности 106
- постоянства скорости 100

О

обобщение уравнений

- групповой скорости ЕМ-поля 31
- калибровка ЕМ-поля 30
- потенциалов ЕМ-поля 30
- функции Грина 30
- отношение
- ЕМ-поля к гравитации 64

П

показатель отношения

- для материи 3
 - принцип несовместимости 92
- ### принцип относительности
- Галилея 102
 - Эйнштейна 103

Р

релаксационное уравнение

- внешней инерции 29
- внутренней инерции 32

С

сверхсветовые скорости

- в электродинамике Максвелла 34, 35
- ненулевой массы 36

связующая сила 44

стадии динамики ЕМ-поля 45, 46

сингулярности

- признание 112
- преодоление 36, 113

система отсчета

- события 96
- акт наблюдения 96

скорости

- среды u_n 23
- первичного источника излучения u_A 29

собственная инерция ЕМ-поля 38

софистичность

- взаимная 55

Издательство УРСС

специализируется на выпуске учебной и научной литературы, в том числе монографий, журналов, трудов ученых Российской академии наук, научно-исследовательских институтов и учебных заведений. Мы предлагаем авторам свои услуги на выгодных экономических условиях. При этом мы берем на себя всю работу по подготовке издания: от набора, редактирования и верстки до тиражирования и распространения.



Среди вышедших и готовящихся к изданию книг мы предлагаем Вам следующие:

Серия «Relata Refero»

Барыкин В. Н. Лекции по электродинамике и теории относительности без ограничения скорости.

Артеха С. Н. Критика основ теории относительности.

Калинин Л. А. Кардинальные ошибки Эйнштейна.

Михайлов В. Н. Закон всемирного тяготения.

Брусин Л. Д., Брусин С. Д. Иллюзия Эйнштейна и реальность Ньютона.

Бабанин А. Ф. Введение в общую теорию мироздания. Кн. 1, 2.

Бураго С. Г. Эфиродинамика Вселенной.

Заказчиков А. И. Загадка эфирного ветра: фундаментальные вопросы физики.

Заказчиков А. И. Живая материя: Фундаментальная физика с литературн. вставками.

Хохлов Ю. Н. О нас и нашем мире.

Янчилин В. Л. Квантовая теория гравитации.

Янчилин В. Л. Неопределенность, гравитация, космос.

Шульман М. Х. Теория шаровой расширяющейся Вселенной.

Шульман М. Х. Вариации на темы квантовой теории.

Халезов Ю. В. Планеты и эволюция звезд. Новая гипотеза происхождения Солнечной системы.

Блинов В. Ф. Растущая Земля: из планет в звезды.

Кецарис А. А. Алгебраические основы физики.

Федосин С. Г. Современные проблемы физики. В поисках новых принципов.

Федосин С. Г. Основы синкретики. Философия носителей.

Зверев Г. Я. Физика без механики Ньютона и без теории Эйнштейна.

Николаев О. С. Механические свойства жидких металлов.

Ацюковский В. А. Физические основы электромагнетизма и электромагнитных явлений.

Опарин Е. Г. Физические основы бестопливной энергетики.

Низовцев В. В. Время и место физики XX века.

Стезьмахович Е. М. Пространственная (топологическая) структура материи.

Галавкин В. В. Дорогой Декарта, или физика глазами системотехника.

Еремин М. А. Уравнения высших степеней.

Еремин М. А. Революционный метод в исследовании функций действит. переменной.

Долгушин М. Д. Эвристические методы квантовой химии или о смысле научных занятий.

Терлецкий Н. А. О пользе и вреде излучения для жизни.

Чижов Е. Б. Введение в философию математических пространств.

По всем вопросам Вы можете обратиться к нам:
тел./факс (095) 135-42-16, 135-42-46
или **электронной почтой** URSS@URSS.ru
Полный каталог изданий представлен
в **Интернет-магазине:** <http://URSS.ru>

Издательство УРСС

Научная и учебная
литература



Представляет Вам свои лучшие книги:

Угаров В. А. Специальная теория относительности.
Вейль Г. Пространство. Время. Материя. Лекции по общей теории относительности.
Сацункевич И. С. Экспериментальные корни специальной теории относительности.
Вильф Ф. Ж. Логическая структура частной теории относительности.
Эддингтон А. Относительность и кванты.
Эддингтон А. Пространство, время и тяготение.

Теория поля и гравитация

Иваненко Д. Д., Сарданашвили Г. А. Гравитация.
Сарданашвили Г. А. Современные методы теории поля. Т. 1—4.
Рубаков В. А. Классические калибровочные поля.
Коноплева Н. П., Попов В. Н. Калибровочные поля.
Волобуев И. П., Кубышин Ю. А. Дифференциальная геометрия и алгебры Ли и их приложения в теории поля.
Маслов В. П., Шведов О. Ю. Метод комплексного роста в задаче многих частиц и квантовой теории поля.
Богущи А. А. Введение в калибровочную полевую теорию электрослабых взаимодействий.
Богущи А. А., Мороз Л. Г. Введение в теорию классических полей.

Учебники и задачки по физике

Иванов Б. Н. Законы физики.
Иванов Б. Н. Мир физической гидродинамики.
Капитонов И. М. Введение в физику ядра и частиц.
Розенблат Г. М. Механика в задачах и решениях.
Шепелев А. В. Оптика. Готовимся к экзаменам, зачетам, коллоквиумам.
Кириллов В. М. и др. Решение задач по физике.
Колоколова И. В. и др. Задачи по математическим методам физики.
Жукарев А. С. и др. Задачи повышенной сложности в курсе общей физики.
Варикаш В. М., Болсун А. И., Аксенов В. В. Сборник задач по статистической физике.
Сурдин В. Г. Астрономические задачи с решениями.

Астрономия и астрофизика

Ефремов Ю. Н. Вглубь Вселенной. Звезды, галактики и мироздание.
Чернин А. Д. Звезды и физика.
Сажин М. В. Современная космология в популярном изложении.
Левитан Е. П. Физика Вселенной: экскурс в проблему.
Бааде В. Эволюция звезд и галактик.
Шварцшильд М. Строение и эволюция звезд.
Архангельская И. Д., Чернин А. Д., Розенталь И. Л. Космология и физический вакуум.
Розенталь И. Л., Архангельская И. В. Геометрия, динамика, Вселенная.
Кинг А. Р. Введение в классическую звездную динамику.
Куликовский П. Г. Справочник любителя астрономии.
Кононович Э. В., Мороз В. И. Общий курс астрономии.

Издательство УРСС



Представляет Вам свои лучшие книги:

Вайнберг С. Мечты об окончательной теории.
Грин Б. Элегантная Вселенная. Суперструны и поиски окончательной теории.
Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике.
Гейзенберг В. Философские проблемы атомной физики.
Гейзенберг В. Часть и целое (беседы вокруг атомной физики).
Карнап Р. Философские основания физики. Введение в философию науки.
Бунге М. Философия физики.
Джеммер М. Понятие массы в классической и современной физике.
Вигнер Э. Инвариантность и законы сохранения. Этюды о симметрии.
Могилевский Б. М. Природа глазами физика.
Захаров В. Д. Физика как философия природы.
Борн М. Моя жизнь и взгляды.
Богущ А. А. Очерки по истории физики микромира.
Визгин В. П. Единые теории поля в первой трети XX века.
Серия «Синергетика: от прошлого к будущему»

Пенроуз Р. **НОВЫЙ УМ КОРОЛЯ.** О компьютерах, мышлении и законах физики.
Трубецков Д. И. Введение в синергетику. В 2 кн. · Колебания и волны; Хаос и структуры.
Арнольд В. И. Теория катастроф.
Малинецкий Г. Г. Математические основы синергетики.
Малинецкий Г. Г., Потапов А. Б. Современные проблемы нелинейной динамики.
Капица С. П., Курдюмов С. П., Малинецкий Г. Г. Синергетика и прогнозы будущего.
Хакен Г. Информация и самоорганизация.
Чернавский Д. С. Синергетика и информация (динамическая теория информации).
Баранцев Р. Г. Синергетика в современном естествознании.
Баранцев Р. Г. и др. Асимптотическая математика и синергетика.
Пригожин И. Неравновесная статистическая механика.
Пригожин И., Стенгерс И. Время. Хаос. Квант. К решению парадокса времени.
Пригожин И., Стенгерс И. Порядок из хаоса. Новый диалог человека с природой.
Пригожин И., Николис Г. Познание сложного. Введение.
Пригожин И., Гленсдорф П. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций.

**Издательство
УРСС**

**(095) 135-42-46,
(095) 135-42-16,
URSS@URSS.ru**

Наши книги можно приобрести в магазинах:

«Библио-Глобус» (м. Лубянка, ул. Мясницкая, 6. Тел. (095) 925-2457)
«Московский дом книги» (м. Арбатская, ул. Новый Арбат, 8. Тел. (095) 203-8242)
«Москва» (м. Охотный ряд, ул. Тверская, 8. Тел. (095) 229-7355)
«Молодая гвардия» (м. Полянка, ул. Б. Полянка, 28. Тел. (095) 238-5083, 238-1144)
«Дом деловой книги» (м. Пролетарская, ул. Марксистская, 9. Тел. (095) 270-5421)
«Гизис» (м. Университет, 1 гуд. корпус МГУ, комн. 141. Тел. (095) 939-4713)
«У Невтарва» (РТУ) (м. Новослободская, ул. Чапаева, 15. Тел. (095) 973-4301)
«СПб. дом книги» (Невский пр., 28. Тел. (812) 371-3954)

В предлагаемой книге на основе обзора литературы дан перечень нерешенных проблем в теории электромагнитных явлений.

Приведено полученное автором решение проблемы динамического описания релятивистских эффектов в рамках ньютоновского пространства-времени, без ограничений на скорость света.

Оно стало возможным на основе введения в физику новой величины — показателя отношения. Представлены новые решения уравнений электродинамики.

Указаны ростковые точки и перспективы развития физических моделей.



2082 ID 15735



ИЗДАТЕЛЬСТВО **УРСС**
НАУЧНОЙ И УЧЕБНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Тел./факс: 7 (095) 135-42-16
Тел./факс: 7 (095) 135-42-46



Любые отзывы о настоящем издании, а также обнаруженные опечатки присылайте по адресу URSS@URSS.ru. Ваши замечания и предложения будут учтены и отражены на web-странице этой книги в нашем интернет-магазине <http://URSS.ru>