Е.И. ТИМОФЕЕВ

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

РОЛЬ ЗАКОНОВ СОХРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА И МОМЕНТА ИМПУЛЬСА ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ АМПЕРА

Е.И. ТИМОФЕЕВ

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

РОЛЬ ЗАКОНОВ СОХРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА И МОМЕНТА ИМПУЛЬСА ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРДИНАМИКЕ АМПЕРА

Москва 2011

УДК 53.04.043
ББК 22.3
Т62
Е.И.Тимофеев
Т62 ЭЛЕКТРИЧЕСТВО. РОЛЬ ЗАКОНОВ СОХРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА И МОМЕНТА ИМПУЛЬСА ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ АМПЕРА. М., б/и, 2011. – 35с.

УДК 53.04.043
ББК 22.3

В школе нас учили, что если к правой и левой части равенства добавить одинаковые слагаемые, то равенство не изменится. Видимо г – н Уиттекер в школе учился недостаточно хорошо. Поэтому он вопреки этому правилу к правой части уравнения Ампера добавил два векторных слагаемых без их компенсации. Следствием этого Миру явилось уравнение, утверждающее в частности замкнутость силовых магнитных линий, что противоречит направлению силовых линий по Амперу, которые начинаются и заканчиваются на токах.

В нескольких примерах: опыт Эрстеда, задача о магнитном поле в проводнике с током и в определении ампера я показал пути переосмысления прежних результатов, сосредоточив затем внимание на внутреннем характере силы Ампера. Это свойство силы позволяет применить к явлению Ампера законы сохранения импульса и момента количества движения (спина) электронов. Из этих законов в **магнитостатике** следует правило ориентации спинов относительно направления тока, ситуационный переменный по знаку заряд электрона, скин-эффект постоянного тока и как следствие наличие электрического поля в отдельном проводнике. В тех же рамках в перпендикулярном сечении проводника спины электронов образуют вихревое поле. Ротор этого поля пропорционален импульсу, что, возможно, может быть связано с импульсом электрона в потенциальном ящике по модели стабильной элементарной частицы (см. Приложение 1).

Качественный анализ явления тока позволил определить физический объект - электрон, заменивший модельное представление Максвелла о вращающейся в проводнике материи. Дальнейшее развитие физики явлений в проводнике ограничено невозможностью применения Формулы Ампера для этого случая. В связи с этим я ограничился рассмотрением дивергенции магнитного поля во внешнем пространстве.

Ограниченный объем книги не позволяет уточнять результаты других задач электродинамики, что требует труда многих ученых. Эта книга предназначена для студентов, аспирантов, а также специалистов и преподавателей электродинамики в вузах.

ISBN 978-5-9902766-1-1

© Е.И. Тимофеев

Предисловие

Несколько лет назад, когда я впервые познакомился с оригинальной **двухчленной** формулой Ампера для магнитной силы взаимодействия элементов с током, то был удивлен. Это было связано с тем, что в его уравнении возможно образование скалярных произведений элементов длины тока и радиус-вектора. В современной же электродинамике существует **одночленное** уравнение для силы взаимодействия элементов с током. Это уравнение имеет векторные произведения элемента длины тока и радиус-вектора, **но Амперу оно не принадлежит**. Прежде я полагал, что причина такого различия кроется в неудачно выбранных Ампером ориентациях элементов длины тока относительно осей координат, что потом было как-то поправлено неким ученым.

Некоторое время поиски этого ученого не имели успеха. Однако в недавно изданной книге Уиттекера я познакомился с его выводом современной **одночленной** формулы. При выводе формулы Уиттекер ссылается на работу Био, которую достать практически невозможно. Как стало ясно, никаких изменений ориентаций элементов тока Уиттекер не проводил. Но добавил 2-а некомпенсированных слагаемых к **двухчленной** формуле Ампера, которые привели к замене **скалярных произведений** элементов длины тока и радиус-вектора, им же и полученных, **на их векторные произведения**. Так что уравнение Уиттекера совпадает с уравнением Био. Такие математические действия привели к искажению направления сил их величин и силовых линий магнитного поля.

Потребовался разбор ситуации, чему и способствовало издание книги Уиттекера в России. Сложившаяся ситуация явилась следствием желания ученых (видимо Хевисайд был не одинок; Уиттекер, стр. 115) иметь **формулу**, которая **единообразно** описывала бы все магнитные взаимодействия: магнит-магнит, соленоид-соленоид, магнит-соленоид, магнит-проводник, соленоид-проводник, проводник-проводник. Первые 5-ть пунктов, имеющие интегральный смысл, действительно содержат в формулах функцию синуса, так необходимую для векторного произведения. И Ампер получал в интегральных соотношениях функцию синуса, когда решал задачу о взаимодействии соленоида с проводником. Но в случае для проводников формула содержит только косинусы.

Я выбрал **формулу Ампера, основанную на опытах**, рассмотрел некоторые магнитные явления и уточнил физику магнитных явлений. Это уточнение коснулось и вихревого магнитного поля, визуализируемого железными опилками около, например, проводника с током. Визуализация оказалось «хорошим» образом, не имеющим ничего общего с реальностью. В связи с этим уравнение ротора напряженности магнитного поля игнорируется.

Предисловие

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....5
Из истории электродинамики.....6
Пояснения о происхождении терминов вихревого электрического и магнитного поля.....6
Вихревая линия Максвелла.....7
1. Электродинамика Ампера.....9
1.1. Взаимодействие круговых токов. Знак электрического заряда – ситуационная величина.....10
1.2. Определение ампера.....11
1.3. Уиттекер выводит уравнение Ампера и демонстрирует процедуру получения скалярных произведений.....12
2. Электродинамика Био-Савара-Уиттекера. Теперь Уиттекер добавляет два слагаемых к уравнению Ампера и демонстрирует процедуру получения уже векторного произведения.....14
2.1. Некоторые следствия преобразований Био-Савара-Уиттекера в электродинамике.....17
2.1.1. Сравнение направлений силовых линий магнитного поля по Амперу и по Био-Савару-Уиттекеру.....17
2.1.2. Пояснение к опыту Эрстеда о магнитной стрелке.....17
2.1.3. Поле прямолинейного проводника, поле движущегося заряда.....19
2.1.4. Интегральные формулы электричества. Магнитное напряжение вдоль контура.....20
2.1.5. Магнитное поле в проводнике с постоянным током.....20
3. Роль законов сохранения импульса электронов и их момента количества движения (спина) в электродинамике.....21
3.1. Сила Ампера – сила внутренняя. Ток в отдельном проводнике. Ток смещения Максвелла.....21
3.2. Вихревая электронная линия.....23
3.3. Скин эффект постоянного тока.....24
3.4. Сила Ампера есть следствие двух взаимодействий.....25
3.4.1. Сила, действующая на движущийся заряд в магнитном поле.....26
3.4.2. Фактор масштаба экспериментов Ампера.....26
4. Сила магнитного поля в проводнике с постоянным током. Качественный анализ.....27
5. Поток магнитного поля через сферическую поверхность.....28
Приложение 1. Модель стабильной элементарной частицы. Или почему электрон не падает на ядро.....29
Приложение 2. Гипотеза об образовании ядра молекулы водорода.....34
Приложение 3. Замечание к закону об электромагнитной индукции 34

Введение

Здесь речь пойдет об **электродинамике** Ампера, о магнитных явлениях с рассмотрением различных ситуаций. Читателю не следует удивляться тому обстоятельству, что часть электронов проводимости участвуют во взаимном притяжении. Существует и часть электронов, которая **в этой же** ситуации взаимно отталкиваются так, как этого требует электростатика, что не есть тема этой книги.

Ампер [1] не использовался напряженностью магнитного поля.[1] Будучи введенное, оно совпало бы с направлением силы взаимодействия и не имела бы вихревого характера поля Био и Савара. Понятие напряженности магнитного поля было введено позднее. Ознакомившись с выводом Уиттекера формулы Био и Савара, я легко увидел причину иного **от Ампера направления силы магнитного поля**. Переосмысление существующих в настоящее время положений в магнитостатике продемонстрировано на примерах явления постоянного тока и в частности показана некорректность теоремы о магнитном напряжении. Эта теорема занимает ключевое место в электродинамике. Анализ явления силы Ампера позволил установить природу силы, **как силы внутренней**, которой прежде не придавалось этого значения. Следствием внутреннего характера сил является два **закона сохранения, известных как закон сохранения импульса и момента импульса.** В поле зрения ученых по электродинамике эти фундаментальные законы не попали, что естественным образом ограничило их исследовательские возможности. Их применение позволяет обоснованно указать направления спинов электронов в проводнике с постоянным током и указать на зависимость знака заряда электрона в зависимости от физической ситуации. Такой подход позволяет заменить вращающуюся материю Максвелла спинами электронов и указать на существования электрического поля в проводнике (скин эффект постоянного тока), подобного электрическому полю цилиндрического конденсатора.

Я не против наличия в физике общих формул. Но излишняя унификация векторного произведения, случившаяся в магнитостатике и электродинамике, привела к формулированию физических представлений, не имеющих ничего общего с реальностью и с электродинамикой Ампера.

Рассмотренные здесь вопросы носят как качественный, так и количественный характер для выяснения физики взаимодействий. Для предварительного ознакомления достаточно прочтения содержания книги.

Символы, отмеченные жирным шрифтом - векторные величины.

---

1. Видимо это было связано с тем, что введенная в его уравнение напряженность поля будет зависеть от параметров обоих проводников, что является неудобным с точки зрения наглядного и детального анализа.

Из истории электродинамики
Пояснения о происхождении вихревого электрического и магнитного поля

Я воспользуюсь монографией Уиттекера [2], в которой хорошо изложена история электричества. Его краткие высказывания, касающиеся истории возникновения понятий вихревого электрического и магнитного поля позволяют легко понять искусственные предположения в электромагнетизме трудно читаемого Максвелла.

Уиттекер про воззрения Ампера.

"Тем не менее, он предпочел взять за основу не магнитную жидкость, а электрический ток, и отнес магнетизм к физическим явлениям. По его теории свойства каждой магнитной молекулы обусловлены присутствием в ней небольшого замкнутого контура, в котором непрерывно течет электрический ток".

Уиттекер про Гельмгольца.

"Две интерпретации магнетизма, в которых ему соответственно приписывают линейный и вихревой характер, часто появляются в последующей истории этого предмета. Первая получила развитие в 1858 году, когда Гельмгольц опубликовал свои исследования[3] по вихревому движению. Он показал, что, если магнитное поле, созданное электрическими токами, сравнить с потоком несжимаемой жидкости, так что скорость жидкости представляет магнитный вектор, то электрические токи соответствуют вихревым нитям в жидкости. Эта аналогия связывает многие теоремы гидродинамики и электричества; например, теорема о том, что вновь входящая вихревая нить эквивалентна равномерному распределению диполей по любой поверхности, которую она ограничивает, соответствует теореме Ампера об эквивалентности электрических токов и магнитных листков".

[3] *Jour. fur Math.* LV (1858), с. 25; Гельмгольц *Wiss. Ahh.* I, с. 101; перевод в *Phil. Mag.* XXXIII (1867), с. 485

Уиттекер про Фарадея.

"Фарадей решил определить законы индукции токов, для чего он изобрел новый способ представления состояния магнитного поля. Философы уже давно привыкли иллюстрировать магнитную силу, разбрасывая железные опилки по листу бумаги и наблюдая кривые, которые они образуют, если под этот лист положить магнит. Эти кривые навели Фарадея на мысль о *магнитных силовых линиях*, или о кривых, направление которых в каждой точке совпадает с направлением вектора напряженности магнитного поля в этой точке; кривые, создаваемые железными опилками на бумаге, напоминают эти кривые настолько, насколько это возможно, при условии, что они ограничены плоскостью бумаги.

Фарадей считал, что все пространство заполнено такими магнитными

силовыми линиями. Каждая силовая линия - это замкнутая кривая, которая в какой-то своей части проходит через магнит, к которому принадлежит".

Уиттекер про Максвелла.

"С того времени, когда был опубликован предыдущий научный труд Максвелла, аргументы Томсона убедили его в том, что магнетизм имеет вихревую природу. «Перенесение электролитов в постоянных направлениях под действием электрического тока, вращение поляризованного света в постоянных направлениях под действием магнитной силы, — писал он, — это факты, изучив которые, я стал рассматривать магнетизм как явление вращательного характера, ...» Такое понимание магнетизма он связал с идеей Фарадея о том, что силовые трубки стремятся сжиматься в продольном направлении и расширяться в поперечном. Такую тенденцию можно приписать центробежной силе, если принять, что каждая силовая трубка содержит жидкость, которая вращается вокруг оси этой трубки. Соответственно Максвелл предположил, что в любом магнитном поле **среда вращается вокруг магнитных силовых линий**, причем каждую единичную силовую трубку можно представить на данный момент как изолированный вихрь. ... Но теперь появляется возражение предложенной аналогии. Поскольку два соседних вихря вращаются в одном и том же направлении, частицы на окружности одного вихря должны двигаться в направлении, противоположном направлению движения смежных сними частиц на окружности расположенного рядом вихря. Следовательно, кажется, что движение должно быть прерывистым. **Максвелл избежал этой сложности,** имитируя хорошо известное механическое устройство. Когда необходимо, чтобы два колеса вращались в одном и том же направлении, между ними вставляют **«паразитное» колесо**, так чтобы оно находилось в зацеплении с обоими колесами. (Выделено жирным шрифтом. См. вихревую линию Максвелла).

.... Если по какой-то причине изменится скорость вращения некоторых ячеистых вихрей, возмущение будет распространяться от этой части модели ко всем другим частям под взаимным действием частиц и вихрей. Это действие определяется, как показал Максвелл, отношением

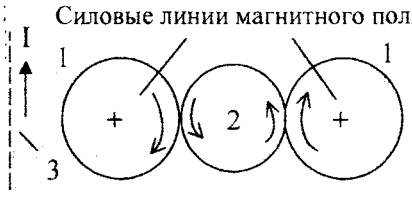
$$\mu\partial\mathbf{H}/\partial t = -\mathrm{rot}\mathbf{E},$$

которое связывает E, силу, приложенную к единичному количеству частиц в любом месте вследствие тангенциального действия вихрей, с $\partial\mathbf{H}/\partial t$, скоростью изменения скорости соседних вихрей".

Вихревая линия Максвелла

Так в электродинамике появились термины вихревое электрическое поле и магнитное поле. Электрическое поле перпендикулярно вихревому магнитному полю. На рисунке это выглядит следующим образом: 1- вращающаяся материя, 2-вихревое электрическое поле, 3-ось проводника, I –

ток положительных зарядов. Из сказанного ранее видно, что единственным кандидатом на роль вращающейся материи является по Амперу: «...свойства каждой магнитной молекулы обусловлены присутствием в ней небольшого замкнутого контура...». В настоящее время под магнитной молекулой понимается молекулярный ток Ампера, состоящий из совокупного вращения ядер и электронов.



В п. 3.2 «Вихревая линия» будет указан физический объект, соответствующий вращающейся материи Максвелла

В дальнейшем я уточню эту вихревую линию с привлечением спина электрона.

Далее по Уиттекеру (стр. 299):

"Максвелл предположил, что электродвижущая сила, действующая на электрические частицы, связана с сопутствующим ей смещением **D**, уравнением вида:

$$\mathbf{D}=(1/(4\pi c^2))\mathbf{E},$$

где с обозначает постоянную, которая зависит от упругих свойств ячеек. Теперь в уравнение, связывающее ток с магнитной силой, можно вставить ток смещения $\partial \mathbf{D}/\partial t$. Таким образом,
получаем уравнение

$$\mathrm{rot}\mathbf{H} = 4\pi\mathbf{S},$$

где вектор **S**, который называют *полным током,* является суммой конвекционного тока s и тока смещения - $\partial \mathbf{D}/\partial t$. Если к обеим частям уравнения применить операцию div, то можно увидеть, что полный ток является вихревым вектором. В модели полный ток представлен полным движением катящихся частиц, что обусловлено таким вращением вихрей, которое налагает кинематическую связь

$$\mathrm{div}\mathbf{S} = 0.$$

Получив уравнения движения системы вихрей и частиц, Максвелл перешел к определению скорости распространения в ней возмущений. В частности, он рассмотрел случай, когда представленным веществом является диэлектрик, так что ток проводимости равен нулю. Более того, если взять постоянную, равной единице, то уравнения можно записать как

$$\mathrm{div}\,\mathbf{H} = 0,$$
$$\partial^2\mathbf{H}/\partial t^2 = c^2\nabla^2 \mathrm{H}$$

Но эти уравнения в точности соответствуют уравнениям, которым вектор света удовлетворяет в среде, где скорость распространения равна с:...."

"О скорости с, важность которой была продемонстрирована таким образом (речь раньше по тексту шла о телеграфном уравнении – авт.), уже

говорили в связи с законом силы Вебера. Когда электродинамические явления описывают в единицах, которые были определены электростатически, или, наоборот, когда единицы, которые были определены электродинамически, используют в описании электростатических явлений, то необходимо вводить коэффициент пропорциональности. Несложно увидеть, что такой коэффициент должен иметь размерность (длина/время), так как электростатическое отталкивание электрических зарядов — это величина того же рода, что и электродинамическое отталкивание двух определенных *длин* провода, проводящих токи, которые можно охарактеризовать количеством заряда, проходящего мимо любой точки в единицу *времени*.

Вскоре после появления научного труда Кирхгофа значение с определили Вебер и Кольрауш. В основе их определения лежало сравнение единиц измерения заряда лейденской банки, полученных с помощью метода, зависящего от электростатического притяжения, и с помощью метода, зависящего от эффектов тока, созданного разряжением банки. В результате получилась величина, равная примерно

$$c = 3{,}1 \times 10^{10} \text{ см/сек};$$

которая была равна, в пределах ошибок измерений, скорости, с которой свет перемещается в межпланетном пространстве." Это реплика Уиттекера на стр.278. **В России определением «с» занимался А.Г. Столетов**.

1. Электродинамика Ампера

В различных изданиях можно найти одну и ту же формулу для магнитной силы взаимодействия, содержащую векторное произведение и приписываемую то Амперу, то Био и др. Действительная формула Ампера [1] (стр.37, 85) **для силы $d\vec{F}_A$** имеет следующий вид:

$$ii'ds\,ds'(\cos\varepsilon + h\cos\theta\cos\theta')/r^n, \qquad (!)$$

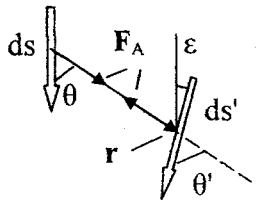


Рис.1а

где ε – угол между ds и ds', являющимися элементами длины, θ и θ' – углы между ds и r, ds' и r соответственно, r – расстояние между серединами проводников. Подробнее см. рис.1а. Токи i и i' протекают в ds и ds' соответственно. При этом Ампер [1, стр.32] пишет: "...**Для этого нужно показать, что с данными опыта согласуется только предположение о силе, действующей по прямой, которая соединяет середины этих элементов**". В дальнейшем я не буду придерживаться этого условия, т.к. – с точки зрения интегрирования, безразлично от какой точки ds начинать производить суммирование. Так же я полагаю, что по прямой направления силы направлен и поток части поля, участвующий в ее создании. Это существенно, например, в задаче нахождения напряженности магнитного поля на границе двух сред (ограниченный объем книги не позволяет ее рассмотреть), решаемой в настоящее время с помощью теоремы

о магнитном напряжении. Из (!) видно, что $dF_A = 0$, когда токи перпендикулярны друг другу. Это есть следствие экспериментального результата. Это будет затем использовано при анализе теоремы о магнитном напряжении. Дальнейшие усилия Ампера [1] направлены на нахождение n и h. Для этого он решает задачу о взаимодействии двух **неподвижных** круговых витков токов, расположенных в одной плоскости.

1.1. Взаимодействие круговых токов. Знак электрического заряда – ситуационная величина

Представим круговые токи, лежащие в одной плоскости, на рис.1б, в. Величины круговых токов не имеют существенного значения, но пусть для определенности они равны между собой. Ампером [1] теоретически было доказано, что, если направления токов, которые обозначены криволинейными стрелками, в витках противоположны друг другу, то такие круговые токи **притягиваются** с некоторой силой f_1, обозначенной на рис.1б стрелками. Если направления токов, в витках совпадают, то такие круговые токи **отталкиваются** друг от друга – рис.1в. Для определенности обозначим эту силу f_2. Притяжение – рис.1б, или отталкивание – рис.1в, обусловлено преобладающим взаимодействием участков витков, находящихся в районе точек 2 и 3, над всеми остальными: 1-3, 1-4 и др. Точки приложения сил выбраны условно.

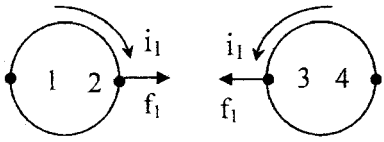


Рис.1б. По Амперу при этом направлении токов витки притягиваются. Так же ведет себя и пара электронов, когда их спины противоположны друг другу.

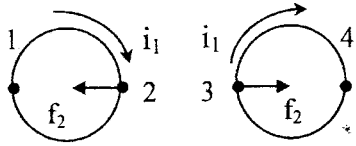


Рис.1в. По Амперу при этом направлении токов витки отталкиваются. Так же ведет себя и пара электронов, когда их спины направлены в одну сторону. Это имеет место, например, в циклотронах.

Тут необходимо привести несколько фундаментальных результатов: **электроны** имеют собственный момент количества движения, который называют спином. Спин понимается как вращение электрона. Вращающемуся электрону можно поставить в соответствие круговой ток. Экспериментальный факт этого отмечен в [3], когда **в магнитных полях свободный электрон ведет себя подобно рамке (витку) с током**, плоскость которой ориентируется [4, 5] против магнитного поля, направление которого определяется током положительного заряда. Такому представлению рамки с током соответствует и **модель стабильной элементарной частицы** [6, 7], приведенной с уточнениями в **Приложении 1**.

Если так: [1, 3, 4, 5], то знак электрического заряда электрона зависит от ситуации: взаимной ориентации спинов в рассматриваемой паре электронов. Это утверждение будет использовано при рассмотрении задачи о силе и напряжении в проводнике с постоянным током. **В дальнейшем электроны я буду изображать подобно круговому витку с током.**

Важным является то, что ориентация электронов друг относительно друга – рис.1б, является **естественной и устойчивой**. Именно так ориентируется круговой ток в магнитном поле соседнего кругового тока. Следовательно, направление сил взаимодействия – притяжение, также является естественным. Несоответствие электростатике только кажущееся. Это связано с тем, что в электростатике Кулона всегда присутствует электрический заряд ядер. Мы же сейчас рассматриваем магнитостатику Ампера.

Именно в задаче о взаимодействии круговых витков тока Ампером [1, стр.64] и были найдены значения n и h, стоящих в его формуле (!):

$$n=2,\ h=-3/2,$$

так что уравнение Ампера имеет вид:

$$ii'ds\,ds'(\cos\varepsilon-3/2\cos\theta\cos\theta')/r^2. \qquad (1)$$

В (1) должна входить магнитная постоянная, которая Ампера не интересует. Преобразовать (1) в векторное уравнение просто: путем умножения (1) на величину r/r (единичный вектор). Тогда для $d\mathbf{F}_A$ можно выписать:

$$d\mathbf{F}_A = ii'\,\mathrm{const}\times\mathbf{r}\,ds\,ds'(\cos\varepsilon-3/2\cos\theta\cos\theta')/r^3. \qquad (2)$$

Или с использованием понятия напряженности поля $\mathbf{H}_A$:

$$d\mathbf{F}_A = i'\,ds'\mathrm{const}\times d\mathbf{H}_A, \qquad (3)$$

где $\mathbf{H}_A$ – напряженность магнитного поля, равная:

$$\mathbf{H}_A = \mathbf{r}\,ds\,i\,(\cos\varepsilon-3/2\cos\theta\cos\theta')/r^3 \qquad (4)$$

По Амперу сила $\mathbf{F}_A$ **параллельна** $\mathbf{H}_A$. Для сравнения выпишу векторную формулу [4] для dF, иногда [4] приписываемую Амперу:

$$d\mathbf{F}= i'\mu_0[ds'd\mathbf{H}], \qquad (4^*)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, **H** – напряженность магнитного поля, dH которого равен: $d\mathbf{H} = i[ds\mathbf{r}]/(4\pi r^3)$. Если угол между **r** и элементом длины ds равен нулю, то $F\neq 0$. По Амперу (1) сила F_A между перпендикулярными ds и ds' равна нулю ($F_A=0$), что было им проверено экспериментально. **Отмечу, что (2 - 4) пригодны для решения задач на плоскости.** В противном случае необходимо пользоваться интегральными формулами [1] или приближенными способами вычисления, что будет использовано в разд 5.

Ампер не указал линейных размеров медной проволоки, на что я еще раз обращу внимание при рассмотрении фактора масштаба в его экспериментах.

1.2. Определение ампера

Применение формулы (4*) с векторным произведением привело к ряду неточностей в электричестве, как количественного, так и качественного

содержания. Сейчас я рассмотрю вопрос о величине силы тока (ампера) в задаче взаимодействия прямолинейных параллельных проводников, бесконечной длины. Для этого воспользуемся рис.1г, на котором изображены два элемента таких проводников. Стрелками обозначено направление движения токов в проводниках. На этом рис. я сохранил обозначения угла α, радиус-вектора $\mathbf{r}$ и расстояния R и процедуру интегрирования, приведенные в [4, 5], с сохранением принятых там обозначений. Что позволит читателю легко отследить путь решения задачи.

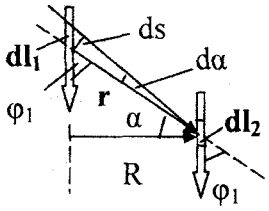


Рис.1г

В рассматриваемом случае имеем $\varphi_1=\varphi_2$, $\varepsilon=0$. Тогда уравнение (1) представимо в виде:

$$dF_A = 0.5\text{const}\times ii'\,(dl_1/r^2)\,\{2(dl_2) - 3(dl_2)\cos^2\varphi_1\}.$$

При его интегрировании по dl_1 будет изменяться угол α и расстояние r. Для устранения этого преобразуем первоначально первое слагаемое:

$$(2dl_1/r^2)\,dl_2$$

Поскольку:

$$ds = rd\alpha,\ R/r = \cos\alpha,\ ds/dl_1 = \cos\alpha,$$

то, исключая dl_1 и r, получим следующее уравнение:

$$(2dl_1/r^2)\,(dl_2)=2(dl_2/R)d\alpha.$$

Второе слагаемое имеет вид:

$$(3dl_1/r^2)\cos^2\varphi_1\,dl_2.$$

Применяя те же подстановки, получим итоговое выражение в виде:

$$2(dl_2/R)d\alpha-3(dl_2/R)\sin^2\alpha d\alpha.$$

С учетом всех слагаемых уравнение (2) для этой задачи будет иметь вид:

$$F_A = \text{const}\times ii'\{2(dl_2/R)-3(dl_2/R)\sin^2\alpha\}d\alpha.$$

После его интегрирования по α от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ получим:

$$F_A = 0.5\text{const}\times ii'(\pi/2R)\,dl_2.$$

Деление его на 4π [4] и замена dl_2 на l дает рационализованный вид:

$$F_A = \text{const}\times ii'(1/16R)l \qquad (4')$$

В системе СИ $\text{const}=\mu_0=4\pi\times10^{-7}$ генри, что позволяет с использованием (4') получить иное значение силы Ампера (сейчас [4] эта сила равна $F_A=2*10^{-7}$ н) при протекании по проводникам тока в 1ампер. Подставляя в (4') значения i=i'=1A, R= l =1м и μ_0, получим $F_A=0.785*10^{-7}$ н. Эта величина примерно в 2.5 раза меньше той, которая считается правильной.

Таким образом, величиной силы тока в 1А считается такой ток, который при протекании по прямолинейным и параллельным проводам, протяженностью один метр и, расположенных на расстоянии друг от друга в один метр, создает силу Ампера $F_A=0.785*10^{-7}$ н.

1.3. Уиттекер выводит уравнение Ампера и демонстрирует процедуру получения скалярных произведений

Дословный текст Уиттекера [2]:"Когда, — замечает он (это реплика Ампера, вставленная Уиттекером в свою книгу), — Эрстед открыл действие, оказываемое током на магнит, определенно можно было заподозрить, что два контура, проводящие ток, взаимодействуют друг с другом; однако это не было непременным следствием, так как пруток ковкого железа тоже воздействует на намагниченную стрелку, хотя два прутка ковкого железа между собой не взаимодействуют.

Тогда Ампер подверг этот вопрос лабораторной проверке и обнаружил, что контуры, проводящие электрический ток, прикладывают друг к другу пондемоторные силы, и эти же силы прикладывают к таким токам магниты. Науку, которая занимается взаимодействием токов, он назвал *электродинамикой* и показал, что это действие подчиняется следующим законам:

(1) Действие тока обратно, когда направление тока обратно.

(2) Действие тока, проходящего по слегка волнистому контуру, не отличается от действия тока, проходящего по прямому контуру.

(3) Сила, прикладываемая замкнутым контуром к элементу другого контура, расположена под прямым углом к последнему.

(4) Пропорциональное увеличение всех линейных размеров контура при неизменной силе тока не влияет на силу между двумя его элементами.

Из этих данных, предположив, что сила между двумя элементами контуров действует вдоль соединяющей их линии, Ампер получил выражение для определения этой силы: вывод можно осуществить следующим образом.

Пусть **ds**, **ds'** — это элементы контуров, **r** — соединяющая их линия, а i, i' — силы тока. Из (2) ясно, что действие **ds** на **ds'** является векторной суммой действий *dx, dy, dz* на **ds'** , где *dx, dy, dz* — три составляющих вектора **ds**; так что искомая сила должна иметь форму:

r× скалярное произведение, линейное и однородное в **ds**; эта сила тоже должна быть линейной и однородной в **ds'**. Тогда, используя (1), мы видим, что сила должна иметь форму

$$\mathbf{F} = ii'\mathbf{r}\{(\mathbf{ds}\,\mathbf{ds'})\varphi(r) + (\mathbf{ds}\,\mathbf{r})(\mathbf{ds'}\,\mathbf{r})\psi(r)\},$$

где $\varphi(r)$ и $\psi(r)$, обозначают неопределенные функции r.

Из (4) следует, что если **ds**, **ds'**, **r** умножить на одно и то же число, то это никак не повлияет на F; значит

$\varphi(r) = A/r^3$ и $\psi(r) = B/r^5$,

где A и B обозначают константы. Таким образом, имеем:

$$\mathbf{F} = ii'\mathbf{r}\{(\mathbf{ds}\,\mathbf{ds'})\,A/r^3 + (\mathbf{ds}\,\mathbf{r})(\mathbf{ds'}\,\mathbf{r})\,B/r^5\}.$$

Теперь, в соответствии с (3), разложенная часть F вдоль элемента **ds'** должна исчезнуть при интегрировании по контуру S, т. е. должен получиться полный дифференциал, если взять **dr** равным —**ds**. Это все равно, что сказать, что выражение

(**ds ds'**)(**r ds'**) A/r^3+ (**ds r**)(**ds' r**)^2 B/r^5
должно быть полным дифференциалом; или выражение
- d(**r ds'**)^2 $A/2r^3$+ (**ds r**)(**r ds'**)^2 B/r^5
должно быть полным дифференциалом, а, следовательно
$dA/2r^3$ = (**ds r**)B/r^5 или $-3A/2r^4dr=B/r^4dr$
или: B= -3/2A.
Таким образом, в конечном итоге, мы имеем
F = const×ii'**r**{$2/r^3$(**ds ds'**) - $3/r^5$ (**ds r**)(**ds' r**)}.
Это формула Ампера: мультипликативная константа, безусловно, зависит от выбранных единиц измерения, и ее можно принять равной — 1".

2. Электродинамика Био-Савара-Уиттекера. Теперь Уиттекер добавляет два слагаемых к уравнению Ампера и демонстрирует процедуру получения уже векторного произведения

Приведенный дальше текст полезен тем, что в многочисленных монографиях по магнетизму отсутствует описание процедуры получения формулы Био-Савара-Уиттекера. Это обстоятельство затрудняло анализ получения ими результата, который приходилось принимать на веру. Поскольку ознакомиться с трудами ученых Био и Савара не представляется возможным, то я в этом вопросе ссылаюсь на Уиттекера [2]:

"Некоторые французские исследователи повторили и расширили опыты Эрстеда; и первый точный анализ полученного эффекта опубликовали два исследователя, Жан Батист Био (1774-1862) и Феликс Савар (1791-1841), которые на заседании академии наук 30 октября 1820 г. объявили[1], что действие, которому подвергается полюс южного или северного магнетизма, помещенный на любом расстоянии от прямолинейного проводника гальванического тока, можно найти следующим образом: «Проведите перпендикуляр от полюса к проводнику; сила на полюсе расположена под прямым углом к этой линии и к проводнику, а ее величина обратно пропорциональна расстоянию от проводника до полюса».

Вскоре этот результат подвергли **дальнейшему анализу**: силу притяжения разделили на составляющие, полагая, что каждая из них возникает под действием какого-то конкретного элемента тока; в новой форме закон можно сформулировать следующим образом: *магнитная сила, возникающая от элемента* ds
цепи, в которой течет ток i, *в точке, отстоящей от* ds *на вектор* r, *равна (в соответствующих единицах измерения)*

$$i/r^3([\mathbf{ds}\ \mathbf{r}]).$$

Таким путем в электродинамике появилось векторное произведение [ds r].

[1] *Annaks de Chimie,* XV (1820), с. 222; *Journal de Phys.* XCI (1820), с 151.

В последующий текст Уиттекера [2, стр. 112 -114] я вставил верхние символы $(^{*}, ^{**}, ^{***})$, которые отмечают фрагменты текста, относительно которых я сделаю замечания.

«Очевидно, что недостаток работы Ампера $(^{*})$ заключается в допущении о том, что сила направлена вдоль линии, соединяющей два элемента, поскольку в аналогичном случае взаимодействия двух магнитных молекул мы знаем, что сила *не* направлена вдоль линии, соединяющей молекулы. Следовательно, интересно найти форму F при отсутствии этого ограничения.

Мы замечаем, что для этого к выражению, уже найденному для F, можно добавить любой член вида

$$\varphi(r)\,(\mathbf{ds}\ r)\mathbf{ds}',$$

где φ(r) обозначает любую произвольную функцию r, поскольку

$$(\mathbf{ds}\ r) = -r\,ds(dr/ds)$$

это член исчезает при интегрировании по контуру $(^{**})$ s и содержит ds и ds' линейно и однородно, как и следует. Можно также добавить любые члены формы

$$d[\mathbf{r}(\mathbf{ds}'\mathbf{r})\chi(r)]^{(***)},$$

где χ(r) обозначает любую произвольную функцию r, а d — дифференцирование по дуге s, при неизменном **ds'** (так что **dr** = —**ds**); этот дифференциал можно записать следующим образом:

$$-\mathbf{ds}\,(\mathbf{ds}'\ r)\,\chi(r) - \mathbf{r}\,\chi(r)\,(\mathbf{ds}'\ \mathbf{ds}) - 1/r\,\chi'(r)\mathbf{r}(\mathbf{ds}\ r)(\mathbf{ds}'\ r).$$

Во избежание нарушения закона действия и противодействия следует объединить полученное выражение с предыдущим дополнительным членом, чтобы получить выражение, симметричное в **ds** и **ds'**; и значит, наконец, мы получаем, что *общее значение* F *выражается уравнением:*

$$\mathbf{F} = -ii'r\,\{2/r^3(\mathbf{ds}\ \mathbf{ds}') - 3/r^5|(\mathbf{ds}\ \mathbf{r})(\mathbf{ds}'\ \mathbf{r})\} + \chi(r)\,(\mathbf{ds}'\ \mathbf{r})\mathbf{ds} + \chi(r)\,(\mathbf{ds}\ \mathbf{r})\mathbf{ds}' +$$

$$+ \chi(r)\,(\mathbf{ds}\ \mathbf{ds}')\mathbf{r} + 1/r\,\chi'(r)\,(\mathbf{ds}\ \mathbf{r})(\mathbf{ds}'\ \mathbf{r})\mathbf{r}.$$

Простейшую форму этого выражения можно получить, принимая, что

$$\chi(r) = ii'/r^3$$

тогда мы получаем

$$\mathbf{F} = ii'/r^3\{(\mathbf{ds}\ \mathbf{r})\mathbf{ds}' + (\mathbf{ds}'\ \mathbf{r})\mathbf{ds} - (\mathbf{ds}\ \mathbf{ds}')\mathbf{r}\}.$$

Сравнительно простое выражение в скобках — это векторная часть кватернионного произведения трех векторов **ds, r, ds'**.

Из любого значения F можно найти пондемоторную силу, которую прикладывает весь контур s к элементу ds'; ее фактически можно найти из последнего выражения

$$\mathbf{F} = ii'\int_s 1/r^3\{(\mathbf{ds}'\ \mathbf{r})\mathbf{ds} - (\mathbf{ds}\ \mathbf{ds}')\mathbf{r}\}.$$

или $ii'\int_s [\mathbf{ds}'[\mathbf{ds}\,\mathbf{r}]/r^3]$

или $i'[\mathbf{ds}'\,\mathbf{B}]$, где $\mathbf{B}=i\int_s 1/r^3[\mathbf{ds}\,\mathbf{r}]$.

Итак, именно это значение B и нашли Био и Савар для напряженности магнитного поля в элементе ds' от тока i в цепи *s*. Итак, мы видим, что пондемоторная сила, действующая на элемент тока ds' в магнитном поле напряженности **B**, равна $i'[\mathbf{ds}'\,\mathbf{B}]$.»

*. В действительности Ампер [1] не использовал формулу (1) для **непосредственного** нахождения силы взаимодействия между замкнутым контуром и линейным элементом тока. Первоначально (стр.44) в своей работе Ампер решает задачу о: **"Рассмотрим теперь действие, которое оказывает электрический ток, образующий замкнутый контур, или система токов, также образующих замкнутые контуры, на элемент электрического тока..."** и находит **интегральные соотношения**, содержащие функцию синуса. Однако выражения, подобного $i'[\mathbf{ds}'\,\mathbf{B}]$ получить не удается в виду наличия в его интегральном соотношении величины, например, числа витков в единице длины соленоида.

, *. **Действительно так при дифференцировании по замкнутому контуру. Однако, добавление двух слагаемых в уравнение Ампера приводят к изменению направления силовых линий поля и величины самой силы.** Уиттекер в частности добавил слагаемое $d[\mathbf{r}(\mathbf{ds}'\mathbf{r})\chi(r)]$, один дифференциал которого имеет вид $d\mathbf{r}\chi(r)$. Таким образом, к силовым линиям Ампера в частности добавлен вектор $d\mathbf{r}\chi(r)$. Каким образом изменится направление вектора (силовых линий) в этом случае легко увидеть – рис.2а, на сравнительном примере сложения радиус-вектора **r** и его дифференциала **dr**, умноженного на $\chi(r)$. На рис.2а МК - произвольная кривая, к которой из т. О проведен радиус-вектор **r**. Его дифференциал **dr**, **умноженный на** $\chi(r)$, направлен по касательной к МК и естественно не совпадает по направлению с **r**. Если силовые линии Ампера параллельны **r**, то силовые линии поля Био, Савара и Уиттекера направлены, **по крайней мере** (в действительности см. рис.2б), в направлении $\mathbf{r}+d\mathbf{r}\chi(r)$. Таким образом, **некорректные математические преобразования:**

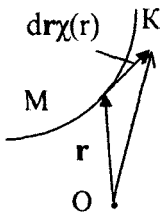


Рис.2а

- исказили направление силовых линий магнитного поля, **превратив их в замкнутые кривые, что;**
- привело к интегральной теореме о магнитном напряжении вдоль замкнутого контура;
- ввели в электродинамику линейных проводников **векторное произведение** $[\mathbf{ds}\,\mathbf{r}]$, что;

- привело к возможности находить силу взаимодействия между взаимно перпендикулярными элементами тока и др.

2.1. Некоторые следствия преобразований Био-Савара-Уиттекера в электродинамике

Необходимо сказать, что следствия преобразований Био-Савара-Уиттекера занимают всю современную электродинамику. У меня нет возможности рассмотреть их все, поэтому я остановлюсь на нескольких основных.

2.1.1. Сравнение направлений силовых линий магнитного поля по Амперу и по Био-Савару-Уиттекеру

Добавив вектора $d[\mathbf{r}(\mathbf{ds}'\mathbf{r})\chi(r)]$ и $\varphi(r)(\mathbf{ds}\ \mathbf{r})\mathbf{ds}'$, Уиттекер изменил уравнение Ампера, что привело к искажению направлений силовых линий магнитного поля. Рассмотрим подробнее итоговый результат на примере двух элементов длины $\mathbf{dl}_1$ и $\mathbf{dl}_2$, ориентированных на плоскости произвольно относительно друг друга - рис.2б. Сила $\mathbf{F}_A$ может быть записана в виде:

$$\mathbf{F}_A = 0.5\text{const}\times i i' \mathbf{r}\{2/r^3(dl_1\ dl_2)\cos\chi - 3/r^5\ (dl_1\ r)(\ dl_2\ r)\cos\varphi_1\cos\varphi_2\}. \quad (5)$$

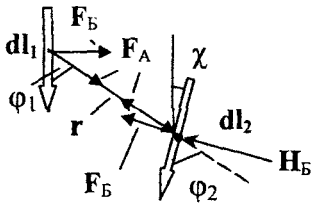


Рис.2б. $\mathbf{H}_A$ параллельна $\mathbf{F}_A$ и на рис. не приведена

Их направления обозначены стрелкой. Напряженность магнитного поля Био-Савара $\mathbf{H}_Б$, которое в современных обозначениях пишут просто **H, направлена на читателя и перпендикулярна** dl_2. На рис.2б это направление обозначено точкой. Силы Био-Савара $\mathbf{F}_Б$ перпендикулярны $\mathbf{dl}_1$ и $\mathbf{dl}_2$ не совпадает по направлению, что противоречит **механике Ньютона.**

Из (5) видно, что скалярные произведения радиус-вектора и элементов длины уже фактически присутствуют у Ампера, так что нет необходимости в алгебраических действиях Уиттекера.

2.1.2. Пояснение к опыту Эрстеда о магнитной стрелке

В [4, 5] описано явление магнетизма в магнетиках. Это явление объясняется замкнутыми молекулярными токами Ампера, что в объемном виде показано на рис.2в. Таких токов на поверхности достаточно много, я ограничился 6-тью стрелками. Суммарно эти токи формируют в теле индукцию **B**, перпендикулярную моментам импульса молекулярных токов. Пусть магнит, представленный на рис.2в, является магнитной стрелкой. Поместим около стрелки линейный проводник с

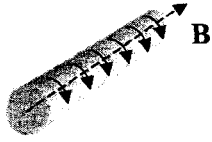


Рис.2в

током. Как показал Эрстед [4, 5] на магнит будет действовать пара сил, приводящая его во вращение. Итогом вращения – после переходного периода, будет установление магнита перпендикулярно проводнику. Такое положение приведено на рис.2г, где обозначено: + – ток положительных зарядов, 1 – четыре из шести направлений момента импульса молекулярного тока, 2 – укрупнено ориентация спинов двух электронов проводимости из восьми представленных (их положение в проводнике обозначено пунктирными стрелками). $\mathbf{H}_А$ обозначает напряженность магнитного поля по Амперу, $\mathbf{H}_Б$ – напряженность магнитного поля проводника по Био-Савару-Уиттекеру.

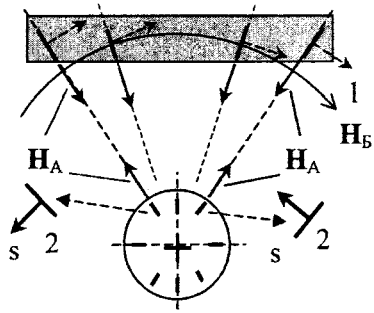


Рис.2г. В равновесии молекулярные токи Ампера ориентируются на электроны в проводнике, образуя устойчивые пары согласно рис.1б.

Под действием магнитного поля проводника молекулярные токи наклоняются к оси таким образом, чтобы их моменты импульса при взаимодействии с электронами проводимости были естественным образом противоположно направлены спинам электронов. Этому условию соответствуют устойчивая пара витков – рис.1б. Магнитная индукция **B** в проводнике имеет сложную зависимость по своему направлению и параллельна направлениям момента импульса электронов проводимости. Вот что писал Ампер [1] относительно наклонов молекулярных токов в магните (стр.17): **«Их взаимодействие** (речь идет о взаимодействии молекулярных токов в магните и проводника с током –авт.) **должно стремиться дать этим плоскостям наклон к оси, особенно у ее концов»**. Что и отмечено на рис.2г. Замечу, что такая ориентация магнитной стрелки **создает иллюзию** замкнутого магнитного поля. Эта иллюзия на примере железных опилок – рис.2д, явилась следствием появления в них подвижных молекулярных токов

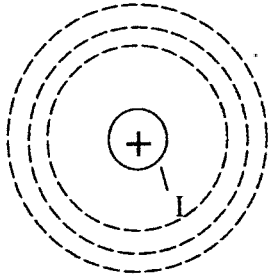


Рис.2д. Железные опилки в поле проводника с током I, приобретая свойство магнитных стрелок, располагаются по касательной к окружностям, создавая иллюзию вихревого магнитного поля.

под действием поля проводника с током. Я не буду приводить рисунок ориентации молекулярных токов в железных опилках в поле соленоида. Читатель это может теперь сделать и сам.

Следовательно, силовые линии магнитного поля начинаются на электронах одного тела и заканчиваются на электронах другого тела, являясь прямыми линиями. Представляется теперь легко понятным не реагирование магнитной стрелки на магнитное поле Земли (МПЗ) в ее магнитных полюсах. Это связано с перпендикулярной ориентацией молекулярных токов Ампера силовым линиям МПЗ и – как следствие, отсутствию их вращающего момента.

Таким образом, введением двух дополнительных слагаемых было не только искажено научное достижение Ампера, но и было введено в науку понятие о вихревом магнитном поле, несоответствующее его физической природе.

2.1.3. Поле прямолинейного проводника. Поле движущегося заряда

Этот вопрос я рассмотрю специально– рис.2е, так как именно в этой задаче [4, 5] приводятся соотношения, легшие в основу теоремы о магнитном напряжении вдоль контура. На рис.2е обозначено: i – электрический ток, R – радиус окружности, на которой ищется напряженность поля H, r – радиус-вектор от dl_1 до dl, α – угол, под которым виден элемент dl окружности, φ – полярный угол. Выпишу формулу для dH, соответствующую формулировке Био-Савара-Уиттекера:

$$dH=i\,dl\sin\alpha/(4\pi r^2).$$

Поскольку силовая линия напряженности поля H совпадает с окружностью L, то после преобразований [4, 5] и интегрирования получим выражение для напряженности в середине отрезка dl_1:

$$H_L = i/(2\pi R),$$

которое используется в теореме о магнитном напряжении. В действительности **по Амперу [1] H_L=0,** что упущено в современной электродинамике, так как токи в dl и dl_1 перпендикулярны друг другу. О поле движущегося заряда можно сказать очень кратко следующим образом. Обоснование конфигурации поля проводится с помощью рисунка очень похожего на рис.2е. С тем отличием, что вместо тока i схематично изображен заряд с обозначением направления его скорости. Поскольку замкнутые линии поля не являются реальным полем прямолинейного тока и движущегося заряда, то эти поля следует рассматривать

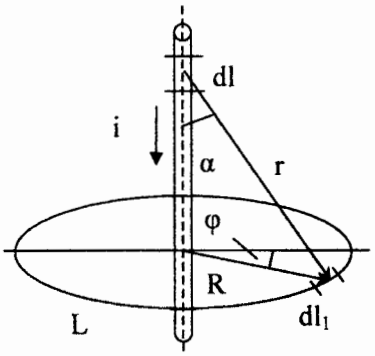


Рис.2е

с поправками на скорость их распространения, как это было сделано в работе [8].

2.1.4. Интегральные формулы электричества. Магнитное напряжение вдоль контура

В электричестве [см., например, 4, 5] введено несколько интегральных соотношений. Рассмотрим величину магнитного напряжения U_M вдоль замкнутого контура. Для U_M [4, 5] выписывается соотношение в виде:

$$U_M = \int_L H_L dl, \qquad (6)$$

В [4, 5] показано, что форма L не имеет значения. Применение (6) в формулировке Био-Савара-Уиттекера для поля прямолинейного проводника с постоянным током i [3, 4] дает:

$$\int_L H_L dl = 2\pi r i/(2\pi R) = i \quad (\text{при } R=r), \qquad (7)$$

но является ошибочным по причине несоответствия реальной картине взаимодействия [1]. Это соотношение – при дальнейшем изложении курса электродинамики, используется при выводе rot**H** в уравнениях Максвелла.

2.1.5. Магнитное поле в проводнике с постоянным током

В завершение рассмотрю вопрос о магнитном поле в проводнике с по-

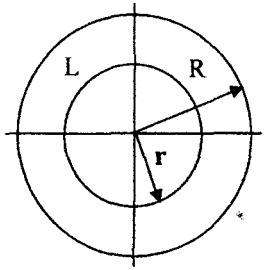


Рис.2ж. Поперечное сечение проводника

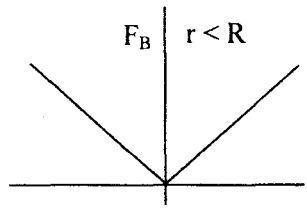


Рис.2з. F_B~H_B. Напряженность магнитного поля H_B линейно зависит [4,5] от радиуса (*)

стоянным током. Графическое представление этого случая приведено на рис.2ж, где приведено поперечное сечение проводника радиуса R. В предположении равномерности распределения заряда [4, 5] по сечению проводника магнитное напряжение U_M вдоль окружности L(r) тем меньше, чем меньше радиус r. Тогда по [4,5] имеем:

$$H=r/(2\pi R^2), \text{ при этом } F\sim H. \qquad (*)$$

Так что **сила и напряженность магнитного поля в центре проводника равна нулю**, что не соответствует физической реальности. Приближенная зависимость силы магнитного поля в проводнике от r представлена на

рис.2з. В разделе 4 эта задача будет качественно рассмотрена подробно и указано на действительный характер зависимости F(r).

3. Роль законов сохранения импульса электронов и их момента количества движения (спина) в электродинамике

3.1. Сила Ампера – сила внутренняя. Ток в отдельном проводнике. Ток смещения Максвелла.

Тему, вынесенную в заголовок, я отметил не случайно. Связано это с тем, что роль этих законов в электричестве и электродинамике Ампера в частности до конца неосознанна. Поскольку по Амперу магнитное поле проводника с током не является вихревым, то оно не будет вихревым и в самом проводнике. Тогда необходимо сформулировать новое правило ориентации спинов электронов в проводнике, и дать этому физическое объяснение. **Напомню** [4, 5], что **прежде формулировалось правило** в виде требования ориентации спинов против замкнутых линий напряженности магнитного поля, направление которых определялось током движения положительных зарядов.

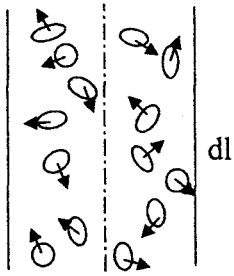


Рис.3а. В момент t=0 электроны движутся хаотическим образом. Суммарный импульс их движения и их спинов равны нулю.

У меня имеется удивление тому обстоятельству, что на очевидный внутренний характер силы Ампера до меня никто не обращал внимания. Действительно, простота заключается в том, что появление силы связано с внутренним движением физических объектов (электронов) внутри проводника. **И сформировать силу иначе, чем, не утвердив взаимодействие электронов с ядрами вещества, не представляется возможным.**

Поскольку сила Ампера является силой внутренней, то согласно [9] к системе свободных **электронов** я могу применить законы сохранения импульса и момента количества движения (спинов) электронов. Распространим это условие на отдельный проводник и с помощьюрис.3а, 3б установим физическую природу ориентации электронов в проводнике с постоянным током. На рис.3а, 3б приведены продольные сечения проводника до и непосредственно после появления тока соответственно. Электроны представлены в виде круговых токов.

На рис.3а приведено исходное состояние некоторого числа свободных электронов с произвольной ориентацией их спинов и направлений движений. Эти направления обозначены стрелками. Поскольку первоначально – рис.3а, движение n электронов является хаотическим, то средний суммарный импульс их движения в dl равен нулю: $\Sigma P_n=0$. Так же равен нулю и

средний суммарный момент количества их движения (спин): $\Sigma[\mathbf{r}_n\mathbf{p}_n] = 0$. Здесь $\mathbf{p}_n$ – импульс электрона между точками поворота в модели [6, 7] стабильной элементарной частицы. После включения ЭДС (поле **E**) за малое время Δt в проводнике появляется ток i_0, которому соответствует **направленное** движение электронов – рис.3б, и некоторый средний их суммарный импульс $\mathbf{P}_0$ (на рис. не приведен). Время Δt столь мало, что концентрацию электронов в сечении проводника считается равномерной. Движение электронов на рис.3б обозначено пунктирными стрелками. Из закона сохранения импульса следует существование импульса $\mathbf{P}_1$ поверхностного тока I_1, такого, что суммарный импульс равен нулю: $P_0 - P_1 = 0$. Очевидно, что ток I_1 не является током проводимости, а по своей природе является молекулярным током Ампера.

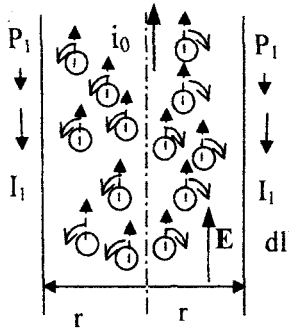


Рис.3б. Импульсу P_0 тока i_0 соответствует импульс P_1 поверхностного тока I_1, такого, что суммарный импульс равен нулю.

Движущиеся около поверхности электроны, как круговые витки с током, ориентируются таким образом, что момент количества движения правых от оси электронов противоположен равному моменту количества движения левых от оси электронов, так что согласно [9] и в новых условиях (*):

$$L = \Sigma[\mathbf{r}_n\mathbf{p}_n]^* = 0.$$

Сравните ориентацию спинов электронов в магнитном поле [3] соленоида с ориентацией, полученной **здесь на основании** законов сохранения импульса и момента импульса. В обоих случаях ориентации одинаковы.

Таким образом, сформулируем правило: направление спинов электронов в проводнике с постоянным током совпадает с направлением кратчайшего поворота тока i в направлении радиуса r проводника.

Проанализируем характер сил в проводнике с постоянным током. Под действием ЭДС батареи электроны движутся в направлении среднего прямолинейного движения. Рассмотрим два электрона, один из которых находится справа, а второй слева от оси проводника-рис.3в.

Первоначально каждый из них участвует в движении под действием ЭДС и под действием **электронов**, находящихся, в том числе и по другую сторону от оси проводника. Эти два электрона соответствуют схеме рис.1б для притягивающихся витков с током. Суммарное действие сил (подробнее см. п.4) приводит к искривленному движению электрона к ближайшему ядру №1 (на рис. обозначен ромбом) с некоторой скоростью V_ и импульсом P_. Нижний индекс обозначает проекцию скорости и импульса относи-

тельно оси X. **Появляющееся при этом электрическое поле будет рассмотрено в п. 3.3.** Известно, что всякая сила равна изменению импульса за бесконечно малое время. Изменение импульса электрона связано с его взаимодействием с ядром, так что после этого он имеет в направлении оси X скорость и импульс V_+ и P_+. При этом $V_+ < V_-$, а,

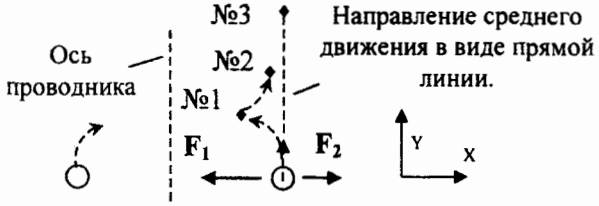


Рис.3в. Поперечная скорость V_x электронов ~ в 10^5 раз меньше продольной V_y.

следовательно, и $P_+ < P_-$. Выписанным значениям скоростей ставятся в соответствие некоторые **токи i_- и i_+, каждый из которых я называю током смещения Максвелла. Поскольку $P_+ < P_-$**, то имеется сила взаимодействия, которая, как было уже сказано, есть **сила внутренняя.**

После взаимодействия с ядром электрон совершает возвратное движение, также обозначенное пунктирной стрелкой. На этом пути, с меньшей скоростью, чем до взаимодействия, **возможна** его встреча с другим ядром (№2). Передаваемый ему импульс в направлении оси X будет меньше предыдущего, так как $V_+ < V_-$.

3.2. Вихревая электронная линия

В самом начале книги я приводил рисунок, поясняющий вихревую линию Максвелла. Сейчас необходимо рассмотреть модельную вихревую линию, близкую к реальной – рис.3г. С правой стороны от оси проводника электроны вращаются **по часовой стрелке**, а с левой стороны от оси электроны вращаются **против часовой стрелки.** При этом силовые линии магнитного поля по Амперу **лежат в плоскости электронов**. Кроме этого вращающуюся материю Максвелла, расположенную в плоскости продольного сечения проводника, следует заменить **вихревым током** электронов, обусловленным наличием у этой частицы спина. P'_1 - поверхностный импульс электронов, отнесенный к одной вихревой линии. Конфигурация, приведенная на рис.3г, имеет цилиндрическую симметрию, справедливую для произвольного продольного сечения.

Рис.3г. Модельная конфигурация вихревой электронной линии в начальный момент времени

В **поперечном** сечении проводника имеется **вихревой характер поля спинов** электронов. Это поле перпендикулярно вектору **E**. Можно ожидать, что ротор этого поля может быть связан с импульсом электрона в потенциальном ящике – см. Приложение 1.

3.3. Скин эффект постоянного тока.

В [8] я дал объяснение природы силы Ампера, с которой связан эффект Холла для проводника в магнитном поле. Приведу для сведения слова Уиттекера [2], написанные по поводу эффекта Холла: " В 1879 году Эдвин Г. Холл … заметил новое действие магнитного поля на электрические токи. Полоску золотой фольги, закрепленную на стекле, образующем часть электрической цепи, в которой протекает ток, он поместил между полюсами электромагнита так, что плоскость полоски была расположена перпендикулярно магнитным силовым линиям. Затем два полюса чувствительного гальванометра он соединял с разными частями полоски, пока не нашлось две точки с одинаковым потенциалом. При создании или разрушении магнитного поля наблюдалось отклонение стрелки гальванометра, которое указывало на изменение относительного потенциала двух полюсов. Таким образом, было показано, что магнитное поле создает в полоске золотой фольги новую электродвижущую силу, перпендикулярную исходной…". **Такой же эффект - в постановке Ампера, будет наблюдаться, если магнит заменить на проводник с током.**

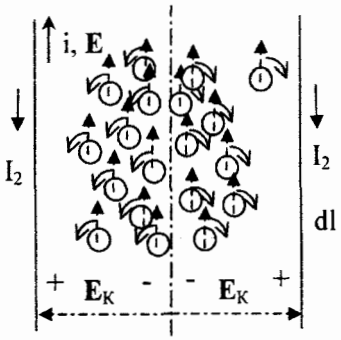


Рис.3д. Дрейф электронов к оси проводника приводит к разности потенциалов ΔV.

Рассмотрим это явление применительно к **отдельному** проводнику. Поскольку спины электронов, расположенных по разные стороны от оси проводника (рис.3г), противоположны друг другу, то между ними существует сила притяжения. Это соответствует схеме, приведенной на рис.1б. Следствием этого притяжения, тем большего, чем ближе электрон расположен к оси (подробнее см. п.4) является движение (дрейф) электронов к ней, которое качественно представлено на рис.3д.

Результатом такого **сближения** является появление около оси проводника избыточного отрицательного электрического заряда, а около его поверхности избыточного положительного заряда, что приводит к возникновению электрического поля $\mathbf{E}_K$, перпендикулярного полю **E**. Этот дрейф также несколько изменяет величину поверхностного тока I_1 на ток I_2.

В целом имеется зарядовое равновесие между отрицательным зарядом внутри проводника и положительным зарядом на его поверхности. Этому

равновесию соответствует некоторый цилиндрический конденсатор. В идеальном случае напряженность E_K электрического поля [4, 5] пропорциональна заряду q, приходящемуся на единицу длины конденсатора, и обратно пропорциональна расстоянию r от его оси:

$$E_K \sim q/r.$$

Дрейф электронов к оси проводника сопровождается ситуационной зависимостью электрического заряда электрона. Действительно, из рис.3д, видно, что один и то же электрон проявляет свойство **отрицательного заряда** по отношению к электронам, расположенным по ту же сторону от оси проводника, и этот же электрон одновременно проявляет свойство **положительного заряда** по отношению к электронам, расположенным по другую сторону от оси проводника. Как и на рис.1б. Отмеченная концентрация электронов около оси проводника с током согласуется со **скин-эффектом переменного тока**, когда около поверхности проводника обнаруживается [10] концентрация положительного заряда. Действительно, пусть направление электрического поля **E** – рис.3е, изменилось на противоположное по сравнению с рис.3д. Применив законы сохранения, несложно заметить, что направления спинов относительно оси также сменяться на противоположные. Такое изменение направлений не приведет, однако, к смене сил взаимодействия, так что дрейф электронов снова будет направлен к оси проводника.

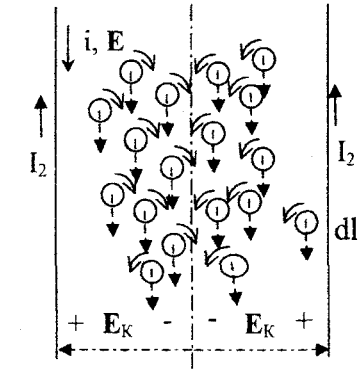


Рис.3е. Смена направления ЭДС приводит к изменению направления спинов и не приводит к изменению характера сил взаимодействия.

3.4. Сила Ампера есть следствие двух взаимодействий

На каждый электрон проводимости действует пара сил: $\mathbf{F}_1$ – сила взаимодействия между движущимися электронами и $\mathbf{F}_2$ – сила между движущимися электронами со связанными электронами и неподвижными ядрами. Обозначенные силы приведены на рис.3в.

Очевидно, что в некоторый момент времени $\mathbf{F}_1 > \mathbf{F}_2$. В противном случае никакой дрейф электронов к оси, как это имеет место в явлении Холла (дрейф к краю проводника), не утверждался бы.

Вот такой имеет место дуализм взаимодействия электронов в проводниках с током. Поскольку силы направлены строго в противоположные стороны, то, следовательно, они лежат **в одной плоскости** данного сечения проводника.

3.4.1. Сила, действующая на движущийся заряд в магнитном поле

Как следствие изложенного силу, действующую на движущийся заряд q в магнитном поле, можно записать только в приближенном в виде:

$$\mathbf{F} \sim q\mathbf{VB},$$

где V – скорость заряда, B – индукция магнитного поля.

В этом случае направление спина устанавливается правилом правого винта: поворот вектора силы **F** до вектора скорости **V** движения частицы указывает на направление ее спина **s**.

3.4.2. Фактор масштаба экспериментов Ампера

Необходимо отметить, что **бесконечного дрейфа** электронов к оси проводника **быть не может**. Этому препятствует наличие электрического поля Ек. **Следовательно**, существуют интервалы времени, когда $\mathbf{F}_1 < \mathbf{F}_2$. Рассмотрим этот вопрос подробнее на примере движения электрона к ядру №3 – рис.3в. Здесь имеется **важное** обстоятельство. Раз мы говорим **о постоянном токе**, то каждый электрон после передачи ближайшему ядру **импульса** должен каким - то путем вернутся на траекторию своего первоначально прямолинейного движения. Пусть - для определенности, это будет электрон, возвращающейся к ядру №3. Сейчас читателю можно на время отвлечься от ранее описанного взаимодействия с ядром под №2. На пути движения он должен восполнить потерю скорости, случившуюся при его взаимодействии с ядром №1. Это обеспечивается условием $\mathbf{F}_1 < \mathbf{F}_2$. Тогда его встреча с ядром №3 (рис.3в) будет сопровождаться отдачей ему **того же по величине импульса** в направлении оси X, что и при прежнем взаимодействии с ядром №1. И, следовательно, сила Ампера была бы равна нулю.

Однако, Ампер «видел» её реально. Чтобы разобраться в этом противоречии, надо вспомнить результаты по величине разности потенциалов ΔV [5] в эффекте Холла. В [5] указано, что при прохождении тока в 10А (напряжение ЭДС не указано) в золотой пластине, толщиной 0.1мм, разность потенциалов составляет ΔV = 7мкВ. При этом напряженность внешнего магнитного поля равна 10^4 Гс. Полагаю, что ЭДС составляет несколько вольт, а продольная скорость электронов проводимости порядка 1мм/сек, что является типичной величиной [5]. Следовательно, скорость поперечного движения электронов примерно в 10^5 раз меньше скорости 1мм/сек, что соответствует отношению ΔV к принятой (мною условно) величиной ЭДС. **В это же число раз отличается и расстояние, проходимое электроном в поперечном направлении до ядра №1, от расстояния, проходимого им в продольном направлении до ядра №3.**

Из рисунков, приведенных Ампером в [1], можно заключить, что длина проволок в его экспериментах составляет порядка 1м. Тогда отмеченное мною ядро №3-рис.3в, вполне может лежать вне пределов этого расстоя-

ния (1м) и, следовательно, взаимодействие электрона с ним **не оказывает вклада в величину силы Ампера**. Конечно не все электроны, попавшие в поперечное сечение проводника, длиной dl, взаимодействуют с ядрами этого же сечения. Некоторая их часть проскакивает вдоль проводника, не приняв никакого участия в формировании силы Ампера.

Таким образом, увеличение протяженности параллельных проводов с током будет приводить **к уменьшению силы Ампера,** что станет заметным для параллельных проводников протяженностью уже ~ 1км. Дальнейшее увеличение длины проводников приведет к стремлению силы Ампера к силе гравитационного их взаимодействия. То - есть к силе Ньютона.

4. Сила магнитного поля в проводнике с постоянным током. Качественный анализ

Сейчас качественно рассмотрю величину силы магнитного поля в проводнике, как функцию расстояния от его оси. Для этого представим некую вихревую линию электронов, расположенных на одной прямой – рис.4а. Для анализа достаточно выделить несколько электронов, расположенных в одинаковом количестве относительно оси проводника. Я ограничился 6-тью электронами. Разделим два множества электронов по характеру их взаимодействия. **К первому** множеству относятся все электроны, которые характеризуется ***противоположным*** относительно друг друга направлением вращения спина. Этой совокупности попарно присуща – в соответствии с рис.1б, **сила притяжения** f_1. **Второму множеству** электронов характерно вращение спинов в **одинаковом** направлении. Этой совокупности попарно присуща – в соответствии с рис.1в, **сила отталкивания** f_2. На рис.4а эти силы обозначены символом f_{ni} (n, i=1,2,…) и зависят от расстояний между электронами в каждой паре. Достаточно очевидно, что $f_{23} < f_{12}$. Кроме этого эти силы попарно являются силами отталкивания, отчасти компенсируя суммарное их действие на выделенный электрон, например №2. А вот силы воздействия всех электронов, находящихся слева от оси, на электрон №2 будут **суммироваться**, так как являются силами притяжения. Учет всех сил даст ее увеличение к оси проводника. Действительно, на электрон, например, №3 действует сила притяжения всех электронов, расположенных **слева от оси.** Однако, эта сила **меньше** аналогичной силы, действующей на электрон №2. Электроны же, расположенные между осью проводника и электроном №3 будут его отталкивать **от оси**. При этом эта сила бу-

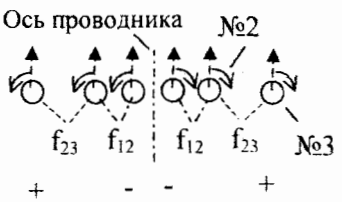


Рис.4а. Все 3-и электрона слева от оси притягивают электрон №2. Не указаны силы действия электронов, расположенных выше и ниже вихревой линии.

дет больше аналогичной силы отталкивания, действующей на электрон №2. По этой причине нет возможности применения формулы Ампера для пространства в проводнике. Несмотря на это, качественно показано, что F увеличивается к оси проводника - рис.4б. Такое поведение F не соответствует современной электродинамике, где зависимость $F_B(r)$ может быть найдена **с помощью теоремы о магнитном напряжении,** некорректность применения которой уже была здесь показана.

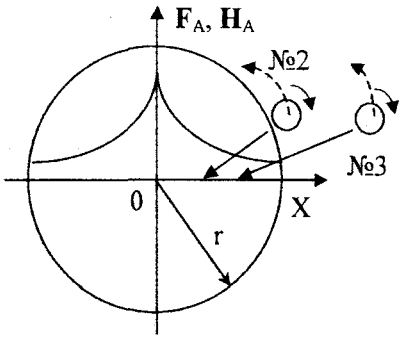


Рис.4б. Качественная зависимость силы Ампера и напряженности H_A от радиуса r в проводнике с постоянным током.

Для получения точной зависимости F(r) необходимо решать весьма сложную задачу большого числа электронов и ядер с привлечением особенностей их взаимодействия и уравнения состояния электронов.

Из качественного рассмотрения дрейфа можно заключить, что:

- импульс электронов, передаваемый ядрам тела тем больше, чем меньше радиус r их нахождения;
- давление электронов, оказываемое ими на ядра тела тем больше, чем меньше r;
- сила магнитного поля возрастает с уменьшением радиуса.

5. Поток магнитного поля через сферическую поверхность

Эта задача в электричестве дополняет тему потока электрической индукции через замкнутую поверхность и может быть использована при получении формулы для дивергенции магнитного поля. Для нахождения потока выделим в пространстве сферу радиуса r – рис.5, содержащую в начале системы координат элемент длины ds с током i. Буду полагать, что на поверхности сферы равномерно расположены элементы длины ds', в которых текут токи i'. Один из таких элементов ds' приведен на рис.5. Все токи направлены в одну сторону и параллельны друг другу. Тогда напряженность H на поверхности сферы запишется так:

$$dH_A = 0.5dsi\,(2\cos\varepsilon - 3\cos\theta\cos\theta')/r^2. \qquad (8)$$

Поскольку $\varepsilon = 0$ и $\theta = \theta'$, то дифференциал dH равен:

$$dH_A = 0.5dsi\,(2 - 3\cos^2\theta)/r^2.$$

Перейдем от ds к дифференциалу $d\theta$ путем введения соотношений:

$$dl = rd\theta,\ ds = dl/\sin\theta. \qquad (9)$$

Подставляя (9) в dH получим:

$$dH_A = 0.5i(2 - 3\cos^2\theta)/(r \sin\theta)d\theta. \quad (10)$$

После умножения (10) на 2 и его интегрирования от 0 до π получим:

$$H_{A\theta} = 6i/r. \quad (11)$$

Это есть поток напряженности магнитного поля **в плоскости круга через его окружность**. В разд. 1.1 я писал, что для решения пространственных задач необходимо пользоваться либо интегральными формулами Ампера [1], либо приближенными вычислениями.

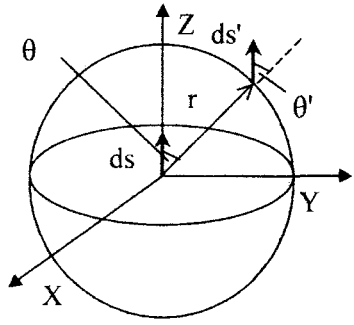


Рис.5

Здесь для нахождения потока $N(H_S)$ через поверхность сферы воспользуюсь следующим приемом. **Несложно показать**, что поток электрической индукции D **в плоскости круга через его окружность** равен $N_L(D) = 0.5q/r$. Сравнивая поток электрической индукции $N_S(D) = q$ через всю сферу с потоком в плоскости круга, найдем:

$$N_S(D) = 2rN_L(D).$$

Воспользовавшись этим соотношением, а также (11), получим по аналогии **поток $N(H)_S$ напряженности магнитного поля через сферическую поверхность**, равный:

$$N(H_S) = 2rH_{A\theta} = 12i.$$

Приложение 1. Модель стабильной элементарной частицы[2]. Или почему электрон не падает на ядро[3]

Здесь приводится сокращенное и отредактированное изложение ранних публикаций на эту тему [6, 7]. Редактирование коснулось главным образом исключением тех частей работы [7], в которой использовались элементы теории относительности и неподтвердившееся предположение о природе электрического заряда. Исключение элементов теории связано с моими результатами, изложенными в работе [11], где эта **теория опровергается**. Также исправлены неточности [6], вызванные отсутствием возможности просмотра корректуры. Существенный вклад в построение модели внес д.ф.- м.н., профессор Кузнецов Н.М, устно указав на прямолинейный характер движения частицы в потенциальном ящике между точками поворота.

Анализируется стабильная элементарная частица (электрон, протон) с неподвижным центром массы, находящаяся в бесконечном ансамбле себе

2. Обосновывает применение классической механики в микромире.

3. Бор обошел этот вопрос, «запретив» электрону излучать.

подобных и неподвижных частиц. Частица имеет спин, которому соответствует движение одной единственной частицы. Аналогия с известной идеей вращающегося волчка только внешняя. Для корректного построения модели и записи уравнений введем двух неподвижных наблюдателей, один из которых находится на некотором удалении от центра массы частицы в т. O' (см. рис.6). Масса частицы относительно него известна и равна массе покоя m_0. Второй наблюдатель находится в центре массы частицы в т.О, вокруг которой совершается ее движение. Относительно этого наблюдателя масса частицы также равна m_0. Условие неподвижности центра массы требует введения ограничения. Ограничение наложим в виде потенциала, имеющего сферическую поверхность r_0. Дадим следующее объяснение природы этого потенциала. Частица создает во внешнем пространстве поле электрического заряда. Это поле дискретно. Механизм создания поля и механизм его воздействия на частицу тоже должен быть дискретным. Согласно Ньютону в промежутках времени между этими воздействиями частица находится в состоянии равномерного и прямолинейного движения. **Частица не может** двигаться через т. О в виду наличия **ненулевого** спина. Ограничимся рассмотрением движения частицы на плоскости. Заметим, что движение с постоянными скоростью и массой относительно т.О осуществляется с постоянным спином и неизменной ориентацией. Такое состояние достаточно просто осуществляется в магнитных [3] полях.

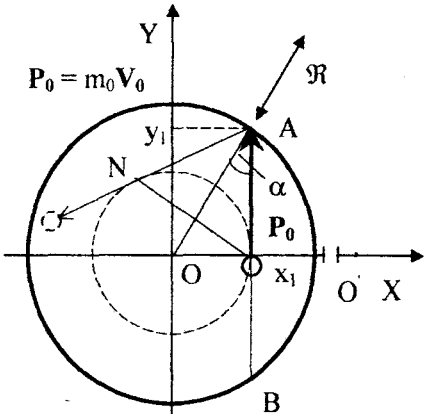


Рис.6

В некоторой т. А пространства, на потенциальной поверхности, частица должна проявить свойство электрического заряда в виде излучения электростатического фотона. Буду полагать, что излучение в виде одного фотона происходит мгновенно. Поскольку точка А (с координатами x_1, y_1) является точкой поворота, то частица должна изменить направление своего движения и сохранить момент количества движения (спин). Это может быть только тогда, когда не изменилась величина скорости и массы, а угол поворота относительно радиус вектора совпадает с углом, под которым частица приближалась к т. А. На рис.6 этот угол обозначен буквой α. Таким образом, после точки поворота частица снова находится в состоянии прямолинейного и равномерного движения. Для выполнения этих условий надо положить, что внешнее поле мгновенно вернуло частице (в виде од-

ного фотона) ту энергию, которая была ею потрачена на излучение. В такой постановке т. В является предыдущей точкой поворота.

Действительно, принятая последовательность взаимодействий: излучение-поглощение обеспечивает постоянство спина частица и ее ограниченное движение. Если допустить последовательность поглощение-излучение, то движение частицы – при сохранившемся спине, будет продолжаться в направлении вектора V_0. Что противоречит условию неподвижности центра ее массы.

Для дальнейшего анализа необходимо определиться с **направлением излучения** фотона. Поскольку все фотоны электростатического поля имеют одинаковую энергию относительно центра массы излучающей частицы, то решение должно быть единственным. Для обоснования единственности решения положим, что излучение центра массы фотона осуществляется только в радиальном направлении $\Re$. Это предположение согласуется с радиальным характером электростатического взаимодействия неподвижных зарядов. Фиксируя частицу многократно в различных точках пространства, можно заметить, что т.О является точкой центра массы частицы, что для обоих наблюдателей является пригодным. Поскольку спин, масса и скорость частицы после точки поворота не изменяются, то нам безразлично с какой точки пространства начинать рассматривать ее движение. В пространстве между точками поворота потенциал равен нулю. Теперь допустим, что в некоторый момент времени вектор скорости перпендикулярен оси Z (ось на рисунке не приведена) и оси X. Траектория частицы, имеющей скорость V_0, направлена в этом случае вдоль оси Y и проходит на расстоянии x_1 от т.О. Величина импульса частицы условно положена равной длине отрезка x_1A.

В задаче имеется три неизвестных: x_1, y_1, и V_0, значения которых будем искать, используя, в том числе, стационарное волновое уравнение Шредингера [12] в одномерном случае для частицы, находящейся в потенциальном ящике. Здесь я распространил гипотезу Луи де Бройля о корпускулярно - волновом дуализме на частицу, имеющую неподвижный центр массы.

Для нахождения трех неизвестных необходимо иметь три уравнения. Выпишем первоначально очевидные для спина s и уровней энергии En в потенциальном ящике:

$$s = m_0 V_0 x_1 = 0.5\,\hbar,$$

$$En=[n^2\pi^2(\hbar/a)^2]/(2m_0),$$

где n – квантовое число, $\hbar$ – постоянная Планка, a – ширина потенциального ящика ($a = 2y_1$).

Для того чтобы записать третье уравнение сделаем следующее предположение. Поскольку мы находимся в рамках задачи электростатики, то здесь должна присутствовать величина электрического заряда q. Для вве-

дения в задачу величины q напомним, как размерность квадрата электрического заряда q^2 связана с энергией и длиной:

размерность $[q^2/4\pi\varepsilon_0]$ = размерность [энергия × длину],

где ε_0 - электрическая постоянная. Эту же размерность можно получить с использованием волнового уравнения Шредингера. Действительно, из вида уравнения:

$$(\hbar^2/2m_0)(d^2\Psi/dy^2) = -E\Psi,$$

где Ψ – волновая функция, а E – кинетическая энергия. После простых преобразований получим:

$$(\hbar^2/2m_0)\,[d(d\Psi/dy)](1/\Psi) = -Edy.$$

Положим, что:

$$\int_y Edy = q^2/4\pi\varepsilon_0 = \{[n^2\pi^2(\hbar/a)^2]/(2m_0)\}a$$

Тогда ширина потенциального ящика "a" при n=1 находится по уравнению:

$$q^2/4\pi\varepsilon_0 = [\pi^2\hbar^2]/(2m_0\,a),$$

а скорость V_0 равна:

$$V_0 = q^2/(2\pi^2\hbar\varepsilon_0).$$

При этом и для электрона и для протона угол α находится по формуле:

$$tg\alpha = 1/\pi,.\ \alpha = 17.66^\circ.$$

Если в качестве стабильной частицы рассматривать **фотон**, то для этой частицы $tg\alpha = 2/\pi$, что связано с удвоенной величиной ее спина по сравнению с электроном или протоном. **Излучаемые и поглощаемые** фотоном частицы имеют природу - я так полагаю, **квантов эфира**. Это та среда, в которой распространяются в пространстве электромагнитные волны.

Расчеты показали, что скорость частицы в потенциальном ящике **не зависит от ее массы** и является единственной для протона и электрона.

Массы излучаемого фотоны m_f будем находить из **закона сохранения импульса**:

$$m_0 V\cos\alpha = m_f C,$$

где C – скорость света в вакууме, а $\cos\alpha = 0.953$. Выше упоминалось о том, что предлагаемая модель стабильной элементарной частицы **не противоречит поведению** спина в магнитных полях. **Вторым фактом**, подтверждающим модель, является размер частицы. Найдем средний радиус протона и электрона, и сравним их с результатами, полученными как на экспериментальных установках, так и на основе теоретических рассуждений. Средний радиус r_1 частицы равен:

$$r_1 = \left(\int_0^t r\,dt\right)/T,$$

где T- время движения частицы от y = 0 до y = y_1. Эти координаты и пределы интегрирования выбраны в виду симметрии движения. Время движения частицы между точками поворота обозначу t_a. Поскольку $r_0 = (x_1^2 + V_0^2t^2)^{0.5}$, то после подстановки и взятия интеграла получим для r_1:

$$r_1 = 0.5r_0 + (x_1^2/a)\ln((0.5a + r_0)/x_1).$$

Во всех расчетах значения величин массы электрона, скорости света, постоянной ħ Планка, электрической постоянной и электрического заряда брались с точностью: $m_0 = 9.1096\times10^{-31}$кг (для протона $m_0 = 1.6725\times10^{-27}$кг), $C = 2.998\times10^8$м/с, ħ = 1.0545×10^{-34}дж×с, $\varepsilon_0 = 8.85\times 10^{-12}$ к^{2}сек^2/(кгм^3) и $q = 1.6021\times10^{-19}$к. В результате расчетов получены следующие значения для электрона и протона, которые представлены в таблице с некоторым их округлением.

Таблица

Величина	Электрон	Протон
m_0 (кг)	9.11×10^{-31}	1.6725×10^{-27}
x_1 (м)	0.41×10^{-10}	0.22×10^{-13}
y_1 =a/2(м)	1.3×10^{-10}	$0{,}71\times10^{-13}$
V_0 (м/с)	1.4×10^6	1.4×10^6
r_0(м)	1.36×10^{-10}	$0{,}74\times10^{-13}$
r_1(м)	0.8×10^{-10}	$0{,}69\times10^{-13}$
m_f (кг)	8.05×10^{-33}	1.48×10^{-29}
t_a (сек)	1.86×10^{-16}	1.01×10^{-19}

Из таблицы видно, что все величины, кроме V_0 и m_f, для протона в N раз (N = 1835.5 -отношение масс покоя протона к массе электрона), меньше тех же величин для электрона. Отмечу, что в пространстве электростатических фотонов протона в N раз больше числа электростатических фотонов электрона. Несложно увидеть, что электрон более "пухлый" (занимает большее пространство) по сравнению с протоном, что соответствует современным представлениям [12] о размерах этих частиц. Сравнивать размеры электрона практически не с чем разве что только со **средним** его радиусом R в атоме водорода. Эта величина связана с радиусом a_1 первой боровской орбиты электрона в атоме водорода ($a_1 = 5.2917\times10^{-11}$м) соотношением: $R = 3/2a_1 = 0.7937\times10^{-10}$м. Сравнение этой величины со **средним** радиусом электрона по приведенной модели: $r_1=0.8\times10^{-10}$м, показывает их хорошее согласие между собой.

Сравнение $r_1 = 6.9\times10^{-14}$м для протона с приближенной величиной 1.2×10^{-15}м [13], пригодной правда только для тяжелых ядер, говорит об удовлетворительном согласии этих результатов. Это различие: примерно в 14 раз, можно объяснить сильным «ядерным» взаимодействием протонов в ядре. Полученные численные значения, приведенные в таблице, позволяют

найти величину тока движущегося электрона по соотношению $I = qV_0/a$. Тогда величина тока оказывается равной $I = qV_0/a = 0.86\times10^{-3}$А.

Это небольшая величина, но, тем не менее, мы имеем дело с некоторой "рамкой" с током, которая и поворачивается в магнитном поле в направлении перпендикулярном его силовым линиям.

Приведенная модель стабильной элементарной частицы в отличие от так называемой стандартной модели объясняет:

- дискретную природу электрического поля;
- связь дискретности поля со спином частицы;
- тоннельный эффект электрона, как следствие одновременного вращения и прямолинейного движения центра массы частицы.

Очень существенно то обстоятельство, что поскольку масса фотона, излучаемого протоном $m_f = 1.48\times10^{-29}$кг, больше массы электрона 9.11×10^{-31}кг, то в их электростатическом взаимодействии электрон должен первоначально поглотить m_f протона, а уж потом эту массу излучить.

Приложение 2. Образование ядра молекулы водорода

Модель стабильной элементарной частицы, изложенная в **Приложении 1**, применима и к протону. Это позволяет распространить электродинамику Ампера на эту частицу и предложить к обсуждению следующий механизм образования ядра, например, молекулы водорода. Именно молекулы, что связано с наличием в ее ядре только двух протонов. Для формулировки механизма вернемся к рис.1б, мысленно распространив приведенную на рис. конфигурацию на случай двух протонов. **Поскольку протоны имеют спин, то естественная их ориентация относительно друг друга будет аналогична ориентации двух витков с током** – рис.1б. **Следствием этого станет их совместное притяжение и дрейф друг к другу.** Объяснение же устойчивости образования ядра молекулы требует дополнительного рассмотрения с участием электронов. Во всяком случае, наличие совместного притяжения позволяет сделать предположение **о природе ядерных сил, имеющих электрическую природу**.

Приложение 3. Замечание к закону об электромагнитной индукции

Закон электромагнитной индукции Фарадея-Максвелла, имеющий вид: $\varepsilon = -\partial\Phi/\partial t$, где Φ – поток магнитной индукции, **не является корректным**. Некорректность уравнения связана с эффектом Холла, когда ЭДС появляется и для случая Φ=const. Наличие ЭДС отмечено и в скин-эффекте постоянного тока. Правильным уравнением будет уравнение вида:

$$\varepsilon = -\partial\Phi/\partial t + \varepsilon^*(\Phi^*=\text{const}),$$

которое связывает электромагнетизм и поле тяжести.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.-М. Ампер, Электродинамика, М., АН СССР, 1954.
2. Э.Уиттекер, История теории эфира и электричества, И., НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2001.
3. Г.Фрауэнфельдер, Э.Хенли, Субатомная физика, М., МИР, 1979.
4. С.Г. Калашников, Электричество, М., НАУКА, 1964.
5. Д.В. Сивухин, Общий курс физики, т.III, Электричество, М., НАУКА, 1977.
6. Е.И. Тимофеев, Модель стабильной элементарной частицы, Прикладная физика, №3 - 4, 1995.
7. Тимофеев Е.И., Некоторые фундаментальные проблемы современной физики, М., АСТ, 1998.
8. Е.И. Тимофеев, К электродинамике взаимодействия тел. Роль тока смещения в механике, М., ГЕОС, 2006.
9. Н.Н. Бухгольц, Основной курс теоретической механики, ч.II, М., НАУКА, 1972.
10. Л.А. Вайнштейн, Электромагнитные волны, М., СОВЕТСКОЕ РАДИО, 1957.
11. Е.И. Тимофеев, Некоторые фундаментальные проблемы современной физики, ч.2, Фантастический мир Эйнштейна, М., СФЕРА, 2000
12. Вихман, Квантовая физика. Берклеевский курс физики, т.4. М., НАУКА, 1974.
13. Д.В. Сивухин, Общий курс физики, т.V, ч.2, Ядерная физика, М., НАУКА, 1987.

интернет-магазин
OZON.ru
44087909

9 785990 276611

Тимофеев Е. Электричество. Роль законов сохранения импульса и момента импульса э