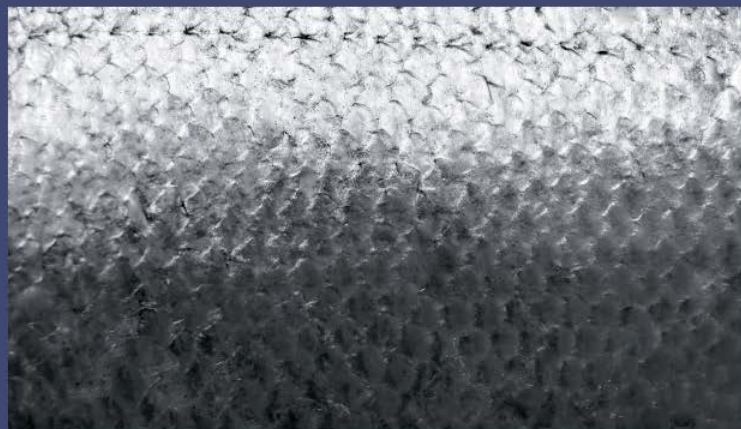


В книге рассматриваются относящиеся к теории электричества вопросы и задачи, решения которых меняют сущность и содержание классической электродинамики. Например, магнитное поле движущегося заряда или элемента тока, текущего в проводнике, создаётся посредством возбуждаемых в вакууме токов смещения, вопреки сложившемуся мнению. Таким образом закон Био и Савара, обусловлен близкодействием. Другой пример. Преобразования Лоренца есть тождественная форма преобразований Галилея и приложимы не только к физическому вакууму, но и к любой акустической волнопроводящей среде, что отменяет оба постулата Эйнштейна. Эти и другие подобные примеры позволяют средствами чистой классической электродинамики (не прибегая к квантовой физике) объяснить такие недоступные современной науке явления, как эффект Садовского или двигатель на электромагнитной тяге Эм Драйв, о котором сейчас много пишут и многие другие феноменальные явления. В соответствии с одним из основополагающих решений, физический вакуум является формой материи, способной к силовому и энергетическому взаимодействию с веществом и полем, что открывает принципиально новые возможности для энергетики и транспорта.



Георгий Иванов

## За ойкуменой классической электродинамики

Эфироопорное движение, сила, энергия

Автор этой книги закончил МИФИ, в Москве. В течение пятнадцати лет работал в Обнинском филиале НИФХИ им. Карпова, следующие пятнадцать лет – на Игналинской АЭС в Литве, в цехе тепловой автоматики и измерений. Классической электродинамикой интересовался со студенческих лет. Проблемными вопросами теории электричества начал заниматься с 1999 г.



978-620-2-06075-2

Иванов

ISBN: 978-620-2-06075-2

Copyright © 2017

## Оглавление

<b>Глава I</b>	<b>Введение . . . . .</b>	<b>7</b>
	<b>Классическая электродинамика как она есть. . . . .</b>	<b>9</b>
<b>§ 1</b>	<b>Токи смещения Максвелла и магнетизм .</b>	<b>10</b>
I	Способ экспериментального обнаружения магнитного поля с помощью «токопровода» тока смещения . . . . .	13
II	Силовые эффекты, обусловленные токами смещения . . . . .	14
III	Заключение. . . . .	20
<b>§ 2</b>	<b>Возрождение преобразований Лоренца . .</b>	<b>23</b>
I	«Превращение» преобразований Галилея в преобразования Лоренца. . . . .	26
I.1	Картина стоячих волн при постоянной частоте излучателя . . . . .	28
I.2	Картина стоячих волн при постоянной длине волны . . . . .	29
II	Сравнение различных концепций относительности . . . . .	36
II.1	Волновая концепция относительности. . . . .	36
II.2	Эфирная концепция относительности Лоренца – Пуанкаре – Фицджеральда. . . . .	37
II.3	Постулатная концепция относительности Эйнштейна . . . . .	40
II.4	Естественные ограничения закона относительности . . . . .	41
<b>§ 3</b>	<b>Движущиеся заряды, магниты и основные законы сохранения. . . . .</b>	<b>43</b>
I	О силах, не имеющих противодействия со стороны вещественной и полевой материи .	43
II	Теорема об энергии . . . . .	51
III	Основные законы сохранения применительно к вакуумоопорному движению. . . . .	53
III.1	Закон сохранения импульса. . . . .	53

III.2	Закон сохранения энергии при движении корабля с МГД двигателем . . . . .	55
III.3	Закон сохранения энергии при электродинамическом движении в вакууме	57
IV	Теорема об эфире . . . . .	59
V	Некоторые аспекты практического применения эфиропорных сил. . . . .	65
VI	Известные из экспериментов, противоречащие устоявшимся представлениям феномены, согласующиеся с теорией эфиропорности . . . . .	68
VI.1	Бронебойный эффект Яворского. . . . .	68
VI.2	Эффект Садовского. . . . .	69
<b>Глава II</b>	<b>Основополагающие решения . . . . .</b>	<b>73</b>
<b>§ 4</b>	<b>Токи смещения Максвелла – прямая причина существования магнетизма . . . .</b>	<b>73</b>
I	Токи смещения как причина существования магнитного поля . . . . .	73
II	Некоторые экспериментально проверяемые следствия из вывода о вакуумном токе смещения как носителя магнитного поля. . .	76
III	Силовые эффекты, обусловленные токами смещения . . . . .	78
	Заключение. . . . .	82
<b>§ 5</b>	<b>Преобразования Лоренца как тождественная форма преобразований</b>	
I	<b>Галилея. . . . .</b>	<b>84</b>
	Невозможность переноса импульса электромагнитной волной. . . . .	85
II	Автоматическое «превращение» преобразований Галилея в преобразования Лоренца. . . . .	87
II.1	Соотношение длин стоячей волны вдоль и поперёк направления скорости излучателя .	88
II.2	Картина стоячих волн при постоянной частоте излучателя . . . . .	89
II.3	Картина стоячих волн при постоянной длине волны, распространяющейся поперёк	

	скорости излучателя . . . . .	
	Визуализация тождественности . . . . .	90
II.4	преобразований Галилея и преобразований Лоренца . . . . .	
	Как «устроена» относительность . . . . .	100
III	Сравнение различных концепций . . . . .	101
III.1	относительности . . . . .	
	Волновая концепция относительности . . . . .	104
III.1.1	Эфирная концепция относительности . . . . .	104
III.1.2	Лоренца – Пуанкаре – Фицджеральда . . . . .	105
III.1.3	Постулатная концепция относительности Эйнштейна . . . . .	108
III.2	Естественные ограничения закона относительности . . . . .	110
	Приложение . . . . .	112
	Задача 1. О равнодействующей силе двух антенных дипольных излучателей . . . . .	113
	Задача 2. О равнодействующей силе амплитудно моделированных дипольных излучателей . . . . .	126
	Задача 3. О равнодействующей силе системы дипольных излучателей в поле стоячей волны . . . . .	127
<b>Глава III</b>	<b>Способы возбуждения эфиропорных сил и их особенности . . . . .</b>	<b>131</b>
<b>§ 6</b>	<b>Система уравнений точечный заряд - точечный магнитный диполь и её решение . . . . .</b>	<b>132</b>
<b>§ 7</b>	<b>Вывод основной формулы для результирующей силы, парадокс Тамма, электромагнитный пропеллер (или эфирный «гребной винт») . . . . .</b>	<b>140</b>
I	Знакомство с «экзотической» магнитодинамической силой . . . . .	141
II	Понятие об «импульсном потенциале» . . . . .	144
III	Парадокс Тамма. . . . .	149
IV	Электромагнитный пропеллер (гребной винт) . . . . .	155
<b>§ 8</b>	<b>Сюрпризы движущихся зарядов. . . . .</b>	<b>158</b>

I	Лагранжиан Дарвина и решение уравнения Лагранжа системы двух зарядов. . . . .	159
II	Знакомство с зарядовой магнитодинамической силой . . . . .	163
III	Результирующая сила колеблющихся зарядов . . . . .	165
IV	Кинетические явления, обусловленные электростатической индукцией. . . . .	168
§ 9	Ещё одна типовая задача физики XXI века. .	172
§ 10	<b>Антенная сила - свидетель эфира . . . . .</b>	<b>181</b>
I	Взаимодействие осциллирующих электрических диполей. . . . .	182
II	Законы сохранения импульса и энергии при антенном взаимодействии. . . . .	186
§ 11	<b>Эфиропорные эффекты при движении электронов в кристаллических решётках твёрдых тел . . . . .</b>	<b>194</b>
I	Постановка и решение задачи о движении магнитной частицы в скрещенных периодических электрическом и магнитном полях на макроскопическом уровне. . . . .	197
II	Взаимодействие электронной подсистемы с внутрикристаллическими периодическими электрическими и магнитными полями в твёрдых телах . . . . .	200
II.1	Тепловыделение при эфиропорном взаимодействии. . . . .	202
II.2	Эфиропорная пондемоторная сила . . . . .	203
II.3	Формирование эфиропорной электродвижущей силы (ЭДС) . . . . .	205
III	Эфиропорное движение как основа научного понимания известных экспериментально наблюдаемых феноменов избыточного энерговыделения . . . . .	206
III.1	Сверхъединичное тепловыделение при соударении снаряда с мишенью (эффект	

	Яворского) . . . . .	206
III.2	«Вечные батарейки» и «вечные двигатели» Виктора Ивановича Петрика и Валериана Марковича Соболева . . . . .	207
	Заключение. . . . .	210
<b>§ 12</b>	<b>Самоускорение зарядовых систем - катастрофический парадокс релятивизма</b>	<b>211</b>
I	Примеры самоускоряющихся систем . . . . .	211
II	Вычисление магнитодинамической силы. . .	216
<b>Глава IV</b>	<b>Дорога к эфиру сквозь дебри релятивизма. . . . .</b>	<b>219</b>
<b>§ 13</b>	<b>Относительность относительности . . . . .</b>	<b>219</b>
I	Задача о равнодействующей. . . . .	219
II	Теорема об энергии . . . . .	226
III	Теорема о существовании эфира. . . . .	227
<b>§ 14</b>	<b>Принцип постоянства скорости света физике не нужен . . . . .</b>	<b>238</b>
	<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ. . . . .</b>	<b>249</b>

## ГЛАВА I

---

### ВВЕДЕНИЕ

---

В конце XIX века многие ученые, особенно физики, всерьез считали, будто бы все основные открытия в науке уже сделаны. Они полагали, что на долю ученых XX века останутся только кое-какие уточнения. Можно привести следующий пример. Все физики знают Макса Планка, который в 1900 году открыл кванты, создав необходимые условия для начала эры квантовой механики. Когда, в молодости, он сказал известному в своё время профессору, что хотел бы посвятить себя теоретической физике, то в ответ услышал, что здание теоретической физики уже в основном завершено и вряд ли стоит браться за такое бесперспективное дело. Не исключено, что подобный совет в то время могли бы дать и многие другие физики своим ученикам.

Такое же мнение, только ещё более категоричное уже второе столетие поддерживается со стороны преобладающего большинства физиков (мейнстрима от физики) по отношению к классической электродинамике. Считается, что в теоретической классической электродинамике может существовать только то, что есть сейчас (и было сто лет назад), всё остальное невозможно. Не укладывающиеся в «прокрустово ложе» опубликованные в научных журналах эксперименты или известные из других источников информации феноменальные явления просто замалчиваются или объявляются ошибочными, что в ряде случаев опровергается их устойчивой воспроизводимостью при многократных повторениях.

Что касается теории, то в ней уже давно разработаны такие общепризнанные методы исследования систем, относящихся к

классической электродинамике, использование которых даёт не менее удивительные результаты, чем эксперименты и феноменальные явления, о которых говорится выше. Только эти разработки никто не афиширует и не использует, даже те авторы, которые включили их в свои книги. Мешает присущий мейнстриму «синдром завершённости», закрывающий путь к правильному пониманию подобных материалов. Ныне существующая классическая электродинамика отличается от настоящей неполнотой представлений об основных законах сохранения и о формах материи, что накладывает печать неполноты на все физические науки и существенно обедняет их области применимости.

Настоящая классическая электродинамика бесконечно разнообразнее и богаче по содержанию по отношению к её «завершённой» версии. Она таит в себе реальные перспективы таких практических применений, до которых ещё не додумались даже изощрённые умы писателей-фантастов.

В частности, новые материалы классической электродинамики дают возможность закрытого для мейнстрима понимания таких широко известных фактов, как механизм возникновения силы тяги в ЭмДрайве, о котором сейчас много говорят и пишут или механизм появления момента силы от воздействия поляризованных электромагнитных волн (эффект Садовского), бронебойный эффект Яворского, дающий 4-кратное превышение тепловыделения при внедрении в мишень артиллерийского снаряда над его кинетической энергией и другие менее известные не афишируемые явления, такие как установка Шоулдерса – 30 кратный энергетический выигрыш и т. п.



## Классическая электродинамика как она есть

В этой главе даётся популярное изложение материала, достаточное для общего ознакомления и понимания о том «как всё работает». Математические обоснования минимальны, но желающие могут ознакомиться с ними по сопутствующим ссылкам на другие статьи, в том числе на статьи этой книги этой книги. С целью наглядности используются рисунки и некоторые показательные формулы. § 1 и § 2 представляют собой несколько упрощённое изложение § 4 и § 5.

Два вывода из новых знаний классической электродинамики и общей физики, коренным образом меняют лицо этих наук, не касаясь их сущности.

- ✓ Магнитное поле образуют не сами по себе движущиеся заряды и текущие в проводниках токи, а создаваемые ими в окружающем пространстве максвелловские токи смещения, существующие даже в полном вакууме.
- ✓ Известные всем физикам преобразования Лоренца, которые сначала были получены Лоренцем из теории неподвижного эфира, а спустя некоторое небольшое время выведены отбросившим эфир Эйнштейном, есть самоочевидный результат тождественных преобразований Галилея, применённых к стоячим волнам, связанным с движущимися источниками звуковых или электромагнитных волн в акустических средах или физическом вакууме.

Рассмотрим эти утверждения более подробно.

## § 1. Токи смещения Максвелла и магнетизм

Сжатое изложение статьи, необходимое и достаточное для понимания сути дела. Полное изложение дано в § 4.

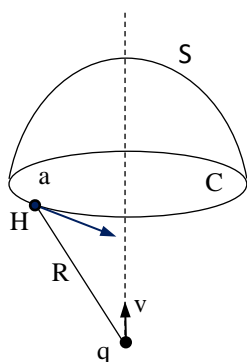


Рис. 1,1

Изображённый на Рис. 1,1 движущийся в вакууме с малой по сравнению со световой скоростью электрический заряд создаёт в каждой точке окружающего пространства меняющееся со временем электрическое поле, а значит и токи смещения, симметрично распределённые относительно линии движения.

Как можно определить создаваемое этим зарядом магнитное поле в произвольно выбранной точке пространства, допустим в точке  $a$  на Рис. 1,1?

Мысленно проведём через эту точку замкнутый контур  $C$ , на который опирается поверхность  $S$ , произвольно выбранной нами формы. Тогда, согласно одному из уравнений Максвелла, ток смещения, протекающий через эту поверхность, определяет собой циркуляцию напряжённости магнитного поля по контуру, что позволяет найти искомое магнитное поле. В результате вычислений, с которыми желающие могут ознакомиться в § 4, получается следующая формула,

$$\mathbf{H} = \frac{q}{c} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{R}}{R^3} \quad (1,1)$$

где  $\mathbf{H}$  – напряжённость магнитного поля,  $q$  – величина заряда,  $\mathbf{v}$  – скорость движения заряда,  $R$  – расстояние от заряда до точки наблюдения.

Эта формула широко известна из справочников и учебников, только там она выводится другими способами, не имеющими прямого отношения к току смещения, например, через компоненты тензора электромагнитного поля. Таким образом, любой движущийся заряд создаёт в вакууме такое поле токов смещения, которое образует

соответствующее этому заряду магнитное поле. Отсюда следует, что любая совокупность зарядов при малых, по сравнению со световой, скоростях образует магнитное поле как суперпозиция полей по формуле (1,1). В частности, ток, текущий в проводе, это тоже совокупность движущихся зарядов, и мы вправе применить формулу (1,1) как ко всему проводу, так и к его частям, например, к элементам тока  $I d\mathbf{l}$ , где  $I$  - ток,  $d\mathbf{l}$  – отрезок провода длиной  $dl$ , ориентированный вдоль направления тока. Тогда, для этого элемента тока формула (1,1) примет вид,

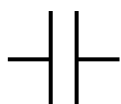
$$\mathbf{H} = \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{R}}{c R^3} \quad (1,2)$$

в котором мы узнаёт закон Био и Савара, представший перед нами в обличье близкодействия. Получается так что магнитные поля проводов, катушек, соленоидов и т. п. «наводятся» исключительно токами смещения.

*Таким образом, весь магнетизм обусловлен непосредственно текущими через вакуум максвелловскими токами смещения, а не токами проводимости, вопреки твёрдому мнению современного в электродинамике и физике мейнстрима, по мнению которого магнитообразующие токи смещения есть полный абсурд.*

Сам Максвелл считал, что токи смещения образуют такое же реальное магнитное поле, как и токи проводимости, о чём красноречиво свидетельствуют его уравнения, но в его бытность ещё не были известны никакие элементарные частицы, включая электроны, в связи с чем представленное здесь доказательство, несмотря на всю его простоту, было тогда невозможным.

Приведём в пример типовое мнение представителей



мейстрима о магнитном поле токов смещения. Сошлёмся

на известный популярный учебник Э. Парселла для студентов и преподавателей «Электричество и магнетизм» [1].

Там под рисунком конденсатора типа, изображённого здесь на

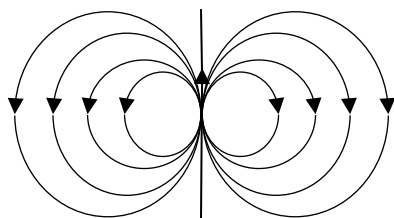


Рис. 1,3. Поле движущегося заряда

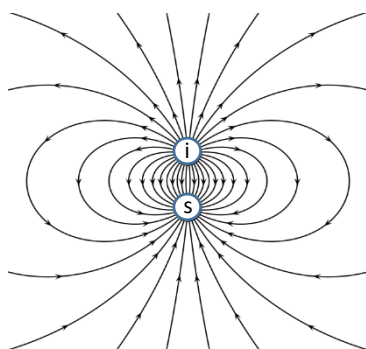


Рис. 1,4. Поле гипотетических истоков и стоков по Парселлу.  
I – исток, s – сток.

Рис. 1,2, даётся следующее пояснение: -

«В медленно меняющихся полях полный вклад в магнитное поле в любой точке от всех токов смещения равен нулю. Магнитное поле... может быть вычислено по закону Био – Савара, применяемого только к элементам тока проводимости». Это мнение основано на следующем представлении Э. Парселла: - «... поле (токов смещения) может быть составлено из полей точечных зарядов посредством суперпозиции радиальных токов, текущих наружу из точечных источников или внутрь в точечные

«стоки».

Это утверждение находится в противоречии с нашей формулой (1,1), согласно которой поле токов смещения движущегося заряда имеет совсем другую топологию, оно не содержит точек с не равной нулю дивергенцией, см. Рис. 1,3, в отличие от радиальных токов Парселла, в центре которых дивергенция не равна нулю, см. Рис. 1,4. Поле движущегося заряда (1,2) формально совпадает с вихревым полем точечного магнитного диполя.

Важно отметить, что в пространстве, окружающем источник (или сток) Парселла присутствует растущее (или убывающее)

электрическое поле, что свидетельствует о наличии внутри этих источников (стоков) возрастающих (убывающих) зарядов, а их создание невозможно без токов проводимости, учёт которых коренным образом изменит всю картину магнитных полей. Отсюда следует, что парселловские источники и стоки как таковые противоречат закону сохранения заряда, в силу чего не имеют право на существование.

### **I. Способ экспериментального обнаружения магнитного поля с помощью «токопровода» тока смещения**

Несмотря на то, что, согласно вышесказанному, все магнитные поля, которые мы измеряем, обусловлены токами смещения, возникает вопрос сможем ли мы замерить поле «чистого», как бы «изолированного» тока смещения. Ответ положительный, вот один из методов. На Рис. 1,5 b изображён эшелон конденсаторов, выполняющий роль токопровода для токов смещения. По

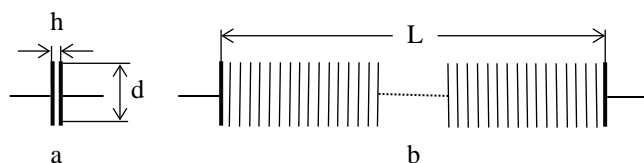


Рис. 1,5. а – конденсатор, б – эшелон конденсаторов.

эквивалентной схеме это есть цепочка последовательно соединенных конденсаторов, типа, изображённого на Рис. 1.5 а. Между широко раздвинутыми круглыми

пластинами базового конденсатора расположены такие же по размерам металлические диски. Расстояние между соседними дисками намного меньше их диаметра,  $h \ll d$ , длина эшелона намного больше диаметра пластин,  $L \gg d$ , толщина дисков намного меньше расстояния между ними,  $\tau \ll h$  и не превышает глубину скин-слоя.

При достаточно малых расстояниях между дисками отклонение от параллельности силовых линий электрического поля (и токов смещения) можно считать пренебрежимо малым, эшелон их как бы фокусирует. К примеру, при  $h/d$ , равном 0,001, это отклонение приблизительно 0,03%, при  $h/d$  0,01 - 2%, при  $h/d$  0,1 - 15 %. Так как поле от токов проводимости концевых пластин уменьшается с

расстоянием, то в середине достаточно длинного эшелона оно пренебрежимо мало. Магнитное поле от промежуточных дисков при их достаточно малой толщине тоже пренебрежимо мало. Таким образом, магнитное поле вокруг эшелона в его середине практически целиком обусловлено текущими в нём токами смещения, и оно эквивалентно магнитному полю проводника с таким же током проводимости. Согласно оценке, для эшелона длиной 10 см, диаметром 1 см, при напряжении на концах 300 000 В, меняющемся с частотой 500 МГц, магнитное поле около его поверхности достигает 5 Эрстед.

## II. Силовые эффекты, обусловленные токами смещения

Силовое воздействие от магнитного поля тока смещения не отличается от силового воздействия магнитных полей обычных проводников. Но как действуют сторонние магнитные поля на ток

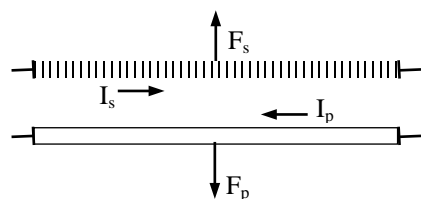


Рис. 1.6.  $I_s$  и  $I_p$  – токи, текущие по эшелону и по проводнику.  $F_s$   $F_p$  – силы, действующие на эшелон и на проводник

смещения, точнее на наш эшелон с током смещения? Вопрос чуждый для представителей современного мейнстрима, отрицающих саму реальность токов смещения и какое-либо их отношение к магнетизму. Ответ на

него необычный и новый не только для современной классической электродинамики, но и для всей физики.

На Рис. 1,6 изображены два проводника с токами разных типов, сверху эшелон с током смещения  $I_s$ , снизу обычный металлический провод с противоположно направленным током  $I_p$ . Они взаимодействуют друг с другом посредством своих магнитных полей с силами равными по величине, противоположными по направлению, в полном соответствии с третьим законом Ньютона,  $F_s = -F_p$  и

вычисляются по обычному закону Ампера. Ясно, что сила  $F_p$  приложена к нижнему проводу, а к чему приложена сила  $F_s$ , действующая на эшелон? Металлические детали составляют лишь малую часть длины эшелона, поэтому не могут обеспечить должное противодействие, почти весь объём эшелона занимает вакуум. Но ведь ток внутри эшелона течёт именно через вакуум, значит и сила  $F_s$  действует на вакуум, у неё нет выбора. Таким образом, равнодействующая изображённой на Рис. 1,4 вещественной системы равна  $F_p$  (вакуум веществом не является). Платформа с закреплёнными на ней металлическим проводом, эшелон, источниками питания и т. д. под действием силы  $F_p$  (подъёмной силы) сможет спокойно двигаться в космическом пространстве, отталкиваясь от текущего через вакуум тока смещения. Выходит так, что равнодействующая сила вещественной системы уравнивается той реакцией на вакуум, которую производит текущий в эшелоне ток смещения, что обеспечивает точное выполнение закона сохранения импульса.

Силы Ампера, от которых работают практически все электродвигатели, имеют второй порядок малости по отношению скорости зарядов, образующих магнитные поля и токи, к скорости света и будет интересно, задавшись определёнными данными, оценить величину силы реакции на вакуум. Пусть проводники расположенные, как на Рис. 1,4 имеют одинаковые диаметры по 1 см и длины по 10 см, находятся на расстоянии друг от друга 1 см (между центрами). Ток смещения через эшелон, согласно вышеприведённым данным, получается равным 13 А. Ток через нижний медный провод примем равным 100 А. Тогда сила взаимодействия проводников составит более 1 Г, чего вполне достаточно для уверенной

регистрации. Можно будет замерить силы, действующие на каждый токопровод (провод и эшелон) в отдельности и попытаться зарегистрировать совместное движение провода и эшелона от равнодействующей  $F_p$ .

Отметим, что увеличение размеров провода и эшелона на порядок (в 10 раз), с соответствующими изменениями электрических параметров, может привести к изменению равнодействующей силы на два порядка (в 100 раз), что составит около 1 Н.

Наличие реакции на вакуум означает наличие действующей на провод силы  $F_p$  при отсутствии действующей на эшелон силы ( $F_s$ ). А

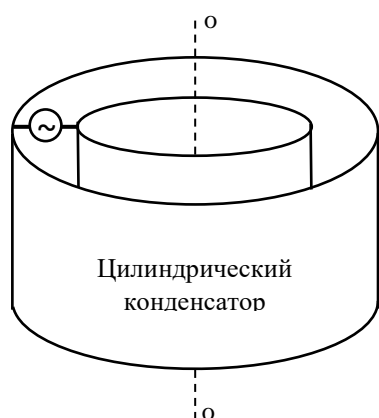


Рис. 1,7. К опыту Грехема и Лахоза (блок схема)

что, если (на радость противников вакуума), приложенная к эшелону сила  $F_s$  всё-таки будет обнаружена. Тогда непонятно к чему вещественному эта несусветная сила приложена, что намного удивительнее, чем реакция на вакуум. Если же прав мейнстрим, то ни магнитного поля, ни приложенной к проводу силы не будет. Но тогда неправ Максвелл и

неверно его уравнение, рождающее магнитное поле движущего заряда и закон Био и Савара, что исключено. Значит, есть все основания считать, что в обсуждаемом эксперименте будет обнаружено следующее: магнитное воздействие от тока смещения (сила  $F_p$ ), реакция на вакуум посредством силы  $F_s$ , поступательное движение замкнутой (по современным понятиям системы) под действием силы  $F_p$ , не имеющей реакции противодействия от вещества, имеющей её от вакуума.



Добавим, что в первый и пока что в последний раз успешно зарегистрировали силу реакции на вакуум в конце семидесятых годов прошлого века канадские физики Грехем и Лахоз [2], тем самым совершив первый практический шаг в физику будущего. Они помещали цилиндрический конденсатор с прикреплённой к нему перемычкой в постоянное соосное магнитное поле порядка 0,2 Т, Рис. 1,7, и подавали на него переменное напряжение (240 Гц) порядка 2 кВ. Были зарегистрированы колебания конденсатора под действием только приложенной к перемычке силы Ампера. Ток смещения, текущий между пластинами, вычисленный расчётным путём, создавал реакцию на вакуум и не оказывал влияния на колебания конденсатора.

XXI представил явил нам удивительный сюрприз – двигатель

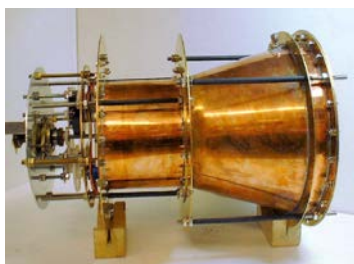


Рис. 1,8

ЭмДрайв (EmDrive) в виде металлического объёмного резонатора в форме усечённого конуса, работающего в диапазоне дециметровых электромагнитных волн, см.

Рис. 1,8. Как пишут в И-нете, он может стать «главным изобретением века, которое

позволит человечеству преодолевать доселе недоступное космическое пространство».

Его предложил в 2001-м году британский инженер Роджер Шойер. Проведено множество экспериментов в разных странах, включая Китай, не только в земных лабораториях, но и в космосе, не только энтузиастами-одиночками, но и такими организациями, как НАСА. Полученные силы лежат в диапазоне от микро и милли Н (Ньютонов) до долей Н при стабильной воспроизводимости результатов. На сайте [spacegid.com](http://spacegid.com) пишут, что согласно отчету НАСА (2016 г), «в лаборатории удалось получить тягу, имеющую

коэффициент мощности  $1,2 \pm 0,1$  мН/кВт. Этот показатель пока значительно ниже, нежели мощность используемых сегодня ракетных двигателей, однако примерно в сто раз выше, чем мощность фотонных двигателей и солнечных парусов».

ЭмДрайв – «двигатель-загадка», принцип его работы пока что

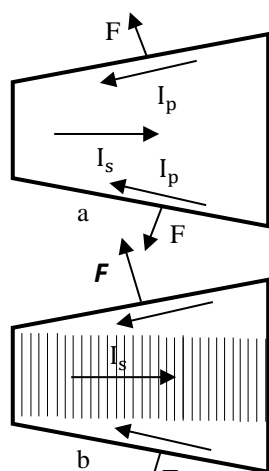


Рис. 1,9

современной науке неизвестен, есть только различные гипотетические предположения типа флуктуации вакуума или отрицательные массы, доходит чуть ли не до «тёмной энергии».

Но самом деле ЭмДрайв должен работать в полном соответствии с давно известными законами обычной классической электродинамики,

вполне понятными читателям этого материала. «Обычной», значит содержащей введенные Максвеллом текущие через вакуум токи смещения. ЭмДрайв выглядит как закрытая металлическая камера, напоминающая объёмный СВЧ-резонатор в форме усечённого конуса, см. Рис. 1,9.

«Подключенный к конусу магнетрон генерирует электромагнитное излучение в микроволновом диапазоне, которое поступает в резонатор и создает там так называемую стоячую волну. За счет резонанса энергия колебания микроволн возрастает.»

Это и есть – ключ к объяснению! Между плоскими поверхностями ЭмДрайва (круговыми основаниями усечённого конуса), Рис. 1,9 а, может установиться стоячая волна электрического поля и, как следствие, стоячая волна тока смещения, окружённая

замкнутыми силовыми линиями синхронного магнитного поля, действующего на синхронный ток боковой поверхности с силой Ампера, осевая компонента которой и есть наблюдаемая в экспериментах сила тяги  $F$ , см. Рис. 1,9 *a*.

Эндрайв, содержащий внутри эшелон (как на Рис. 1,9 *b*), мог бы определённым образом упорядочить область таков смещения и как-то повлиять на результаты экспериментов.

Эквивалентная схема получения силы Ампера в ЭмДрайве представлена на Рис. 1,10. От точки А

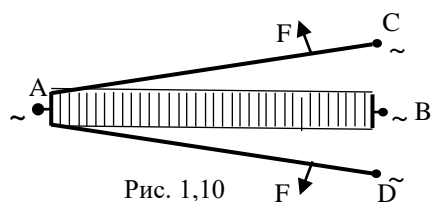


Рис. 1,10

к точке В по эшелону АВ течёт ток смещения. От точек С и D к точке А по проводам СА и DA текут токи проводимости. Магнитное поле,

создаваемое током смещения эшелона АВ, действует с силой Ампера  $F$  на провода с токами проводимости СА и DA.

В наше время люди, экспериментирующие с эмдрайвами, не имеют представления о принципе его действия, поэтому их конструкции далеки от оптимальных, а наблюдаемые силы далеки от допускаемых методикой максимально возможных величин. В этой связи конструкция, соответствующая рассмотренному выше Рис. 1,6 (с параллельно расположенными прямым проводом и эшелоном) позволила бы весьма существенно увеличить наблюдаемую силу.

Рассмотренные здесь двигатели отличаются от описанных ниже, § 3, 7, 8, 9, тем, что сила тяги в них обусловлена прямыми взаимодействиями магнитных полей токов смещения с токами проводимости. Вот почему их можно отнести к «прямоточному» типу.

### III. Заключение

Предпринятое мейнстримом отнятие у тока смещения, его способности производить магнитное поле приводит к противоречиям, наличие которых свидетельствует о ненормальном состоянии общепринятой науки на стыке классической электродинамики и общей физики, что проявляется следующим образом

На практике (в области эксперимента) существуют такие феноменальные явления, которые противоречат понятиям общепринятой науки. Попытки объяснить поведение ЭмДрайва и результаты опыта Грехема и Лахоза (Рис. 1,7) натываются на грубое нарушение второго и третьего законов Ньютона. Известны и другие не менее удивительные феномены, которые натываются на нарушение закона сохранения энергии, см. § 3, п. VI.

В одних и тех же учебных пособиях или научных работах по теоретической классической электродинамике (теории электромагнитного поля) параллельно друг другу на совершенно законных основаниях существуют такие методы решения задач (в том числе первостепенной важности), которые дают резко противоречивые результаты о чём, кажется, никто ещё не знает, потому что авторы используют только один из этих методов, а другой просто демонстрируют, не применяя.

Напрашивается вывод о глубоком кризисе классической электродинамики и общей физики.

Приведём примеры.

С точки зрения общепринятой науки работа ЭмДрайва и опыт Грехема и Лахоза «не стыкуется» с ньютоновским Законом сохранения импульса, который утверждает, что внутри замкнутой системы импульс и момент импульса остаются постоянными

величинами, вне зависимости от изменений, происходящих внутри этой системы. Иными словами, если к телу не приложить внешнюю силу, то сдвинуть его с места невозможно.

Но нам, тем кто ознакомился с вышеизложенным материалом, ясно, что эта «нестыковка» чисто иллюзорная, она есть только в умах мейнстрима, потому что обусловлена игнорированием введённого Максвеллом текущего через вакуум тока смещения. Противодействующая сила реакции приложена к тому участку (области) занятого магнитным полем физического вакуума, через который течёт ток смещения, тем самым создавая ту нехватку импульса (момента импульса), которую требует закон сохранения этой величины

Получается так, что сущность ни классической электродинамики, ни общей физики не меняется, просто увеличивается область применимости этих наук, в которую теперь необходимо включать физический вакуум как, отличную от вещества и поля форму материи, способную, посредством тока смещения, вступить в силовое взаимодействие с такими давно известными формами материи как вещество и поле. По понятиям мейнстрима физический вакуум в классической электродинамике есть просто пустота, лишённая каких-либо свойств, как это считалось в средние века. Свойства, дескать, есть только у вещества и поля, но не у вакуума, с чем не согласна современная квантовая физика, которая утверждает, что в физическом вакууме происходят флуктуации большой энергии. Плотность планковской энергии флуктуаций физического вакуума, по оценке Д. Уилера, составляет величину порядка  $10^{95}$  г/см<sup>3</sup>, тогда как у ядерного вещества она равна всего лишь  $10^{14}$  г/см<sup>3</sup> [3], т. е. в  $10^{81}$  раз меньше.

Перейдём ко второму пункту «Заключения» о противоречиях в теории. Один из самых авторитетных и популярных курсов классической электродинамики для физиков-теоретиков – это «Теория поля» Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [4], чьи последователи, практически весь мейнстрим России, относятся к этому учебнику как христиане к библии. Посмотрим какие там «заповеди».

Рассматривая систему заряженных частиц, движущихся с малыми, по сравнению со световой, скоростями, авторы, основываясь на законах нерелятивистской механики, приходит к выводу, что ускорение их центра инерции равно нулю, так как *«центр инерции движется равномерно»*, [4] § 67. Отсюда авторы заключают, что если все частицы имеют одинаковые отношения зарядов к массе, то их система не может излучать (дипольно). Но это, как мы увидим, ложный вывод. К системам заряженных частиц, движущихся даже с малыми скоростями, законы нерелятивистской механики применять неправомерно, потому что будет проигнорирована та наиважнейшая в электродинамике область знаний, связанных с силами Лоренца и Ампера, без которых не работал бы ни один электродвигатель.

Для таких систем существуют функция Лагранжа и потенциалы Дарвина [5], дающие результаты с точностью до второго порядка отношения скоростей частиц к скорости света. Авторы «Теории поля» не только об этом знают, но и в [4] § 65 выводят своими методами и потенциалы Дарвина и его функцию Лагранжа. Знать знают, но пользоваться не пользуются, а если бы воспользовались, то увидели бы, что в электродинамике, в отличие от механики, равнодействующая сила для системы движущихся заряженных частиц не равна нулю, следовательно, ускорение их центра инерции тоже не равно нулю. Авторы были настолько уверены в непогрешимости

«заповеди» о нулевом ускорении центра инерции, что не стали проверять решение методом Дарвина, потому что не сомневались в совпадении с полученным ими «нулевым» результатом. Та же самая ошибка повторяется неоднократно в других разделах этой книги, например, в §75 для системы двух частиц.

Согласно Пейджу и Адамсу, замечательная работа которых [6] значительно опередила время её выхода, равнодействующая сила системы двух движущихся заряженных частиц равна не нулю, а так называемой мейнстримом производной «импульса электромагнитного поля», который, в свете излагаемого здесь материала, есть ни что иное, как реакция на вакуум, производимая токами смещения от магнитных полей взаимодействующих движущихся зарядов.

## **§ 2. Возрождение преобразований Лоренца**

Сжатое изложение статьи, необходимое и достаточное для понимания сути дела. Полное изложение дано в §5.

Объектом нашего исследования являются сферические гармонические волны, распространяющиеся от точечного источника, в том смысле, что его размеры малы по сравнению с длиной волны. Все обоснования построены на известных даже школьникам тождественных преобразованиях тригонометрических функций.

Если применить преобразования Галилея к фазе бегущей волны, распространяющейся от движущегося точечного источника в любой однородной волнопроводящей недисперсионной среде, будь то жидкость, газ, твёрдое тело или физическое пространство, то в результате тождественных преобразований, как бы сами собой появятся преобразования Лоренца. Нет необходимости постулирования релятивистского принципа относительности,

который, как оказалось, является прямым следствием принципа относительности Галилея, действующего в определённых условиях. Попутно выявляется, что бегущая волна любой природы не способна переносить импульс.

Преобразования Лоренца для акустических сред выглядят также как для вакуума, только вместо скорости света содержат скорость звука. Получается так, что преобразования Лоренца есть просто определённая разновидность преобразований Галилея, в силу чего никаких обусловленных скоростью движения «фокусов» с замедлениями времени и сокращениями пространства не происходит. Они происходят с любыми материальными (микро и макро) объектами таким же образом, как с эталонами длины и времени роль которых, как известно, берут на себя те же самые стоячие волны), благодаря чему выполняется принцип относительности Галилея (а не Эйнштейна).

Поясним вышесказанное конкретными примерами.

Бегущую расходящуюся сферическую волну от источника, покоящегося в волнопроводящей конденсированной среде или в физическом вакууме можно представить в виде функции  $\Phi$  в следующей форме,

$$\Phi = \frac{A}{r} \cos(\omega_0 t - k_0 r) = a \cos \omega_0 \left( t - \frac{r}{c} \right) \quad (2,1)$$

где  $A$  – амплитуда колебаний в точках среды на расстоянии от источника, равном единице,  $r$  – расстояние от источника,  $\omega_0$  – циклическая частота,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  – волновой вектор,  $\lambda_0$  – длина волны,  $t$  – текущее время,  $a = A/r$  – амплитудная функция,  $c$  – скорость распространения волн.

Напишем легко проверяемое тригонометрическое тождество, справедливое для точек, расположенных на любом расстоянии от



источника, согласно которому, любая бегущая волна есть суперпозиция двух стоячих волн, сдвинутых по фазе на  $\pi/2$ , [7]:

$$\cos(\omega_0 t - k_0 r) \equiv \cos k_0 r \cos \omega_0 t + \sin k_0 r \sin \omega_0 t \quad (2,2)$$

Согласно написанному, точечный источник бегущей сферической волны не «излучает» ничего, кроме пары стоячих волн. Но это ещё не всё, на что он способен! Ничто не мешает нам написать тождество:

$$\cos(\omega_0 t - k_0 r) \equiv 2\cos k_0 r \cos \omega_0 t - \cos(\omega_0 t + k_0 r) \quad (2,3)$$

Получается так, что наш источник вместо расходящихся волн, уносящих импульс в любом заданном направлении (как все считают, по крайней мере, в электродинамике), «излучает» не имеющие импульса стоячие волны и сходящиеся волны, приносящие импульс к источнику из бесконечности. Таким образом, понятие «импульс волны» лишено физического смысла. Теперь понятно, почему волны, например, в жидкой среде не способны переносить импульс без переноса вещества [8]. А как же звуковое давление? Спросит читатель. Всё просто – волна «давит» на мишень, сила противодействия «давит» на волнопроводящую среду (в данном случае, на жидкость).

Но как быть с электромагнитными волнами, излучаемыми, к примеру, источником света? Ведь наше рассмотрение применимо к любой волнопроводящей (среде включая эфир, вакуум, пространство, или как там его ни называй).

Электромагнитную волну в любой точке пространства можно разложить на две поляризованные компоненты, по отношению к каждой из которых справедливы тождества (2,1), (2,2), (2,3). Стало быть, такая волна тоже неспособна переносить импульс. К примеру, свет, оказывающий силу давления на зеркало, одновременно производит силу противодействия на волнопроводящую среду, такую,

как она есть, будь то вакуум, эфир или физическое пространство, каким образом это делается, написано в предыдущем параграфе (§ 1).

Следует отметить, что разложение бегущей волны на стоячие компоненты не пустая формальность, а факт физической реальности. При желании для любой волнопроводящей среды можно «изобрести» техническое устройство, «фазовый детектор», позволяющий выделять и исследовать любую стоячую компоненту бегущей волны.

### **I. «Превращение» преобразований Галилея в преобразования Лоренца**

Мы говорили выше о покоящемся в среде источнике, теперь перейдём к движущемуся. Примем, что покоящийся источник размещён в начале декартовой системы координат  $(x, y, z)$ , а движущийся  $(x', y', z')$ . В начальный момент времени координатные оси обеих систем (движущейся и неподвижной) совпадают. Скорость движения  $v$  направлена вдоль оси  $x$ .

На основании (2,1), фазу бегущей волны покоящегося излучателя, распространяющейся вдоль оси  $y$ , можно представить в виде,

$$\phi_0 = \omega_0 \left( t - \frac{y}{c} \right) \quad (2,4)$$

При переходе к движущемуся излучателю для волны, распространяющейся по оси  $y'$  (поперёк скорости) параметры  $t$  и  $y$  примут вид в соответствии с преобразованиями Галилея для времени и координаты, скорость распространения волн  $c$  – в соответствии с галилеевским правилом нахождения относительной скорости при известных абсолютной и поступательной. Циклическая частота излучателя  $\omega$  выбирается применительно к условию решаемой задачи.

Таким образом, фаза волны, распространяющейся поперёк направления скорости источника, (вдоль оси  $y'$ ), запишется в виде:

$$\phi_0 = \omega_0 \left( t - \frac{y}{c\alpha} \right) \text{ где } \alpha = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (2,4 \text{ а})$$

Разложение бегущей волны с фазой (2,4 а) на две стоячие компоненты будет иметь вид,

$$\cos \omega \left( t - \frac{y}{c\alpha} \right) \equiv \cos \frac{\omega}{c\alpha} y \cos \omega t + \sin \frac{\omega}{c\alpha} y \sin \omega t \quad (2.5)$$

Теперь перейдём к волне, излучаемой по направлению скорости. Сравним фазы бегущих волн, от покоящегося и движущегося излучателей,

$$\phi_0 = \omega_0 \left( t - \frac{x}{c} \right) \quad \phi = \omega \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \quad (2,6)$$

Так же, как и в предыдущем случае, переход от фазы покоящегося к фазе движущегося излучателя произведён путём замены координаты, времени и скорости в соответствии с преобразованиями Галилея.

Разложение бегущей волны с фазой (2,6) на две стоячие компоненты выглядит так,

$$\cos \omega \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \equiv \cos \frac{\omega}{c\alpha} x' \cos \frac{\omega}{\alpha} t' + \sin \frac{\omega}{c\alpha} x' \sin \frac{\omega}{\alpha} t' \quad (2,7)$$

где  $x'$  и  $t'$  – есть преобразования по форме неотличимые от преобразований Лоренца для координаты и времени, а именно

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2,7 \text{ а}) \quad t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2,7 \text{ б})$$

Анализируя выражения (2,5) и (2,7) можно определить соотношение между длинами волн, распространяющихся поперёк скорости  $\lambda_{\perp}$  и вдоль неё  $\lambda_{\parallel}$ , см. § 5, (5,7).

$$\lambda_{\parallel} = \lambda_{\perp} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (2,8)$$

Отсюда видно, что продольная по отношению к скорости волна сокращается по отношению к поперечной. Важно отметить, что полученная закономерность остаётся справедливой при любом характере зависимости частоты излучателя от скорости его движения. Мы не задавались конкретным характером такой зависимости, чем сейчас и займёмся.

### **I.1. Картина стоячих волн при постоянной частоте излучателя**

Одним из практически важных случаев является независимость частоты излучателя от скорости его движению по отношению к волнопроводящей среде. Такие излучатели удобны при экспериментальном исследовании стоячих волн в воздухе, воде и др. средах. Автор [9] Ю. Н. Иванов измерял параметры стоячих волн, устанавливая звуковые излучатели и приёмники звука (микрофоны) в поле на ветру или на крышах движущихся поездов. Результаты таких исследований подробно описаны в [9]. Расчётным и опытным путём он определил, что стоячие волны уменьшают свою длину в  $\alpha = (1 - v^2/c^2)^{0.5}$  раз в поперечном по отношению к скорости направлении и в  $\alpha^2$  раз, в продольном, что непосредственно следует из формул (2.7), (2.8). Фигурально выражаясь, у него получились сжатые в  $\sqrt{1 - v^2/c^2}$  раз вдоль и поперёк преобразования, которые, в отличие от настоящих преобразований Лоренца, не обладают свойством обратимости. Деление на  $\alpha$  приводит его преобразования к виду, формально совпадающему с преобразованиями Лоренца. Заметим, что такой излучатель не удовлетворяет принципу относительности Галилея. Разницу длин волн покоящегося и движущегося излучателя можно было бы обнаружить экспериментально и тем самым определить скорость движения инерциальной системы отсчёта.

## **I.2. Картина стоячих волн при постоянной длине волны, распространяющейся поперёк скорости излучателя**

Очень важным как в теоретическом, так и в практическом отношениях, является случай, при котором, длина стоячей волны, ориентированной поперёк скорости излучателя, не зависит от величины его скорости. В качестве примера можно привести движение в свободном пространстве, при котором эталон длины (набранный из определённого количества стоячих волн), ориентированный поперёк направления скорости, сохраняет свою длину независимо от величины этой скорости (при ориентации вдоль скорости, как известно, имеет место лоренцево сокращение, что подробно будет рассмотрено ниже).

Другой замечательный пример – согласно модели Френкеля и Конторовой, в твёрдом теле существуют солитоны (дислокации) [10], которые при взаимодействии друг с другом могут образовывать бризеры. Прочитируем из [10]: - «... образуется стоящее на месте пульсирующее состояние. Его называют *бризером* (от англ. breath – дышать, одно из значений слова breather – живое существо), или *бионом*... Бризер внешне выглядит как стоячая волна. ... Бризер может равномерно двигаться. Он ускоряется или замедляется вблизи неоднородностей. При столкновениях с солитонами или другими бризерами он ... ведёт себя как частица. С другой стороны, в бризере наглядно проявляется волновая природа солитонов. Бризер нельзя описать как две частицы, ... связанные пружиной. «Внутри» него действительно пульсирует стоячая волна сжатий и разряжений «среды».» *Конец цитаты.* Важно отметить, что бризеры и солитоны при их поступательном движении не меняют своих размеров в

поперечном по отношению к скорости направлении, а в продольном направлении испытывают сокращение по формуле,

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

где  $l$ ,  $l_0$  – текущая длина и длина солитона в состоянии покоя,  $v$  – скорость солитона,  $c$  – скорость звука в волнопроводящей среде.

Таким образом, солитоны ведут себя как релятивистские, привязанные к скорости звука, частицы, в отличие от обычных частиц, релятивизм которых «привязан» к скорости света. «Звуковой» релятивизм аналогичен «световому» релятивизму. Следует также отметить, что в физике имеет место и встречная тенденция рассмотрения элементарных частиц как солитонных состояний [10].

Итак, мы приняли условие, согласно которому длина волны, испускаемой в направлении, перпендикулярном скорости в системе отсчёта источника не зависит от скорости его движения по отношению к волнопроводящей среде,

$$\lambda_{\perp} = \lambda_0 \quad (2,9)$$

откуда следует, что частота волны движущегося источника меньше, чем покоящегося,

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (2,10)$$

Согласно полученной формуле волна, излучаемая движущимся источником, в поперечном направлении, отличается от волны, излучаемой покоящимся источником, только частотой излучателя, которая с увеличением скорости уменьшается, что обусловлено

принятым нами условием равенства длин волн и правилом сложения скоростей по Галилею.

Перейдём к волне, излучаемой по направлению скорости. Сравним фазы бегущих волн, от покоящегося и движущегося излучателей,

$$\phi_0 = \omega_0 \left( t - \frac{x}{c} \right) \quad \phi = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \quad (2.11)$$

Заметим, что переход от фазы покоящегося к фазе движущегося излучателя произведён путём замены всех определяющих фазу величин (частоты, времени, координаты, скорости) в соответствии с преобразованиями Галилея применительно к принятому условию для длин волн.

Отсюда, используя фазу движущегося источника получаем следующее итоговое тождество,

$$\cos \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \equiv \cos k_0 \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cos \omega_0 \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \sin k_0 \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \sin \omega_0 \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.12)$$

Сравним с аналогичным тождеством для неподвижного излучателя,

$$\cos \omega_0 \left( t - \frac{x}{c} \right) \equiv \cos k_0 x \cos \omega_0 t + \sin k_0 x \sin \omega_0 t \quad (2.13)$$

Присмотримся к тому, что мы фактически сделали. В формулу для бегущей компоненты неподвижного излучателя [левая часть (2,13)] подставили преобразования Галилея для всех входящих туда величин (координата, время, скорость, частота) и получили формулу для бегущей компоненты движущегося излучателя [левая часть (2,12)]. Далее, в стоячих компонентах неподвижного излучателя [правая часть (2,13)] при переходе к правой части движущегося

излучателя (2,12) оставили без изменения циклическую частоту  $\omega_0$  и волновое число  $k_0$ , все остальные параметры у нас автоматически сгруппировались в преобразования Лоренца для координаты и времени.

Таким образом, формула (2,12) сама трансформирует преобразования Галилея в преобразования Лоренца! Или, иными словами, она «разлагает» преобразования Галилея на преобразования Лоренца.

Это правило справедливо и для волны, распространяющейся поперёк направления скорости.

Получается так, что преобразования Лоренца всегда (со времён сотворения мира) были «зарыты» в преобразованиях Галилея, а мы просто извлекли их оттуда на всеобщее обозрение.

Путём прямых вычислений нетрудно убедиться, что обратное тоже верно, стоячая волна движущегося источника, разлагаясь на две бегущие компоненты, фигурально выражаясь, также «разлагает» преобразования Лоренца на преобразования Галилея. Что первично, что вторично?

Ответ на этот вопрос полностью проясняет следующее тождество,

$$\phi = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \equiv \omega_0 \frac{1 - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - k_0 \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2,14)$$

В его левой части уже знакомая нам фаза бегущей волны в галилеевском представлении – в правой части та же самая фаза той же бегущей волны в лоренцевском представлении (в чём читатель сможет убедиться непосредственной проверкой этого тождества). Таким образом, оба представления равноправны.



Учитывая разложение бегущей волны на стоячие компоненты, можно сказать, что покоящийся излучатель окружён множеством сферических волновых поверхностей, каждая из которых есть геометрическое место точек, удаленных от начала координат на одинаковое количество длин волн  $N$  в любом направлении. Для движущегося излучателя общая длина одного и того же количества волн вдоль направления движения, согласно (2,8), будет в  $\sqrt{1 - v^2/c^2}$  раз короче, чем поперёк направления движения, вследствие чего, волновые поверхности станут эллипсоидальными, сплюснутыми по оси  $x$ . Таким образом, мы пришли к лоренцеву сокращению на базе преобразований Галилея (2.12).

Перейдём к рассмотрению временных фаз. Сопоставляя правые части (2,2), (2,7), приходим к заключению, что время  $t'$  соответствующее преобразованию Лоренца, которое он сам называл «местным временем» см. (2,7 b), определяет фазы стоячих волн движущегося излучателя точно так же, как обычное время определяет фазы стоячих волн покоящегося излучателя.

«Местное время» Лоренца для определённости мы будем называть волновым временем.

Из принятого нами условия для частоты см. формулу (2,10) следует, что периоды волн движущегося излучателя замедляются по сравнению с покоящимся в соответствии с соотношением

$$T = T_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

Если бы мы могли видеть стоячие волны, допустим от покоящегося излучателя, то заметили бы, что все они колеблются инфазно, т. е. их амплитуды достигают максимумов и минимумов одновременно. Фазы стоячих волн движущегося источника отстают тем сильнее, чем больше расстояние до него.

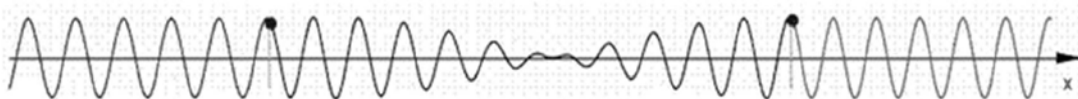


Рис. 2,1

На Рис. 2,1 изображены два излучателя плоских волн, движущиеся со скоростью 5 % от скорости света.

Вследствие галилеевского правила сложения скоростей, волна, распространяющаяся влево от первого (который слева) излучателя,

имеет большую относительную скорость, а, значит, и большую длину, чем волна, распространяющаяся вправо от второго излучателя, что на рисунке можно заметить даже невооружённым глазом. В пространстве между излучателями бегущие навстречу друг другу волны образуют стоячую волну, длина которой мало отличается от длины волны покоящихся излучателей ( $v^2/c^2 = 0.25\%$ ). Видно, что амплитуды разных участков стоячей волны неодинаковы, нет синфазности, присущей стоячей волне, образуемой покоящимися излучателями. Эта несинфазность в теории Эйнштейна трактуется как «относительность одновременности», а на самом деле это просто галилеевское сложение идущих навстречу друг другу бегущих волн и больше ничего, в чём нас дополнительно убеждает нижеследующая формула (2,15),

$$\cos \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) + \cos \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left( t + \frac{x - vt}{c - v} \right) \equiv 2 \cos k_0 \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cos \omega_0 \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2,15)$$

В левой части классические преобразования Галилея – в правой, релятивистские преобразования Лоренца, знак « $\equiv$ » утверждает, что между этими преобразованиями нет никакой разницы! Скажите об этом профессору какого-нибудь физического учебного заведения, а потом покажите это тождество, и он будет сильно удивлён дважды. В первый раз от услышанного, второй раз от увиденного.

Волновое время можно определять числом периодов, от которого оно, в общем случае, может отличаться, каким-то градуировочным множителем, зависящем от выбранной системы измерения величин. Любое устройство, способное измерять число периодов стоячей волны, а, значит, и волновое время, по сути дела, есть волновые часы.

Мы убедились, что образуемая движущимся излучателем картина стоячих волн, при условии  $\lambda_{\perp} = \lambda_0$ , ведёт себя в точности так же как любой релятивистский объект, в соответствии с преобразованиями Лоренца. Она сохраняет свой размер поперёк направлению скорости и «сжимается» вдоль скорости. Периоды стоячих волн движущегося излучателя удлиняются по сравнению с периодами стоячих волн покоящегося излучателя так же как в соответствии с преобразованиями Лоренца. Различные части стоячей волны покоящегося излучателя, удалённые друг от друга на целое число длин волн, колеблются строго синфазно, в связи с чем, их можно рассматривать как синхронно идущие часы (если снабдить счётчиками периодов). Для движущегося излучателя различные части стоячей волны колеблются не синфазно, разность хода связанных с ними часов определяется в соответствии с преобразованиями Лоренца (2,7a), (2,7b). Всё вышесказанное позволяет говорить о соотношениях (2,12) и об аналогичном соотношении для направления, перпендикулярного скорости, см § 5, п. 2.3, как о галилеевских преобразованиях Лоренца, область применимости которых охватывает все волнопроводящие среды от воды и воздуха до физического пространства. Эта форма явно указывает на тот факт, что преобразования Лоренца прямо «вырастают» из преобразований Галилея путём тождественных преобразований, следовательно, они представляют собой форму существования преобразований Галилея. Интересно отметить, что в рассматриваемом аспекте преобразования Галилея имеют более общий характер, чем преобразования Лоренца, потому что последние появляются как следствие применения преобразований Галилея к определённой категории объектов, волнопроводящим средам. Иными словами, преобразования Галилея

первичны – преобразования Лоренца вторичны, стало быть, именно преобразования Галилея определяют настоящее физическое время, чему противоречит эйнштейновская концепция времени.

## **II. Сравнение различных концепций относительности**

Различные концепции относительности отличаются друг от друга разными способами получения одной и той же сущности – преобразований Лоренца - и различной трактовкой их физического смысла.

### **II.1. Волновая концепция относительности**

По существу, выше мы сформулировали своеобразную «волновую» концепцию относительности, представленную как свойство волнопроводящих сред, которая отвечает современным тенденциям, к рассмотрению элементарных частиц (а значит и всего мироздания) как солитонов или солитоноподобных объектов [10]. Чтобы получить представление о важности этого направления, достаточно перечислить некоторые причастные к его разработке имена: - Густав Ми, Макс Борн, Альберт Эйнштейн, Вернер Гейзенберг, Поль Дирак и др. Английский физик-теоретик Тони Скирм в 70 – 80 годах прошлого века даже создал свою теорию «скирмионов», согласно которой протон и нейтрон следует рассматривать как солитоны, образующиеся при нелинейном взаимодействии мезонных полей. Так что мысль о волновой природе всего сущего материального мира вполне реальна, о чём еще не могли подозревать современники автора своего знаменитого опыта – Майкельсона. Основываясь на изложенной концепции, мы можем сказать, что опыт Майкельсона имеет отрицательный результат,

потому что вся установка Майкельсона (включая его интерферометр и столешницу), будучи волнообразуемой (либо солитоноподобной) материей, сокращается по направлению движения в эфире в той же мере, в которой сокращается стоячая световая волна в плечах интерферометра. Согласно нашей волновой концепции относительности, вообще не существует таких опытов, которые позволят обнаружить движение относительно эфира (если только со временем не откроют взаимодействия принципиально иной природы, волновая скорость которых превышает световую).

## **II.2. Эфирная концепция относительности Лоренца – Пуанкаре – Фицджеральда**

Исторически первая концепция относительности, полностью согласующая с электродинамикой Максвелла – Лоренца (по существу, с современной классической электродинамикой), принадлежит Лоренцу, Фицджеральду и Пуанкаре [11]. Лоренц пришел к ней и получил преобразования, носящие его имя, задавшись вопросом об инвариантности уравнений Максвелла в различных инерциальных системах отсчёта (ИСО) [12].

Согласно этой концепции, существует неподвижный эфир, который по Лоренцу можно мыслить себе как материю настолько большой плотности, что никакие силы не в состоянии привести в движение одних его (эфира) частей, по отношению к другим его частям (в идеале эфир получается, как материя бесконечно большой эффективной плотности). Все тела природы сокращают свои размеры одинаковым образом в зависимости от скорости их движения по отношению к эфиру, поэтому результаты измерений размеров одинаковы во всех ИСО. В БСЭ [11] говорится: - «Ситуация

наталкивала на мысль о необнаружимости движения относительно эфира. Такой вывод сделал А. Пуанкаре, который начиная с 1895 выражал убеждение, что движение относительно эфира необнаружимо принципиально. В 1900-е гг. при обсуждении электромагнитных явлений он начал пользоваться термином «принцип относительности», формулируя его как невозможность обнаружения движения относительно эфира.» *Конец цитаты.* Согласно Лоренцу, настоящее физическое время имеет место только в системе отсчёта, в которой эфир покоится. Показания часов в движущейся ИСО нельзя отождествлять с физическим временем, они показывают пространственно временной параметр, который Лоренц называл «местным временем». Заметим, что «местное время» Лоренца имеет такой же физический смысл, как рассмотренное нами выше «волновое время». С одной стороны, формально, оно ведёт себя как настоящее, с другой стороны оно не настоящее, потому что не имеет никакого отношения к принципу причинности. Это отличие сразу бросается в глаза при рассмотрении акустических волнопродящих сред (твёрдых, жидких, газообразных и пр.) потому что мы видим сразу два времени, волновое, определяемое скоростью звука, и определяемое скоростью света физическое время, которое мы измеряем обычными механическими или электронными часами (сверенное с эталонным – волновым – временем нашего физического пространства, эфира). Акустическое волновое время мы воспринимаем как время низшего типа, оно своё для каждой волнопроводящей среды, а физическое «световое» время, высшего типа, оно одно для всех акустических сред.

Гораздо труднее и запутаннее ситуация с лоренцевским настоящим эфирным временем и его «местным» временем. Лоренц в

[12] пишет, что если все силы природы, ведут себя как электромагнитные силы, то мы никогда не сможем определить скорость по отношению к эфиру, а, значит, и не сможем узнать в какой именно ИСО «местное», а в какой «эфирное» время. Остаётся надеяться, что когда-нибудь будет открыто сверхсветовое взаимодействие, тогда у нас появится время «высшего типа» по отношению к «местному» времени, которое позволит определить систему покоя эфира и расставить все точки над  $i$ . Но нет насущной необходимости ждать свершения этого замечательного события, потому что в середине XX века был открыт так называемый «новый эфир» вполне пригодный для практического использования вместо настоящего эфира. А именно, было обнаружено, охватывающее всю нашу Вселенную микроволновое фоновое реликтовое излучение [13], которое, согласно теории «большого взрыва», родилось в сингулярной точке вместе со Вселенной [14]. Существует единственная инерциальная система отсчёта, в которой реликтовое излучение изотропно по отношению к любому объекту, покоящемуся в ней. При движении объекта возникает анизотропия, характер которой определяется величиной и направлением его скорости. К примеру, солнечная системы движется относительно «реликтовой» ИСО со скоростью  $\approx 400$  км/с в направлении созвездия Льва.

В соответствии с основными законами сохранения, реликтовая ИСО либо покоится в эфире, либо движется по отношению к нему с постоянной скоростью, что позволяет использовать её вместо абсолютной системы отсчёта (в которой эфир покоится), потому что фактически используется разность энергий вещественно-полевых объектов, которая будет в обоих случаях одинаковой (при малых по сравнению со световой скоростях). Главное, что реликтовая ИСО

обеспечивает возможность использования одинаковых мер длины и времени, в любых сколь угодно удалённых друг от друга областях Вселенной без непосредственного обмена сигнальной информацией. Концепция Лоренца – Пуанкаре – Фицджеральда становится актуальной.

### **II.3. Постулатная концепция относительности Эйнштейна**

Постулатная концепция относительности в её полном и законченном виде представлена Эйнштейном в 1905 г. в его работе «К электродинамике движущихся тел» [15]. Принцип относительности постулируется, все инерциальные системы отсчёта (ИСО) принимаются равноправными, скорость света в каждой из них одна и та же, время относительно, одновременность относительна. Время — это то, что показывают часы в той ИСО, в которой они покоятся. Согласно Эйнштейну, цитирую: - «Введение «светоносного эфира» окажется ... излишним, поскольку в предполагаемой теории не вводится «абсолютно покоящееся пространство», наделённое особыми свойствами ...». *Конец цитаты.* В своей концепции Эйнштейн отождествляет физическое время с тем пространственно-временным параметром, который в волновой концепции представляет собой «волновое время», а в концепции Лоренца – Пуанкаре – Фицджеральда «местное время»,

Невозможность обнаружения никакими экспериментами движение одной ИСО по отношению к другой ИСО в одинаковой мере вытекает как из эфирной относительности Лоренца (при условии, если все взаимодействия в природе ведут себя как электромагнитные), так и из специальной теории относительности



Эйнштейна (без каких-либо условий), потому что обе теории опираются на одни и те же преобразования Лоренца.

Надо сказать, что в более поздний период своей жизни Эйнштейн осознал всё-таки необходимость существования эфира. В 1920 г. он писал [16]: - «...пространство немислимо без эфира; действительно, в таком пространстве не только было бы невозможно распространение света, но не могли бы существовать масштабы и часы и не было бы никаких пространственно-временных расстояний в физическом смысле слова. Однако этот эфир нельзя представить себе состоящим из прослеживаемых во времени частей; таким свойством обладает только весома материя; точно так же к нему нельзя применять понятие движения.». *Конец цитаты.* Однако, процитированное мнение Эйнштейна не приняли к сведению его последователи. Они до настоящего времени остаются на тех позициях отрицания эфира, которые были присущи Эйнштейну в 1905 [15], что находится в непримиримом противоречии с утверждением о тождественности преобразований Галилея и Лоренца. Эта тождественность возможна только при наличии подходящей волнопроводящей среды, что хорошо согласуется с эфирной концепцией Лоренца, Фитцджеральд, Пуанкаре.

#### **II.4. Естественные ограничения закона относительности**

Ограничения на относительность, понимаемые как ограничения на применимость преобразований Лоренца, легче всего проследить в некоторых волнообразующих средах. К примеру, в газовой среде, длина волны ограничена снизу расстоянием между молекулами, по этой причине относительность применима только к достаточно длинным волнам.

Более общий характер применимости относительности выявляется при сравнении плотности энергии волны и плотности энергии среды, последняя должна быть больше первой. В идеальном случае плотность волновой энергии должна быть физически бесконечно малой по отношению к плотности энергии среды. При приближении плотности волновой энергии к плотности энергии среды движение волновых объектов перестанет строго подчиняться преобразованиям Лоренца. Если говорить о солитонах, то, например, в металлах энергия образования точечных дефектов составляет десятые доли – единицы эВ, что практически одного порядка с энергией парообразования (сублимации), составляющей несколько эВ в пересчёте на один атом. Следовательно, движение таких солитонов будет не строго, а приблизительно подчиняться преобразованиям Лоренца (в части зависимости размеров и энергии от времени), что отмечается в [10].

Оценим границу применимости закона относительности для физического вакуума (эфира). Определим плотность энергии самых высокоэнергетичных космических частиц и сравним её с планковской плотностью энергии флуктуаций физического вакуума, которая, по оценке Уилера [3] составляет  $10^{114}$  Дж/м<sup>3</sup>. Самые высокоэнергетичные протоны и ядра атомов первичного космического излучения могут достигать энергии  $10^{21}$  эВ и выше. Т. е. один протон может иметь вполне макроскопическую энергию более 100 Дж, достаточную, чтобы часами поддерживать свечение светодиода, что соответствует плотности энергии  $10^{58}$  Дж/м<sup>3</sup> – исчезающе малая величина, по сравнению с вышеприведённой плотностью энергии вакуума (на 56 порядков меньшая). Чтобы приблизиться к критической плотности энергии ( $10^{114}$  Дж/м<sup>3</sup>), при

которой преобразования Лоренца, а, значит, и закон относительности начнут давать сбои, протон следует «разогнать» до энергии порядка  $10^{48}$  эВ, чего хватит, чтобы около часа поддерживать энерговыделение Солнца. Таким образом, реально достижимые плотности энергии вещественной материи исчезающе малы по сравнению с критической величиной, что обеспечивает практически идеальное выполнение закона относительности для нашего физического пространства (эфира).

### **§ 3. Движущиеся заряды, магниты и основные законы сохранения**

#### **I. О силах, не имеющих противодействия со стороны**

##### **вещественной и полевой материи**

Мы уже из § 1 знаем, что даже один движущийся заряд создаёт токи смещения, посредством которых образует реальное магнитное поле, лежащее в основе магнетизма проводников с током. Теперь перейдём к вопросу о том, как движущиеся заряды взаимодействуют друг с другом, не откроется ли нам ещё что-нибудь из области ранее неизвестного.

Согласно, принятым в современной физике представлениям о законе сохранения количества движения (импульса), в природе не существует каких бы то ни было сил, способных сдвинуть с места центр инерции(ЦИ) замкнутой системы. Однако есть исключения, с которыми можно познакомиться на страницах научной литературы и учебных пособий, например, в "Фейнмановских лекциях по физике" [17], с. 270.

Две заряженные частицы, скорости которых взаимно перпендикулярны, движутся так, что пути их пересекаются, но столкновения не происходит. В какой-то момент их положение будет как изображено на Рис. 3,1 а.

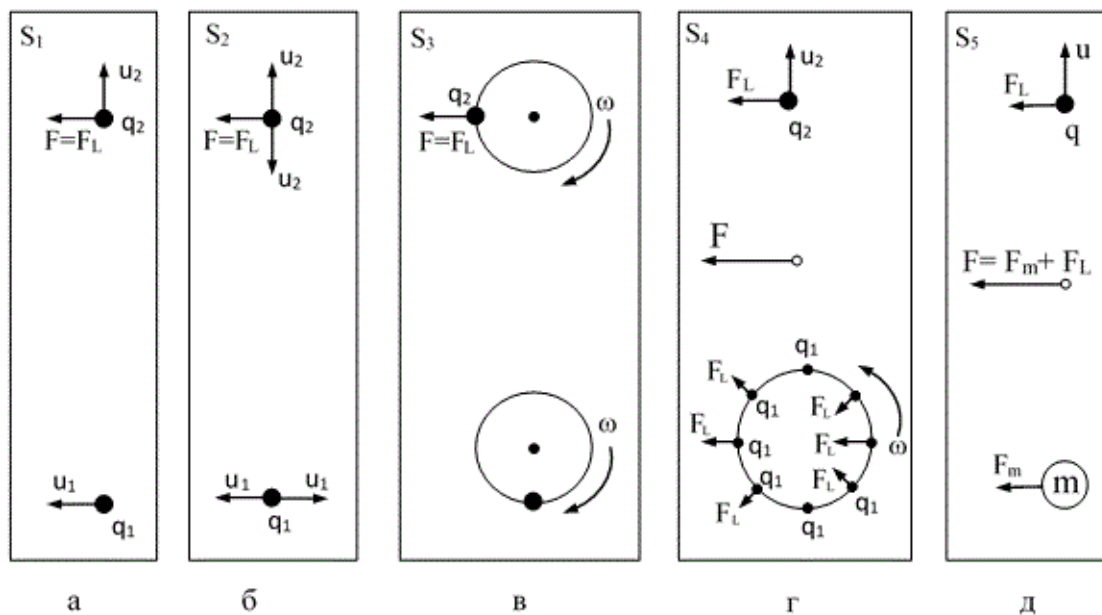


Рис. 3,1 Системы движущихся зарядов  $S_1 - S_5$ ;  $q_1, q_2, q$  - электрические заряды;  $u_1, u_2, u$  - скорости движения зарядов;  $F_L$  - сила Лоренца, действующая на движущиеся заряды посредством магнитного поля, создаваемого другими движущимися зарядами;  $F_m$  - сила, действующая на токовый магнитный диполь со стороны магнитного поля движущегося заряда;  $F$  - равнодействующая сил, рассматриваемой системы;  $m$  - магнитный момент токового магнитного диполя. Указанные направления сил соответствуют положительным зарядам.

На заряд  $q_1$  со стороны заряда  $q_2$  действует только электрическая сила, т. к.  $q_2$  на линии своего движения не создаёт магнитного поля. Однако на  $q_2$ , кроме электрического поля, действует ещё и магнитное со стороны  $q_1$ . Электрические силы, действующие на  $q_1$  и  $q_2$  равны по величине и противоположны по направлению, поэтому не дают вклада в равнодействующую системы  $F$ . Но на  $q_2$  действует ещё и боковая (магнитная) сила (сила Лоренца), которой нет у  $q_1$ . Она и будет равнодействующей для замкнутой, по традиционным представлениям, системы  $S_1$ . Действие не равно противодействию? Нарушается закон сохранения импульса? Р. Фейнман полагает, что если учитывать импульс создаваемых зарядами электрических и магнитных полей, который называют также "потенциальным", "статическим" и т. п., то закон сохранения количества движения не

нарушается, несмотря на то, что ЦИ системы будет гулять. В противовес этому И. Е. Тамм, чьё мнение вошло даже в физическую энциклопедию, считает, что импульс всего статического поля в целом по необходимости всегда равен нулю [18] - § 104. Тамм имел ввиду квазистатическое поле, имеющее место при малых, по сравнению со световой, скоростях движения зарядов.

Два знаменитых автора по-разному взаимно противоречиво оценивают одну и ту же величину в одной и той же ситуации, что свидетельствует об отсутствии чёткого недвусмысленного понимания вопроса об импульсе поля, присущего разным авторам вплоть до наших дней, в отличие от читателей, ознакомившимся с предыдущим параграфом § 2, которые знают, что импульс любого волнового поля (не говоря уж о квазистатическом) равен нулю и что «силовое» взаимодействие с физическим вакуумом происходит по другим закономерностям.

Таким образом, смещение центра инерции замкнутой системы есть феномен, выходящий за рамки современных научных представлений. В то же время, как увидим ниже, это пропуск в новый удивительный мир, не мыслимых ранее законов и явлений природы.

Рассмотрим систему  $S_2$  (см. Рис. 3,1 б, отличающуюся от  $S_1$ , тем, что заряды  $q_1$  и  $q_2$  синфазно осциллируют около неподвижных центров. В определённые моменты времени, они могут двигаться так же, как и в предыдущем случае, но через половину периода колебаний оба меняют свои скорости на противоположные. Заставляющие заряды колебаться механические квазиупругие силы уравниваются силами реакции, поэтому не вносят никакого вклада в равнодействующую системы. Так как скорость заряда  $q_2$  и магнитное поле, создаваемое зарядом  $q_1$  меняются одновременно, то

сила Лоренца, действующая на  $q_2$  не будет менять своего направления в пространстве. В итоге на систему  $S_2$  будет действовать переменная по величине, но постоянная по направлению равнодействующая сила  $F$ , способная сообщать системе однонаправленное ускоренное движение или совершать работу против каких-либо внешних сил, если они есть (допустим силы трения). Если у предыдущей системы "есть только миг", пока заряды пролетают мимо друг друга, то эта способна целую вечность поддерживать свою постоянную по направлению силу (пока не сломается). Необходимо так же рассмотреть влияние электромагнитного волнового поля, излучаемого осциллирующими зарядами. Оно не действует на  $q_1$  т. к.  $q_2$  не излучает вдоль направления своих колебательных движений. Если расстояние между зарядами  $R$  мало по сравнению с длиной волны  $\lambda$  ( $R \ll \lambda$ ), то влияние волнового поля на  $q_2$  пренебрежимо мало. В противном случае ( $R \gg \lambda$ ) равнодействующая будет определяться магнитной составляющей именно волнового поля и может иметь постоянное направление (мы не будем подробно анализировать здесь эту по-своему интересную ситуацию). Система  $S_3$  (см. Рис. 3,1 в) принципиально не отличается от предыдущей  $S_2$ . Заряды вращаются по окружностям с одинаковой угловой частотой. Фазы отличаются на  $\pi/2$ . Сила Лоренца действует попеременно на оба заряда, в результате чего равнодействующая становится постоянной не только по направлению, но и по величине. Колёса крутятся - система «едет» по свободному (космическому) пространству. Чем не колесница бога Солнца Гелиоса, на которой катался его сын Фаятон. Отметим, что характер равнодействующих сил не изменится при замене движущихся (колеблющихся) свободных зарядов на электрические диполи, меняющие свой дипольный момент, что, при желании, позволяет перейти к рассмотрению молекул и

атомов при наличии колебательных и вращательных степеней свободы.

Выше рассмотренные системы обладают огромной эвристической ценностью. Они позволяют, пользуясь только известными со школьных лет правилом буравчика и правилом левой руки, обнаружить силы, по отношению к которым не существует ответной реакции противодействия со стороны каких-либо вещественных и полевых компонентов. Это значит, что приложенные к зарядам силы Лоренца, считающиеся внутренними, на самом деле внешние, а системы, считающиеся замкнутыми, на самом деле таковыми не являются, что однозначно свидетельствует о неполноте современных представлений о замкнутости систем. Как ликвидировать эту неполноту?

Ответ на поставленный вопрос содержится немного выше в § 1, согласно которому каждый из взаимодействующих зарядов в процессе своего движения создаёт свой собственный ток смещения и сопутствующее ему магнитное поле, действующее с силой Лоренца на другие заряды и с силой Ампера на создаваемые этими зарядами текущие через вакуум токи смещения. Сумма сил Лоренца равна приложенной к зарядам равнодействующей силе  $F$  (см. Рис. 3,1 а, б, в), а приложенная к токам смещения интегральная сила Ампера, равная по величине противоположная по направлению силе  $F$  есть реакция на вакуум, которая, разумеется, приложена к вакууму. Это и есть та самая «точка опоры», о которой мечтал Архимед: - «Дайте мне точку опоры, и я переверну мир». И одни из первых, кто сегодня пытается «перевернуть мир» это конструкторы вышеупомянутого ЭмДрайва.

Продолжим ознакомление с некоторыми другими важными разновидностями не являющихся замкнутыми систем. На Рис. 1 г) изображена система  $S_4$ , включающая в себя несколько зарядов  $q_1$ , вращающихся по окружности малого диаметра, и поступательно движущийся заряд  $q_2$  на расстоянии от центра окружности, большем, по сравнению с её размерами. Согласно вышеупомянутому правилу буравчика силовые линии магнитного поля заряда  $q_2$ , расположенные по разные стороны от линии его движения, имеют противоположные направления, поэтому силы Лоренца, действующие на каждый из зарядов  $q_1$  имеют, как видно из Рис. 1 г, постоянные по направлению составляющие, которые нетрудно определить, пользуясь правилом левой руки. С другой стороны, вращающиеся заряды  $q_1$  образуют токовый магнитный диполь, магнитное поле которого создаёт действующую на движущийся заряд  $q_2$  силу Лоренца такого же направления. В итоге получаем постоянную по направлению равнодействующую всей системы  $S_4$ , которая, к тому же, будет сохраняться при одновременном изменении направлений вращения и движения  $q_2$  на противоположные. Отметим, что если уменьшать размеры контура, по которому движутся заряды  $q_1$ , так чтобы магнитный момент образуемого ими тока оставался неизменным, то не изменится и равнодействующая сила. Суть дела не зависит от конкретной природы токового магнитного диполя (будь это контур с током, кусочек намагниченного вещества или элементарная частица, такая как электрон, нейтрон и т. д.), что позволяет перейти к рассмотрению систем более общего вида (см. Рис. 1 д).

Магнитный диполь, имеющий магнитный момент  $\mathbf{m}$  (в общем случае меняющийся по величине и направлению) и электрический заряд  $q$ , удаляются друг от друга вдоль прямой, соединяющий обе частицы (вектор магнитного момента  $\mathbf{m}$  направлен перпендикулярно к этой прямой). Скорость движения заряда  $v$  мала по сравнению со скоростью света  $c$ . Размеры частиц малы по сравнению с расстоянием между ними. Вычисляя и складывая силы, действующие на каждую из частиц и, применяя уравнение Максвелла, связывающее напряжённость магнитного поля  $\mathbf{H}$  и ток смещения ( $\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}$ ),



получим следующее выражение для мгновенного значения величины равнодействующей силы,

$$F = \frac{m}{c^2} \frac{dE}{dt} \quad (3,1)$$

где  $m$  - мгновенное значение величины магнитного момента диполя,  $dE/dt$  - скорость изменения напряжённости электрического поля (величина, пропорциональная плотности тока смещения) заряда в точке нахождения магнитного диполя.

Или в другом виде,

$$F = \mu_0 m j$$

где  $\mu_0$  - магнитная постоянная,  $j$  - плотность тока смещения.

Эти формулы – основа для всего нижеследующего материала. Они, путём интегрирования, допускают распространение на макроскопические системы, содержащие протяжённые заряженные и магнитные элементы. Для простых геометрических форм интегрирование сводится к обыкновенному умножению. На Рис. 3,2 изображено устройство, включающее в себя намагниченный сердечник (из диэлектрического магнитного материала), с прикрепленными к нему металлическими электродами.



Рис. 3,2. Простейший элемент, способный совершать колебательное движение за счёт реакции на вакуум.

При подаче переменного напряжения устройство вместе с центром инерции всей системы, включая источник питания и соединительные провода, под действием «опирающейся на вакуум» силы (3,1) будет совершать колебательные движения вдоль направления,

перпендикулярного векторам электрического и магнитного полей внутри сердечника.

Аналогичное устройство, но с цилиндрическим сердечником, намагниченность которого определяется током намотанной на него катушки, изображено на Рис. 3,3.

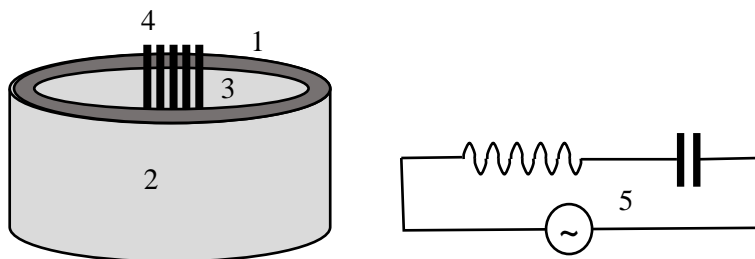


Рис. 3,3. Схема устройства, способного совершать неограниченное ускоренное движение, опираясь на вакуум. 1 – сердечник из магнитного диэлектрического материала, 2 – внешний электрод, 3 – внутренний электрод, 4 – катушка переманичивания сердечника, 5 – эквивалентная электрическая схема ячейки.

Если на его электроды подавать такое напряжение, чтобы напряжённость электрического поля в сердечнике менялось, например, по закону  $E = E_0 \sin \omega t$ , а на катушку такой ток, чтобы намагниченность менялась по закону  $M = M_0 \cos \omega t$ , то на устройство вдоль оси цилиндра будет действовать постоянная по направлению сила, со средней величиной  $F_{cp} = \pi f E_0 M_0 V / c^2$ , где  $E_0$ ,  $M_0$  - амплитуды величин напряжённости электрического поля и намагниченности сердечника,  $f$  - частота,  $V$  - объём сердечника. В результате, устройство сможет либо ускоренно двигаться, либо совершать работу против внешних сил. Рис. 3,2 и 3,3 иллюстрируют запатентованный способ реализации доселе неизвестного «вакуумоопорного» (временное название) движения [19].

Из последней формулы видно, что в переменных электрических и магнитных полях вакуумоопорная сила возрастает при увеличении частоты. Использование частот, соответствующих сантиметровому -

миллиметровому диапазону длин волн позволит получить силу до 10 килограмм на кубический дециметр рабочего объёма или, в других единицах, до 10 тонн на кубометр ( $\text{т/м}^3$ ), что вполне достаточно для технических применений. В перспективе, при освоении инфракрасного и оптического диапазонов, где придётся пользоваться уже не классическими, а квантовыми представлениями, эта цифра может быть поднята до тысяч и более  $\text{т/м}^3$ .

Можно надеяться, что со временем будут реализованы на молекулярном уровне системы, прототипом которых являются выше рассмотренные зарядовые осцилляторы, типа  $S_2$  (см. Рис. 3,1) или "колесницы Гелиоса" -  $S_3$ , что может довести плотность сил до сотен миллионов  $\text{т/м}^3$ . Цифры впечатляют. Таким образом, создание технических устройств, способных совершать движение под действием вакуумоопорных сил - вполне реальная задача, однако, их уверенная регистрация современными экспериментальными средствами потребует целенаправленной подготовительной научно-исследовательской работы.

## II. Теорема об энергии

Отметим, на первый взгляд, весьма странную особенность, связанную с отсутствием относительного движения макроскопических элементов (деталей) устройств, изображённых на Рис. 3,2 и 3,3. Так как проводники не пересекают "силовых линий" магнитного поля, то нет и сил индукции, против которых источник питания должен совершать работу. Откуда же тогда поступает энергия для ускорения системы или преодоления ею сил сопротивления. Оказывается, справедлива следующая весьма простая по форме теорема.

*Работа, производимая вакуумоопорной силой, приводящей в движение вакуумоопорное устройство не может осуществляться за счёт убыли энергии собственного (принадлежащего данному устройству) источника энергоснабжения.*

Доказательство тоже простое. Оно основано на привлечении принципа относительности и, поэтому, распространяется на все мыслимые типы устройств и на вакуумоопорные силы, любой природы. Действительно, мощность, (т. е. приращение кинетической энергии в единицу времени), зависит от того, с какой скоростью, по отношению к устройству движется наблюдатель или, иными словами, в какой инерциальной системе отсчёта находится рассматриваемое устройство. В связи с тем, что принцип относительности, в силу равноправия всех инерциальных систем отсчёта, даёт право произвольного выбора любой из них, скорость, а вместе с ней, и мощность могут, по нашему желанию, принять любое наперёд заданное значение. С другой стороны, если бы бортовой источник питания тратил какую-либо мощность, она имела бы вполне определённую в каждый момент времени величину, которую можно было бы измерить с помощью соответствующих приборов. Тогда, куда же делось наше право выбора! Полный абсурд! Это значит, что принцип относительности налагает запрет на потребление энергии, затрачиваемой на совершение работы вакуумоопорными силами, от принадлежащего устройству (бортового) источника питания. Откуда же берётся энергия? Ведь за бортом (за пределами устройства) нет рукотворных источников питания как-то связанных с системой. Зато везде есть физический вакуум – как форма материи, способная к силовому и энергетическому взаимодействию с веществом и полем.

От него и поступает требуемая энергия. Таким образом, приходим к выводу, согласно которому, *вакуумоопорные силы совершают работу за счёт убыли энергии физического вакуума.*

### III. Основные законы сохранения применительно к вакуумоопорному движению

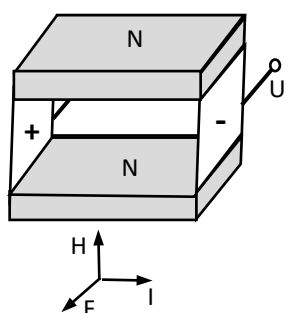


Рис. 3,4. Блок-схема  
МГД двигателя

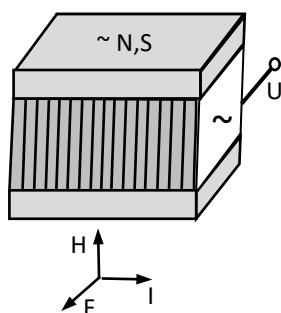


Рис. 3,5. Блок-схема  
Электродинамического  
двигателя

Как будут выглядеть законы сохранения импульса и энергии при вакуумоопорном движении, в котором наряду с традиционно известными двумя формами материи веществом и полем, принимает прямое участие

пока ещё мало известная третья – физический вакуум.

#### III.1. Закон сохранения импульса

Нам может помочь следующая аналогия. На Рис. 3,4 изображена блок-схема погружённого в морскую воду магнитогидродинамического двигателя для кораблей и подводных лодок, так называемых, «ионоходов». С помощью двух электродов через морскую воду пропускают ток  $I$ , который проходя через область, занятую магнитным полем  $H$ , создаёт силу Ампера  $F$ , заставляющую воду выбрасываться из межэлектродного пространства. Равная по величине противоположная по направлению сила действует на корабль (подводную лодку). Таким образом, море и корабль за одно и тоже время приобретают одинаковые по величине противоположные по знаку импульсы, благодаря чему обеспечивается выполнение закона сохранения этой величины.

Заметим, что если постоянные магнитное поле и ток заменить на синфазно меняющиеся переменные, то МГД двигатель будет работать как ни в чём не бывало, что даёт возможность использовать аналогичный двигатель не только в морской воде, но и в физическом вакууме, см. Рис. 3,5, на котором изображена блок-схема электродинамического двигателя.

Пространство между электродами заполнено пластинами из диэлектрического магнитного материала, между которыми, размещены тонкие металлические прокладки, как бы «прижимающие» друг к другу линии токов смещения, как в эшелоне конденсаторов, см § 1. На электроды подаётся переменное напряжение, создающее ток смещения, который подвергается действию силы Ампера  $F$ , со стороны магнитного поля внутри синхронно перемещающегося диэлектрического магнитного материала. Равная по величине противоположная по направлению сила действует на магнитный материал, а через него и на всё устройство, содержащее электродинамический двигатель (допустим, на космический корабль), тем самым, обеспечивая выполнение закона сохранения импульса.

Получается так, что и морской корабль в океане и космический корабль в физическом вакууме удовлетворяют закону сохранения импульса практически одинаковым образом.

Оценим какую силу можно ожидать от электродинамического двигателя при технически достижимых параметрах. Возьмём рабочий объём равным одному кубометру, амплитуду напряжённости электрического поля  $10^6$  В/м (меньше пробивного напряжения воздуха), магнитную индукцию 1Тл, частоту  $10^8$  Гц, тогда ток смещения получится  $\approx 5000$  А, а соответствующая сила тяги около 500 кГ. При параметрах, близких к предельным, напряжённость

электрического поля увеличится примерно в 100 раз, а магнитная индукция в 10 раз, при этом ток смещения достигнет 500 кА, а сила тяги 500 тонн. Есть к чему стремиться.

Сравним коэффициенты полезного действия (КПД) обоих двигателей, изображённых на Рис. 3,4 и 3,5. Очевидно, что приобретаемая водой кинетическая энергия при работе МГД двигателя, теряется понапрасну, понижая КПД, величину которого можно оценить по следующей формуле,

$$\eta = \frac{\rho V}{m + \rho V} \quad (3,2)$$

где  $\eta$  – КПД,  $\rho$  – плотность жидкости,  $V$  – рабочий объём МГД-двигателя,  $m$  – масса корабля.

Отсюда видно, что с ростом плотности жидкости КПД увеличивается, стремясь к единице. Например, корабль весом 10 тонн при рабочем объёме двигателя 1 кубометр в морской воде имеет КПД около 10 % (без учёта тепловых потерь), а если воду заменить на ртуть КПД достигнет 60 %. Применяя эту формулу к электродинамическому двигателю такой же массы и учитывая, что физический вакуум, имеет запредельно высокую эффективную плотность порядка  $10^{95}$  г/см<sup>3</sup>, см § 2, получаем КПД равным единице с невообразимо высокой точностью, порядка  $10^{-97}$

### **III.2. Закон сохранения энергии при движении корабля с МГД двигателем**

Представим себе корабль с МГД двигателем типа, изображённого на Рис. 3,4, движущийся в условно идеальной проводящей жидкости, в том смысле, что можно пренебречь силами трения и выделением джоулева тепла от проходящего тока и настолько плотной, что её масса, заключённая в рабочем объёме, намного превышает массу

корабля, благодаря чему КПД МГД двигателя, согласно формуле (3,2), можно принять равным единице. В такой жидкости корабль сможет либо находиться в состоянии покоя, либо в течение какого-то промежутка времени двигаться на холостом ходу со скоростью, которую можно считать постоянной. Таким образом, в определённых рамках можно говорить о законе инерции и об инерциальных системах отсчёта (ИСО).

Пусть этот корабль, начиная движение с нулевой скоростью из пункта А, через некоторое время останавливается в пункте Б. Рассмотрим процесс превращения энергии. Если величина тока в рабочем объёме двигателя во время движения не меняется, то на жидкость действует постоянная сила Ампера, совершающая работу за счёт источника электропитания [20]. Равная по величине противоположная по направлению сила действует на корабль, сообщая ему возрастающую скорость и кинетическую энергию. В рабочем объёме через область, занятую магнитным полем, также с возрастающей скоростью относительно полюсов магнита и электродов движется поток жидкости, в котором возникает электродвижущая сила (ЭДС) индукции, противодействующая току, вследствие чего бортовой источник питания теряет электрическую энергию, равную приобретённой кораблём кинетической энергии. Отсюда следует, что сумма электрической энергии, бортового источника питания и кинетической энергии корабля есть величина постоянная,

$$W + T = W_0 = \text{const}$$

где  $W$  – энергия бортового источника питания,  $T$  – кинетическая энергия корабля,  $W_0$  – энергия бортового источника питания в начальный момент времени (при  $T = 0$ ).



Учитывая, что  $T = \eta v^2/2$  ( $\eta$  и  $v$  – масса и скорость движения корабля), получим

$$W + \eta v^2/2 = W_0 = \text{const} \quad (3,3)$$

Согласно последним формулам приращение кинетической энергии корабля  $\Delta T$  равно убыли энергии источника питания  $\Delta W$ , откуда следует, что,

$$\Delta W + \eta v \Delta v = 0 \quad (3.4)$$

При отключении тока (путём разрыва цепи) корабль, в течение какого-то промежутка времени, продолжит движение по инерции, сохраняя набранную скорость, кинетическую энергию и достигнутую ЭДС индукции на электродах. При включении тока в обратном направлении, теперь уже совпадающем с ЭДС индукции, появится тормозящая сила Ампера, работа которой пойдёт на увеличение энергии бортового источника питания. При остановке корабля кинетическая энергия обнулится и восстановится начальная энергия источника питания  $W_0$ . Таким образом, процесс превращения энергии является обратимым, благодаря чему перемещение корабля в идеальной проводящей высокоплотной жидкости из одного пункта в другой не требует никаких невозполнимых затрат энергии.

### **III.3. Закон сохранения энергии при электродинамическом движении в вакууме**

Пусть теперь устройство (комический корабль) с электродинамическим двигателем, Рис. 3,5, начинает движение с нулевой скоростью в какой-то условно неподвижной системе отсчёта. Примем, что текущий в области вакуума, заключённой между электродами, переменный ток смещения в синхронно меняющемся магнитном поле создаёт однонаправленную силу Ампера, вызывающую такое же ускорение как постоянный ток в постоянном

магнитном поле МГД двигателя (квазистационарный процесс). В рассматриваемый момент времени взаимная ориентация тока смещения  $I$ , внутреннего магнитного поля  $H$  и силы Ампера  $F$  соответствует Рис. 3,5. Эффективные значения переменных величин тока  $I$  и поля  $H$  (создающие такое же силовое действие, как аналогичные постоянные величины) поддерживаются неизменными. Как и в случае МГД двигателя, в рабочем объёме электродинамического двигателя существуют две равные по величине противоположные по направлению силы: одна из них совершает работу, идущую на увеличение кинетической энергии устройства, а другая представляет собой образуемую текущим через вакуум током смещения ту самую силу Ампера, работа которой направлена на отъём энергии у физического вакуума.

По отношению к наблюдателю, покоящемуся в неподвижной системе отсчёта, космический корабль будет двигаться с возрастающей скоростью, благодаря чему в межэлектродном пространстве в соответствии с преобразованиями Лоренца для поля появится индуцированное электрическое поле,

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3,5)$$

где  $\mathbf{E}$  – электрическое поле,  $\mathbf{v}$  – скорость движения устройства,  $\mathbf{B}$  – магнитная индукция.

Учитывая, что  $E = \mathcal{E}_i/b$ , где  $\mathcal{E}_i$  – электродвижущая сила (ЭДС) индукции,  $b$  – расстояние между электродами и что  $v = dl/dt$ , где  $v$  – скорость движения,  $dl$  – перемещение за время  $dt$ , эту формулу можно привести к виду,

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (3,6)$$

где  $d\Phi = Bbdl$  – обусловленное движением приращение магнитного потока за время  $dt$  (в системе отсчёта неподвижного наблюдателя).

Согласно этой формуле, при движении электродинамического устройства в вакууме, возникает ЭДС индукции, противодействующая току смещения, вследствие чего источник электропитания теряет электрическую энергию, равную приобретённой устройством кинетической энергии, таким же образом, как это происходит при движении устройства в проводящей жидкости. Отсюда, принимая во внимание вышеизложенную теорему об энергии, следует, что,

$$\Delta\mathcal{E} + \Delta T = 0 \quad (3,7)$$

где  $\Delta\mathcal{E}$  – убыль энергии физического вакуума,  $\Delta T$  – приращение кинетической энергии устройства.

#### IV. Теорема об эфире

Продолжим рассмотрение нашего устройства. Его кинетическая энергия будет равна  $T = \eta v^2/2$  ( $\eta$  – масса устройства). Учитывая, что  $\Delta\mathcal{E}$  и  $\Delta T$  есть разности текущих  $\mathcal{E}$ ,  $T$  и начальных  $\mathcal{E}_0$ ,  $T_0$  значений энергии физического вакуума и устройства, получим  $\mathcal{E} + T = \mathcal{E}_0 + T_0 = \text{const}$ . Так как по принятому условию начальная скорость равна нулю, то и начальная кинетическая  $T_0$  тоже равна нулю. Отсюда получим:

$$\mathcal{E} + \eta v^2/2 = \mathcal{E}_0 = \text{const} \quad (3,8)$$

Приращение кинетической энергии равно  $\Delta T = \eta v \Delta v$ , отсюда, учитывая (3,7), получим:

$$\Delta\mathcal{E} + \eta v \Delta v = 0 \quad (3,9)$$

Казалось бы, всё хорошо, закон сохранения энергии выполняется в течение всего времени движения устройства. Ведь формулы, относящиеся к закону сохранения энергии, для МГД-корабля в океане проводящей жидкости (3,3), (3,4) и для электродинамического устройства в космическом пространстве (3,8), (3,9) выглядят одинаково (не считая некоторой разницы в обозначениях).

В частности, в начальный момент времени, когда скорость равна нулю, справедливы следующие соотношения: для МГД-корабля,

$$W|_{t=0} = W_0 \quad (3,10); \quad \Delta W|_{t=0} = 0 \quad (3.10a)$$

для электродинамического устройства

$$\mathcal{E}|_{t=0} = \mathcal{E}_0 \quad (3,11); \quad \Delta \mathcal{E}|_{t=0} = 0 \quad (3.11a)$$

Но есть огромная разница. Если для МГД-корабля закон сохранения энергии в форме (3,3), (3,4) выполняется безусловно, то, для электродинамического устройства существует множество движущихся с разными скоростями по отношению друг к другу инерциальных систем отсчёта, к каждой из которых применимы соотношения (3,8), (3,9).

Перейдём к системе отсчёта, по отношению к которой наше устройство в начальный момент движется со скоростью  $u$ . Тогда полная энергия и её приращение будут иметь вид:

$$\mathcal{E} + \eta(u + v)^2/2 \quad \text{и} \quad \Delta \mathcal{E} + \eta(u + v)\Delta v$$

Отсюда, для начального момента времени получим:

$$\mathcal{E}_0 + \eta u^2/2 \neq \text{const} \quad (3.12) \quad \text{и} \quad \Delta \mathcal{E} + \eta u \Delta v \neq 0 \quad (3.12a)$$

Закон сохранения энергии не выполняется, потому что знаки неравенства в приведённых формулах обусловлены произвольной величиной скорости  $u$ , которая, в силу равноправия инерциальных систем отсчёта, может быть выбрана просто по желанию наблюдателя. Таким образом, общепринятая современным мейнстримом концепция эйнштейновской относительности, на которой построена СТО (специальная теория относительности) Эйнштейна [15], находится в противоречии с законом сохранения энергии. Но это чисто субъективное противоречие. Оно обусловлено способом вывода преобразований Лоренца, основанном на

идеализации принципа относительности, введённого путем постулирования.

Освежим в памяти вышеприведённое выражение (2,14), которое не помешает воспроизвести полностью,

$$\phi = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \equiv \omega_0 \frac{1 - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - k_0 \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2,14)$$

где  $\phi$  – фаза гармонической функции движущегося источника акустических волн в волнопроводящей среде или электромагнитных волн в физическом вакууме (без разницы),  $\omega_0$  – круговая частота,  $v$  – скорость движения источника волн,  $c$  – скорость звука или света,  $x$  – координата вдоль скорости движения,  $t$  – текущее время,  $k_0$  – волновое число.

В левой части тождества координаты и время соответствуют преобразованиям Галилея, в правой – преобразованиям Лоренца. Подставляя фазу  $\phi$  (в форме Галилея или в форме Лоренца не имеет значения) в качестве аргумента функции  $\sin \phi$ ,  $\cos \phi$  или  $e^{i\phi}$  можно получить уравнение волны, которого вполне хватит, чтобы описать такие традиционно следуемые из СТО Эйнштейна эффекты, как лоренцево сокращение длины волны, уменьшение её частоты, сокращение эталона длины, увеличение периода эталона времени и распространить эти результаты на размеры и временные процессы всех движущихся тел, ведущих себя в процессе движения так, как будто бы они «сотканы» из волн. Таким образом, Лоренцевы сокращения и замедления — это также и Галилеевы сокращения и замедления, ведь с тождеством не поспоришь. Одним только своим существованием тождество (2,14) утверждает, что при относительном движении меняются не пространство и время, а длины тел и длительности процессов вещественных и полевых объектов, в частности линейки укорачиваются, а ход часов замедляется.

Относительность одновременности тоже отсутствует, вместо неё есть относительность показаний вещественно-полевых часов.

Если для измерений волновых параметров в условно идеальных акустических средах в качестве эталонов длины и времени использовать звуковые волны, то в них тоже будут иметь место все описанные выше эффекты относительности. «Акустические наблюдатели» также будут лишены возможности судить о состоянии своего движения по отношению к конденсированной среде, как наблюдатели, движущиеся в физическом пространстве, лишены возможности судить о состоянии своего движения по отношению к физическому вакууму. Таким образом, принцип относительности не нужно постулировать, т. к. он является «врождённым» свойством стоячей волны.

Но тождество (2,14) содержит не только аспекты, согласующиеся с традиционной СТО Эйнштейна, но и некоторые особенности, выходящее за её пределы. Например, снимается запрет сверхсветовых скоростей, существование которых не имеет никакого отношения к принципу причинности, ведь он не нарушается при сверхзвуковых скоростях.

Одна из наиболее важных особенностей тождества (2,14) обусловлена наличием волнопроводящей среды, что позволяет связать с ней некоторую неподвижную (покоящуюся) систему отсчёта, относительно которой могут двигаться излучатели акустических или электромагнитных волн.

Для акустических волн эту роль выполняет какая-либо конденсированная среда жидкость или газ, или солитонобразующее твёрдое тело, а для электромагнитных – заполняющий всю вселенную физический вакуум, представляющий собой материальную, но не

вещественную и не полевую волнопроводящую среду, относительно которой обычные тела, частицы, электромагнитные волны и т. д. могут находиться в состоянии покоя или движения с некоторой, так называемой «абсолютной скоростью».

Пусть теперь устройство с электродинамическим двигателем, Рис. 3,5, начинает движение с нулевой абсолютной скоростью относительно физического вакуума. Тогда полная энергия и её приращение получатся, если скорости, входящие в формулы (3,8), (3,9), заменить на абсолютные скорости,

$$\mathfrak{E} + \eta v_a^2/2 = \mathfrak{E}_0 = \text{const} \quad (3,13)$$

$$\Delta \mathfrak{E} + \eta v_a \Delta v_a = 0 \quad (3,13a)$$

где  $v_a$  – абсолютная скорость движения электродинамического устройства.

Теперь с законом сохранения энергии всё в порядке, ведь полученные формулы описывают этот закон при движении электродинамического устройства в физическом вакууме точно так же, как формулы (3,3), (3,4) описывают аналогичный закон при движении корабля с МГД двигателем в проводящей жидкости. По отношению к электродинамическому устройству физический вакуум играет роль «бортового» источника энергопитания.

Но как определить абсолютную скорость – т. е. скорость по отношению к системе отсчёта (*абсолютной системе отсчёта*), в которой покоится физический вакуум?

В наше время никак, потому что, согласно сказанному немного выше, результаты измерений размеров и длительностей, а значит и скоростей, будут формально соответствовать теории относительности, до тех пор, пока не откроют сигналы, способные распространяться со сверхсветовой скоростью. Тогда наблюдение за движением относительно физического вакуума станет таким же лёгким, как

относительно жидкости. Но тождество (2,14), которое совмещает «несовместимое» – относительность движения в физическом вакууме и существование связанной с ним выделенной системы отсчёта, указывает на то, что закон сохранения энергии выполняется неукоснительно.

Для практических целей достаточно измерять энергию средствами, доступными для наблюдателя, находящегося в лабораторной системе отсчёта.

Исторически первая концепция, совмещающая в себе то «несовместимое», о котором говорится чуть выше, принадлежит автору замечательной теории неподвижного эфира Г. А. Лоренцу – первой теории, исчерпывающе объясняющей отрицательный результат опыта Майкельсона. Теория относительности Эйнштейна появилась на год позже. Многие аспекты теории Лоренца подробно обсуждаются в его книге «Теория электронов» [12].

Эфир Лоренца фактически то же самое, что и тот физический вакуум, о котором мы здесь всё время говорим. Все выводы, полученные нами из трансформации преобразований Галилея (в § 2), известны из теории эфира Лоренца, разработанной в конце XIX начале XX века (опубликованной в 1904 г.), когда только ещё открывалась первая элементарная частица – электрон. Лоренц тогда полагал, что все силы, с которыми одни части эфира, действуют на другие, взаимно уравниваются, значит, соответственно также должны взаимно уравниваться и силы взаимодействия материальных объектов. Но созданная им теория настолько хорошо отвечает духу классической электродинамики и изложенным здесь законам сохранения импульса и энергии, что они органически в неё вписываются. Таким образом, оказывается, что эфир Лоренца



представляет собой своеобразную форму материи, способную вступать в силовые и энергетические взаимодействия с веществом и полем в соответствии с основными законами сохранения (импульса и энергии).

В дальнейшем изложении физический вакуум мы будем называть эфиром, силы взаимодействия между эфиром и вещественно-полевыми объектами – эфиропорными силами, движение под действием этих сил – эфиропорным движением.

#### **V. Некоторые аспекты практического применения эфиропорных сил**

На Рис. 3,2 и 3,3 настоящего параграфа изображены схемы простейших эфиропорных (элементарных) устройств, защищённых патентом см. Рис. 3,4. Согласно оценочным расчётам максимальная величина силы отдельно взятого устройства пропорциональна квадрату его характерного размера, а объёмная плотность силы обратно пропорциональна этому размеру. Так как вес растёт пропорционально кубу размера, быстрее силы тяги, то крупные устройства становятся неподъёмно тяжёлыми. Больших величин сил можно достичь путём объединения множества (тысяч и миллионов) малых элементарных устройств (ячеек) в модули, рассчитанные на заданные силы и изготавливаемые по микросхемной технологии. Сила тяги такого модуля определяется квадратом характерного размера, что открывает поистине, безграничные резервы

В таблице ниже приведены оценочные величины силы тяги для модуля объёмом один кубометр, начинённого ячейками указанных размеров при амплитуде намагниченности один Тл и амплитуде напряжённости электрического поля  $10^7$  В/м. Отметим, что

применяемые в технике материалы достигают намагниченности до нескольких десятков Тл и пробивного напряжения до  $5 \cdot 10^8$  В/м.

**Зависимость эфиропорной силы тяги модуля объёмом 1 кубометр от размера элементарной ячейки**

Размер ячейки, м	1	0,01	0,001	0,000001	0,0000001
Сила тяги, тонн	10	1000	10000	$10^7$	$10^8$

Мы видим, что в диапазоне размеров ячеек от 1 м до 100 нанометров объёмная плотность силы возрастает от 10 тонн до 100 мегатонн в пересчёте на кубический метр объёма, занятого ячейками. Устройство с рабочим объёмом около десяти кубометров сможет перенести один кубокилометр воды для орошения пустыни на земле или доставить эту воду на другую планету.

Эфиропорность открывает кажущиеся фантастическими и невозможными, но вполне реальные перспективы в самых разных областях человеческой деятельности и, предлагает неожиданные пути решения множества зашедших в тупик проблем. Приведём некоторые примеры. Создание эфиропорной космонавтики. Полёт на Луну может выглядеть примерно так. Космический корабль, стартует неподалёку от (любого) населённого пункта, не нанося ни малейшего ущерба окружающей среде, благодаря полной экологической чистоте. Первую половину пути он движется с привычным для Земли ускорением  $g$  или около этого, затем, оставшуюся половину - с таким же замедлением. Пассажиры не будут испытывать ни невесомости, ни перегрузок, разве что немного вначале пути. Приземление на Луне состоится через 3.5 часа. Полёт на Венеру, в таком же режиме, займет

полтора суток, на Марс - двое суток, на Юпитер - шесть суток, на Плутон - восемнадцать суток. Для беспилотных устройств, способных выдерживать многократные перегрузки, это время будет в разы короче. Нынешние воздушные, наземные, водные и др. транспортные средства перейдут, в основном, на эфиропорный способ движения. Откроются и новые возможности. Появятся индивидуальные летательные аппараты, возможно, в виде дополнений к одежде, обуви, предметам быта. Каждый сможет свободно передвигаться в трёх измерениях, предпочитая не ходить, а летать. Жилые дома и другие строительные объекты можно будет размещать в трёх измерениях.

Эфиропорные силы пригодны не только для использования на транспорте, но и в энергетике. Источники энергии, не требующие никакого вещественного топлива, займут место больших и малых современных электростанций. Получат распространение портативные и миниатюрные сверхмощные электрогенераторы для индивидуального использования (освещение, отопление и т. д.). Будет поднят на новый уровень тепличный способ выращивания сельскохозяйственных культур за полярным кругом, а при необходимости на Марсе, спутниках Юпитера и др. холодных планетах. Энергетическое загрязнение окружающей среды - не проблема [21]. Эфиропорный способ получения энергии обладает свойством обратимости, что позволит отправлять избыточную энергию обратно в эфир и обеспечит защиту от перегрева при длительном пребывании в таких "горячих точках", как планета Венера, Меркурий и др.

Аналогичный список может быть неограниченно продолжен. Это не футурологический прогноз, а вполне реальные перспективы, таящиеся в классической электродинамике, свободный доступ в

которую пока заблокирован надуманными запретами и постулатами.

## **VI. Известные из экспериментов, противоречащие устоявшимся представлениям феномены, согласующиеся с теорией эфираопорности**

Выше были представлены опыт Грехема и Лахоза, Рис. 1,7 и сенсационный двигатель ЭмДрайв, Рис. 1,8 и даны соответствующие объяснения с позиций эфираопорного движения, Рис 1,9; 1,10.

### **VI.1. Бронебойный эффект Яворского**

В семидесятых годах прошлого века академик Российской академии ракетно-артиллерийских наук В. Яворский открыл и надёжно подкрепил многочисленными экспериментами эффект избыточного тепловыделения при внедрении длинного

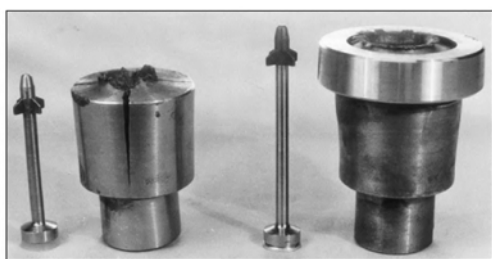


Рис. 3,6

металлического, не снаряженного взрывчаткой стержня - бронебойного снаряда - в стальную бронеплиту большой толщины, Рис. 3,6; [22]. Превышение

тепловой энергии при внедрении снаряда над его кинетической энергией достигало более 400 % (четырёхкратное умножение энергии). В изучении феномена умножения энергии принимали участие исследователи из Физического института им. П. Н. Лебедева (ФИАН). Напрашивается следующее объяснение. В процессе внедрения снаряда в мишень возможно формирование таких достаточно больших внутрикристаллических электрических и магнитных полей, что вполне могут сложиться условия, способствующие выделению внутриэфирной энергии в определённых объёмах в течение определённых промежутков времени, см. §11 этой книги. Конечно,

окончательное объяснение потребует дополнительных исследований, чему способствует хорошая воспроизводимость феномена. В результате могут открыться совершенно новые эффективные пути практического создания конверторов тепловой энергии из эфира в вещество и наоборот.

## VI.2. Эффект Садовского

Согласно объяснению вначале § 2, см. формулам (2,1), (2,2), (2,3), электромагнитная волна (как и акустическая) не способна переносить импульс, вследствие чего давление света (или звука) на тело уравнивается обратным давлением на волнопроводящую среду. По этой же причине волна, поляризованная по кругу, не имеет момента импульса, как суперпозиция четырёх стоячих волн (ведь каждую из составляющих линейно поляризованных компонент можно разложить на две стоячие).

Фотон тоже «путешествует» налегке (без спина), а при его взаимодействии с веществом атом и волнопроводящая среда (эфир или «физический вакуум», как ни называй) приобретают равные по величине противоположные по знаку моменты импульса (спины). При испускании фотона к нему присоединяются два противоположных по знаку спина (от атома и от эфира).

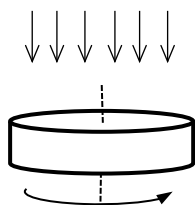


Рис. 3,7

Мнение о моменте импульса волны – ложно, но бывает так, что правильные результаты получают, исходя из неверных посылок, если последние не влияют на конечный результат, в данном случае, на момент импульса облучаемого тела.

В конце XIX века А. И. Садовский теоретически предсказал появление механического вращающего момента, который

действует на тело, при его облучении поляризованным эллиптически или по кругу светом, см. Рис. 3,7. Момент силы для круговой поляризации равен,

$$M = \frac{S\Gamma}{\omega} \quad (3,12)$$

где  $M$  – момент силы,  $S$  – вектор Пойнтинга,  $\Gamma$  – площадь поверхности, на которую падает свет,  $\omega$  – круговая частота.

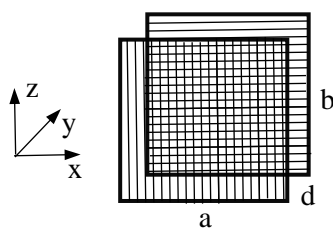


Рис. 3,8

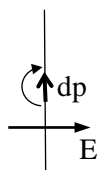


Рис. 3,8 а

Впервые эффект Садовского наблюдался на опыте как для видимого света в 1935 г., Richard Beth [23], так и в диапазоне сантиметровых волн в 1949 г. Nello Carrada [24], [25]. Каррада

работал с проволочными сеточками, похожими на изображённые на Рис. 3,8, которые помогут нам разобраться с вопросом, откуда берётся момент импульса. Уникальные сеточки, образованные тончайшими металлическими проволочками, использовались в ФИАНе для работы с сантиметровыми волнами [26]. Они столь тонки, что рамки, на которых они натянуты, казались пустыми. Сеточки прозрачны для света потому, что между проволочками толщиной всего в несколько десятков микрон оставлены такие же промежутки. Они прозрачны и для радиоволн, поляризованных поперек проволочек, а поляризованные вдоль отражаются так же хорошо, как от зеркала. В последнем случае радиоволна возбуждает в проволочках электрические токи, которые погасят падающую волну и породят идущую обратно отраженную волну.

Будем считать, что радиоволны на Рис. (3,8), поляризованные под углом  $45^\circ$  к линиям сеточек, проходят по направлению оси  $y$  от

сеточки а к сеточке в. Дойдя до сеточки а, падающая волна разделится на две компоненты, одна из которых отразится, приняв поляризацию вдоль оси z, другая, приняв поляризацию вдоль оси x, отразится от сеточки в и обратно пройдёт через сеточку а.

Нетривиальная особенность силового взаимодействия сеточек состоит в том, что первая сеточка полностью отсекает поле излучения с вертикальной компонентой поляризации и никак не может влиять на вторую, тогда как последняя может действовать на первую отражённой компонентой. Таким образом, если момент импульса первой сеточки окажется не равным нулю, то соответствующая ему реакция противодействия со стороны первой сеточки на вторую отсутствует. Это будет *эфироопорный* крутящий момент. Определим его. На Рис. 3,8 а, изображена одна из проволочек первой сеточки. Проходящий по проволочке возбуждённый волной ток, на каждом участке её длины создаёт дипольный момент, который под действием отражённого от второй сеточки электрического поля приобретает момент силы,

$$\mathbf{M} = \mathbf{p} \times \mathbf{E} \quad (3,13)$$

где  $\mathbf{M}$  – момент силы,  $\mathbf{p}$  – дипольный момент первой сеточки,  $\mathbf{E}$  – напряжённость электрического поля второй сеточки, действующее на первую.

Учитывая, что  $d\mathbf{p} = \omega d\mathbf{p} = I dl$  ( $I$  – ток,  $dl$  – элемент длины проволочки) и что из уравнения Максвелла о циркуляции напряжённости магнитного поля (по контуру вокруг первой сеточки)  $I = 2LN$ , где  $N$  – напряжённость магнитного поля,  $L$  – размер сеточки (считаем, что обе сеточки квадратные и равные друг другу), получим  $d\mathbf{p} = \frac{2LN}{\omega} dl$ . Подставляя в (3,13)  $\mathbf{p} = \frac{2L^2N}{\omega}$  и, принимая во внимание, что  $L^2 = \Gamma$ , найдём момент силы  $M = \frac{2EN\Gamma}{\omega}$ . Подставляя вместо  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{N}$

напряжённости полей исходной падающей волны  $E^* = \sqrt{2}/2$  и  $H^* = \sqrt{2}/2$  и учитывая, что вектор Пойнтинга падающей волны  $S = E^*H^*$  окончательно получим классическую формулу эффекта Садовского (3,12).

Расстояние между сеточками  $d$  должно быть таким, чтобы дипольные моменты первой сеточки и действующее на них отражённое электрическое поле второй сеточки колебались в одинаковых фазах или в противофазах.

Таким образом, эффект Садовского обусловлен действием обычных электрических сил в условиях, исключающих наличие противодействия со стороны сторонних вещественных и полевых элементов, что указывает на противодействие, обусловленное взаимодействием с эфиром (физическим вакуумом).

Это эффект четвёртого порядка малости так как момент силы, выраженный через ускорения и скорости носителей зарядов, обратно пропорционален четвёртой степени скорости света, поэтому он навряд ли найдёт практическое применение на макроскопическом уровне, в отличие, например, от сил второго порядка, присущих магнитно–зарядовым эфиропорным устройствам, изображённым на Рис. 3,2 и 3,3, или обычным электродвигателям.

Главное, что это единственное в своём роде достаточно хорошо известное в научных кругах экспериментальное подтверждение, не имеющее внятного объяснения с позиций общепринятой классической электродинамика, но чётко указывающее на существование эфиропорного силового взаимодействия, построенного на базе теории неподвижного эфира Лоренца, уравнений Максвелла, см. § 1, и тригонометрических тождеств, сводящих преобразования Лоренца к преобразованиям Галилея, см. § 2.



## Глава II.

---

### Основополагающие решения

---

*В этой главе представлены оригинальные статьи с подробными физико-математическими обоснованиями, некоторые материалы из которых были использованы во «Введении», Глава I. В Приложении к § 5 даются задачи на «антенное взаимодействие», иллюстрирующие уникальные особенности закона сохранения импульса.*

#### **§ 4. Токи смещения Максвелла – прямая причина существования магнетизма**

Оказывается, достаточно одного из уравнений Максвелла, чтобы легко и просто вывести закон Био и Савара. Этот факт заставляет переосмыслить ту роль, которую в классической электродинамике играет максвелловский ток смещения, возбуждаемый в вакууме движущимся зарядом (одним или многими). Именно ток смещения является непосредственной причиной существования магнитного поля, вопреки ошибочному вошедшему в учебники мнению представителей современного мейнстрима [1]. Предложены экспериментальные методы обнаружения магнитных полей от токов смещения. Ставится вопрос как стороннее магнитное поле действует на ток смещения? Ответ на него необычный и новый не только для современной классической электродинамики, но и для всей физики.

#### **I. Токи смещения как причина существования магнитного поля**

Что можно сказать, исходя из общих соображений, о заряде, движущемся в свободном космическом пространстве (вакууме) с малой по сравнению со световой скоростью? То, что он создаёт

вокруг себя меняющееся электрическое поле или, иными словами, токи смещения и что эти токи должны быть симметрично распределёнными относительно линии движения (круговая симметрия).

Привлечём к рассмотрению одно из уравнений Максвелла (в интегральной форме):

$$\oint H_l dl = \frac{1}{c} \int_S \dot{D}_n dS \quad (4,1)$$

В левой части циркуляция магнитного поля  $\mathbf{H}$  по замкнутому контуру 1. Если взять круговой контур радиуса  $r$ , то  $H_l$  будет постоянной по величине,  $H_l = H$ . Тогда левая часть станет равной  $2\pi r H$ . Правая часть определяет поток тока смещения  $\mathbf{j}_{см} = \frac{1}{4\pi} \dot{\mathbf{D}}$  через поверхность, опирающуюся на выбранный контур. Из вышесказанного следует, что,

$$H = \frac{2}{cr} \int_S (\mathbf{j}_{см})_n dS \quad (4,2)$$

где  $(\mathbf{j}_{см})_n$  – проекция тока смещения на направление нормали к выбранной поверхности.

Из (4,2) мы видим, что магнитное поле создаётся не самим движущимся зарядом, а его токами смещения. Теперь, задавшись конкретными данными, произведём конкретные вычисления.

Пусть заряд  $q$ , находящийся в начале координат за промежуток времени  $dt$  проходит путь  $d\mathbf{R}$ , см. Рис. 4,1. Тогда электрическое поле  $\mathbf{E}$  изменится на величину

$$d\mathbf{E} = -(\mathbf{dR} \nabla) \mathbf{E} \quad (4,3)$$

где  $\mathbf{R}$  – расстояние от заряда до точки наблюдения.

Учитывая, что в вакууме напряжённость и индукция электрического поля совпадают  $\mathbf{E} = \mathbf{D} = \frac{q\mathbf{R}}{R^3}$  и что скорость заряда  $\mathbf{v} = d\mathbf{R}/dt$ , на основании (4,3) получим:

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \dot{\mathbf{D}} = \frac{q}{4\pi} \left[ 3 \frac{(\mathbf{v}\mathbf{R})\mathbf{R}}{R^5} - \frac{\mathbf{v}}{R^3} \right] \quad (4,4)$$

Пусть скорость заряда направлена вдоль оси  $z$ , как показано на Рис 4,1. Найдём магнитное поле в произвольно выбранной точке наблюдения, удалённой от заряда на расстояние  $R$ . Проведём круговой контур радиуса  $r$ , равному расстоянию от оси  $z$  до точки наблюдения, на который опирается сферическая поверхность радиуса  $R$ .

Тогда проекция тока смещения на нормаль к этой поверхности, согласно (4,4) будет равна  $(\mathbf{j}_{\text{см}})_n = \frac{qvz}{2\pi R^4}$ . Поверхностный интеграл в правой части (4,2) будет равным  $\int_S (\mathbf{j}_{\text{см}})_n dS = \frac{qvr^2}{2R^3}$ .

Подставляя в (4,2) и учитывая, что  $R^2 - a^2 = r^2$ , получим искомую величину магнитного поля  $\mathbf{H} = \frac{qvr}{cR^3}$ .

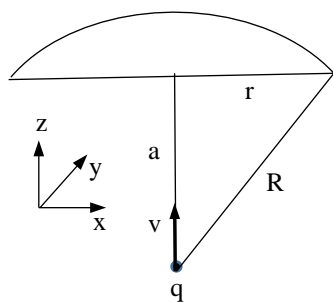


Рис. 4,1.  $x, y, z$  – декартовы координаты,  $R$  – радиус сферической поверхности,  $a$  – расстояние до центра контура,  $r$  – радиус контура,  $v$  – скорость заряда  $q$ .

Замечая, что  $\frac{r}{R}$  равен синусу угла между направлением скорости и радиус-вектором (см. Рис. 4,1) последнюю формулу можно  $\mathbf{H} = \frac{q}{c} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{R}}{R^3} \quad (4,5)$

Формула широко известна из мейнстримовских справочников и учебников, только там она выводится другими способами. Таким образом любой движущийся заряд создаёт в вакууме такое

поле токов смещения, которое образует соответствующее этому

заряду магнитное поле, согласно (4,5). Отсюда следует, что любая совокупность зарядов (при  $v \ll c$ ) образует магнитное поле как суперпозиция полей (4,5). В частности, ток, текущий в проводе, это тоже совокупность движущихся зарядов и мы вправе применить формулу (4,5) как ко всему проводу, так и к его частям, например, к элементам тока  $Idl$ , где  $I$  - ток,  $dl$  – отрезок провода длиной  $dl$ , ориентированный вдоль направления тока. Тогда, для этого элемента тока формула (4,5) примет вид,

$$\mathbf{H} = \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{R}}{c R^3} \quad (4,6)$$

в котором мы узнаёт закон Био и Савара, представший перед нами в обличье близкодействия.

Таким образом, весь магнетизм обусловлен текущими через вакуум максвелловскими токами смещения.

## II. Некоторые экспериментально проверяемые следствия из вывода о вакуумном токе смещения как носителя магнитного поля

Приведём в пример типовое мнение представителей мейстрима о

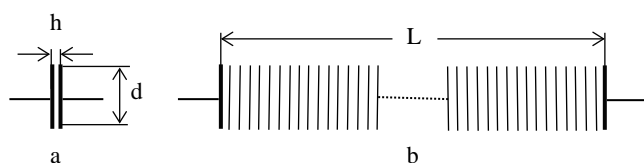


Рис 4,2. а – круглый конденсатор, d – диаметр пластин, h – расстояние между пластинами. б – эшелон конденсаторов, L – длина эшелона.

магнитном поле токов смещения. Сошлёмся на известный популярный учебник Э. Парселла для студентов и преподавателей «Электричество и

магнетизм» [1]. Там под рисунком конденсатора типа, изображённого здесь на Рис. 4,2 а, даётся следующее пояснение: - «В медленно меняющихся полях полный вклад в магнитное поле в любой точке от всех токов смещения равен нулю. Магнитное поле... может быть

вычислено по закону Био – Савара, применяемого только к элементам тока проводимости». Это мнение основано на следующем представлении Э. Парселла: - «... поле (*токов смещения*) может быть составлено из полей точечных зарядов посредством суперпозиции радиальных токов, текущих наружу из точечных источников или внутрь в точечные «стоки».

Это утверждение Парселла не согласуется с нашей формулой (4,4), согласно которой поле токов смещения имеет совсем другую топологию, оно не содержит точек с не равной нулю дивергенцией, в отличие от радиальных токов Парселла, в центре которых дивергенция не равна нулю. Поле (4,4) формально совпадает с вихревым полем точечного магнитного диполя.

Важно отметить, что в пространстве, окружающем источник (или сток) Парселла присутствует растущее (или убывающее) электрическое поле, что свидетельствует о наличии внутри этих источников (стоков) возрастающих (убывающих) зарядов, а их создание невозможно без токов проводимости, учёт которых коренным образом изменит картину магнитных полей, не до нуля будет. Отсюда следует, что парселловские источники и стоки как таковые противоречат закону сохранения заряда, в силу чего не имеют право на существование.

Если магнитное поле токов смещения действительно реально, значит оно должно быть доступно прямому экспериментальному обнаружению. Вот один из методов. На Рис. 4,2 б изображён эшелон конденсаторов, выполняющий роль токопровода для токов смещения. По эквивалентной схеме это есть цепочка последовательно соединенных конденсаторов, типа, изображённого на Рис. 4,2 а. Между широко раздвинутыми круглыми пластинами базового

конденсатора расположены такие же по размерам металлические диски. Расстояние между соседними дисками намного меньше их диаметра,  $h \ll d$ , длина эшелона намного больше диаметра пластин,  $L \gg d$ , толщина дисков намного меньше расстояния между ними,  $t \ll h$  и не превышает глубину скин-слоя.

При достаточно малых расстояниях между дисками отклонение от параллельности силовых линий электрического поля (и токов смещения) можно считать



Рис. 4,3. Фигурный эшелон конденсаторов.

пренебрежимо малым, эшелон их как бы фокусирует. К примеру, при

$h/d$ , равном 0,001, это отклонение приблизительно 0,03%, при  $h/d$  0,01 - 2%, при  $h/d$  0,1 - 15 %. Так как поле от токов проводимости концевых пластин уменьшается с расстоянием, то в середине достаточно длинного эшелона оно пренебрежимо мало. Магнитное поле от промежуточных дисков при их достаточно малой толщине тоже пренебрежимо мало. Таким образом, магнитное поле вокруг эшелона практически целиком обусловлено текущими в нём токами смещения, и оно эквивалентно магнитному полю проводника с таким же током проводимости. Согласно оценке, для эшелона длиной 10 см, диаметром 1 см, при напряжении на концах 300 000 В, меняющемся с частотой 500 МГц, магнитное поле около его поверхности достигает 5 Эрстед. Представляется возможным увеличить приповерхностное магнитное поле за счёт сужения эшелона путём плавного изменения его диаметра,

см. Рис. 4,3.

### III. Силовые эффекты, обусловленные токами смещения

Силовое воздействие от магнитного поля тока смещения не отличается от силового воздействия магнитных полей обычных

проводников. Но как действуют сторонние магнитные поля на ток смещения, точнее на наш эшелон с током смещения? Вопрос чуждый для представителей современного мейнстрима, отрицающих саму реальность токов смещения и какое-либо их отношение к магнетизму. Ответ на него необычный и новый не только для современной классической электродинамики, но и для всей физики.

На Рис. 4,4 изображены два проводника с токами разных типов, сверху эшелон с током смещения  $I_s$ , снизу обычный металлический

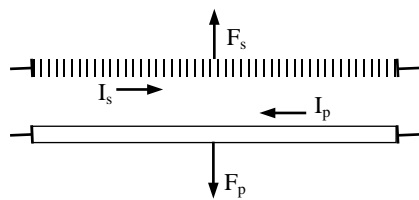


Рис. 4,4.  $I_s$  и  $I_p$  – токи, текущие по эшелону и по проводнику.  $F_s$   $F_p$  – силы, действующие на эшелон и на проводник.

провод с противоположно направленным током  $I_p$ . Они взаимодействуют друг с другом посредством своих магнитных полей с силами равными по величине, противоположными по направлению, в полном соответствии с третьим законом

Ньютона,  $F_s = -F_p$  и вычисляются по обычному закону Ампера. Ясно, что сила  $F_p$  приложена к нижнему проводу, а к чему приложена сила  $F_s$ , действующая на эшелон? Металлические детали составляют лишь малую часть длины эшелона, поэтому не могут обеспечить должное противодействие, почти весь объём эшелона занимает вакуум. Но ведь ток внутри эшелона течёт именно через вакуум, значит и сила  $F_s$  действует на вакуум, у неё нет выбора. Таким образом, равнодействующая изображённой на Рис. 4,4 вещественной системы равна  $F_p$  (вакуум веществом не является). Платформа с закреплёнными на ней металлическим проводом, эшелон, источниками питания и т. д. под действием силы  $F_p$  (подъёмной силы) сможет спокойно двигаться в космическом пространстве, отталкиваясь от текущего через вакуум тока смещения. Таким образом, равнодействующая вещественной системы

уравновешивается той реакцией на вакуум, которую производит текущий в эшелоне ток смещения, что обеспечивает точное выполнение закона сохранения импульса.

Силы Ампера, от которых работают практически все электродвигатели, имеют второй порядок малости по отношению скорости зарядов, образующих магнитные поля и токи, к скорости света и будет интересно, задавшись определёнными данными, оценить величину силы реакции на вакуум. Пусть проводники расположенные, как на Рис. 4,4 имеют одинаковые диаметры по 1 см и длины по 10 см, находятся на расстоянии друг от друга 1 см (между центрами). Ток смещения через эшелон, согласно вышеприведённым данным, получается равным 13 А. Ток через нижний медный провод примем равным 60 А, чтобы тепловая мощность (с учётом скин-эффекта) была не более 100 Вт, а то перегреется за короткое время. Тогда сила взаимодействия проводников составит около 1 Г, чего вполне достаточно для уверенной регистрации. Можно будет замерить силы, действующие на каждый токопровод (провод и эшелон) в отдельности и попытаться зарегистрировать совместное движение провода и эшелона от равнодействующей  $F_p$ .

Наличие реакции на вакуум означает наличие действующей на провод силы  $F_p$  при отсутствии действующий на эшелон силы ( $F_s$ ). А что, если (на радость противников вакуума), приложенная к эшелону сила  $F_s$  всё-таки будет обнаружена. Тогда непонятно к чему вещественному эта несусветная сила приложена, что намного удивительнее, чем реакция на вакуум. Если же прав мейнстрим, то ни магнитного поля, ни приложенной к проводу силы не будет. Но тогда неправ Максвелл и неверно его уравнение, рождающее магнитное поле движущего заряда и закон Био и Савара, что исключено. Значит,



есть все основания считать, что в обсуждаемом эксперименте будет обнаружено следующее: магнитное воздействие от тока смещения (сила  $F_p$ ), реакция на вакуум посредством силы  $F_s$ , поступательное движение замкнутой (по современным понятиям системы) под действием силы  $F_p$ , не имеющей реакции противодействия от вещества, имеющей её от вакуума.

Добавим, что в первый и пока что в последний раз успешно зарегистрировали силу реакции на вакуум в конце семидесятых годов

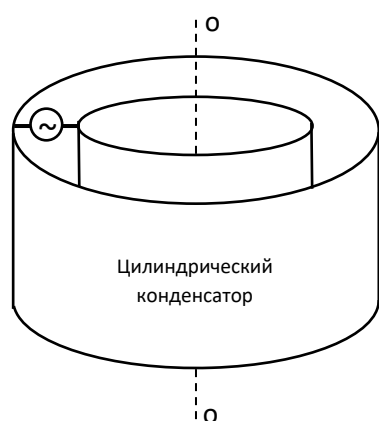


Рис. 4,5. К опыту Грехема и Лахоза (блок схема).

прошлого века канадские физики Грехем и Лахоз [2], тем самым совершив первый практический шаг в физику будущего. Они помещали цилиндрический конденсатор с прикреплённой к нему перемычкой в постоянное соосное магнитное поле порядка 0,2 Т, см. Рис. 4,5 и подавали на него переменное напряжение (240 Гц) порядка 2 кВ. Были зарегистрированы

колебания конденсатора под действием только приложенной к перемычке силы Ампера. Ток смещения, текущий между пластинами, вычисленный расчётным путём, создавал реакцию на вакуум и не оказывал влияния на колебания конденсатора.

Отметим некоторые важные свойства идеального эшелона конденсаторов, в том смысле, что его внутренние диски не соприкасаются ни с какими вещественными материалами, типа креплений и т. п (чем меньше таких соприкосновений, тем он ближе к идеальному). При наличии электрического поля каждый из дисков внутри эшелона приобретает дипольный момент, подобно частицам внутри диэлектрических материалов. Такое сравнение позволяет

применительно к эшелону определить величину вектора поляризации (получилось  $P = \varepsilon_0 \frac{\delta}{h} E$ , где  $\delta$  – толщина металлического диска) и диэлектрическую восприимчивость эшелона ( $\kappa = \frac{\delta}{h}$ ). Учитывая, что проводимость медных, серебряных, золотых плёнок толщиной 20 нм и более, не отличается от проводимости самих этих металлов [44], получим  $\kappa = 2 \cdot 10^{-5}$ , что в 30 раз меньше, чем  $\kappa$  для воздуха. Таким образом, ток, обусловленный поляризацией внутриэшелонных дисков, пренебрежимо мал.

Если вакуум внутри эшелона заменить на диэлектрический материал с достаточно большой пробивной напряжённостью электрического поля ( $E_{пр}$ ), то ток смещения, а вместе с ним и реакция на вакуум, равная подъёмной силе  $F_p$ , может возрасти на два порядка, до 100 Г. В свою очередь, если медный проводник (Рис. 4,4), заменить на сверхпроводник, то может произойти увеличение ещё на два порядка, до 10 кГ.

## Заключение

Предпринятое мейнстримом отнятие у тока смещения, являющегося, как говорилось выше, непосредственной причиной существования магнитного поля, его способности производить магнитное поле, так же пагубно для электродинамики, как было бы пагубно для механики отнятие у неё законов сохранения или их замена какими-то ложными концепциями.

Чтобы не быть голословными приведём некоторые примеры из известного учебника для физиков-профессионалов «Теории поля» Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [4] - § - 67. Рассматривая систему заряженных частиц, движущихся с малыми, по сравнению со световой, скоростями, авторы, основываясь на законах

нерелятивистской механики, приходит к выводу, что ускорение их центра инерции равно нулю, так как «*центр инерции движется равномерно*». Отсюда авторы заключают, что если все частицы имеют одинаковые отношения зарядов к массе, то их система не может излучать (дипольно). Но это, как мы увидим, ложный вывод. К системам заряженных частиц, движущихся даже с малыми скоростями, законы нерелятивистской механики применять неправомерно. Для таких систем существуют функция Лагранжа и потенциалы Дарвина [5], дающие результаты с точностью до второго порядка отношения скоростей частиц к скорости света. Авторы «Теории поля» не только об этом знают, но и в § 65 выводят своими методами и потенциалы Дарвина и его функцию Лагранжа. Знать знают, но пользоваться не пользуются, а если бы воспользовались, то увидели бы, что в электродинамике, в отличие от механики, равнодействующая сила для системы движущихся заряженных частиц не равна нулю, следовательно, ускорение их центра инерции тоже не равно нулю.

Приведём ещё один пример. При решении одной из задач к §75, опять же исходя из нерелятивистской механики, принимается, что центр инерции двух движущихся заряженных частиц может двигаться только равномерно или покоиться.

Равнодействующая сила для двух движущихся зарядов в соответствии с лагранжианом Дарвина выглядит так [4],

$$\mathbf{F} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} (q_1 \mathbf{A}_2 + q_2 \mathbf{A}_1) = -\frac{q_1 q_2}{2c^2} \frac{d}{dt} \left[ \left( \frac{\mathbf{v}_1}{R} + \frac{(\mathbf{v}_1 \mathbf{R}) \mathbf{R}}{R^3} \right) + \left( \frac{\mathbf{v}_2}{R} + \frac{(\mathbf{v}_2 \mathbf{R}) \mathbf{R}}{R^3} \right) \right] \quad (4,7)$$

где  $\mathbf{F}$  – равнодействующая сила замкнутой (по современным представлениям мейнстрима) системы двух движущихся зарядов,  $q_1, q_2$ , – величины зарядов,  $\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2$  – векторные потенциалы Дарвина,  $\frac{d}{dt}$  – оператор дифференцирования по времени,  $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2$  – скорости зарядов,  $\mathbf{R}$  – расстояние между зарядами.

Согласно Пейджу и Адамсу, замечательная работа которых [6] значительно опередила время её выхода, равнодействующая сила (4,7) равна не нулю, а так называемому мейнстримом производной «импульса электромагнитного поля», который, в свете настоящей статьи, есть ни что иное, как реакция на вакуум, производимая токами смещения от магнитных полей взаимодействующих движущихся зарядов.

Таким образом, применение законов механики к электродинамике порождает ошибки, обусловленные игнорированием запаздывания потенциалов и полей. Вот почему при малых скоростях необходимо пользоваться потенциалами и лагранжианом Дарвина учитывающих эффекты запаздывания с точностью до членов второго порядка по отношению скоростей зарядов к скорости света ( $v^2/c^2$ ), либо учитывать эти эффекты другими способами. В любом случае, *правильное решение* подобных задач выходит далеко за рубежи, ограничивающие современный мейнстрим

## **§ 5. Преобразования Лоренца как тождественная форма преобразований Галилея и невозможность переноса импульса электромагнитной волной**

*Одно тригонометрическое тождество  
отменяет оба постулата специальной теории  
относительности*

Если применить преобразования Галилея к фазе бегущей волны, распространяющейся от движущегося точечного источника в любой однородной волнопроводящей недисперсионной среде, будь то жидкость, газ, твёрдое тело или физическое пространство, то в результате тождественных преобразований, как бы сами собой появятся преобразования Лоренца. Нет необходимости

постулирования релятивистского принципа относительности, который, как оказалось, является прямым следствием принципа относительности Галилея, действующего в определённых условиях. Попутно выявляется, что бегущая волна любой природы не способна переносить импульс. В частности, доказывается, что понятие определяемого через вектор Пойнтинга электромагнитного импульса лишено физического смысла и опровергается прямыми расчётами для системы антенных дипольных излучателей, раскрывается подлинный физический смысл этого понятия. Также попутно выявляется, что в системе антенных излучателей действуют постоянные по направлению эфиропорные силы, имеющие перспективы их практического использования в энергетике и на транспорте.

## **I. Невозможность переноса импульса электромагнитной волной**

Бегущую расходящуюся сферическую волну от точечного (в смысле малого по сравнению с длиной волны) источника, покоящегося в изотропной волнопроводящей конденсированной среде (без дисперсии) можно представить в виде функции  $\Phi$ ,

$$\Phi = \frac{A}{r} \cos(\omega_0 t - k_0 r) = a \cos \omega_0 \left( t - \frac{r}{c} \right) = a \cos 2\pi \left( \frac{t}{T_0} - \frac{r}{\lambda_0} \right) \quad (5,1)$$

где  $A$  – амплитуда колебаний в точках среды на расстоянии от источника, равном единице,  $r$  – расстояние от источника,  $\omega_0$  – циклическая частота,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  – волновой вектор,  $\lambda_0$  – длина волны,  $t$  – текущее время,  $a = A/r$  – амплитудная функция,  $c$  – скорость распространения волн в рассматриваемой среде,  $T_0$  – период волны.

Напишем цепочку легкопроверяемых тригонометрических тождеств, справедливых для точек, расположенных на любом расстоянии от источника:

$$\begin{aligned}\cos(\omega_0 t - k_0 r) &\equiv 0.5 \left\{ [\cos(\omega_0 t - k_0 r) + \cos(\omega_0 t + k_0 r)] + \right. \\ &\quad \left. + [\cos(\omega_0 t - k_0 r) - \cos(\omega_0 t + k_0 r)] \right\} \\ &\equiv \cos k_0 r \cos \omega_0 t + \sin k_0 r \sin \omega_0 t\end{aligned}\quad (5,2)$$

Или в другом представлении:

$$\cos 2\pi \left( \frac{t}{T_0} - \frac{r}{\lambda_0} \right) \equiv \cos 2\pi \frac{r}{\lambda_0} \cos 2\pi \frac{t}{T_0} + \sin 2\pi \frac{r}{\lambda_0} \sin 2\pi \frac{t}{T_0} \quad (5,2 \text{ a})$$

Согласно написанному, любая бегущая волна есть суперпозиция двух стоячих волн, сдвинутых по фазе на  $\pi/2$ . Оказывается, точечный источник бегущей сферической волны не «излучает» ничего, кроме пары стоячих волн. Но это ещё не всё, на что он способен! Ничто не мешает нам написать тождество,

$$\cos 2\pi \left( \frac{t}{T_0} - \frac{r}{\lambda_0} \right) \equiv 2 \cos 2\pi \frac{r}{\lambda_0} \cos 2\pi \frac{t}{T_0} - \cos 2\pi \left( \frac{t}{T_0} + \frac{r}{\lambda_0} \right) \quad (5,2 \text{ b})$$

Получается так, что наш источник вместо расходящихся волн, уносящих импульс в любом заданном направлении, «излучает» не имеющие импульса стоячие волны и приносящие импульс сходящиеся волны. Таким образом, понятие «импульс волны» лишено физического смысла. Теперь понятно, почему волны, например, в жидкой среде не переносят импульс без переноса вещества [8]. Но как быть с электромагнитными волнами, излучаемыми, к примеру, источником света? Ведь наше рассмотрение применимо к любой волнопроводящей (среде включая эфир, вакуум, пространство, или как там его ни называй).

Электромагнитную волну в любой точке пространства тоже можно разложить на две поляризованные компоненты, по отношению к каждой из которых справедливы тождества (5,2), (5,2a), (5,2b). Стало быть, такая волна тоже не способна переносить импульс. К примеру, свет, оказывающий силу давления на зеркало, одновременно

производит силу противодействия на волнопроводящую среду, такую, как она есть, будь то вакуум, эфир или физическое пространство, каким образом это делается, написано в § 2.

## **II. Автоматическое «превращение» преобразований Галилея для волны движущегося излучателя в преобразования Лоренца для координат и времени**

Мы говорили выше о покоящемся в среде источнике, теперь перейдём к движущемуся. Примем, что покоящийся источник размещён в начале декартовой системы координат  $(x, y, z)$ , а движущийся  $(x', y', z')$ . В начальный момент времени координатные оси обеих систем (движущейся и неподвижной) совпадают. Скорость движения  $v$  направлена вдоль оси  $x$ .

Фазу бегущей волны покоящегося излучателя, распространяющейся вдоль оси  $y$ , можно представить в виде,

$$\phi_0 = \omega_0 \left( t - \frac{y}{c} \right) \quad (5,3)$$

При переходе к движущемуся излучателю для волны, распространяющейся по оси  $y'$  (поперёк скорости) параметры  $t$  и  $y$  примут вид в соответствии с преобразованиями Галилея для времени и координаты,  $c$  – в соответствии с галилеевским правилом нахождения относительной скорости при известных абсолютной и поступательной. Циклическая частота излучателя  $\omega$  выбирается применительно к условию решаемой задачи.

Таким образом, фаза волны, распространяющейся поперёк направления скорости источника, (вдоль оси  $y'$ ), запишется в виде,

$$\phi_0 = \omega_0 \alpha \left( t - \frac{y}{c\alpha} \right) \text{ где } \alpha = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (5,3 \text{ а})$$

На основании тождества (5,2) разложение бегущей волны с фазой (5,3а) на две стоячие компоненты будет иметь вид,

$$\cos \omega \left( t - \frac{y}{c\alpha} \right) \equiv \cos \frac{\omega}{c\alpha} y \cos \omega t + \sin \frac{\omega}{c\alpha} y \sin \omega t \quad (5,4)$$

Перейдём к волне, излучаемой по направлению скорости. Сравним фазы бегущих волн, от покоящегося и движущегося излучателей,

$$\phi_0 = \omega_0 \left( t - \frac{x}{c} \right) \quad \phi = \omega \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \quad (5,5)$$

Так же, как и в предыдущем случае, переход от фазы покоящегося к фазе движущегося излучателя произведён путём замены координаты, времени и скорости в соответствии с преобразованиями Галилея.

Подставляя выражение для фазы движущегося излучателя (5,5) в (5,2), путём прямых вычислений получаем бегущую волну как суперпозицию двух стоячих волн следующим образом,

$$\cos \omega \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \equiv \cos \frac{\omega}{c\alpha} x' \cos \frac{\omega}{\alpha} t' + \sin \frac{\omega}{c\alpha} x' \sin \frac{\omega}{\alpha} t' \quad (5,6)$$

где  $x'$  и  $t'$  – есть преобразования по форме неотличимые от преобразований Лоренца для координаты и времени, а именно,

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5,6 \text{ a}) \quad t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5,6 \text{ b})$$

## II.1. Соотношение длин стоячей волны вдоль и поперёк направления скорости излучателя

Определим расстояния между соседними узлами стоячих компонент движущегося излучателя в направлении поперёк скорости (по оси  $y^* = y$ ) и вдоль скорости (по оси  $x^* = x - vt$ ) и сравним их между собой. Будем учитывать расстояние между узлами для одной из двух стоячих компонент, сдвинутых по отношению друг к другу на



$\pi/2$  (между узлами разных компонент это расстояние было бы в два раза меньшим), в связи с чем, ограничимся членами, содержащими синусы, т. е. вторыми членами правых частей (5,4) и (5,6). Исходя из условия, что минимальное расстояние между соседними узлами равно половине длины волны ( $y = \lambda_{\perp}/2$ ,  $\Delta x^* = \Delta x = \lambda_{\parallel}/2$ ) аргументы соответствующих амплитудных функций должны иметь вид,

$$\frac{\omega}{c\alpha} \frac{\lambda_{\perp}}{2} = n\pi \quad \frac{\omega}{c\alpha^2} \frac{\lambda_{\parallel}}{2} = n\pi$$

Отсюда получим:

$$\lambda_{\parallel} = \lambda_{\perp} \alpha = \lambda_{\perp} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (5,7)$$

Пришли к выводу, что расстояние между соседними узлами стоячих волн в направлении скорости движения излучателя в  $\alpha$  раз сокращается, по сравнению с расстоянием между узлами в поперечном направлении. Важно отметить, что полученная закономерность остаётся справедливой при любом характере зависимости частоты излучателя от скорости его движения. Мы не задавались конкретным характером такой зависимости, чем сейчас и займёмся.

## **II.2. Картина стоячих волн при постоянной частоте излучателя**

Одним из практически важных случаев является независимость частоты излучателя от скорости его движения по отношению к волнопроводящей среде. Такие излучатели удобны при экспериментальном исследовании стоячих волн в воздухе, воде и др. средах. Автор [27] Ю. Н. Иванов измерял параметры стоячих волн, устанавливая звуковые излучатели и приёмники звука (микрофоны) в поле на ветру или на крышах движущихся поездов. Результаты таких исследований подробно описаны в [27]. Расчётным и опытным путём

он определил, что стоячие волны уменьшают свою длину в  $\alpha = (1 - v^2/c^2)^{0.5}$  раз в поперечном по отношению к скорости направлении и в  $\alpha^2$  раз, в продольном, что непосредственно следует из формул (5,6), (5,7). Фигурально выражаясь, у него получились сплюснутые (в  $\alpha$  раз сжатые) преобразования Лоренца, которые, в отличие от настоящих преобразований Лоренца, не обладают свойством обратимости. Деление на  $\alpha$  приводит его преобразования к виду, формально совпадающему с преобразованиями Лоренца.

### **II.3. Картина стоячих волн при постоянной длине волны, распространяющейся поперёк скорости излучателя**

Очень важным как в теоретическом, так и в практическом отношениях, является случай, при котором, длина стоячей волны, ориентированной поперёк скорости излучателя, не зависит от величины его скорости. В качестве примера можно привести движение в свободном пространстве, при котором эталон длины (набранный из определённого количества стоячих волн), ориентированный поперёк направления скорости, сохраняет свою длину независимо от величины этой скорости (при ориентации вдоль скорости, как известно, имеет место лоренцево сокращение, что подробно будет рассмотрено ниже).

Другой замечательный пример – согласно модели Френкеля и Конторовой, в твёрдом теле существуют солитоны (дислокации) [10], которые при взаимодействии друг с другом могут образовывать бризеры. Прочитируем из [10]: - «... образуется стоящее на месте пульсирующее состояние. Его называют *бризером* (от англ. breath – дышать, одно из значений слова breather – живое существо), или *бионом*... Бризер внешне выглядит как стоячая волна. ... Бризер может равномерно двигаться. Он ускоряется или замедляется вблизи неоднородностей. При столкновениях с солитонами или другими бризерами он ... ведёт себя как частица. С другой стороны, в бризере

наглядно проявляется волновая природа солитонов. Бризер нельзя описать как две частицы, ... связанные пружиной. «Внутри» него действительно пульсирует стоячая волна сжатий и разряжений «среды».» *Конец цитаты.* Важно отметить, что бризеры и солитоны при их поступательном движении не меняют своих размеров в поперечном по отношению к скорости направлении, а в продольном направлении испытывают сокращение по формуле,

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

где  $l$ ,  $l_0$  – текущая длина и длина солитона в состоянии покоя,  $v$  – скорость солитона,  $c$  – скорость звука в волнопроводящей среде.

Таким образом, солитоны ведут себя как релятивистские, привязанные к скорости звука, частицы, в отличие от обычных частиц, релятивизм которых «привязан» к скорости света. «Звуковой» релятивизм аналогичен «световому» релятивизму, по крайней мере, в некотором идеальном приближении и, в отличие от последнего, имеет некоторые вполне понятные границы применимости, к чему мы вернёмся ниже. Следует также отметить, что в физике имеет место и встречная тенденция рассмотрения элементарных частиц как солитонных состояний [3].

Итак, мы приняли условие, согласно которому длина волны, испускаемой в направлении, перпендикулярном скорости  $\lambda_{\perp}$ , в системе отсчёта источника не зависит от скорости его движения по отношению к волнопроводящей среде,

$$\lambda_{\perp} = \lambda_0 \quad (5,8)$$

Отсюда следует, что

$$\omega = \omega_0 \alpha \quad (5,9)$$

Тогда, с учётом того, что волновое число  $k_0 = \omega_0/c$ , на основании (5,4) запишем,

$$\cos(\omega t - k_0 y) \equiv \cos k_0 y \cos \omega t + \sin k_0 y \sin \omega t \quad (5,10)$$

Согласно полученной формуле волна, излучаемая движущимся источником, в поперечном направлении, отличается от волны, излучаемой покоящимся источником (5,2), только частотой излучателя, которая с увеличением скорости уменьшается по закону  $\omega = \omega_0 \alpha$ , что обусловлено принятым нами условием равенства длин волн и правилом сложения скоростей по Галилею.

Перейдём к волне, излучаемой по направлению скорости. Сравним фазы бегущих волн, от покоящегося и движущегося излучателей,

$$\phi_0 = \omega_0 \left( t - \frac{x}{c} \right) \quad \phi = \omega \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \quad (5,11)$$

Заметим, что переход от фазы покоящегося к фазе движущегося излучателя произведён путём замены всех определяющих фазу величин (частоты, времени, координаты, скорости) в соответствии с преобразованиями Галилея применительно к принятому условию для длин волн.

Подставляя выражение для фазы движущегося излучателя (5,11) в (5,2), путём прямых вычислений получаем бегущую волну как суперпозицию двух стоячих волн следующим образом,

$$\cos \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \equiv \cos k_0 \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cos \omega_0 \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \sin k_0 \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \sin \omega_0 \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5,12)$$

Тот же результат можно получить путём подстановки (5,9) в (5,6).

Сравним с формулой для неподвижного излучателя, которую в соответствии с (2) можно переписать в виде:

$$\cos \omega_0 \left( t - \frac{x}{c} \right) \equiv \cos k_0 x \cos \omega_0 t + \sin k_0 x \sin \omega_0 t \quad (5,13)$$

Присмотримся к тому, что мы фактически сделали. В формулу для бегущей компоненты неподвижного излучателя [левая часть (5,13)] подставили преобразования Галилея для всех входящих туда величин (координата, время, скорость, частота) и получили формулу для бегущих компонент движущегося излучателя [левая часть (5,12)]. Далее, в стоячих компонентах неподвижного излучателя [правая часть (5,13)] оставили без изменения циклическую частоту  $\omega_0$  и волновое число  $k_0$ , все остальные параметры у нас автоматически сгруппировались в преобразования Лоренца для координаты и времени (5,12), (5,6 a), (5,6 b). Таким образом, формула (5,12) сама трансформирует преобразования Галилея в преобразования Лоренца! Или, фигурально выражаясь, она «разлагает» преобразования Галилея на преобразования Лоренца.

Покажем, что это правило справедливо и для волны, распространяющейся поперёк направления скорости. Учитывая, что на оси  $y' = y$ ,  $x' = 0$ , из (6a) получаем  $x = vt$  (означающее, что точка  $x'$  движется относительно среды со скоростью  $v$ , что и так очевидно), подставляя в (5,6 b), находим,

$$t'_{x'=0} = t\alpha \quad (5,14)$$

Отсюда, принимая во внимание (5,10), получаем,

$$\cos \omega_0 \alpha \left( t - \frac{y}{c\alpha} \right) \equiv \cos k_0 y' \cos \omega_0 t'_{x=0} + \sin k_0 y' \sin \omega_0 t'_{x=0} \quad (5,15)$$

Сравнивая (5,12) и (5,15) заключаем, что переход от волн, излучаемых покоящимся источником, к волнам, излучаемым движущимся источником в продольном и поперечном по отношению к скорости направлениях, осуществляется по одним и тем же правилам. Таким образом, преобразования Лоренца всегда (со времён

сотворения мира) были «зарыты» в преобразованиях Галилея, а мы просто извлекли их оттуда на всеобщее обозрение.

Путём прямых вычислений нетрудно убедиться, что обратное тоже верно, стоячая волна движущегося источника, разлагаясь на две бегущие компоненты, фигурально выражаясь, также «разлагает» преобразования Лоренца на преобразования Галилея, что следует из формулы (5,25). Что первично, что вторично? Бегущие волны (от источника, движущегося с малой скоростью,  $v \ll c$ ) «подчиняются» галилеевскому представлению, а стоячие – лоренцевскому.

Рассмотрим и сравним межузловые расстояния неподвижного и движущегося излучателей. Координаты узлов неподвижного излучателя ( $r_n$ ) можно определить из условия,

$$k_0 r_n = 2\pi r_n / \lambda_0 = n\pi$$

где  $r_n$  –  $n$ -ный по счёту узел, считая от начала координат.

Отсюда  $r_n = n\lambda_0/2$ . Расстояние между узлами с номерами  $n_1$  и  $n_2$  будет равным  $(n_2 - n_1)\lambda_0/2 = \Delta n\lambda_0/2$ . Минимальное расстояние равно половине длины волны,

$$L_0 = \lambda_0/2 \quad (5,16)$$

Подобным образом определяем расстояние между соседними узлами на оси  $y'$  движущегося излучателя,  $k_0 y'_n = 2\pi y'_n / \lambda_0 = n\pi$ . Отсюда минимальное межузловое расстояние равно

$$L_{y'} = \lambda_0/2 \quad (5,17)$$

что соответствует принятому в начале условию (5,8),  $\lambda_{\perp} = \lambda_0$ .

Таким образом, межузловые расстояния поперёк скорости движущегося и покоящегося излучателей совпадают.

Аналогично, координаты узлов вдоль направления скорости в соответствии с правой частью (5,12), находим из условия  $k_0 x'_n = 2\pi x'_n / \lambda_0 = n\pi$ , откуда следует, что  $x'_n = n\lambda_0/2$ . Заменяя  $x'_n$  на  $x_n$  в

соответствии с (6а), получим  $x_n - vt = n\alpha\lambda_0/2$ . Расстояние между узлами с номерами  $n_1$  и  $n_2$  в любой фиксированный момент времени будет равным  $(n_2 - n_1)\alpha\lambda_0/2 = \Delta n\alpha\lambda_0/2$ . Минимальное расстояние  $L_{x'}$  получается при  $\Delta n = 1$ ,

$$L_{x'} = \alpha\lambda_0/2 \quad (5,18)$$

Таким образом, расстояние между узлами стоячих волн от движущегося излучателя вдоль скорости «сжимается» в  $\alpha$  раз по сравнению с расстоянием поперёк скорости и по сравнению с межузловым расстоянием покоящегося излучателя, что и следовало ожидать. Это значит, что длина стоячей волны  $\lambda_{x'}$ , связанной с движущимся источником тоже таким же образом «сжимается» по направлению скорости в  $\alpha$  раз:

$$\lambda_{x'} = \lambda_{\perp}\alpha = \lambda_0\alpha \quad (5,18 a)$$

Покоящийся излучатель окружён множеством сферических волновых поверхностей, каждая из которых есть геометрическое место точек, удаленных от начала координат на одинаковое количество длин волн  $N$  в любом направлении. Для движущегося излучателя общая длина одного и того же количества волн вдоль направления движения, согласно (5,18 а), будет в  $\alpha$  раз короче, чем поперёк направления движения, вследствие чего, волновые поверхности станут эллипсоидальными, сплюснутыми по оси  $x$ . Таким образом, мы пришли к лоренцеву сокращению на базе преобразований Галилея (5.12).

Перейдём к рассмотрению временных фаз. Перенесёмся мысленно на минуту во вторую половину XIX века. Все, что нам нужно знать, о стоячих и бегущих волнах в те времена было известно и мы могли бы спокойно заниматься нашими вопросами.

Сопоставляя правые части (5,2), (5,12), (5,15), приходим к заключению, что параметр  $t'$  определяет фазы стоячих волн движущегося излучателя точно так же, как время определяет фазы стоячих волн покоящегося излучателя. Для определённости будем называть его волновым временем. Выше (5,14) мы нашли соотношение волнового и обычного времени для точки  $x' = 0$ . Отсюда, на основании (5,15), для этой точки справедливо соотношение  $t'_{x'=0}/T_0 = t\alpha/T_0 = t/T$ , из которого следует, что периоды стоячих волн движущегося и покоящегося излучателей связаны следующим образом:

$$T = T_0/\alpha \quad (5,19)$$

Отсюда видно, что волны движущегося излучателя колеблются с периодом в  $1/\alpha$  раз большим, чем покоящегося. Соотношение (5,14) определено для начала координат ( $x' = 0$ ), а как ведёт себя волновое время в произвольной точке оси  $x'$ , удалённой от нулевой точки на расстояние  $L$ ? Подставляя в (5,6b)  $x = vt + L$ , получим,

$$t' = t\alpha - \frac{Lv}{c^2\alpha} = t\alpha - \frac{L'v}{c^2} \quad (5,20)$$

где  $L' = L/\alpha$ .

Отсюда следует, что волновое время в произвольной точке на оси  $x'$  отстаёт по фазе от волнового времени в нулевой точке, что можно видеть на графике, см. ниже Рис. 5,1.

Стоячие волны от движущегося излучателя колеблются несинфазно, в отличие от стоячих волн от неподвижного излучателя.

Волновое время можно определять числом периодов  $N_T$ , от которого оно, в общем случае, может отличаться, каким-то градуировочным множителем, зависящем от выбранной системы измерения величин. Любое устройство, способное измерять число



периодов стоячей волны, а, значит, и волновое время, по сути дела, есть волновые часы.

Известен способ синхронизации часов путём их медленного переноса из одной точки в другую. Как поведут себя волновые часы при их переносе на расстояние  $L$  ( $L'$ ) от нулевой точки оси  $x'$ ? Итак, имеем волновые часы, показания которых зависят от скорости по закону  $t' = t\alpha$  (при начале отсчёта  $t' = t = 0$ ). Дифференцируя и учитывая, что  $tdv = dL$ , получим,

$$dt' = \alpha dt - \frac{vtdv}{c^2\alpha} = \alpha dt - \frac{vdL}{c^2\alpha} \quad (5,20 a)$$

Непосредственно видно, что при интегрировании правой части, получится знакомая формула (5,20). Таким образом, при медленном переносе фаза волновых часов отстаёт так, что они показывают правильное волновое время в той точке, в которую их перенесли. Стало быть, медленный перенос работает как способ синхронизации волновых часов.

Выясним теперь физический смысл условия (5,8),  $\lambda_{\perp} = \lambda_0$ , благодаря которому однозначно определяются свойства межузловых расстояний и периодов колебаний стоячих компонент бегущей волны, (5,17), (5,18), (5,18 a), (5,19). Оно получится, если частота излучателя будет согласована с волновым временем или с каким-либо генератором импульсов, повторяющихся с периодом, зависящем от скорости по закону, отображаемому формулой (5,19). Подойдёт, например, устройство (назовём его «акустические часы»), в котором акустический импульс попеременно отражается от двух плоскостей, расположенных на расстоянии  $L$  друг от друга, ориентированных параллельно вектору скорости излучателя.

Мы убедились, что образуемая движущимся излучателем картина стоячих волн, при условии,  $\lambda_{\perp} = \lambda_0$ , ведёт себя в точности так же как любой релятивистский объект, в соответствии с преобразованиями Лоренца. Она сохраняет свой размер поперёк направлению скорости и «сжимается» вдоль скорости. Периоды стоячих волн движущегося излучателя удлиняются по сравнению с периодами стоячих волн покоящегося излучателя в соответствии с преобразованиями Лоренца. Различные части стоячей волны покоящегося излучателя, удалённые друг от друга на целое число длин волн, колеблются строго синфазно (5,2), в связи с чем, их можно рассматривать как синхронно идущие часы (если снабдить счётчиками периодов). Для движущегося излучателя различные части стоячей волны колеблются не синфазно, разность хода связанных с ними часов определяется в соответствии с преобразованиями Лоренца (5,6a), (5,6 b). Всё вышесказанное позволяет говорить о соотношениях (5,12), (5,15) как о *преобразованиях Лоренца в тригонометрической форме* или как о *галилеевских преобразованиях Лоренца*, область применимости которых охватывает все волнопроводящие среды от воды и воздуха до физического пространства. Эта форма явно указывает на тот факт, что преобразования Лоренца прямо «вырастают» из преобразований Галилея путём тождественных преобразований, следовательно, они представляют собой форму существования преобразований Галилея. Интересно отметить, что в рассматриваемом аспекте преобразования Галилея имеют более общий характер, чем преобразования Лоренца, потому что последние появляются как следствие применения преобразований Галилея к волнопроводящим средам. Иными словами, преобразования Галилея первичны – преобразования Лоренца вторичны, стало быть, именно преобразования Галилея определяют

настоящее физическое время.

Можно свернуть правую часть (5,12) по образцу (5,13), после чего, приравнивая к левой части (5,12), прийти к следующему соотношению,

$$\Phi = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \equiv \omega_0 \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - k_0 \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5,21)$$

где  $\Phi$  – фаза гармонической функции.

В левой части тождества фаза бегущей волны движущегося излучателя выражена в соответствии с преобразованиями Галилея, в правой части та же фаза выражена в соответствии с преобразованиями Лоренца. Эти выражения фазы могут использоваться как аргументы гармонических функций в тригонометрическом или экспоненциальном представлении.

Отсюда вытекает следующее лаконичное соотношение между преобразованиями Галилея и преобразованиями Лоренца,

$$c_{\perp \text{Галилея}} \left( t - \frac{x'_{\text{Галилея}}}{c_{\parallel \text{Галилея}}} \right) \equiv c \left( t'_{\text{Лоренца}} - \frac{x'_{\text{Лоренца}}}{c} \right) \quad (5,22)$$

где  $c_{\perp \text{Галилея}} = (1 - v^2/c^2)^{0.5}$  и  $c_{\parallel \text{Галилея}} = (c - v)$  – относительные скорости света (или звука), распространяющегося от движущегося источника в поперечном и продольном направлениях,  $x'_{\text{Галилея}} = x - vt$  – преобразование Галилея для координаты,  $t'_{\text{Лоренца}} = t'$ ,  $x'_{\text{Лоренца}} = x'$  – преобразования Лоренца для времени и координаты, см. (5,6 а), (5,6 б).

Все величины в левой части соответствуют преобразованиям Галилея, а все величины в правой части соответствуют преобразованиям Лоренца (учитывая, что  $t = t'_{\text{Галилея}}$ ). Группы величин в левой и правой частях (5,22) отличается от фазы гармонической функции постоянным множителем  $2\pi/\lambda_{\perp}$ .

Переходя к обычным обозначениям, получим:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) \equiv t' - \frac{x'}{c} \quad (5,22 a)$$

Отсюда приходим к фазовому инварианту:

$$\sqrt{\frac{c-v}{c+v}} \left( t' - \frac{x'}{c} \right) = t - \frac{x}{c} \text{ или в развёрнутом виде,}$$

$$\sqrt{\frac{c-v}{c+v}} \left( \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{1}{c} \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) = t - \frac{x}{c} \quad (5,23)$$

#### II.4. Визуализация тождественности преобразований Галилея и преобразований Лоренца

На основании (5,2) для излучателя, покоящегося в волнопроводящей среде, справедливо следующее тригонометрическое тождество,

$$\cos \omega_0 (t - x/c) + \cos \omega_0 (t + x/c) \equiv 2 \cos k_0 x \cos \omega_0 t \quad (5,24)$$

В левой части сумма двух встречных волн, бегущих вдоль оси  $x$ , в правой части образуемая ими стоячая волна. Пусть излучатель движется при выполнении условия (5,8), согласно которому длина волны, излучаемой поперёк скорости, есть константа,  $\lambda_{\perp} = \lambda_0$ , что эквивалентно условию,

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

где  $\omega$  - циклическая частота движущегося излучателя.

Остальные параметры (кроме частоты), определяющие фазы бегущих встречных волн, должны быть замены, согласно преобразованиям Галилея,  $x \rightarrow x - vt$ ,  $c \rightarrow c + v$  или  $c \rightarrow c - v$ , после чего тождество (5,24) примет вид,

$$\cos \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left( t - \frac{x - vt}{c - v} \right) + \cos \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left( t + \frac{x - vt}{c - v} \right) \equiv 2 \cos k_0 \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cos \omega_0 \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5,25)$$

Несмотря на то, что выражения (5,24), (5,25) получены из компонент волнового поля точечного излучателя (5,2), они вполне могут быть применены к волновой картине между двумя

излучателями плоских волн, наглядно демонстрирующей «синтез» преобразований

Лоренца из преобразований Галилея, см. Рис. 5,1.

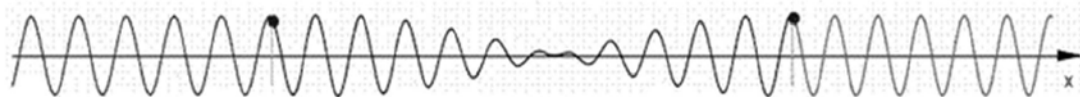


Рис. 5,1. «Синтез» преобразований Лоренца из преобразований Галилея.

Вследствие галилеевского правила сложения скоростей, волна, распространяющаяся влево от первого (который слева) излучателя, имеет большую относительную скорость, а, значит, и большую длину, чем волна, распространяющаяся вправо от второго излучателя, что на рисунке можно заметить даже невооружённым глазом. Эти подчиняющиеся преобразования Галилея бегущие волны, в пространстве между излучателями «синтезируются» в подчиняющуюся преобразованиям Лоренца стоячую волну, длина которой мало отличается от длины волны покоящихся излучателей ( $v^2/c^2 = 0.25\%$ ). Видно, что амплитуды разных участков стоячей волны неодинаковы, нет синфазности, присущей стоячей волне, образуемой покоящимися излучателями, что согласуется с правыми частями формул (5,24), (5,25). Эта несинфазность в теории Эйнштейна трактуется как «относительность одновременности».

### III. Как «устроена» относительность

Примем теперь **кардинальное соглашение** – все длины будем измерять длинами определённой (опорной) стоячей волны (что эквивалентно измерению меж узловыми расстояниями), а все времена – периодами стоячей волны в той системе отсчёта, в которой покоится наблюдатель. Получается так, что каждая волнопроводящая среда,

имеет индивидуальные, присущие ей волновые меры длин и времён. Примером может служить волнопроводящее пространство Вселенной, где роль опорной волны в свое время была прописана для излучения изотопа цезия 133. Опорная волна (одна или несколько) для той или иной волнопроводящей среды может быть выбрана из множества волн, отличающихся частотами (длинами волн). В частности, аналогичным образом, для звукопроводящей среды можно выбрать опорную звуковую длину волны и опорную частоту, и создать устройства, поддерживающие заданное число длин волн (волновой эталон длины) и заданный период колебаний или частоту (волновой эталон времени).

Так как длины стоячих волн от движущегося источника «сжимаются» по направлению скорости, а периоды удлиняются (5,12), (5,15) и точно так же ведут себя волновые эталоны длины и времени, то результаты измерений, полученные наблюдателем, покоящимся по отношению к движущемуся излучателем, не будут зависеть от скорости последнего. Так как эталонные волновые часы при медленном переносе вдоль направления скорости «самосинхронизируются», см. (5,20а), то движущийся наблюдатель, будет считать, что в его системе отсчёта различные участки стоячей волны колеблются в одинаковых фазах, так же как это происходит в системе отсчёта, покоящейся по отношению к волнопроводящей среде. Иными словами, на основании своих измерений наблюдатель не сможет определить состояние своего движения или покоя по отношению к среде.

Пусть наблюдатель, пользующийся исключительно волновыми мерами длины и времени, покоится в движущейся со скоростью  $v$  (вправо по оси  $x$ ) системе координат  $(x', y', t')$  и ставит своей задачей

написать формулу бегущей волны покоящегося в среде ( $x, y, t$ ) излучателя, включая её разложение на стоячие волны. Согласно вышеизложенному, такой наблюдатель будет считать себя покоящимся, а излучатель движущимся влево по оси  $x'$  (т. е. со скоростью  $-v$ ).

Фаза бегущей волны относительно наблюдателя будет иметь вид,

$$\phi' = \omega_0 \alpha \left( t' - \frac{x' + vt'}{c + v} \right)$$

А разложение бегущей волны на стоячие компоненты запишется в виде,

$$\omega_0 \alpha \left( t' - \frac{x' + vt'}{c + v} \right) = \cos k_0 x \cos \omega_0 t + \sin k_0 x \sin \omega_0 t \quad (5,26)$$

где

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5,26 a) \quad t = \frac{t' + \frac{x'v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5,26 b)$$

Решая тригонометрические тождества, мы получили обратные преобразования Лоренца и установили их обратимость. Тот же результат, обычно получают решением уравнений (5,6 а), (5,6 б) относительно неизвестных  $x, y$ . Мы пришли к выводу, что любая недисперсионная волнопроводящая среда обладает врождённым (природным) свойством относительности, основываясь на посылке, согласно которой длина волны, испускаемая движущимся излучателем в поперечном по отношению к скорости направлении, не зависит от величины этой скорости, что согласуется с опытом для физического пространства и для солитонообразующих твёрдых тел. В жидких и газообразных волнопроводящих средах это свойство моделируется техническими приёмами реализации присущих данной

среде волновых мер длины и времени. Говоря точнее, выражаемый преобразованиями Лоренца релятивистский характер относительности есть врождённое свойство преобразований Галилея, выявляющееся при их применении к волнопроводящим средам.

### **III.1. Сравнение различных концепций относительности**

Различные концепции относительности отличаются друг от друга разными способами получения одной и той же сущности – преобразований Лоренца - и различной трактовкой их физического смысла.

#### **III.1.1. Волновая концепция относительности**

По существу, выше мы сформулировали своеобразную «волновую» концепцию относительности, представленную как свойство волнопроводящих сред, которая отвечает современным тенденциям, к рассмотрению элементарных частиц (а значит и всего мироздания) как солитонов или солитоноподобных объектов [10]. Чтобы получить представление о важности этого направления, достаточно перечислить некоторые причастные к его разработке имена: - Густав Ми, Макс Борн, Альберт Эйнштейн, Вернер Гейзенберг, Поль Дирак и др. Английский физик-теоретик Тони Скирм в 70 – 80 годах прошлого века даже создал свою теорию «скирмионов», согласно которой протон и нейтрон следует рассматривать как солитоны, образующиеся при нелинейном взаимодействии мезонных полей. Так что мысль о волновой природе всего сущего материального мира вполне реальна, о чём еще не могли подозревать современники автора своего знаменитого опыта – Майкельсона. Основываясь на изложенной концепции, мы можем сказать, что опыт Майкельсона имеет отрицательный результат,



потому что вся установка Майкельсона (включая его интерферометр и столешницу), будучи волнообразуемой (либо солитоноподобной) материей, сокращается по направлению движения в эфире в той же мере, в которой сокращается стоячая световая волна в плечах интерферометра. Согласно нашей волновой концепции относительности, вообще не существует таких опытов, которые позволят обнаружить движение относительно эфира (если только со временем не откроют взаимодействия принципиально иной природы, волновая скорость которых намного превышает световую).

### **III.1.2. Эфирная концепция относительности Лоренца – Пуанкаре - Фицджеральда**

Исторически первая концепция относительности, полностью согласующая с электродинамикой Максвелла – Лоренца (по существу, современной классической электродинамики), принадлежит Лоренцу, Фицджеральду и Пуанкаре [28]. Лоренц пришел к ней и получил преобразования, носящие его имя, задавшись вопросом об инвариантности уравнений Максвелла в различных инерциальных системах отсчёта (ИСО) [12].

Согласно этой концепции, существует неподвижный эфир, который по Лоренцу можно мыслить себе как материю настолько большой плотности, что никакие силы не в состоянии привести в движение одних его (эфира) частей, по отношению к другим его частям (в идеале эфир получается, как материя бесконечно большой эффективной плотности). Все тела природы сокращают свои размеры одинаковым образом в зависимости от скорости их движения по отношению к эфиру, поэтому результаты измерений размеров одинаковы во всех ИСО. В БСЭ [28] говорится: - «Ситуация наталкивала на мысль о необнаружимости движения относительно

эфира. Такой вывод сделал А. Пуанкаре, который начиная с 1895 выражал убеждение, что движение относительно эфира необнаружимо принципиально. В 1900-е гг. при обсуждении электромагнитных явлений он начал пользоваться термином «принцип относительности», формулируя его как невозможность обнаружения движения относительно эфира.» *Конец цитаты.* Согласно Лоренцу, настоящее физическое время имеет место только в системе отсчёта, в которой эфир покоится. Показания часов в движущейся ИСО нельзя отождествлять с физическим временем, они показывают пространственно временной параметр, который Лоренц называл «местным временем». Заметим, что «местное время» Лоренца имеет такой же физический смысл, как рассмотренное нами выше «волновое время». С одной стороны, формально, оно ведёт себя как настоящее, с другой стороны оно не настоящее, потому что не имеет никакого отношения к принципу причинности. Это отличие сразу бросается в глаза при рассмотрении акустических волнопродящих сред (твёрдых, жидких, газообразных и пр.) потому что мы видим сразу два времени, волновое, определяемое скоростью звука, и определяемое скоростью света физическое время, которое мы измеряем обычными механическими или электронными часами (сверенное с эталонным – волновым – временем нашего физического пространства, эфира). Акустическое волновое время мы воспринимаем как время низшего типа, оно своё для каждой волнопроводящей среды, а физическое «световое» время, высшего типа, оно одно для всех акустических сред.

Гораздо труднее и запутаннее ситуация с лоренцевским настоящим эфирным временем и его «местным» временем. Лоренц в [12] пишет, что если все силы природы, ведут себя как

электромагнитные силы, то мы никогда не сможем определить скорость по отношению к эфиру, а, значит, и не сможем узнать в какой именно ИСО «местное», а в какой «эфирное» время. Остаётся надеяться, что когда-нибудь будет открыто сверхсветовое взаимодействие, тогда у нас появится время «высшего типа» по отношению к «местному» времени, которое позволит определить систему покоя эфира и расставить все точки над  $i$ . Но нет насущной необходимости ждать свершения этого замечательного события, потому что в середине XX века был открыт так называемый «новый эфир» вполне пригодный для практического использования вместо настоящего эфира. А именно, было обнаружено, охватывающее всю нашу Вселенную микроволновое фоновое реликтовое излучение [29], которое, согласно теории «большого взрыва», родилось в сингулярной точке вместе со Вселенной [29]. Существует единственная инерциальная система отсчёта, в которой реликтовое излучение изотропно по отношению к любому объекту, покоящемуся в ней. При движении объекта возникает анизотропия, характер которой определяется величиной и направлением его скорости. К примеру, солнечная системы движется относительно «реликтовой» ИСО со скоростью  $\approx 400$  км/с в направлении созвездия Льва.

В соответствии с основными законами сохранения, реликтовая ИСО либо покоится в эфире, либо движется по отношению к нему с постоянной скоростью, что позволяет использовать её вместо абсолютной системы отсчёта (в которой эфир покоится), потому что фактически используется разность энергий вещественно-полевых объектов, которая будет в обоих случаях одинаковой. Главное, что реликтовая ИСО обеспечивает возможность использования одинаковых мер длины и времени, в любых сколь угодно удалённых

друг от друга областях Вселенной без непосредственного обмена сигнальной информацией. Концепция Лоренца – Пуанкаре – Фицджеральда становится актуальной.

### **III.1.3. Постулатная концепция относительности Эйнштейна**

Постулатная концепция относительности в её полном и законченном виде представлена Эйнштейном в 1905 г. в его работе «К электродинамике движущихся тел» [15]. Принцип относительности постулируется, все инерциальные системы отсчёта (ИСО) принимаются равноправными, скорость света в каждой из них одна и та же, время относительно, одновременность относительна. Время — это то, что показывают часы в той ИСО, в которой они покоятся. Согласно Эйнштейну, цитирую: - «Введение «светоносного эфира» окажется ... излишним, поскольку в предполагаемой теории не вводится «абсолютно покоящееся пространство», наделённое особыми свойствами ...». *Конец цитаты.* В своей концепции Эйнштейн отождествляет физическое время с тем пространственно-временным параметром, который в волновой концепции представляет собой «волновое время», а в концепции Лоренца – Пуанкаре – Фицджеральда «местное время», что на первых порах сыграло положительную роль, потому что послужило субъективным фактором понимания важности относительности и активизировало её практическое использование при решении различных вопросов и задач электродинамики. В «Теории электронов» [12] Лоренц пишет: - «... мне не удалось получить уравнения, отнесённые к подвижным осям, в точно такой же форме, что и уравнения для неподвижной системы, Эйнштейн же выполнил это при помощи системы новых переменных, весьма, впрочем, мало отличающихся от тех, которые были выведены мной. Я не пользовался этими подстановками только

по той причине, что формулы представляются довольно сложными и имеют несколько искусственный вид, если только не выводить их из самого принципа относительности». *Конец цитаты.* Переменные, о которых говорит Лоренц, это то, что мы сейчас называем «преобразованиями Лоренца». Дело в том, что Лоренц не сразу осознал, что в его теории эфира имеет место относительность и в этом осознании ему помог Эйнштейн (не в прямом смысле, а через свои работы). Невозможность обнаружения никакими экспериментами движение одной ИСО по отношению к другой ИСО в одинаковой мере вытекает как из эфирной относительности Лоренца, так и из специальной теории относительности Эйнштейна, потому что обе теории опираются на одни и те же преобразования Лоренца. В свою очередь, Эйнштейн не сразу осознал необходимость существования эфира, хотя так и не признал концепцию Лоренца о том, что настоящее физическое время и пространство существуют только в связанной с эфиром привилегированной системе отсчёта. В 1920 г. Эйнштейн пишет [16]: - «...пространство немыслимо без эфира; действительно, в таком пространстве не только было бы невозможно распространение света, но не могли бы существовать масштабы и часы и не было бы никаких пространственно-временных расстояний в физическом смысле слова. Однако этот эфир нельзя представить себе состоящим из прослеживаемых во времени частей; таким свойством обладает только весома́я материя; точно так же к нему нельзя применять понятие движения.». *Конец цитаты.* Однако, процитированное мнение Эйнштейна не приняли к сведению его последователи. Они до настоящего времени остаются на тех позициях отрицания эфира, которые были присущи Эйнштейну в 1905 [15]. Таким образом, в наше время в научном мире бытуют две концепции

относительности постулатная Эйнштейна и, в меньшей степени, эфирная Лоренца – Пуанкаре – Фицджеральда [12].

Все вышеперечисленные концепции относительности в зоне пересечения их областей применимости дают одинаковые результаты решения различных задач. Самую узкую область применимости имеет концепция Эйнштейна. Её недостатком, в отличие от других концепций, является нарушение принципа причинности при переходе к сверхсветовым скоростям как для гипотетически существующих сверхсветовых взаимодействий, так и для тоже гипотетически существующих тахионов, согласующихся с лоренц-инвариантностью сверхсветовых частиц, см. [28]. Но самое главное, эта концепция при эфириопорном движении вступает в противоречие с законом сохранения энергии, см. § 3, п. IV.

### **III.2. Естественные ограничения закона относительности**

Ограничения на относительность, понимаемые как ограничения на применимость преобразований Лоренца, легче всего проследить в некоторых волн образующих средах. К примеру, в газовой среде, длина волны ограничена снизу расстоянием между молекулами, по этой причине относительность применима только к достаточно длинным волнам.

Более общий характер применимости относительности выявляется при сравнении плотности энергии волны и плотности энергии среды, последняя должна быть больше первой. В идеальном случае плотность волновой энергии должна быть физически бесконечно малой по отношению к плотности энергии среды. При приближении плотности волновой энергии к плотности энергии среды движение волновых объектов перестанет строго подчиняться преобразованиям Лоренца. Если говорить о солитонах, то, например, в

металлах энергия образования точечных дефектов составляет десятые доли – единицы эВ, что практически одного порядка с энергией парообразования (сублимации), составляющей несколько эВ в пересчёте на один атом. Следовательно, движение таких солитонов будет не строго, а приблизительно подчиняться преобразованиям Лоренца (в части зависимости размеров и энергии от времени), что отмечается в [10].

Оценим границу применимости закона относительности для физического вакуума (эфира). Определим плотность энергии самых высокоэнергетичных космических частиц и сравним её с планковской плотностью энергии флуктуаций физического вакуума, которая, по оценке Уиллера [3] составляет  $10^{114}$  Дж/м<sup>3</sup>. Самые высокоэнергетичные протоны и ядра атомов первичного космического излучения могут достигать энергии  $10^{21}$  эВ и выше. Т. е. один протон может иметь вполне макроскопическую энергию более 100 Дж, достаточную, чтобы часами поддерживать свечение светодиода, что соответствует плотности энергии  $10^{58}$  Дж/м<sup>3</sup> – исчезающе малая величина, по сравнению с вышеприведённой плотностью энергии вакуума (на 56 порядков меньшая). Чтобы приблизиться к критической плотности энергии ( $10^{114}$  Дж/м<sup>3</sup>), при которой преобразования Лоренца, а, значит, и закон относительности начнут давать сбои, протон следует «разогнать» до энергии порядка  $10^{48}$  эВ, чего хватит, чтобы около часа поддерживать энерговыделение Солнца. Таким образом, реально достижимые плотности энергии вещественной материи исчезающе малы по сравнению с критической величиной, что обеспечивает практически идеальное выполнение закона относительности для нашего физического пространства (эфира).

## Приложение

### **Невозможность переноса импульса электромагнитной волной – решающий фактор существования эфира Лоренца**

Вот что писал Анри Пуанкаре в 1900 г для Международного конгресса физиков в Париже: - «... можно вообразить опыты, которые ввели бы нас в еще более тесное соприкосновение с ним (*с эфиром*). Предположим, что закон Ньютона, утверждающий равенство действия и противодействия, будучи применен только к материи, оказался неверным, и нам удалось это установить. Геометрическая сумма всех сил, приложенных ко всем материальным частицам, не равнялась бы нулю. Тогда пришлось бы либо изменить всю механику, либо ввести эфир так, чтобы действие, испытываемое материей, компенсировалось противодействием, оказываемым материей на что-то другое» [30].

Это пророческое высказывание получило свой первый импульс на пути его превращения в реальность в 1929 году, когда И. Е. Тамм в своей известной книге «Основы теории электричества» описал мысленный эксперимент с цилиндрическим конденсатором в магнитном поле [18], в сущности, явившийся прототипом опыта Грехема и Лахоза, поставленного ими в 1980 г. [2].

Рассмотрение эфиропорности автором главным образом относится к квазистатическим и сводящимся к ним системам, размеры которых не превосходят длину волны, соответствующую рабочим частотам. В настоящем приложении установлено нарушение третьего закона Ньютона при взаимодействии дипольных антенных излучателей, расположенных в волновых зонах друг друга.



### Задача 1

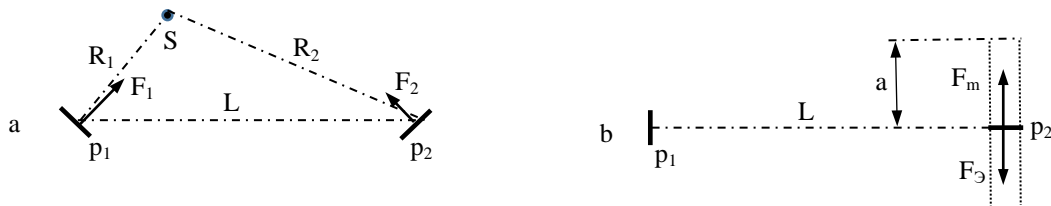


Рис. 5.2. Взаимодействие антенных излучателей. а, б – произвольная и взаимно перпендикулярная ориентации антенных дипольных моментов  $\mathbf{p}_1$  и  $\mathbf{p}_2$ .  $F_1, F_2$  – действующие на антенны силы Ампера,  $F_\Sigma$  – компенсируемая электрическая сила,  $F_m$  – равнодействующая системы антенных излучателей,  $L$  – расстояние между антеннами,  $R_1, R_2$  – расстояния от антенн до точки  $S$ , расположенной на удалённой сферической поверхности.

На Рис. 5,2 а, изображены две дипольно излучающие произвольно ориентированные в пространстве синхронно работающие антенны  $\mathbf{p}_1$  и  $\mathbf{p}_2$ . Длина излучаемой волны мала по сравнению с расстоянием  $L$  между антеннами ( $L$  – радиус-вектор, отсчитываемый от первой антенны), размеры которых, в свою очередь, малы по сравнению с длиной волны, что позволяет окружающие их поля в определённом приближении считать однородными. Полагаем, что антенны работают независимо друг от друга и рассеянное или поглощённое излучение от соседней антенны пренебрежимо мало по сравнению с собственным излучением.

На основании закона сохранения импульса системы зарядов [31] - § 41, справедливо следующее соотношение,

$$\mathbf{F}_m + \mathbf{F}_e + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial t} = \oint T_{\alpha\beta} n_\alpha \mathbf{m}_\beta dS \quad (5,1^*)$$

где  $\mathbf{F}_m$  – суммарная магнитная сила Ампера,  $\mathbf{F}_e$  – суммарная электрическая сила, действующая на заряды системы,  $\mathbf{G}$  – импульс электромагнитного поля,  $S$  – охватывающая систему поверхность интегрирования, компоненты нормали к которой равны  $n_\alpha$ ,  $T_{\alpha\beta}$  – тензор натяжений Максвелла,  $\mathbf{m}_\beta$  – единичные векторы декартовой системы координат.

Приведённое в правой части тензорное выражение может быть представлено в векторной форме следующим образом [32] (в гауссовой системе единиц измерения),

$$\oint T_{\alpha\beta} n_\alpha m_\beta dS = \frac{1}{4\pi} \oint \left\{ \left[ \mathbf{E}(\mathbf{nE}) - \frac{1}{2} E^2 \mathbf{n} \right] + \left[ \mathbf{H}(\mathbf{nH}) - \frac{1}{2} H^2 \mathbf{n} \right] \right\} dS \quad (5,2^*)$$

где  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  – электрическое и магнитное поля излучения на поверхности интегрирования,  $\mathbf{n}$  – вектор нормали поверхности интегрирования.

Определим все силы в обеих частях (5,1\*), с учётом (5,2\*), применительно к рассматриваемой антенной системе.

Магнитное поле излучения в волновой зоне можно представить в виде [4] - § 72,

$$\mathbf{H} = -\frac{k^2}{R^2} \mathbf{p}_0 \times \mathbf{R} \cos(\omega t - kR) \quad (5,3^*)$$

где  $k$  – волновое число,  $R$  – расстояние от антенны до точки наблюдения,  $\mathbf{p}_0$  – амплитуда дипольного момента антенны,  $\omega$  – циклическая частота.

Магнитные поля каждой из антенн  $\mathbf{H}_1$ ,  $\mathbf{H}_2$  вызывают силы (Ампера)  $\mathbf{F}_{m2}$ ,  $\mathbf{F}_{m1}$ , действующие на токи антенн  $\dot{\mathbf{p}}_2$ ,  $\dot{\mathbf{p}}_1$ . Суммарная сила Ампера  $\mathbf{F}_m$  будет равна:

$$\mathbf{F}_m = \frac{1}{c} (\dot{\mathbf{p}}_1 \times \mathbf{H}_2 + \dot{\mathbf{p}}_2 \times \mathbf{H}_1) \quad (5,4^*)$$

На основании (5,3\*), учитывая, что  $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_{01} \cos \omega t$ ,  $\mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_{02} \cos \omega t$  где  $\mathbf{p}_{01}$ ,  $\mathbf{p}_{02}$  – амплитудные значения дипольных моментов  $\mathbf{p}_1$ ,  $\mathbf{p}_2$ , получим,

$$\mathbf{F}_{m2} = \frac{k^3}{L^2} \mathbf{p}_{02} \times (\mathbf{p}_{01} \times \mathbf{L}) \sin \omega t \cos(\omega t - kL) \quad (5,5^*)$$

Аналогичным образом найдём силу, действующую на первую антенну, со стороны поля, излучаемого второй антенной,

$$\mathbf{F}_{m1} = \frac{k^3}{L^2} \mathbf{p}_{01} \times (\mathbf{p}_{02} \times \mathbf{L}) \sin \omega t \cos(\omega t - kL) \quad (5,6^*)$$

Складывая (5,5\*) и (5,6\*), найдём магнитную силу Ампера системы, соответствующую первому члену левой части формулы (5,1\*),

$$\mathbf{F}_m = \frac{k^3}{L^2} \mathbf{L} \times (\mathbf{p}_{01} \times \mathbf{p}_{02}) \sin \omega t \cos(\omega t - kL) \quad (5,7^*)$$

В частности, если расстояние между антеннами  $L$  удовлетворяет соотношению  $L = \lambda(n + 1/8)$ ,  $\mathbf{p}_1$  и  $\mathbf{p}_2$  взаимно перпендикулярны,  $\mathbf{R}$  и  $\mathbf{p}_2$  параллельны, как на Рис. 5,2 б, то суммарная магнитная сила Ампера будет постоянной по направлению со средним значением, равным,

$$\langle F_m \rangle = \frac{k^3 p_{01} p_{02}}{2L} \quad (5,8^*)$$

Перейдём ко второму члену левой части (5,1\*), электрическим силам.

Электрическое поле в волновой зоне определяется по формуле, см. [4], § 67,

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c^2 R^3} \mathbf{R} \times (\mathbf{R} \times \ddot{\mathbf{p}}) = \frac{k^2}{R^3} \mathbf{R} \times (\mathbf{p}_0 \times \mathbf{R}) \cos(\omega t - kR) = \mathbf{E}(\mathbf{R}) \cos \varphi \quad (5,9^*)$$

Силу  $\mathbf{F}_e$  можно найти по формуле,

$$\mathbf{F}_e = [(\mathbf{p}_2 \nabla) \mathbf{E}_1(\mathbf{R}) + (\mathbf{p}_1 \nabla) \mathbf{E}_2(\mathbf{R})] \cos \varphi + \mathbf{E}_1(\mathbf{R})(\mathbf{p}_2 \nabla) \cos \varphi + \mathbf{E}_2(\mathbf{R})(\mathbf{p}_1 \nabla) \cos \varphi \quad (5,10^*)$$

Определяем члены, заключённые в квадратные скобки,

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{e2} &= (\mathbf{p}_2 \nabla) \mathbf{E}_1(\mathbf{R}) = \frac{k^2}{R^3} \cos \omega t \cos(\omega t - kL) \left\{ (\mathbf{p}_{01} \mathbf{L}) \left[ \frac{3(\mathbf{p}_{02} \mathbf{L}) \mathbf{L}}{R^2} - \mathbf{p}_{02} \right] - \mathbf{L}(\mathbf{p}_{01} \mathbf{p}_{02}) - \mathbf{p}_{01}(\mathbf{p}_{02} \mathbf{L}) \right\} \\ \mathbf{F}_{e1} &= \frac{k^2}{R^3} \cos \omega t \cos(\omega t - kL) \left\{ (\mathbf{p}_{02} \mathbf{L}) \left[ \frac{3(\mathbf{p}_{01} \mathbf{L}) \mathbf{L}}{R^2} - \mathbf{p}_{01} \right] - \mathbf{L}(\mathbf{p}_{01} \mathbf{p}_{02}) - \mathbf{p}_{02}(\mathbf{p}_{01} \mathbf{L}) \right\} \end{aligned}$$

Складывая  $\mathbf{F}_{e1}$  и  $\mathbf{F}_{e2}$ , получим нуль.

Остальные члены правой части (5,10\*) дадут результат,

$$\mathbf{F}_e = \frac{k^2}{R^3} \mathbf{L}(\mathbf{p}_{01} \mathbf{p}_{02}) \cos \omega t \sin(\omega t - kL) \quad (5,11^*)$$

который только тригонометрическими множителями отличается от суммарной магнитной силы Ампера (5,7\*). Аналогично, если расстояние между антеннами  $L$  удовлетворяет соотношению  $L = \lambda(n + 1/8)$ ,  $\mathbf{p}_1$  и  $\mathbf{p}_2$  взаимно перпендикулярны,  $\mathbf{R}$  и  $\mathbf{p}_2$  параллельны, как на Рис. 5,2 б, то суммарная электрическая сила будет постоянной по направлению со средним значением, равным,

$$\langle F_e \rangle = -\frac{k^3 p_{01} p_{02}}{2L} \quad (5,11 a^*)$$

В соответствии с (5,7\*), (5,11\*), в произвольно выбранный момент времени электрические и магнитные силы не компенсируют друг друга, как и в квазистатическом случае. Можно было бы подумать, что, согласно (5,8\*), (5,11a\*) компенсируются средние значения, но это такая же иллюзия, как и в квазистатике, потому что мы ещё не рассмотрели зарядовые магнитодинамические силы, см. §8, подраздел II или [33], действие которых для антенн можно продемонстрировать следующим образом.

Электрическое поле в волновой зоне имеет определяется по формуле (5,9\*). Если заряд  $q$  движется с ускорением  $\mathbf{w}$ , то принимая во внимание, что  $\ddot{\mathbf{p}} = q\mathbf{w}$ , отсюда получим [4], § 67,

$$\mathbf{E} = \frac{q}{c^2 R^3} \mathbf{R} \times (\mathbf{R} \times \mathbf{w})$$

Пусть заряд  $q_1$  движется с ускорением  $\mathbf{w}_1$ . Тогда на покоящийся заряд  $q_2$  будет действовать сила,

$$\mathbf{F}_2 = \frac{q_1 q_2}{c^2 R^3} \mathbf{R} \times (\mathbf{R} \times \mathbf{w}_1) \quad (5,12^*)$$

В неинерциальной системе отсчёта, в которой заряд  $q_1$  покоится, заряд  $q_2$  будет двигаться с ускорением  $\mathbf{w}' = -\mathbf{w}_1$ , вследствие чего на заряд  $q_1$  будет действовать сила  $\mathbf{F}'_1$ ,

$$\mathbf{F}'_1 = -\frac{q_1 q_2}{c^2 R^3} \mathbf{R} \times (\mathbf{R} \times \mathbf{w}_1) \quad (5,13^*)$$

Сравнивая две последние формулы, мы видим, что  $\mathbf{F}'_1 = -\mathbf{F}_2$ , т. е. ускоренно движущийся в инерциальной системе отсчёта заряд  $q_1$  сам подвергается действию равной по величине противоположной по направлению той силе, с которой он действует на покоящийся заряд  $q_2$ . Иными словами, с какой силой ускоренный заряд действует на покоящийся с такой же противоположной силой на него действует покоящийся заряд, это есть так называемая «зарядовая магнитодинамическая сила».

Если оба заряда  $q_1$  и  $q_2$  движутся с ускорениями  $\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2$ , то действующие на них силы (без учёта магнитодинамических) имеют вид,

$$\mathbf{F}_1 = \frac{q_1 q_2}{c^2 R^3} \mathbf{R} \times (\mathbf{R} \times \mathbf{w}_2) \quad (5,14 \text{ a}^*)$$

$$\mathbf{F}_2 = \frac{q_1 q_2}{c^2 R^3} \mathbf{R} \times (\mathbf{R} \times \mathbf{w}_1) \quad (5,14 \text{ b}^*)$$

При учёте магнитодинамических сил,

$$\mathbf{F}_1 = \frac{q_1 q_2}{c^2 R^3} \mathbf{R} \times (\mathbf{R} \times (\mathbf{w}_2 - \mathbf{w}_1))$$

$$\mathbf{F}_2 = \frac{q_1 q_2}{c^2 R^3} \mathbf{R} \times (\mathbf{R} \times (\mathbf{w}_1 - \mathbf{w}_2))$$

Суммирования последние, получим нуль,

$$\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 = 0 \quad (5,15^*)$$

Таким образом, электрические и магнитодинамические силы в системе колеблющихся зарядов взаимно компенсируются.

Сравнивая волновую и квазистатическую системы, § 8, подраздел II, мы видим, что, несмотря на разный характер полей, структура силового взаимодействия у них одна и та же. В обоих случаях суммарные электрическая и зарядовая магнитодинамическая силы

взаимно уравниваются. Остаётся неуравновешенной лишь суммарная магнитная сила Ампера.

Перейдём к третьему члену левой части (5,1\*) который связывают с силовым фактором импульса электромагнитного поля. Считается, что плотность импульса волнового излучения  $\mathbf{g}$  и вектор Пойнтинга  $\mathbf{S} = c \mathbf{E} \times \mathbf{H}/4\pi$  связаны соотношением  $\mathbf{g} = \mathbf{S}/c^2$ .

$$\frac{d\mathbf{G}}{dt} = \frac{d}{dt} \int \mathbf{g} dV = \frac{1}{4\pi c} \frac{d}{dt} \int \mathbf{E} \times \mathbf{H} dV \quad (5,16^*)$$

В соответствии с (5,3\*), (5,9\*) интеграл в правой части (5,16\*) всюду сходится, стало быть, функция  $\mathbf{G}$  меняется в конечном интервале и по этой причине имеет нулевое среднее значение. Действительно,

$$\left\langle \frac{d\mathbf{G}}{dt} \right\rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{d\mathbf{G}}{dt} dt = \frac{\mathbf{G}(T) - \mathbf{G}(0)}{T}$$

Поскольку  $\mathbf{G}(t)$  меняется в конечных пределах, то при неограниченном увеличении  $T$  это среднее значение стремится к нулю, в отличие от магнитной силы Ампера, которая, согласно (5,8\*), явно отлична от нуля. Ещё проще, если мы, учитывая периодичность подынтегральной функции, сразу приходим к нулю для среднего по периоду значения.

Осталось вычислить правую часть (5,1\*), равную правой части (5,2\*). Может быть, магнитная сила Ампера уравнивается реакцией излучения? Нет. Правая часть (5,2\*), как сила четвёртого порядка по  $v/c$  (она зависит от  $E^2$ ,  $H^2$ , значит от  $k^4$ , пренебрежимо мала по сравнению с силой Ампера системы  $\mathbf{F}_m$  третьего порядка, зависящую, согласно (5,7\*), (5,8\*), от  $k^3$ , поэтому мы спокойно можем приравнять

поверхностный интеграл (5,2\*) к нулю. Однако, посмотрим, что получится, если мы его всё-таки вычислим.

Выпишем из (5,2\*) электрическую компоненту  $\mathbf{F}_{te}$  силы натяжения,

$$\mathbf{F}_{te} = \frac{1}{4\pi} \oint \left[ (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)(\mathbf{n}(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)) - \frac{1}{2}(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2 \mathbf{n} \right] \quad (5,17)^*$$

Выберем сферическую поверхность так, чтобы первая антенна находилась в центре, а вторая располагалась на расстоянии  $L$  от неё в соответствии с Рис. 5,2 а. Тогда, в соответствии с (5,9\*), на поверхности сферы электрические поля, излучаемые первым и вторым диполями (учитывая, что  $\mathbf{R}_2 = \mathbf{R}_1 - \mathbf{L}$ ), будут иметь вид,

$$\mathbf{E}_1 = \frac{k^2}{R_1} \mathbf{n}_1 \times (\mathbf{p}_1 \times \mathbf{n}_1) \quad (5,18^*)$$

$$\mathbf{E}_2 = \frac{k^2}{|\mathbf{R}_1 - \mathbf{L}|} \mathbf{n}_2 \times (\mathbf{p}_2 \times \mathbf{n}_2) \quad (5,19^*)$$

где  $\mathbf{n}_1 = \mathbf{R}_1/R_1$  и  $\mathbf{n}_2 = (\mathbf{R}_1 - \mathbf{L})/|\mathbf{R}_1 - \mathbf{L}|$  – единичные векторы, отсчитываемые от первой и второй антенны.

Нормаль в любой точке поверхности лежит на прямой, соединяющей эту точку с центром сферы, в котором находится первая антенна, значит,  $\mathbf{n}_1 = \mathbf{n}$ . Следовательно,  $(\mathbf{n}\mathbf{E}_1) = (k^2/R)\mathbf{n}[\mathbf{n} \times (\mathbf{p}_1 \times \mathbf{n})] = 0$ , так как содержит смешенное (скалярно-векторное) произведение двух одинаковых векторов  $\mathbf{n}$ . Перейдём к рассмотрению  $\mathbf{E}_2$ . При достаточно больших размерах поверхности интегрирования расстояние между антеннами станет пренебрежимо малым по сравнению с радиусом сферы,  $L \ll R$ . При удалении этой поверхности в бесконечность  $L/R$  стремится к 0. Отсюда следует, что на этой поверхности,

$$R_2 = |R_1 - L| = |R - L| = R \sqrt{1 + \frac{L^2}{R^2} - 2 \frac{L}{R} \cos \varphi} = R$$

где  $\varphi$  - угол между векторами  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{R}$ .

Применяя теорему косинусов к треугольнику со сторонами  $L$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ , Рис. 5,2 а, получим соотношение,

$$R_1^2 + R_2^2 - 2R_1R_2 \cos \theta = L^2$$

где  $\theta$  - угол между векторами  $\mathbf{R}_1$ ,  $\mathbf{R}_2$ .

Учитывая, что при удалении поверхности сферы на бесконечность  $R_1 = R_2 = R$ , и пренебрегая  $L^2$ , найдём  $\cos \theta = 1$ ,  $\theta = 0$ . Это значит, что при удалении на бесконечность вектора  $\mathbf{R}_1$ ,  $\mathbf{R}_2$  «сливаются» в один вектор  $\mathbf{R}$  (как имеющие общую точку при нулевом угле схождения), являющийся нормалью к поверхности сферы. Тогда из (5,9\*) следует, что  $(\mathbf{nE}_2)$  равно нулю по той же причине, что и  $(\mathbf{nE}_1)$ .

В соответствии с вышесказанным поставленная задача решается вычислением входящего в (5,17\*) интеграла,  $\oint (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2 \mathbf{n} dS$ . Применим к нему неравенство Минковского [35],

$$\left[ \oint (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2 \mathbf{n} dS \right]^{0.5} dS \leq \left[ \oint \mathbf{E}_1^2 \mathbf{n} dS \right]^{0.5} + \left[ \oint \mathbf{E}_2^2 \mathbf{n} dS \right]^{0.5} \quad (5,20^*)$$

Вычислим первый интеграл правой части,

$$\mathbf{I}_1 = \oint \mathbf{E}_1^2 \mathbf{n} dS = k^4 \oint \frac{\mathbf{p}_{01}^2 - (\mathbf{p}_{01} \mathbf{n})^2}{R^2} \cos^2(\omega t - kR) \mathbf{n} dS \quad (5,21)^*$$

Выберем систему декартовых координат  $(x, y, z)$  так, чтобы вектор  $\mathbf{p}_{01}$  лежал на оси  $z$ . Тогда его координаты будут  $\{0, 0, p_{01}\}$ . Учитывая, что  $\mathbf{R} = \{x, y, z\}$ , получим соотношение  $(\mathbf{p}_{01} \mathbf{n}) = p_{01}z/R$  и формула (5,21\*) примет вид,

$$\mathbf{I}_1 = k^4 \oint \frac{p_{01}^2(R^2 - z^2)}{R^5} \cos^2(\omega t - kR) \mathbf{R} dS \quad (5,22)^*$$



Найдём компоненты  $\mathbf{I}_1$  при удалении поверхности интегрирования на бесконечность. Представляя элемент поверхности в виде  $dS = 2\pi R dz$  и переходя к интегрированию по координате, получим,

$$I_{1z} = 2\pi k^4 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p_{01}^2 (R^2 - z^2)}{R^4} \cos^2(\omega t - kR) z dz = 0 \quad (5,23)^*$$

Равенство нулю обеспечивается нечётностью подынтегральной функцией при симметричном относительно нуля пределах интегрирования.

Представляя элемент поверхности в виде [35]

$$dS = \sqrt{\frac{\partial z^2}{\partial x} + \frac{\partial z^2}{\partial y} + 1} dx dy, \quad z = \sqrt{R^2 - x^2 - y^2}$$

также найдём, что  $I_{1x} = 0$ ;  $I_{1y} = 0$ .

Перейдём ко второму интегралу правой части (5,20\*). Отметим, что он содержит тригонометрический множитель, который нарушает нечётность подынтегральной функции, в отличие от тригонометрического множителя, содержащегося в (5,21\*). Этот множитель удовлетворяет неравенству  $\cos^2(\omega t - kR_2) \leq 1$ , что даёт возможность избавиться от него следующим образом,

$$I_2 = \oint E_2^2 n dS = k^4 \oint \frac{p_0^2 - (p_{02} \mathbf{n})^2}{R^2} \cos^2(\omega t - kR_2) n dS \leq k^4 \oint \frac{p_0^2 - (p_{02} \mathbf{n})^2}{R^2} n dS \quad (5,24^*)$$

Выберем теперь другую систему декартовых координат  $(x_1, y_1, z_1)$  так, чтобы вектор  $\mathbf{p}_{02}$  лежал на оси  $z_1$ . Тогда его координаты будут  $\{0, 0, p_{02}\}$ . Правая часть (5,24\*) примет вид,

$$I_2 \leq k^4 \oint \frac{p_0^2 - (p_{02} \mathbf{n})^2}{R^2} n dS = 0 \quad 5,25^*$$

Равенство  $\mathbf{I}_2$  нулю обеспечивается нечётностью подынтегральной функции по всем координатам вектора  $\mathbf{R} = \{x_1, y_1, z_1\}$ , что легко проверяется аналогичными для  $\mathbf{I}_1$  вычислениями.

Подставляя  $\mathbf{I}_1 = \mathbf{I}_2 = 0$  в (5,20\*), получаем  $\oint_S |\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2|^2 \mathbf{n} dS = 0$ , откуда следует, что компонента интеграла тензора натяжений, обусловленная электрическими полями излучения обеих антенн (5,17\*), равна нулю. Аналогичные вычисления для магнитных полей тоже дадут нулевой результат. Таким образом, интеграл тензора натяжений по удалённой замкнутой поверхности равен нулю даже в четвёртом порядке. Отличная от нуля постоянная по направлению антенная равнодействующая (5,8\*) не уравнивается ни реакцией антенного излучения, ни временной производной величины, именуемой импульсом электромагнитного поля (5,16\*), принципиально не имеющей постоянной по направлению компоненты. Равенство нулю тензорной силы (5,2\*) и объёмной силы (5,16\*) при наличии постоянной по величине и направлению равнодействующей (5,8\*) есть факт, утверждающий отсутствие переноса импульса электромагнитной волной, и отсутствия физического смысла у понятия «импульс электромагнитного поля», что согласуется с описанным выше, в основном тексте, разложением бегущей волны на стоячие компоненты.

Выражение (5,1\*), применительно к нашему случаю, представляет собой самую общую форму закона сохранения импульса. Мы пренебрегли силами высшего порядка малости по  $v/c$  ( $v$  – скорость зарядов в антенне), по сравнению с силой Ампера (третьего порядка). Получается такой вывод, что в основе современной классической электродинамики, опирающейся на

постулатную концепцию относительности, лежит нарушение основных физических законов. Ведь нарушение закона сохранения импульса, в соответствии с [33], влечёт за собой и нарушение закона сохранения энергии.

Дело не в электродинамике, а именно в концепции, потому что то же самое антенное взаимодействие прекрасно согласуется с представленной в основном тексте эфирной концепцией относительности Лоренца – Пуанкаре – Фицджеральда.

Положение спасает обоснованная в [33] не вещественная, но материальная эфиропорная сила, уравнивающая магнитную силу Ампера  $\mathbf{F}_m$ , учёт которой, чисто внешне, лишь слегка изменяет форму написания закона сохранения импульса (5,1\*),

$$\mathbf{F}_m + \mathbf{F}_e + \left( \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial t} \right)_H = \oint T_{\alpha\beta} n_\alpha \mathbf{m}_\beta dS \quad (5,26^*)$$

где индекс «H» означает, что при взятии производной магнитное поле считается постоянным, хотя, на самом деле, оно может меняться.

Убирая равные нулю члены, получим,

$$\mathbf{F}_m = - \left( \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial t} \right)_H = - \frac{1}{4\pi c} \int \dot{\mathbf{E}} \times \mathbf{H} dV = - \int \mathbf{j}_{cm} \times \mathbf{H} dV \quad (5,27)^*$$

где точка над  $\mathbf{E}$  означает производную по времени,  $\mathbf{j}_{cm}$  – текущий через вакуум максвелловский ток смещения.

Интеграл в правой части (5,27\*) по физическому смыслу представляет собой силу Ампера, действующую со стороны магнитного поля на совокупность максвелловских токов смещения, распределенных по всему пространству. Формула (5,27\*) утверждает, что суммарная магнитная сила Ампера в системе частиц равна по величине, противоположна по знаку, действующей на *эфир Лоренца*

силе Ампера, тем самым обеспечивая выполнение третьего закона Ньютона. Это и есть эфиропорная сила.

Вектор  $\mathbf{G}$ , входящий в третий член левой части (5,26\*), отличается от известного понятия «импульс электромагнитного поля» тем, что его изменение, вызванное изменением магнитного поля, не влияет на механический импульс системы. Это так называемый, «импульсный потенциал», см. ниже, §7, подраздел II.

Посмотрим, как «работает» эфиропорная сила в рассматриваемой нами антенной системе. Так как по условию задачи размеры антенных диполей малы, по сравнению с длиной волны, то магнитное поле налетающей волны в точке нахождения диполя можно приближённо считать однородным. В этой области над полем излучения диполя очень сильно (на два порядка по  $v/c$ ) преобладает его собственное электростатическое поле [4].

Представляет интерес рассчитать вектор  $\mathbf{G}_2$ , образуемый электростатическим полем диполя  $\mathbf{p}_2$  ( $\mathbf{E}_{2s}$ ) и излучаемым диполем  $\mathbf{p}_1$  налетающим магнитным полем  $\mathbf{H}_1$  (см. Рис. 5,2 b), что даст следующую величину,

$$\mathbf{G}_2 = \frac{1}{4\pi c} \int \mathbf{E}_{2s} \times \mathbf{H}_1 dV = -\frac{1}{c} \mathbf{p}_2 \times \mathbf{H}_1 \quad 5,28^*$$

Вклад в интеграл (5,28\*) даёт область пространства, сосредоточенная между двумя плоскостями, проходящими через образующие диполь положительный и отрицательный заряды, перпендикулярно направлению дипольного момента, см. Рис. 5,2 b. Для величины  $\mathbf{G}$  имеет место соотношение,

$$G_2 = (1/c)H_1d_2(1 - b/2a)$$

где  $b$  – эффективное расстояние между образующими диполь зарядами,  $a$  – радиус цилиндрической поверхности, заключённой между оговоренными выше плоскостями (Рис. 5,2 b).

Таким образом, для диполя малых размеров вектор  $\mathbf{G}_2$  практически сосредоточен в пределах магнитного поля одной набегающей полуволны.

Аналогичным образом, вычисляя вектор  $\mathbf{G}_1$ , образуемый электростатическим полем диполя  $\mathbf{p}_1$  и излучаемым диполем  $\mathbf{p}_2$  налетающим магнитным полем  $\mathbf{H}_2$  см. Рис. 5,2 а, найдём  $\mathbf{G}_1 = -\mathbf{p}_1 \times \mathbf{H}_2/c$ . Сумма  $\mathbf{G}_1$  и  $\mathbf{G}_2$  это импульсный потенциал системы.

$$\mathbf{G}_3 = \mathbf{G}_1 + \mathbf{G}_2 = -(\mathbf{p}_1 \times \mathbf{H}_2 + \mathbf{p}_2 \times \mathbf{H}_1)/c$$

дифференцируя который, получим эфиропорную силу,

$$\mathbf{F}_3 = \left( \frac{d\mathbf{G}_3}{dt} \right)_H = -\frac{1}{c} (\dot{\mathbf{p}}_1 \times \mathbf{H}_2 + \dot{\mathbf{p}}_2 \times \mathbf{H}_1) \quad 5,29^*$$

Сравнивая с (5,4\*) видим, что  $\mathbf{F}_m = -\mathbf{F}_3$

$$\mathbf{F}_m + \mathbf{F}_3 = 0 \quad (5,30^*)$$

Результирующая сила Ампера системы взаимодействующих дипольных излучателей равна по величине противоположна по направлению эфиропорной силе, возбуждаемой этой системой в эфире Лоренца.

Таким образом, электромагнитная волна (как и акустическая) не переносит импульс (переносит только энергию). Сила, её воздействия на препятствие компенсируется эфиропорной силой, по механизму, аналогичному вышеописанному. Вектор  $\mathbf{G} = \mathbf{S}/c^2$  ( $\mathbf{S}$  - вектор Пойнтинга), в законе сохранения импульса (5,1\*) следует отождествлять не с плотностью импульса электромагнитного поля, а с численно равным ему импульсным потенциалом (5,26\*).

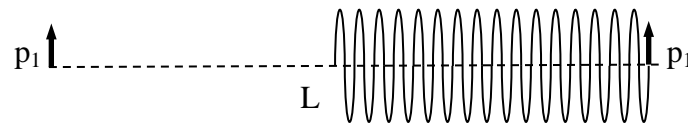
Обратим внимание на тот факт, что, благодаря равенству нулю тензорного интеграла (5,1\*), рассматриваемая нами система является замкнутой по отношению к закону сохранения импульса, в отличие, например, от систем, содержащих элементы с несимметричными

индикатрисами отражения или рассеяния (зеркала и пр.). Импульсный потенциал в таких системах действует также, несмотря на некоторые особенности, на которых мы здесь останавливаться не будем, т. к. это уже другая тематика.

## Задача 2

Излучаемое антенными диполями свободное электромагнитное поле представляет собой самостоятельную сущность и открывает неизвестные свойства электромагнитных взаимодействий, выходящие за пределы постулатной концепции относительности.

Например, из рассмотренной нами системы можно исключить



одну из антенн.

Рис. 5,3. Взаимодействие свободного электромагнитного поля с дипольным вибратором  $p_2$  при исключённом из системы дипольном излучателе  $p_1$ .

На Рис. 5,3 изображена дипольная антенна  $p_1$  (излучатель), излучающая в направлении, указанном стрелкой, волновой пакет шириной  $h$ , не превышающей расстояние между антеннами  $L$ , после чего выключается. Антенна  $p_2$  (вибратор) включается в момент времени, когда её достигает передний фронт волнового пакета и выключается при её прохождении задним фронтом. Пока вибратор  $p_2$  работает, он успевает излучить в обратном направлении волновой пакет, от заднего фронта которого излучатель  $p_1$  включается и цикл повторяется снова. Таким образом, обе антенны включаются и выключаются поочередно. Вибратор  $p_2$  при своём включении взаимодействует с полем, ранее испущенным излучателем  $p_1$ . Излучатель  $p_1$  ни с каким сторонним полем не взаимодействует, вследствие чего, при рассмотрении баланса сил исключается из системы, в которой остаются только свободное поле и вибратор  $p_2$ . Дипольные моменты излучателя и вибратора ориентированы взаимно

параллельно, перпендикулярно прямой  $L$  и изменяются синфазно  $p_1 = p_{01} \cos \omega t$ ,  $p_2 = p_{02} \cos \omega t$ . Расстояние между антеннами, как и в ранее рассмотренной задаче, принимается равным  $L = \lambda(n + 1/8)$ . Задача решается по тем же формулам, что и предыдущая задача.

Равнодействующая системы равна силе, действующей на вибратор  $p_2$ . Вычисляя магнитную силу Ампера в соответствии с формулой (5,5\*) и усредняя по времени (без учёта скважности), получим,

$$\langle F_m \rangle = -\frac{k^3 p_{01} p_{02}}{2L} \quad (5,31^*)$$

Электрическую силу находим по формулам (5,9\*), (5,10\*),

$$F_e = -\frac{k^2 p_{01} p_{02}}{2L^2} \cos \omega t \sin \omega t \quad (5,32^*)$$

Её определяемое тригонометрическими множителями среднее значение равно нулю.

Таким образом, равнодействующая системы равна приложенной к вибратору  $p_2$  силе Ампера. Она компенсируется эфиропорной силой таким же образом как в предыдущей задаче, см. (5,29\*), (5,30\*). Отличительной особенностью рассматриваемой системы является отсутствие постоянной по направлению электрической силы, что позволяет не обращаться к зарядовой магнитодинамической силе, хотя и прямо вытекающей из электродинамики, но пока ещё мало кому известной. Подробное решение аналогичной задачи с рассмотрением аспектов, связанных с основными законами сохранения и перспективами практического применения, даётся в §10.

### Задача 3

В предыдущих задачах 1 и 2 использовалась бегущая волна, разложив которую в соответствии с формулой (5,2) основного текста на стоячие компоненты, мы увидим, что магнитная равнодействующая системы определяется одной из них, а электрическая другой.

В этой связи представляет интерес рассмотреть взаимодействие антенного вибратора с отдельной стоячей волной, см. Рис.5,4.

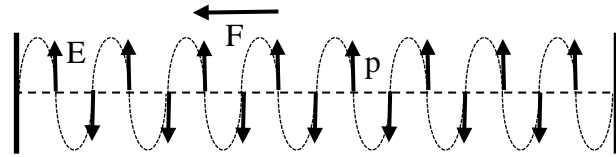


Рис. 5,4. Взаимодействие антенных вибраторов со стоячей волной.  $E$  - электрическое поле стоячей волны,  $p$  - антенный вибратор,  $F$  – равнодействующая сила.

Антенные вибраторы расположены в узлах электрического поля стоячей волны, электрическое поле  $E = E_0 \sin kx \sin \omega t$ , магнитное поле  $H = H_0 \cos kx \cos \omega t$  ( $x$  – координата вдоль распространения бегущих компонент стоячей волны). Вибраторы, обозначенные стрелочками вверх (в чётных узлах), колеблются по закону  $p = p_0 \sin \omega t$ , а стрелочками вниз (в нечётных узлах) по закону  $p = -p_0 \sin \omega t$ . В чётных узлах электрического поля магнитное поле равно  $H = H_0 \cos \omega t$ , в нечётных  $H = -H_0 \cos \omega t$ . Определим силу  $F_m$ , обусловленную действием магнитного поля на ток дипольной антенны (меняющийся электрический диполь), которую мы называем силой Ампера, за её формальную аналогию с обычной силой Ампера,

$$F_m = \frac{1}{c} \dot{p} \times H = kp_0 H_0 \cos^2 \omega t \quad 5,33^*$$

Усредняя по времени, получим постоянную по направлению составляющую:

$$\langle F_m \rangle = -kp_0 H_0 / 2 \quad (5,34^*)$$

Формула справедлива не только для четных, но и для нечётных узлов, в которых дипольный момент и магнитное поле одновременно меняют знаки на противоположные.



Электрическая сила  $\mathbf{F}_e = (\mathbf{p}\nabla)\mathbf{E}$  равна нулю, так как электрическое поле не зависит от координаты, перпендикулярной направлению распространения бегущих компонент стоячей волны.

Таким образом, на дипольную антенну (вибратор) в поле стоячей волны действует только постоянная по направлению сила Ампера. Электрическая сила равно нулю постоянно, а не только в среднем, как в предыдущей задаче, что, тем более, позволяет не обращаться к рассмотрению зарядовой магнитодинамической силы.

Импульсный потенциал равен  $\mathbf{G} = -\mathbf{p} \times \mathbf{H}/c$ , значит, компенсирующая эфиропорная сила  $\mathbf{F}_\varepsilon = -\dot{\mathbf{p}} \times \mathbf{H}/c$ , как водится, равна по величине, противоположна по направлению силе Ампера (5,33\*).

\*\*\*

Системы взаимодействующих антенных излучателей, рассмотренные в задачах 2 и 3 «Приложения», как оказалось, уникальны по своей самодостаточности, в том смысле, что, в отличие от других систем, позволяет прийти к обоснованию эфиропорного движения, наиболее чистым и несомненным путём, опираясь только на знание широко известных всеми признаваемых магнитных и электрических сил, сводимых к силам Лоренца,  $q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \times \mathbf{H}/c$  ( $q$  – заряд) [4] - § 17. Отпадает необходимость в привлечении таких, прямо вытекающих из электродинамики, но, тем не менее, неоднозначно воспринимаемых величин как магнитодинамическая сила и потенциалы Дарвина, которых нельзя избежать при анализе квазистатических систем [33].

В соответствии с теоремой об энергии см. § 3, п. II, антенная система под действием постоянной по направлению эфиропорной силы (5,8\*), (5,31\*), (5,34\*) может совершать ускоренное движение,

увеличивая свою кинетическую энергию за счёт убыли внутренней энергии эфира Лоренца см. § 3, подразделы III, IV или [33].

В качестве прототипа можно, к примеру, представить себе структуру, изображенную на Рис. 5,4, в которой стоячую волну создают в волноводе, начинённом блоками, изготовленными из материалов, молекулы которых обладают дипольными моментами, способными меняться с заданной частотой (может быть под действием каких-то внешних принуждающих факторов). Если, положим, молекула массой до 1000 атомных единиц имеет дипольный момент величиной в один Дебай, меняющийся с частотой, соответствующей длинам волн от сантиметрового до субмиллиметрового диапазона, то при индукции магнитного поля стоячей волны в один Тесла эфиропорная сила будет от трёх до шести порядков выше веса этой молекулы. Для третьего порядка по  $v/c$  очень даже не слабый коэффициент подъёмной силы.

## ГЛАВА III

---

### Способы возбуждения эфиропорных сил и их особенности

---

Давно известные законы классической электродинамики без привлечения каких-либо предпосылок, типа разного рода гипотез и предположений, позволяют, путём доказательств, получить принципиально новые выводы (теоремы), имеющие тот же статус, что и сами фундаментальные законы классической электродинамики в области их применимости. Их можно сформулировать следующим образом.

1. Равнодействующая известных из классической электродинамики сил замкнутой, по общепринятым критериям, системы, содержащей взаимодействующие друг с другом электрические заряды и (или) токовые магнитные диполи, в общем случае, не равна нулю, не имеет реакции противодействия со стороны вещественных и полевых компонентов, содержащихся в системе, и способна сообщать системе неограниченное в пространстве (инфинитное) ускоренное движение или совершать работу против внешних сил, изменяя количество движения (импульс) и энергию системы.
2. На основании принципа относительности, установлено не имеющее аналогий свойство данной силы, заключающееся в том, что она совершает работу без убыли энергии источников

энергопитания содержащихся в системе, см. «Терему об энергии», § 3, п. II.

Приведённые выводы в прагматическом плане самодостаточны т. к. не зависят ни от какой интерпретации. Однако, отсутствие интерпретации порождает некоторые необходимые для их правильного понимания вопросы: - что противодействует силам, о которых идёт речь в связи с требованием третьего закона Ньютона, откуда поступает энергия за счет убыли которой совершается работа рассматриваемых сил? В этой ситуации возникает необходимость признания существования формы материи, отличной от вещества и поля, присутствующей в каждой точке физического пространства, вступающей в импульсное (силовое) и энергетическое взаимодействия с элементами рассматриваемой системы. Благодаря этой материи, можно двигаться, как бы отталкиваясь от, казалось бы, пустого пространства, одновременно получая из него энергию, необходимую для такого движения.

Цель настоящего исследования заключается в определении расчётным путем равнодействующих сил в простейших системах (суммы всех сил, действующих на каждый элемент системы) и распространении полученных результатов на более сложные системы (при использовании принципа суперпозиции).

## **§ 6. Система уравнений точечный заряд - точечный магнитный диполь и её решение**

Решение при одинаковых массах частиц. Понятие импульсного потенциала. Вывод о существовании сил, не имеющих противодействия со стороны вещественной и полевой компонент. Теорема о кинетической энергии. Вывод о не замкнутости системы.

Очевидно, характер движения системы, содержащей электрические и магнитные элементы, независимо от того есть или нет в ней полевые компоненты, будет определяться силами, приложенными к её вещественным составляющим или, иными словами, уравнениями движения для вещественных элементов и, как следствие, для центра инерции (ЦИ) системы. Одна из простейших, удобных для анализа систем, содержит точечный электрический заряд и точечный магнитный диполь. В связи с этим можно сформулировать следующую задачу.

Две частицы (тела) одинаковой массы  $\eta$ , одна из которых имеет электрический заряд  $q$ , а другая постоянный токовый магнитный момент -  $\mathbf{m}$  (магнитный диполь) свободно движутся со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света. Магнитный диполь можно представлять себе в виде сферической частицы из диэлектрического магнитного материала, с относительной диэлектрической проницаемостью, близкой к единице. Размеры частиц малы по сравнению с расстоянием между ними (точечное приближение). В начальный момент времени заряд находится на расстоянии  $\mathbf{R}_0$  от магнитного диполя и удаляется от него (приближается к нему) со скоростью  $\mathbf{U}_0$  в направлении вектора  $\mathbf{R}_0$ . Определить ускорения и скорости каждой из частиц как функции времени и на основании этого сделать вывод о состоянии движения (или покоя) центра инерции (ЦИ) частиц. Начальные импульсы частиц предполагаются достаточно большими, чтобы пренебречь квантовыми эффектами (в частности, для ионов и атомов с элементарным зарядом и магнитным моментом, соизмеримым с магнетоном Бора кинетическая энергия должна превышать десятые доли электрон-вольта).

Уравнения движения частиц имеют вид,

$$\mu \dot{\mathbf{u}}_q = q\mathbf{E}_m + q\mathbf{u}_q \times \mathbf{B}_m \quad (6,1)$$

$$\mu \dot{\mathbf{u}}_m = \text{grad}(\mathbf{mB}_q) \quad (6,2)$$

где  $\mathbf{u}_q$ ,  $\dot{\mathbf{u}}_q$  - скорость и ускорение заряда,  $\mathbf{E}_m$  - напряжённость электрического поля, индуцированная движением магнитного диполя,  $\mathbf{B}_m$  - индукция магнитного поля, магнитного диполя,  $\mu_0$  - магнитная постоянная,  $\dot{\mathbf{u}}_m$  - ускорение магнитного диполя,  $\mathbf{B}_q$  - индукция магнитного поля, создаваемого движущимся зарядом.

Левые части (6,1), (6,2) представляют собой скорости изменения импульсов частиц, правые - приложенные к ним активные силы. Формально, следовало бы добавить уравнение для моментов сил, что привело бы к проявлению в правых частях (6,1), (6,2) дополнительных членов. Мы этого не делаем (авансом), т. к. найденное ниже решение удовлетворяет условию, согласно которому моменты сил, проложенных к компонентам системы, равны нулю, в связи с чем вектор  $\mathbf{m}$  будет сохранять начальное направление, исключая возможность магнитно-дипольного излучения. Эффекты, обусловленные влиянием электромагнитного излучения, вследствие ускорения, получаемого частицами при их взаимодействии, так же предполагаются пренебрежимо малыми (что, в частности, выполняется для любых заряженных и имеющих магнитный момент элементарных частиц, ионов, атомов и т. д., удовлетворяющих условиям задачи и движущихся на расстояниях друг от друга, более чем характерные атомные размеры -  $10^{-10}$  м и для любых макроскопических заряженных и намагниченных тел.)

Подставляя в (6,1)  $\mathbf{E}_m = -\mathbf{u}_m \times \mathbf{B}_m$  и, учитывая, что скорость заряда по отношению к магнитному диполю  $\mathbf{u}_q - \mathbf{u}_m = \mathbf{U}$  ( $\mathbf{u}_m$  - скорость магнитного диполя), получим  $\mu \dot{\mathbf{u}}_q = q\mathbf{U} \times \mathbf{B}_m$ . Так как  $\mathbf{m} \perp \mathbf{R}$ , то

$$\mathbf{B}_m = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{m}}{R^3}$$

где  $R$  - расстояние заряда от магнитного диполя.

Отсюда следует, что

$$\eta \dot{\mathbf{u}}_q = -\frac{\mu_0 q}{4\pi R^3} \mathbf{U} \times \mathbf{m} \quad (6,3)$$

Входящее в уравнение (6,2) индуцированное движущимся зарядом магнитное поле  $\mathbf{B}_q$  можно представить в виде двух слагаемых  $\mathbf{B}_q = \mathbf{B}_{q1} + \mathbf{B}_{q2}$ ; где  $\mathbf{B}_{q1} = \mathbf{u}_q \times \mathbf{E}_q / c^2$  (  $c$  - скорость света) создаётся электрическим полем  $\mathbf{E}_q$  движущегося заряда, а  $\mathbf{B}_{q2} = -\mathbf{u}_m \times \mathbf{E}_q / c^2$  обусловлено

движением магнитного диполя в электрическом поле заряда (его следует рассматривать как эффективную величину, численно равную тому магнитному полю, которое создаёт заряд, движущийся со скоростью  $-\mathbf{u}_m$ , по отношению к магнитному диполю). Поэтому

$$\mathbf{B}_q = \frac{1}{c^2} \mathbf{U} \times \mathbf{E}_q \quad (6,4)$$

После подстановки (6,4) и алгебраических преобразований (6,2) примет вид:

$$\eta \dot{\mathbf{u}}_m = -\frac{1}{c^2} \text{grad}(\mathbf{U} \times \mathbf{m}) \mathbf{E}_q$$

$$\text{Подставляя, } \mathbf{E}_q = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{R}_q}{R^3} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{R}}{R^3}$$

где  $\mathbf{R}_q$  - расстояние, отсчитываемое от заряда.

и, дифференцируя по координатам (также отсчитываемым от заряда, в связи с чем, знак при дифференцировании меняется на противоположный), получим:

$$\eta \dot{\mathbf{u}}_m = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \left[ \frac{3((\mathbf{U} \times \mathbf{m})\mathbf{R})\mathbf{R}}{R^5} - \frac{\mathbf{U} \times \mathbf{m}}{R^3} \right] \quad (6,5)$$

Уравнения движения (6,3) и (6,5) имеют решение, удовлетворяющее начальному условию если  $\mathbf{U} = \mathbf{U}_0$ .

Так как векторы  $\mathbf{U}_0$  и  $\mathbf{R}$  коллинеарные, то первый член в скобках в (6,5) обратится в 0,

$$\eta \dot{\mathbf{u}}_m = -\frac{\mu_0 q}{4\pi R^3} \mathbf{U}_0 \times \mathbf{m} \quad (6,6)$$

Таким образом уравнения движения приобретают непосредственно интегрируемый вид и позволяют получить ускорения обеих частиц, выраженные через их электрические характеристики и скорость относительного движения:

$$\dot{\mathbf{u}}_q = -\frac{\mu_0 q}{4\pi \eta R^3} \mathbf{U}_0 \times \mathbf{m} \quad (6,7)$$

$$\dot{\mathbf{u}}_m = -\frac{\mu_0 q}{4\pi \eta R^3} \mathbf{U}_0 \times \mathbf{m} \quad (6,8)$$

Отсюда следует, что

$$\dot{\mathbf{u}}_q = \dot{\mathbf{u}}_m = \dot{\mathbf{u}}_c = \dot{\mathbf{u}}$$

где  $\dot{\mathbf{u}}_c$  - ускорение ЦИ системы,

в связи с чем обе рассматриваемые частицы и их ЦИ будут двигаться с одинаковым ускорением  $\dot{\mathbf{u}}$  вдоль направления, перпендикулярного  $\mathbf{U}_0$  и  $\mathbf{m}$ , в соответствии с уравнением:

$$\dot{\mathbf{u}} = \dot{\mathbf{u}}_c = -\frac{\mu_0 q}{4\pi \eta R^3} \mathbf{U}_0 \times \mathbf{m} \quad (6,9)$$

Из (6,7) и (6,8) следует равенство нулю моментов активных сил, относительно середины расстояния между частицами ( $R/2$ ). Отсюда, принимая во внимание, что в точке нахождения магнитного диполя  $\mathbf{B}_q = 0$  (значит момент силы не действует на магнитный диполь), следует равенство нулю суммы моментов сил в системе, т. е. исключение уравнения для моментов сил оправдано.

Уравнение (6,9) интересно тем, что связывает ускорение ЦИ замкнутой, по общепринятым критериям, системы с относительным движением составляющих её частиц.

Выберем правую декартову систему координат так, чтобы вектор  $\mathbf{m}$  был направлен по оси  $x$ ,  $\mathbf{u}$  - по  $y$ ,  $\mathbf{U}_0$  и  $\mathbf{R}$  по  $z$  (см. Рис 6). Тогда

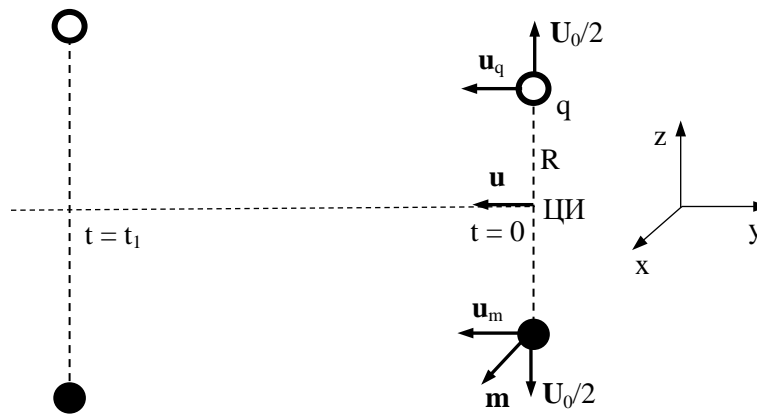


$$\dot{u}_y = -\frac{\mu_0 m q}{4\pi\eta z^3} U_0 \quad (6.10)$$

Учитывая, что величина равнодействующей силы  $F_y = 2\eta (du_y/dt)$  и что  $U_0 = dz/dt$ , получим,

$$F_y = -\frac{\mu_0 m q}{2\pi z^3} \frac{dz}{dt} = -\frac{m}{c^2} \frac{dE}{dt} \quad (6.11)$$

где  $E = -q/4\pi\epsilon_0 z^2$  - величина напряжённости электрического поля,



создаваемого зарядом в точке нахождения магнитного диполя.

Рис. 6,6.  $\mathbf{m}$  - магнитный момент;  $\mathbf{u}_m$  - скорость магнитного диполя;  $\mathbf{u}$  - скорость центра инерции; ЦИ - центр инерции;  $R$  - расстояние от магнитного диполя до заряда;  $\mathbf{u}_q$  - скорость заряда;  $q$  - величина заряда;  $U_0$  - скорость заряда относительно магнитного диполя;  $x, y, z$  - оси декартовых координат.

Подставляя  $z = z_0 + U_0 t$ , где:  $z_0 = R_0$ ,  $t$  - время, и интегрируя (6,10), получим,

$$u_y = -\frac{\mu_0 m q}{8\pi\eta} \left( \frac{1}{z_0^2} - \frac{1}{(z_0 + U_0 t)^2} \right) = -\frac{\mu_0 m q}{8\pi\eta} \left( \frac{1}{z_0^2} - \frac{1}{z^2} \right) \quad (6.12)$$

Уравнение (6,12), описывает неординарную ситуацию: две частицы удаляются друг от друга с постоянной скоростью  $U_0$ , свободно, не теряя кинетическую энергию. В то же время они движутся с одинаковыми ускорениями и скоростями в поперечном направлении (относительно лабораторной системы координат).

Согласно Рис. 6,6, если, в начальный момент времени, частицы равномерно движутся со скоростями  $U_0/2$  вверх и вниз относительно ЦИ, то, одновременно, они, вместе со своим ЦИ, начнут двигаться влево с одинаковыми ускорениями и скоростями, причём, скорость, а значит и импульс зависят только от относительного расстояния между частицами. По истечении какого-то времени (при  $t = t_1$ ) частицы займут новое положение. Их центр инерции приобретёт некоторую скорость и сместится на некоторое расстояние вдоль оси  $y$ . Стойте!!! - Воскликнет релятивист центр инерции должен стоять на месте! Да, скажем мы, полученный результат противоречит ошибочному мировоззрению релятивистов, зато, прекрасно согласуется с классической электродинамикой и, как увидим ниже, со всеми остальными законами физики.

Можно заметить, что поле заряда в точке нахождения диполя по величине равно,  $E=q/4\pi\epsilon_0 R^2$ , поэтому (6,12) принимает вид,

$$u_y = \frac{m}{2\eta c^2} (E_0 - E)$$

где  $E_0$ - электрическое поле в точке  $z_0$ .

Соответственно величина импульса ( $p = p_y$ ) будет,

$$p = \frac{m}{c^2} (E_0 - E) = p_{p_0} - p_p \quad (6,13)$$

где  $p_p = mE/c^2 = -\mu_0 m q / 4\pi R^2$ ,  $p_{p_0}$  - начальное значение.

Напрашивается интересная аналогия. Связь между импульсом приобретаемым системой двух частиц, заряд - магнитный диполь при перемещении заряда из точки  $R_0$  в  $R$ , формально совпадает со связью между кинетической  $T$  и потенциальной  $\Pi$  энергиями двух зарядов,  $T = \Pi_0 - \Pi$  при аналогичном перемещении одного из них. По этой причине величину  $p_p$  в дальнейшем можно называть механическим потенциальным импульсом или, просто *потенциальным импульсом*

либо импульсным потенциалом системы. Очевидно, импульсный потенциал, как и энергетический определён с точностью до произвольной константы (скалярной или векторной). Импульсный потенциал показывает какой импульс приобретёт система при относительном перемещении заряда из одной точки в другую. Отметим, что импульсный потенциал обычной замкнутой системы всегда равен нулю, поэтому данное понятие неизвестно современной науке.

Из (6,12) следует, что в связи с возрастанием  $u_y$ , также будет возрастать и кинетическая энергия системы  $T = \eta(u_y^2 + U_0^2/2) = T_c + T_0$ , где  $T_c$  - кинетическая энергия системы вследствие движения её ЦИ,  $T_0$  - начальная кинетическая энергия. Но за счёт чего? Ведь начальная кинетическая энергия, определяемая относительным движением частиц ( $T_0 = \eta U_0^2/2$ ) сохраняется.

Вышеизложенный материал даёт основание сформулировать следующее заключение. Тот факт, что силы, действующие на вещественные элементы, не уравниваются силами реакции, указывает на то, что они являются не внутренними, а внешними по отношению к системе, которая, вопреки первоначальным посылкам, фактически оказывается не замкнутой, т. к. взаимодействует с отличными от вещества и поля материальными структурами (принадлежащими эфиру), от которых получает импульс и кинетическую энергию. Это свидетельствует о неполноте современных критериев замкнутости (не замкнутости) систем в классической электродинамике.

#### ВЫВОДЫ:

1. Решение уравнений движения для системы, состоящей из двух свободно движущихся частиц, электрического заряда и магнитного

диполя одинаковых масс, показывает, что при удалении друг от друга (сближении друг с другом) с равномерной относительной скоростью обе частицы вместе с их центром инерции движутся с одинаковыми по величине и направлению ускорениями перпендикулярно прямой, их соединяющей, в результате чего, вся замкнутая по общепринятым критериям система приобретает импульс и кинетическую энергию.

2. Величина импульса по п. 1 определяется только разностью начального и конечного расстояний между частицами, в связи с чем вводится понятие об “импульсным потенциалом”, который для “обычных” замкнутых систем всегда равен нулю, поэтому не используется в современной науке.

3. Приложенные к частицам активные силы не имеют противодействующих им сил реакции со стороны вещественных и полевых компонентов системы, следовательно, являются не внутренними, а внешними по отношению к ней. Таким образом рассматриваемая система, вопреки первоначальным представлениям, фактически не является замкнутой.

4. Рассматриваемая незамкнутая (в соответствии с выводами по п. п. 3, 4) система взаимодействует с отличными от вещества и поля материальными структурами (принадлежащими эфиру), от которых получает импульс и кинетическую энергию.

## **§ 7. Вывод основной формулы для результирующей силы, парадокс Тамма, электромагнитный пропеллер (или эфирный «гребной винт»)**

В общем случае электрический заряд и магнитный диполь имеют произвольную ориентацию и относительную скорость (малую, по сравнению со скоростью света), а магнитный момент может изменять свою величину и направление. В этих условиях весьма проблематично найти решение уравнений движения, в чем, однако, нет ни нужды, ни смысла, т. к. представляет интерес не вид траекторий, по которым движутся компоненты системы, а характер действия результирующей

силы. Её мгновенное значение можно найти суммированием правых частей уравнений движения,

### I. Знакомство с «экзотической» магнитодинамической силой

В более общем случае в уравнения движения (6,1), (6,2) нужно ввести силы, обусловленные изменением магнитного момента магнитного диполя поле чего они примут вид,

$$\mathbf{F}_q = q\mathbf{U} \times \mathbf{B}_m + \mathbf{F}_i \quad (7,1)$$

$$\mathbf{F}_m = \text{grad}(\mathbf{mB}_q) + \mathbf{F}_e = (\mathbf{m}\nabla)\mathbf{B}_q + \mathbf{m} \times \text{rot} \mathbf{B}_q + \mathbf{F}_e \quad (7,2)$$

где  $\mathbf{F}_q$  и  $\mathbf{F}_m$  - силы, приложенные к заряду и магнитному диполю соответственно;  $\mathbf{F}_i$  - вызванная изменением магнитного момента сила индукции;  $\mathbf{F}_e$  - так называемая, магнитодинамическая сила, действующая на меняющийся магнитный диполь, находящийся в электрическом поле.

Магнитодинамическая сила  $\mathbf{F}_e = c^{-1} \mathbf{E} \times (d\mathbf{m}/dt)$  занимает второе место в рейтинге непопулярности современного мейнстрима, после максвелловского тока смещения, который мы «реанимировали» в § 1. Однако ей повезло гораздо больше, так как у неё есть именитые защитники. В качестве одной из первых работ, где она фигурирует (без названия) можно привести статью Эйнштейна и Лауба, 1908 г. [37]. Название «магнитодинамическая сила» можно встретить на страницах монографии де Гроота и Сатторпа, 1982 г. [38], где она входит в уравнение движения магнитного диполя при воздействии внешнего электрического поля. Отнятие этой силы у электродинамики ведёт к парадоксу неограниченного самоускорения некоторых электродинамических систем, см. §12 этой книги.

Продолжим рассмотрение уравнений движения (7,1), (7,2). Силы индукции  $\mathbf{F}_i$  и  $\mathbf{F}_e$  магнитодинамическая имеют вид

$$\mathbf{F}_i = -q \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{\mu_0 q}{4\pi R^3} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \times \mathbf{R}$$

где  $\mathbf{A}$ - векторный потенциал магнитного диполя (см. [18]),

$$\mathbf{F}_e = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \times \mathbf{E} = \frac{\mu_0 q}{4\pi R^3} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \times \mathbf{R}$$

Отсюда видно, что  $\mathbf{F}_i$  и  $\mathbf{F}_e$  равны по величине и противоположны по направлению

Подставляя в правой части (7,1),

$$\mathbf{B}_m = \frac{\mu_0}{4\pi} \left( \frac{3(\mathbf{m}\mathbf{R})\mathbf{R}}{R^5} - \frac{\mathbf{m}}{R^3} \right)$$

а в правой части (7,2)

$$(\mathbf{m}\nabla)\mathbf{B}_q = -\frac{\mu_0}{4\pi} \mathbf{U} \times \left( \frac{3(\mathbf{m}\mathbf{R})\mathbf{R}}{R^5} - \frac{\mathbf{m}}{R^3} \right)$$

и, складывая уравнения (14), (15) получим,

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_q + \mathbf{F}_m = \mathbf{m} \times \text{rot } \mathbf{B}_q$$

где  $\mathbf{F}$  - равнодействующая сил системы.

Согласно уравнению Максвелла,

$$\text{rot } \mathbf{B}_q = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

где  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_q$  - электрическое поле заряда в точке нахождения магнитного диполя.

Так как электрическое поле может изменяться как вследствие движения заряда, так и вследствие движения магнитного диполя, то частную производную по времени следует заменить на полную. Таким образом получим:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c^2} \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{E}}{dt} \quad (7,3)$$

Применительно к задаче, рассмотренной в предыдущем § 6, полученная формула даёт результат, совпадающий с выражением (6,11).

**Формула (7,3) есть главная цель настоящей работы.** Она определяет мгновенное значение равнодействующей силы в системе

двух частиц: точечного магнитного диполя и произвольно движущегося по отношению к нему точечного электрического заряда. По традиционным представлениям о законе сохранения импульса в замкнутых системах она не имеет право на существование т. к. должна давать нулевой результат. Однако, формула (7,3) описывает новый закон природы, такой же фундаментальный, как сами уравнения Максвелла, послужившие исходной базой её вывода (правильность которого может подтвердить любой эксперт, разбирающийся в классической электродинамике).

Сила  $\mathbf{F}$  (7,3), приложенная к частицам (вещественным элементам), составляющим систему, по причинам, рассмотренным выше (см. § 6), не имеет противодействующей силы реакции как со стороны других вещественных элементов (которых нет), так и со стороны полевых элементов т. е. статических полей, не имеющих импульса, в связи с чем рассматриваемая система, первоначально считавшаяся замкнутой, фактически не является таковой. Таким образом, эфиропорную силу  $\mathbf{F}$  можно назвать, фигурально выражаясь, «размыкающей силой».

Так как скорость изменения электрического поля определяется током смещения  $\mathbf{j}_s$ , то (7,3) можно переписать в виде:

$$\mathbf{F} = \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{j}_s \quad (7,4)$$

Как видим, ток смещения, протекающий через пространство, занятое частицей, обладающей магнитным моментом, является причиной появления эфиропорной (размыкающей) силы  $\mathbf{F}$ .

Обратим внимание на то, что ток смещения, входит в формулы (7,3), (7,4) как следствие уравнения Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

имеющего универсальную природу. Поэтому эфиропорные силы могут создаваться не только при движении зарядов, но и при воздействии на магнитные материалы переменных электрических полей любого типа (индукционное, волновое, вращательное и др.).

Магнитные моменты также могут создаваться не только магнитными материалами, но и токами (типа, вращающейся заряженной сферой). Таким образом, получают право на жизнь другие разновидности эфиропорных систем, например, включающие в себя только магнитные элементы (без электрических зарядов и токов проводимости) или только движущиеся электрические заряды (без магнитных диполей) и т. д.

При синхронном (синфазном) изменении магнитного момента и тока смещения, согласно (7,3), (7,4), получается знакопостоянная равнодействующая, что открывает возможность инфинитного ускоренного движения.

Рассмотрим представляющиеся наиболее важными частные случаи применения формул (7,3), (7,4).

## **II. Понятие об «импульсном потенциале»**

Пусть магнитный диполь будет практически неподвижным (т. е., настолько инертным, что перемещение за время наблюдения мало по сравнению с расстоянием между частицами), его магнитный момент стационарным по величине и направлению, а электрический заряд, способным перемещаться по произвольно заданной траектории. Это значит на систему налагаются геометрические голономные связи, к тому же идеальные (поскольку силы Лоренца не производят работу над зарядами), не влияющие на равнодействующую сил.



Интегрируя по времени (7,3), получим импульс  $\mathbf{p}_r$ , приобретаемый системой при перемещении заряда из точки  $\mathbf{R}_0$  в точку  $\mathbf{R}$

$$\mathbf{p}_r = \frac{1}{c^2} \mathbf{m} \times (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) = -\frac{\mu_0 q}{4\pi} \mathbf{m} \times \left( \frac{\mathbf{R}}{R^3} - \frac{\mathbf{R}_0}{R_0^3} \right) \quad (7,5)$$

$$\mathbf{p}_r = \mathbf{p}_{p_0} - \mathbf{p}_p \quad (7.6)$$

где  $\mathbf{E}_0$ ,  $\mathbf{E}$  - электрическое поле, действующее на магнитный диполь со стороны заряда, удалённого от него на расстояние  $\mathbf{R}_0$ ,  $\mathbf{R}$  соответственно;  $\mathbf{p}_p$  и  $\mathbf{p}_{p_0}$  - текущее и начальное значение импульса.

$$\mathbf{p}_p = -\frac{1}{c^2} \mathbf{m} \times \mathbf{E} + \mathbf{const} = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \mathbf{m} \times \frac{\mathbf{R}}{R^3} + \mathbf{const} \quad (7,7)$$

Как видно, формулы (7,5), (7,6), (7,7) являются векторным обобщением (6,11), (6,12), что свидетельствует о расширении сферы применимости представления о введённом выше в § 6 импульсном потенциале, который определяется формулой (7,7) с точностью до произвольной векторной константы, не влияющей на результат вычисления импульса системы при относительном перемещении заряда из одной точки в другую, см. формулу (7,6).

Согласно вышеприведённому, будут иметь место следующие заключения о свойствах импульсного потенциала:

1. Импульс системы двух частиц, электрический заряд – магнитный диполь, определяется начальным и конечным расстоянием заряда от магнитного диполя и не зависит от траектории и скорости его перемещения.
2. Импульс, приобретаемый системой при перемещении заряда по замкнутому контуру равен 0.
3. Импульс, приобретаемый системой при перемещении заряда из начального положения в бесконечно удаленную точку равен

$$\mathbf{p}_\infty = -\frac{1}{c^2} \mathbf{m} \times \mathbf{E}$$

где  $\mathbf{E}$ - электрическое поле в начальном положении. (Импульсный потенциал бесконечно удалённой точки принимается равным нулю.)

Импульсный потенциал служит своего рода индикатором, показывающим какой импульс приобретёт система при относительном перемещении заряда из одной точки в другую. В связи с тем, что импульсный потенциал обычной замкнутой системы (как говорилось выше) всегда равен нулю, его ненулевое значение является достаточным условием или признаком незамкнутости, будем говорить - *псевдозамкнутости* (или *эфироопорности*) системы:

$$\mathbf{p}_p = \frac{1}{c^2} \int \mathbf{E} \times \mathbf{M} dV = \mathbf{G} \neq 0$$

где  $\mathbf{M}$  - вектор намагниченности, интегрирование производится по объёму, занятому магнетиком.

Это локальная форма импульсного потенциала, удобная для вычисления в системах, содержащих, магнитные материалы.

$$\mathbf{G} = \frac{1}{c^2} \int \mathbf{E} \times \mathbf{H} dV \neq 0 \quad (7,8)$$

Это нелокальная форма, пригодная к использованию во всех случаях.

Отметим также, что изменение магнитного момента магнитного диполя повлекло бы за собой изменение  $\mathbf{G}$  (вплоть до полного обнуления или изменения знака на противоположный), без какого-либо нарушения постоянства механического импульса системы ( $\mathbf{p}_r$ ), что особенно ярко высвечивает полную несостоятельность этого понятия, как средства объяснения импульсного равновесия.

В случае  $\mathbf{U} = 0$  ( $\mathbf{R} = \text{const}$ ), в правых частях уравнений (7,1), (7,2) останутся только равные по величине противоположные по

направлению силы  $\mathbf{F}_i$  и  $\mathbf{F}_e$  (пара сил). Момент импульса, приобретаемый под действием этой пары, будет равен  $\mathbf{K} = q\mathbf{R} \times (\mathbf{A}_0 - \mathbf{A})$ , где  $\mathbf{A}$  - векторный потенциал, откуда следует, что величина  $\mathbf{K}_p = q\mathbf{R} \times \mathbf{A}$  играет роль потенциала для момента импульса при постоянном  $\mathbf{R}$ , вследствие чего, имеет место закон сохранения,  $\mathbf{K} + \mathbf{K}_p = \text{const}$ , который утверждает, что если в системе рассматриваемого типа возникает магнитный момент, то непременно должен появляться попутный момент импульса. Применим это правило к элементарным частицам, в частности к электрону.

Предположим, что электрон имеет следующую «конструкцию». Пусть на расстоянии, известном как классический радиус электрона  $r_e = \mu_0 e^2 / 4\pi m_e$  от магнитного диполя равного магнетону Бора ( $\mu_B$ ) находится заряд  $e$ . Тогда (см. выше)  $K = \mu_0 e \mu_B / 4\pi r_e$ . Вычисления дают правильный результат,  $K = \hbar/2$ , где  $\hbar = 2\mu_B m_e / e$  - постоянная Планка ( $m_e$  - масса электрона). Как ни удивительно, а формула “работает” даже на уровне элементарных частиц. В таком случае постоянная Планка не есть независимая мировая константа, а определяется через параметры электрона. Конечно, приведённый “классический” подход к микромиру является весьма условным, однако можно ожидать, что различные элементарные частицы и атомные ядра обладают присущими им импульсными потенциалами, которые должны проявлять себя в различных реакциях.

Формулы (7,3), (7,5) путём интегрирования легко распространить на системы, содержащие протяжённые намагничённые и заряженные тела. При этом,

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c^2} \int \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{E}}{dt} dV = \frac{1}{c^2} \frac{d}{dt} \int \mathbf{M} \times \mathbf{E} dV |_{\mathbf{M}=\text{const}} \quad (7,9)$$

где  $\mathbf{M}$ - вектор намагничённости.

Учитывая (7,8) выражение для силы в универсальной форме имеет вид,

$$\mathbf{F} = \left( \frac{\partial G}{\partial t} \right)_H \quad (7.9 a)$$

Вернёмся к знакомому из § 3 Рис. 3,3, чтобы рассмотреть его в аспекте «импульсного потенциала», временная производная которого, согласно (7,9), равна действующей на устройство эфириопорной силе.

Из последней формулы следует, что если запитать устройство (согласно размещённой под изображением эквивалентной электрической схеме), то возникнет сила, под действием которой всё устройство (вместе с источником напряжения и соединительными проводами, общей массой  $\eta$ ) приобретёт импульс  $[\mathbf{ME}]V/c^2$  и придёт в ускоренное инфинитное однонаправленное движение (вдоль оси цилиндра) скоростью  $\mathbf{u} = [\mathbf{ME}]V/\eta c^2$ .

Напомним, что если начинить микроскопическими устройствами рассматриваемого типа макроскопические модули, то их объёмная плотность силы может достигнуть 100 миллионов тонн на кубометр (см, § 3, п. V). Есть к чему стремиться.

Обратим внимание на то, что интегрирование в правой части (7,9) производится при постоянной намагниченности  $\mathbf{M}$ , что обусловлено наличием магнитодинамической силы, действующей на магнитный сердечник устройства, изображённого на Рис. 3,3, и компенсирующей электрическую силу, действующую на прикреплённые к сердечнику металлические электроды. Без магнитодинамической силы наше устройство было бы способным только совершать колебательные движения, разумеется, за счёт внутриэфирной энергии. Колебательное и вращательное движение подобного рода, возможно и на молекулярном уровне, что может оказаться перспективным для

получения тепловой энергии. Магнитодинамическая сила не всегда требуется для участия в эфиропорном движении, см. § 5 этой книги, «Приложение», Задачи 2, 3 и конец текста.

### III. Парадокс Тамма

Выше мы установили, что понятие об импульсе волны лишено физического смысла, так как любая бегущая волна представляет собой

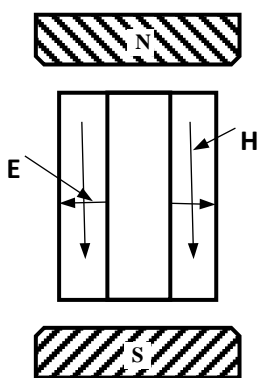


Рис. 7,1

суперпозицию двух стоячих, каждая из которых, как известно, не переносит импульс, см. тригонометрические тождества (5,2), (5,2a), (5,2b). Но мейнстрим, для которого кроме вещества и поля в классической электродинамике больше ничего нет (ни эфира, ни физического вакуума), выбирая меньшее из двух зол, вынужден считать, что импульс переносится электромагнитной

волной, иначе будет нарушаться закон сохранения импульса. Мало того, импульс и момент импульса, приписывают даже статическим полям [18] - § 104, с чем не совсем согласен И. Е. Тамм, который считает, что импульс статического поля «по необходимости» равен нулю, но момент импульса, по его мнению, может иметь определённую отличную от нуля величину и впервые в истории физики предлагает доступный опытной проверке мысленный эксперимент, Рис. (7,1).

Между полюсами магнита помещён заряженный цилиндрический конденсатор. Между его обкладками в скрещенных полях **E** и **H** находится газ. «Электромагнитный момент импульса» **K** будет равен,

$$\mathbf{K} = \frac{1}{c^2} \int \mathbf{r} \times (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dV \quad (7,10)$$

где  $\mathbf{r}$  – расстояние от оси конденсатора до точки, внутри элементарного объёма  $dV$ .

Если разрядить конденсатор, то исчезнет как электрическое поле  $\mathbf{E}$ , так и момент импульса  $\mathbf{K}$ , вследствие чего система конденсатор + магнит приобретёт равный по величине и направлению механический импульс. Особое внимание Тамм обращает на то, чтобы система в процессе разряда не подвергалась воздействию внешних сил (либо их момент был равным нулю). Вот почему Тамм предлагает разряд конденсатора производить путём приближения к нему радиоактивного вещества, вызывающего ионизацию газа. Тогда возникнет движущийся в магнитном поле ионный ток, который под действием силы Ампера (Лоренца) приобретёт крутящий момент и, благодаря трению, передаст его обкладкам конденсатора. Если магнит закреплён, то конденсатор сможет вращаться вокруг оси. Однако с Таммом несогласны сторонники так называемого «скрытого импульса», которых в наше время целая школа [39]. По их мнению, если замкнутая система находится в покое, то изменение электромагнитного импульса не нарушает её замкнутости, иначе центр масс изменит состояние своего движения, вопреки соответствующей, взятой из механики, запрещающей теореме и перестанет выполняться закон сохранения энергии. Вот почему был «изобретён» «скрытый импульс», равный по величине противоположный по знаку электромагнитному импульсу. То же самое относится и к моменту импульса, значит, по мнению адептов «скрытого импульса» конденсатор Тамма должен остаться в покое. Но в конце семидесятых годов прошлого века канадские физики Грехем и

Лахоз провели успешный эксперимент [2], опровергший гипотезу скрытого импульса и подтвердивший предсказание Тамма о движении конденсатора.

В их опыте с такой же конфигурацией полей, как у Тамма, Рис. 7,2, коденсатор 1 , укреплённый на упругом основании 2, находился в магнитном поле сверхпроводящего магнита 5 (магнитная индукция

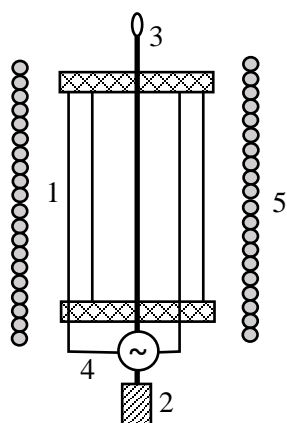


Рис. 7,2

$\approx 0,2$  Тл). На обкладки конденсатора подавали переменное напряжение частотой 240 Гц. Соответствующая напряжённость поля между обкладками конденсатора была  $2 \cdot 10^6$  В/м. Колебания конденсатора определяли по отклонению светового зайчика, отражённого от зеркала 3. Отклонение экспериментальных данных от расчётных было около 20 %.

Казалось бы, представление о моменте импульса электромагнитного поля (7,10) подтвердилось, посмотрим так ли это на самом деле. Если так, то согласно Тамму и Фейнману, между обкладками конденсатора циркулирует поток энергии в соответствии с вектором Пойнтинга

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

Зная соотношение между величиной (модулем) вектора Пойнтинга  $S$  и плотностью энергии  $w$ , найдём плотность энергии  $w = EH/c$  и, зная объём между обкладками конденсатора, нетрудно, нетрудно определить дополнительную энергию, которая более в 200 раз превышает обычную энергию конденсатора. Во столько же раз возрастёт и ёмкостной ток, что, в свою очередь, приведёт к увеличению силы Ампера (Лоренца). Последовавшее за этим более чем двухсот кратное увеличение отклонения светового зайчика

немедленно было бы зарегистрировано экспериментаторами, чего на самом не случилось. Приходим к выводу, что ни вектор Пойнтинга статического поля, ни его импульс не причём.

Правильное объяснение дано в § 1. Через перемычку между обкладками конденсатора (см. блок схему опыта Грехема и Лахоза, Рис. 1,7), образуемую подводящими проводами, см. Рис. 7,2 выше, идёт ток перезарядки конденсатора, на который действует сила Ампера, заставляющая конденсатор совершать крутильные колебательные движения. Между обкладками конденсатора течёт ток смещения и действующая не него сила Ампера создаёт равную по величине противоположную по направлению реакцию на физический вакуум (эфир).

То, что Тамм называет импульсом «статического поля», справедливо полагая его равным нулю, на самом деле, есть импульсный потенциал (7,8), характеризующий способность *псевдозамкнутой* вещественно-полевой системы к импульсному (или силовому) взаимодействию с физическим вакуумом (эфиром), который, в общем случае, не равен нулю. В связи с этим рассмотрим следующий показательный пример, см. Рис. 7,3.

Пусть заряд  $q$  находится на расстоянии  $a$  от постоянного диэлектрического магнита сферической формы (радиус сферы -  $R$ , магнитный момент -  $m$ ). Размеры заряженного тела и магнита малы, по сравнению с расстоянием  $a$  между ними. Направление магнитного момента перпендикулярно прямой, соединяющей оба тела. Для определённости в качестве магнита возьмём вращающуюся с угловой частотой  $\omega$  диэлектрическую сферу с равномерно распределённым по её поверхности зарядом  $Q$  (при этом  $m=Qr^2\omega/3$ , см. [1]. Импульсный потенциал будет равен,



$$\mathbf{G} = \frac{1}{c^2} \int_0^\infty \mathbf{E} \times \mathbf{H} dV \quad (7,11)$$

где интегрирование производится по всему бесконечному пространству.

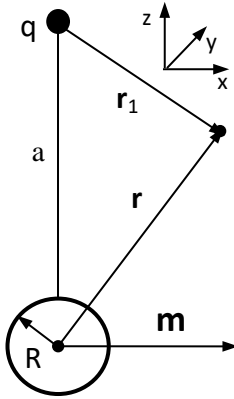


Рис. 7,3

Тамм говорит: - “... общее количество движения всего статического поля в целом по необходимости равно нулю”, что математически означает равенство нулю написанного выше интеграла.

Фейнман говорит, что поток энергии: - “циркулирует вокруг этой системы... Это напоминает круговой поток несжимаемой воды.”. Иными

словами, применительно к количеству движения всего статического поля, опять получается нуль. Таким образом, нулевой результат не вызывает сомнения у обоих авторов, а зря.

Прямые вычисления [36] показывают, что

$$\mathbf{G} = \frac{1}{c^2} \mathbf{E} \times \mathbf{m}$$

где  $\mathbf{E}$  – напряжённость электрического поля в центре магнитного диполя.

Следует отметить, что полученный результат остаётся справедливым, даже если радиус сферы не является малым, по сравнению с расстоянием от центра сферы до заряда. Был вычислен и момент силы относительно начала координат, равный по величине  $K = mER/2c^2$ , откуда следует, что точка приложения силы находится в середине расстояния заряда от магнита. Результат останется справедливым, если в качестве магнита взять равномерно намагниченный диэлектрический шар с единичными относительными электрической и магнитной проницаемостями, при этом плотность импульса следует определять по формуле,  $\mathbf{g} = \epsilon_0[\mathbf{E}\mathbf{B}]$ , где  $\mathbf{B}$  - вектор

индукции магнитного поля. (Магнитные поля в обоих случаях идентичны в каждой точке пространства.)

Если магнитный диполь окружить сферической проводящей оболочкой, то на ней появится индуцированный заряд  $q_i = -qR/a$ , расположенный на расстоянии  $a' = R^2/a$  от центра сферы. Так как внутри проводящей сферы  $E = 0$ , то и  $G = 0$ . Суммарная величина  $G^*$  данного и индуцированного зарядов будет равной нулю,  $G^* = G + G_i = 0$ .

Таким образом, если магнитный диполь окружён проводящей оболочкой, то импульсный потенциал системы становится равным нулю, хотя его момент отличен от нуля.

Чтобы импульсный потенциал был ненулевым, следует брать непроводящий магнитный диполь.

Опыт Грехема и Лахоза, Рис. 7,2, может служить прототипом следующего электромагнитного устройства. Если пространство между обкладками конденсатора заполнить диэлектрическим магнитным материалом, имеющим большую относительную диэлектрическую проницаемость, и синфазно менять напряжённость электрического поля и намагниченность, то вся система приобретёт постоянно направленный момент силы и сможет вращаться, вместе с источниками питания и проводами, как и положено под действием эфиропорного момента силы, который можно вычислить, принимая во внимание (7,10). Отметим интересную особенность, связанную с отсутствием относительного движения деталей устройства. Так как проводники не пересекают “силовых линий” магнитного поля, то нет и сил индукции, против которых источник питания не совершает никакой работы, не тратя свою энергию, на ускорение системы или на преодоление ею сил сопротивления. Источник питания нужен только

для создания и поддержания полей. Учитывая (7,10) и тот факт, что мощность  $N$ , момент силы  $L$  и циклическая частота вращения  $\Omega$  связаны соотношением,  $N = \Omega L$ , получим,

$$N = \varepsilon_0 \omega \Omega \hat{r} E B V \quad (7,12)$$

где  $\hat{r}$ ,  $E$  и  $B$  - средние значения радиуса, напряжённость электрического поля и магнитная индукция между обкладками,  $V$  – объём пространства, между обкладками.

Если циклическая частота -  $10^{10}$  1/с, частота вращения – 500 об/с, расстояние между обкладками – 1 см, напряжённость электрического поля  $2 \cdot 10^6$  В/м (как у Грехема и Лахоза), магнитная индукция – 1 Тл, объём пространства между обкладками –  $10 \text{ см}^3$ , то мощность устройства получается около 100 Вт, а в пересчёте на 1 кубометр рабочего объёма порядка 10 МВт (электростанция городского масштаба).

#### IV. Электромагнитный пропеллер (гребной винт)

Интересно рассмотреть поведение вращающейся системы, содержащей взаимно неподвижные электрические и магнитные элементы. Это могут быть технические устройства, природные или синтетические молекулы, обладающие одновременно дипольным электрическим и магнитным моментами, твёрдое тело, состоящее из таких молекул, атомные ядра и т. п.

Скорость изменения электрического поля при вращении будет равной  $\frac{d\mathbf{E}}{dt} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{E}$  ( $\boldsymbol{\omega}$  – угловая скорость вращения), вследствие чего, в соответствии с формулой (7,3) на систему будет действовать эфириопорная сила,

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c^2} \mathbf{m} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{E}) = \frac{1}{c^2} [\boldsymbol{\omega}(\mathbf{mE}) - \mathbf{E}(\boldsymbol{\omega m})] \quad (7,13)$$

Учитывая, что магнитный момент  $\mathbf{m}$  намагниченного образца твёрдого тела, имеющего объём  $V$  равен  $\mathbf{m} = \mathbf{M}V$  ( $\mathbf{M}$  - вектор намагниченности), получим:

$$\mathbf{F} = \frac{V}{c^2} \mathbf{M} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{E}) = \frac{V}{c^2} [\boldsymbol{\omega}(\mathbf{M}\mathbf{E}) - \mathbf{E}(\boldsymbol{\omega}\mathbf{M})] \quad (7,14)$$

Первый член правой части (7,14) имеет максимальное значение,

когда внутримолекулярные поля параллельны и вращение происходит вокруг оси,

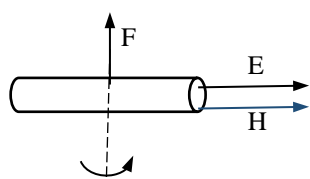


Рис. 7,4

перпендикулярной их направлениям. При этом тело будет испытывать действие силы, направленной вдоль оси вращения. Назовем её подъёмной силой. Частное от деления этой

силы на вес образца  $\rho Vg$  ( $\rho$  - плотность,  $g$  - ускорение свободного падения;  $9,8 \text{ м/с}^2$ ), даст коэффициент подъёмной силы  $k$  - безразмерное число, показывающее во сколько раз величина эфиропорной силы превышает вес образца,  $k = \omega ME/\rho g c^2$ .

Оценим величину  $k$  для при некоторых технически достижимых параметрах. Примем значения электрических и магнитных полей, характерные для внутримолекулярных масштабов -  $E = 10^{11} \text{ В/м}$ ,  $M = 10^6 \text{ А/м}$ ,  $\omega$  - равным  $10^5 \text{ рад/с}$  (в интернете есть сообщения о создании миниатюрных двигателей внутреннего сгорания для питания мобильных электронных устройств, содержащих турбинку, вращающуюся с частотой 2,4 млн. оборотов в минуту, значит  $\omega$  превышает  $10^5 \text{ рад/с}$ ),  $\rho = 10^4 \text{ кг/м}^3$ . Получим  $k = 1$ .

Особенно интересен случай, когда размеры частиц одновременно намагниченного и электрически поляризованного вещества становятся соизмеримыми с размерами молекул. При этом частота вращения будет определяться энергией теплового движения и уже при

комнатной температуре составит  $10^{10}$  -  $10^{11}$  радиан в секунду. Коэффициент подъёмной силы достигнет миллиона. Длительно двигаясь в свободном пространстве и за считанные минуты достигая релятивистских скоростей, такие частицы смогут приобрести колоссальные энергии.

Второй член формулы (7,14) определяет вращательное ускоренное движение (тангенциальное ускорение) и достигает максимального значения в том случае, когда векторы **E** и **M** взаимно перпендикулярны, а вращение осуществляется вокруг оси, параллельной направлению **M**. Может быть реализовано как ускорение вращения (режим самоускорения), так и его замедление. Если частица имеет характерный размер порядка  $10^{-9}$  м (диапазон молекулярных размеров), и характерные для внутримолекулярных масштабов намагниченность ( $M = 10^6$  А/м) и напряжённость электрического поля ( $E = 10^{11}$  В/м), то в режиме самоускорения она удваивает свою энергию от начального значения, соответствующего тепловому вращательному движению при температуре около  $300^0$  К за время, измеряемое несколькими микросекундами.

Очень интересен режим замедления вращения, при котором частица теряет свою тепловую энергию, как бы переводя её из вещественной формы в эфирную. Это явление можно фигурально назвать «аннигиляцией» энергии. Оно может получить практическое использование при необходимости избавиться от лишнего тепла (средство борьбы с энергетическим загрязнением и др.).

Эффекты линейного и углового самоускорения или аннигиляции энергии могут быть вызваны не только вращательным, но колебательным движением (температурные колебания, ультразвук и др.). Это открывает перспективы появления в будущем, таких

необычных материалов, которые без видимых внешних воздействий создают силу тяги в определённом направлении, вращающий момент относительно определённой оси, выделяют или поглощают энергию, переводя её из пространственной формы в вещественную и обратно и т.п.

В заключение отметим, что формула (7,13), в определённой степени, применима и к атомным ядрам, многие из которых обладают электрическими и магнитными параметрами и достигают уровней энергии вращения до 100 кэв, что соответствует частотам вращения  $10^{20}$  и более об/с (квадрупольные электрические моменты особенно велики у ядер редкоземельных элементов). Если ядра таких атомов, составляющих структуру твёрдого тела, вращаются вокруг одинаковых осей, то оценка плотности подъёмной силы по формуле (7,13) даёт поразжающую воображение величину -  $10^{16}$  тонн на грамм-атом или коэффициент подъёмной силы  $10^{19}$ . Один килограмм вещества, содержащего подобные ядра, в сто раз превзошёл бы энерговыделение Солнца. Можно предположить, что причиной ориентации осей вращения ядер атомов в одном направлении могут быть гироскопические эффекты, возникающие при вращении твёрдого тела как целого. Поэтому при благоприятном сочетании соответствующих параметров от ядерной компоненты можно ожидать эффектов возникновения значительных подъёмных сил при технически достижимых скоростях вращения макроскопических твёрдых тел.

## § 8. Сюрпризы движущихся зарядов

Классическая электродинамика XX века имела достаточные теоретические средства чтобы правильно решать рассматриваемые здесь вопросы и задачи, но ничего подобного сделано не было. Не

позволяла идеология, из-за которой выбирали дающие ошибочные результаты механические методы, см. §1. Случайно натываясь на правильные результаты, их рассматривали как парадоксальные и «умывали руки». Формулы этого параграфа записаны в гауссовой системе.

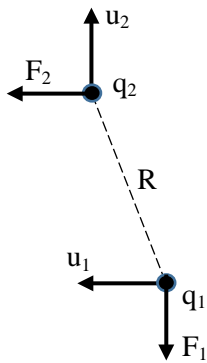


Рис. 8,1

### **I. Лагранжиан Дарвина и решение функции Лагранжа системы двух зарядов**

О лагранжиане Дарвина знают все физики, включая мейнстрим, начиная со студенческой скамьи [4], [5]. Его в начале XX века построил Чарльз Дарвин (внук автора теории эволюции). Этот лагранжиан позволяет получать энергии, импульсы и др. величины для замкнутых (по современным представлениям) систем движущихся электрических зарядов, скорости которых малы, по сравнению со световой, рассматривая их в реальном времени, т. е. без учёта эффекта запаздывания (он заложен при выводе), что существенно упрощает процедуры нахождения решений. Лагранжиан системы двух, изображённых на Рис. 8,1, зарядов  $q_1$ ,  $q_2$ , движущихся со скоростями  $u_1$ ,  $u_2$  на расстоянии  $R$  друг от друга выглядит так,

$$L = T_1 + T_2 - \frac{q_1 q_2}{R} + \frac{q_1 q_2}{2c^2} \left[ \frac{\mathbf{u}_1 \mathbf{u}_2}{R} + \frac{(\mathbf{u}_1 \mathbf{R})(\mathbf{u}_2 \mathbf{R})}{R^3} \right] \quad (8,1)$$

где  $T_1 = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_1 u_1^4}{8c^2}$ ,  $T_2 = \frac{m_2 u_2^2}{2} + \frac{m_2 u_2^4}{8c^2}$  – кинетические энергии зарядов  $q_1$ ,  $q_2$  с массами  $m_1$ ,  $m_2$  с точностью до членов второго порядка по  $u/c$ .

Уравнение Лагранжа имеет вид,

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \mathbf{u}_1} + \frac{\partial L}{\partial \mathbf{u}_2} \right) = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{R}_{12}} + \frac{\partial L}{\partial \mathbf{R}_{21}} \quad (8.2)$$

где  $\mathbf{R}_{12}$  и  $\mathbf{R}_{21}$  – радиус-векторы, соединяющие заряд  $q_1$  с  $q_2$  и заряд  $q_2$  с  $q_1$ .

Заключённые в скобках члены в левой части представляют собой обобщённые импульсы [4], с. 67,

$$\frac{\partial L}{\partial \mathbf{u}_1} = \mathbf{P}_1 = \mathbf{p}_1 + \frac{q_1}{c} \mathbf{A}_2, \quad \frac{\partial L}{\partial \mathbf{u}_2} = \mathbf{P}_2 = \mathbf{p}_2 + \frac{q_2}{c} \mathbf{A}_1 \quad (8,3)$$

где  $\mathbf{p}_1$ ,  $\mathbf{p}_2$  – механические импульсы, обусловленные массами и скоростями зарядов,  $\mathbf{A}_1$ ,  $\mathbf{A}_2$  – входящие в функцию Лагранжа (8,1) векторные потенциалы Дарвина.

Из (8,1) следует, что

$$\mathbf{A}_1 = \frac{q_1}{2c} \left[ \frac{\mathbf{u}_1}{R} + \frac{(\mathbf{u}_1 \mathbf{R}) \mathbf{R}}{R^3} \right], \quad \mathbf{A}_2 = \frac{q_2}{2c} \left[ \frac{\mathbf{u}_2}{R} + \frac{(\mathbf{u}_2 \mathbf{R}) \mathbf{R}}{R^3} \right] \quad (8,4)$$

Отсюда, используя (8,2), придём к выражению для равнодействующей силы  $\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2$  «замкнутой» (по современным представлениям) системы заряженных частиц, по глубочайшему убеждению мейнстрима, обязанной быть равной нулю.

$$\begin{aligned} \mathbf{F} = & -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} (q_1 \mathbf{A}_2 + q_2 \mathbf{A}_1) + \frac{q_1}{c} (\mathbf{u}_2 \nabla) \mathbf{A}_1 - \frac{q_2}{c} (\mathbf{u}_1 \nabla) \mathbf{A}_2 + \frac{q_1}{c} \mathbf{u}_2 \times \text{rot} \mathbf{A}_1 - \frac{q_2}{c} \mathbf{u}_1 \\ & \times \text{rot} \mathbf{A}_2 + q_1 \text{grad } \varphi_2 - q_2 \text{grad } \varphi_1 \end{aligned} \quad (8,5)$$

Подставляя (8,4), учитывая, что последние два члена правой части взаимно уничтожаются (кулоновские силы) и, производя дифференцирование по времени, получим равнодействующую, представляющую собой сумму сил, вызванных их электрическим и магнитным взаимодействием (электрических и магнитных сил Лоренца).

$$\mathbf{F} = -\frac{q_1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t} - \frac{q_2}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t} + \frac{q_1 q_2}{c^2 R^3} \mathbf{R} \times (\mathbf{u}_1 \times \mathbf{u}_2) \quad (8,6)$$

Правая часть (8,6) содержит хорошо известную магнитную силу Лоренца,

$$\mathbf{F}_m = \frac{q_1 q_2}{c^2 R^3} \mathbf{R} \times (\mathbf{u}_1 \times \mathbf{u}_2) \quad (8.7)$$



Сумма первых двух членов правой части (8,6) представляет собой электрическую силу  $\mathbf{F}_u$ , обусловленную скоростями зарядов и силу  $\mathbf{F}_w$ , обусловленную ускоренным движением зарядов. Вычисляя частные производные векторных потенциалов в (8,6), получим,

$$\mathbf{F}_u = \frac{q_1 q_2}{2c^2} \left[ u_1^2 - u_2^2 - 3 \frac{(\mathbf{u}_1 \mathbf{R})^2}{R^2} + 3 \frac{(\mathbf{u}_2 \mathbf{R})^2}{R^2} \right] \frac{\mathbf{R}}{R^3} \quad (8.8)$$

$$\mathbf{F}_w = -\frac{q_1 q_2}{2c^2} \left[ \frac{\mathbf{w}_1 + \mathbf{w}_2}{R} + \frac{(\mathbf{w}_1 + \mathbf{w}_2) \cdot \mathbf{R} \mathbf{R}}{R^3} \right] \quad (8.9)$$

где  $\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2$  – ускорения зарядов.

Магнитную силу Лоренца Пейдж и Адамс вычислили вручную [6], 1945 г.

Известное из «Теории поля» Ландау и Лифшица [4] - § 38, точное выражение электрического поля равномерно движущегося заряда выглядит так,

$$\mathbf{E} = \frac{q\mathbf{R}}{R^3} \frac{1 - \frac{u^2}{c^2}}{\left(1 - \frac{u^2}{c^2} \sin^2 \theta\right)^{3/2}}$$

где  $\theta$  – угол между направлением движения и радиус-вектором  $\mathbf{R}$ .

Разлагая его с точностью до членов второго порядка по отношению к скорости света, придём к формуле (8.8).

Сила (8,9), обусловленная ускоренным движением зарядов, получается заменой в векторных потенциалах скоростей на ускорения.

Выражение (8,6) явно указывает, что ненулевая равнодействующая «замкнутой» системы существует. Она действует на систему зарядов таким образом, что их центр масс, вопреки мнению мейнстрима, не сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения, а может менять свою скорость.

Справедливая в механике теорема о центре масс не годится для электродинамики. Но есть попытки спасти ситуацию, опираясь на так называемый «импульс электромагнитного поля», которую, в частности, предпринимают ссылаемые нами Пейдж и Адамс [6]. Рассмотрим подробнее.

Они берут величину, называемую мейнстримом «плотностью импульса», которая для системы двух зарядов будет иметь вид,

$$\mathbf{g} = \frac{1}{4\pi c} (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 + \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1)$$

где  $\mathbf{E}_1$ ,  $\mathbf{H}_1$  и  $\mathbf{E}_2$ ,  $\mathbf{H}_2$  - электрические и магнитные поля зарядов  $q_1$ ,  $q_2$ .

Отсюда получают,

$$\mathbf{g} = \frac{q_1 q_2}{4\pi c^2 R_1^3 R_2^3} [\mathbf{R}_1 \times (\mathbf{u}_2 \times \mathbf{R}_2) + \mathbf{R}_2 \times (\mathbf{u}_1 \times \mathbf{R}_1)]$$

где  $R_1$ ,  $R_2$  – расстояния от зарядов  $q_1$ ,  $q_2$  до точки наблюдения.

Интегрируя по всему бесконечному пространству, получают «тотальный электромагнитный импульс».

$$\mathbf{G} = \frac{q_1 q_2}{2c^2} \left\{ \left[ \frac{\mathbf{u}_1}{R} + \frac{(\mathbf{u}_1 \mathbf{R}) \mathbf{R}}{R^3} \right] + \left[ \frac{\mathbf{u}_2}{R} + \frac{(\mathbf{u}_2 \mathbf{R}) \mathbf{R}}{R^3} \right] \right\} \quad (8,10)$$

Далее Пейдж и Адамс [6] заявляют: - «Читатель легко может показать, что временная производная  $\mathbf{G}$ , будучи прибавленной [к сумме сил правой части (8,6)] даёт нулевой результат, это подтверждает утверждение, что сумма механического и электромагнитного импульсов остаётся постоянной во времени». Проверим это утверждение.

Временную производную (8,10) можно представить в виде,

$$\frac{d\mathbf{G}}{dt} = \frac{1}{c} \frac{d}{dt} (q_1 \mathbf{A}_2 + q_2 \mathbf{A}_1) \quad (8,11)$$

Отсюда, на основании (8,6) и (8,11) получим,

$$\mathbf{F} + \frac{d\mathbf{G}}{dt} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} (q_1 \mathbf{A}_2 + q_2 \mathbf{A}_1) + \frac{d\mathbf{G}}{dt} = 0 \quad (8,12)$$

Пришли к нулевой равнодействующей силе. Получается, что Пейдж и Адамс правы? Формально да, а на самом деле нет. Ведь электрическое и магнитное поля не входят в лагранжиан (8,1) и ввести туда их нельзя, потому что в приближении второго порядка малости  $u/c$  они не нужны [4]. Это значит, что полевой импульс не имеет никакого отношения к механическому импульсу и к равнодействующей силе системы, центр масс как гулял, так и будет гулять, а не стоять на месте или не двигаться равномерно прямолинейно, вопреки убеждению мейнстрима, несовместимому с существованием лагранжиана Дарвина.

Существование электромагнитного импульса статических или квазистатических полей типа (8,10), как показано выше, вообще несовместимо с законом сохранения энергии, см. §7, III, «Парадокс Тамма». Величина  $\mathbf{G}$  (8,11) представляет собой не импульс электромагнитного поля, а импульсный потенциал, см. §7, временная производная которого есть сила реакция на вакуум, равная по величине противоположная по направлению равнодействующей силе системы.

## II. Знакомство с зарядовой магнитодинамической силой

Равнодействующая системы (8,6) содержит силу, обусловленную ускоренным движением зарядов.

На Рис. 8,2 а, изображён заряд  $q_1$ , движущийся с ускорением  $\mathbf{w}_1$  и на расстоянии  $R$  от него покоящийся заряд  $q_2$ . Для определённости примем оба заряда положительными. В окружающем заряд  $q_1$

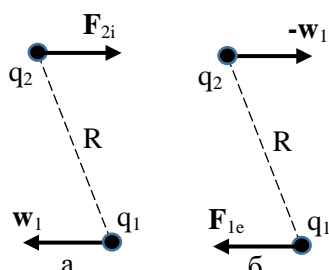


Рис. 8,2

пространстве будет возбуждаться вызванное ускорением электрическое поле, действующее на заряд  $q_2$  силой индукции, равной,

$$\mathbf{F}_{2i} = -\frac{q_1 q_2}{2c^2} \left[ \frac{\mathbf{w}_1}{R} + \frac{(\mathbf{w}_1 \mathbf{R}) \mathbf{R}}{R^3} \right] \quad (8,13)$$

Перейдём в неинерциальную систему отсчёта (НСО), в которой заряд  $q_1$  имеет нулевое ускорение, Рис. 8,2 б. Тогда по отношению к

нему заряд  $q_2$  движется с ускорением  $-\mathbf{w}_1$  и, следовательно, на заряд  $q_1$  с силой, равной  $-\mathbf{F}_{2i}$ . Эта сила войдёт в уравнение движение заряда  $q_1$  и останется там после возвращения в первоначальную инерциальную систему отсчёта [34]. Таким образом, сила, действующая на ускоренный заряд  $q_1$  в присутствии покоящегося заряда  $q_2$ , равна по величине противоположна по направлению той, обусловленной ускорением силе индукции  $\mathbf{F}_{2i}$ , с которой заряд  $q_1$  действует на заряд  $q_2$ . Эту силу мы будем называть зарядовой магнитодинамической силой. Обозначая её через  $\mathbf{F}_{1md}$ , получим,

$$\mathbf{F}_{2i} + \mathbf{F}_{1md} = 0 \quad (8,14)$$

Если ускоренно движутся оба заряда, то, последовательно переходя к неинерциальным системам отсчёта, в которых каждый из зарядов, получим,

$$\mathbf{F}_{1i} + \mathbf{F}_{2i} + \mathbf{F}_{1md} + \mathbf{F}_{2md} = 0$$

Таким образом, силы индукции компенсируются магнитодинамическими силами см. §7, подраздел I или [33].

На Рис. 8,3 изображён круговой контур с возрастающим по времени током  $i$ , на расстоянии  $R$  от которого находится заряд  $Q$ . Возрастающий ток представляет собой ускоренно движущиеся заряды, поэтому можно записать, что  $q\mathbf{w} = i d\mathbf{l}$ , где  $d\mathbf{l}$  – элемент длины дуги. Радиус контура  $r$  принимаем малым по сравнению с расстоянием от центра контура до заряда  $Q$ . Каждый элемент возрастающего тока  $i d\mathbf{l}$  будет возбуждать в окружающем пространстве электрическое поле индукции, которое будет действовать на заряд  $Q$  с силой  $d\mathbf{F}_i$ ,

$$d\mathbf{F}_i = -\frac{Q\dot{i}}{2c^2} \left[ \frac{d\mathbf{l}}{R} + \frac{(d\mathbf{l}\mathbf{R})\mathbf{R}}{R^3} \right]$$

Интегрируя по замкнутому контуру, получим,

$$\mathbf{F}_i = -\frac{Q}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\mathbf{m} \times \mathbf{R}}{R^3}$$

где  $\mathbf{F}_i$  – сила индукции,  $m = \pi I r^2 / c$  – величина магнитного момента контура.

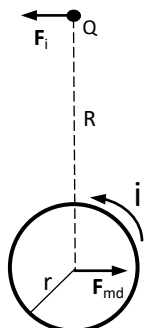


Рис. 8,3

Так как каждому элементу силы индукции  $d\mathbf{F}_i$  отвечает равный по величине противоположный по направлению элемент магнитодинамической силы –  $d\mathbf{F}_{md}$ , то магнитодинамическая сила будет равной,

$$\mathbf{F}_{md} = \frac{Q}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\mathbf{m} \times \mathbf{R}}{R^3}$$

Учитывая, что  $QR/R^3$  есть отсчитываемая от заряда  $Q$  напряжённость электрического поля –  $\mathbf{E}$ , получим широко известное в классической электродинамике, начиная от Эйнштейна и Лауба (1908 г.), универсальное выражение для магнитно-дипольной магнитодинамической силы.

$$\mathbf{F}_{md} = \frac{1}{c} \mathbf{E} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \quad (8,15)$$

Таким образом, никому неизвестная зарядовая магнитодинамическая сила и давно известная магнитно-дипольная магнитодинамическая сила – звенья одной цепи.

Так как зарядовая сила индукции и магнитодинамическая взаимно уничтожаются, то формула равнодействующей силы (8,6) упрощается, теряя члены, содержащие ускорения, см. (8,9).

### III. Результирующая сила колеблющихся зарядов

Представляет практический интерес рассмотрение равнодействующей силы систем зарядов, колеблющихся около неподвижных противоположно заряженных центров или совершающих колебания в цепях переменного тока в

квазистационарном режиме. После исключения сил, обусловленных ускорениями в системе, остаётся сила, обусловленная скоростями (8,8) и магнитная сила Лоренца (8,7). Определим соотношение между ними. Согласно проведённому автором анализу [33] силу (8,8) можно представить в виде,

$$\mathbf{F}_{u12} = \frac{3q_1q_2(\mathbf{u}_1\mathbf{R})}{2c^2R^5} \left[ 5(\mathbf{d}_2\mathbf{R})(\mathbf{u}_1\mathbf{R}) \frac{\mathbf{R}}{R^2} - (\mathbf{u}_1\mathbf{R})\mathbf{d}_2 - 2(\mathbf{d}_2\mathbf{u}_1)\mathbf{R} \right] \quad (8,16)$$

где  $\mathbf{F}_{u12}$  – сила, действующая на диполь  $\mathbf{p}_2 = q_2\mathbf{d}_2$  со стороны движущегося со скоростью  $\mathbf{u}_1$  заряда  $q_1$ ,  $\mathbf{d}_2$  – амплитуда отклонения заряда от равновесного положения.

Аналогичная сила  $\mathbf{F}_{u21}$  действует на диполь  $\mathbf{p}_1 = q_1\mathbf{d}_1$  со стороны движущегося со скоростью  $\mathbf{v}_2$  заряда  $q_2$ .

Максимальная величина суммы этих сил получится, если выражение в квадратных скобках (8,16) заменить суммой модулей слагаемых, в каждом из которых скалярные произведения заменить на произведение модулей сомножителей. Тогда получим:

$$F_{u \max} = \frac{12q_1q_2}{c^2R^3} (u_1^2d_2 + u_2^2d_1) \quad (8,17)$$

Из (8,7) следует, что максимальное значение силы Лоренца равно:

$$F_{m \max} = \frac{q_1q_2u_1u_2}{c^2R^2} \quad (8,18)$$

Отношение электрической и магнитной компонент, согласно (8,17) и (8,18) будет равным:

$$\frac{F_{u \max}}{F_{m \max}} = \frac{12}{R} \left( \frac{u_1}{u_2} d_2 + \frac{u_2}{u_1} d_1 \right) \quad (8,19)$$

Так как дипольные моменты по условию задачи колеблются синфазно, то справедливо соотношение  $u = \omega d$ , откуда следует, что

$$F_{u \max}/F_{m \max} = 12(d_1 + d_2)/R$$

Не нарушая общности результата, можно предположить, что в этом выражении  $d_1 = d_2 = d$ . Тогда получим,

$$F_{u \max}/F_{m \max} = 24d/R$$

Отсюда видно электрическая сила  $F_u$  пренебрежимо мала по сравнению с магнитной силой Лоренца. Действительно, к примеру, в СВЧ диапазоне  $R$  соизмеримо с длиной волны (измеряется сантиметрами), а амплитуда смещения  $d$  измеряется нанометрами – разница до семи порядков.

Таким образом, все возможные электрические силы взаимодействия в системе двух движущихся зарядов (колеблющихся диполей, элементов переменного тока) либо взаимно компенсируются (обнуляются), либо пренебрежимо малы по сравнению с суммарной магнитной силой Лоренца (8,7), которая представляет собой равнодействующую рассматриваемой системы.

Замечательное свойство (8,7) заключается в том, что если скорости колеблющихся зарядов меняются синфазно, то равнодействующая сила будет иметь постоянное направление, обеспечивая возможность поступательного движения замкнутой (по понятиям мейнстрима) системы в течение всего времени, пока поддерживаются колебания зарядов.

И этот пока что чисто теоретический факт не выбросишь из физики потому что он основан на лагранжиане Дарвина, играющем, наряду с уравнениями Максвелла, не менее важную роль в классической электродинамике, чем законы Ньютона в классической механике.

Следует отметить, что если бы даже не было зарядовой магнитодинамической силы, то система вместо поступательного движения совершала бы механические колебания удвоенной частоты

за счёт внутриэфирной энергии. Теорема о центре масс, который должен либо стоять на месте, либо двигаться равномерно прямолинейно, всё равно бы нарушалась.

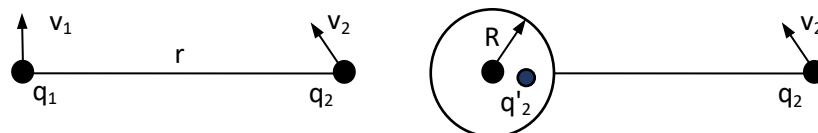
#### IV. Кинетические явления, обусловленные электростатической индукцией

Если в формуле (8,6) движущиеся заряды  $qu$  заменить элементами тока  $Idl$ , то выражение равнодействующей примет следующий вид,

$$d\mathbf{F} = \frac{I_1 I_2}{c^2 R^3} \mathbf{R} \times (d\mathbf{l}_1 \times d\mathbf{l}_2) \quad (8,20)$$

Интегрирование по элементам тока даёт силу Ампера. Если эту формулу применить к устройству, типа металлического резонатора, то может получиться постоянная по направлению сила Ампера, под действием которой устройство, казалось бы, будет способным совершать поступательное движение. Правомерно ли такое утверждение?

До сих пор мы говорили о движении свободных заряженных частиц. Что будет, если один из зарядов, например,  $q_1$  (см. Рис. 8,4, справа) окружить тонкой сферической *неподвижной* оболочкой из немагнитного металла. Радиус сферы будем считать малым, по сравнению с расстоянием между зарядами  $r$ ,  $R \ll r$ . Тогда на поверхности сферы появится индуцированный заряд



противоположного знака  $q_2'$ , величину которого можно найти известным методом изображений.



Рис. 8,4. Слева два заряда  $q_1$  и  $q_2$ , движущиеся со скоростями  $v_1$  и  $v_2$  на расстоянии  $r$  друг от друга. Справа то же самое, но заряд  $q_1$  окружён металлической сферой радиуса  $R$ ,  $q'_2$  фиктивный заряд внутри сферы, отображающий заряд  $q_2$ .

При перемещении заряда  $q_2$  одновременно по поверхности сферы будет перемещаться и индуцированный на ней заряд со скоростью в  $r/R$  раз меньшей  $v_2$  (сравниваются компоненты скорости, перпендикулярные  $r$ ), который будет создавать магнитное поле в центре сферы, компенсирующее исходное (обусловленное движением заряда  $q_2$ ). С другой стороны, магнитное поле заряда  $q_1$  будет действовать на индуцированный на оболочке заряд с такой же по величине силой, с которой оно действует на заряд  $q_2$ , но противоположной по направлению, так что обе эти силы образуют крутящий момент, отсутствующий до введения оболочки. Получается так, что после введения оболочки, во-первых, исчезает приложенная к заряду  $q_1$  магнитная сила Лоренца, во-вторых, появившаяся на оболочке сила Лоренца и сила Лоренца заряда  $q_2$  полностью компенсируют друг друга, в-третьих, в системе частиц появляется вышеупомянутый крутящий момент.

Таким образом, равнодействующая системы частиц после введения оболочки обращается в нуль.

### **Почему не работают металлические резонаторы**

Мною была проведена серия, так сказать, зрячих экспериментов с металлическими П-образными резонаторами. Я делал их из мягкой железной проволоки, которая в ходе эксперимента накалялась докрасна (медная такой же толщины от накала не краснеет). Затем я брал такую же проволоку, и пропуская через неё постоянный ток, добивался аналогичного красного каления. Принимая, что при

одинаковом калении мощность, приходящаяся на единицу длины, одинакова как при постоянном токе, так и в СВЧ диапазоне, можно легко вычислить ток, проходящий через резонатор (с учётом скин-эффекта) и определить силу Ампера, от которой следует ожидать вполне определяемого имеющейся теорией эфиропорного эффекта. Так как ток получился около 20 А, то ожидаемый угол отклонения моих крутильные весов был более 1500°, что больше четырёх оборотов. Но ничего не вышло (кроме, как иногда, малых по сравнению с ожидаемыми случайных отклонений).

Надо сказать, что другие экспериментаторы, о которых мне известно, тоже ничего не добились от П-образных резонаторов. И не только от П-образных. Подготовленный очень грамотно и проведённый на высоком аппаратурном и техническом уровне эксперимент других авторов с коаксиальным цилиндром тоже не дал никаких результатов, хотя ожидаемая сила была порядка 100 мГ, а чувствительность метода порядка 0,1 мГ.

Мешают упомянутые кинетические явления. Посмотрим, как это происходит на некоторых простых наглядных примерах.

На Рис. 8,5 а, изображён типовой резонатор из плоских металлических пластин. Согласно, расчётам (без учёта электростатической индукции) возбуждение электрических колебаний должно вызвать в нём силу Ампера, действующую на горизонтальную пластину с текущим по ней током в магнитном поле, создаваемом боковыми пластинами, направленную как на рисунке. Её величина определяется по формуле,

$$F = \mu_0 I^2 \frac{d}{2b} \quad \text{или} \quad F = \epsilon_0 U^2 \frac{b}{2d}$$

$\mu_0$ ,  $\epsilon_0$  – магнитная и электрическая постоянные,  $I$  – максимальный ток,  $U$  – максимальное напряжение.

Если в нашем методе мы задаём напряжение, то чем уже резонатор, тем больше получается расчётная сила. На Рис. 8,5 б,

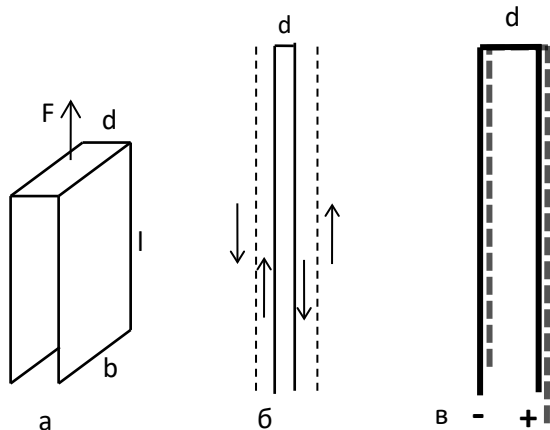


Рис. 8,5 - а – Типовой П-образный резонатор  $d$ ,  $b$ ,  $l$  – размеры,  $F$  – сила, б – Схема появления индуцированных зарядов, в – Одна из моделей идеального резонатора.

изображено поперечное сечение узкого П-образного резонатора. Максимальные напряжения, а значит и максимальные поверхностные заряды на пластинах, при работе резонатора будут на его концах в пучностях напряжения (снизу).

Поверхностные заряды каждой из пластин будут индуцировать противоположные заряды на другой пластине. Эти фиктивные заряды, которые можно определить методом изображений, локализуются на плоскостях, отображённых на Рис. 8,5 б пунктирными линиями. При работе резонатора движение реальных зарядов на пластинах будет вызывать движение также и индуцированных зарядов, которые создают индуцированные противоположные токи и соответствующие им индуцированные магнитные поля, реально компенсирующие как текущий через горизонтальную пластину ток, так и магнитное поле около этой пластины, а, следовательно, реально компенсирующую и силу Ампера.

Одна из моделей резонатора, лишённого эффекта возникновения индуцированных зарядов и токов и в этом смысле идеального, изображена на Рис. 8,2 в. Два диэлектрических разноимённо заряженных шнура или две ленты вплотную прилегают друг к другу.

Они образуют П-образную структуру и способны скользить относительно друг друга. На Рис. 8,2 в, один (красный) шнурок совершает колебательные движения относительно другого неподвижного (синего) шнурка, таким образом, создавая один и тот же ток в каждом сечении структуры. Сила тяги такого резонатора определялась бы по формуле, содержащей в правой части квадрат тока (см. выше), годящейся для всех типов П-образных структур (разумеется, без учета кинетических эффектов, если они есть). Формула, определяющая тягу через напряжение, была бы другой. Это даётся не как рекомендация для практической разработки, а для лучшего понимания сути дела, хотя возможно, что подобные структуры когда-нибудь создадут на уровне нано-технологий или на молекулярном уровне. Не будем забывать, что всё вышеизложенное относится к «чистым» системам, содержащим резонаторы или вибраторы в вакууме или в воздухе. Влияние диэлектрических прокладок или металлических экранов (охранных электродов) - вопрос ещё не изученный.

Таким образом, магнитные поля движущихся индуцированных зарядов исключают возможность прямого использования металлических резонаторов (вибраторов) для создания эфиропорных эффектов, кроме тех случаев, когда сила Ампера создаётся с участием текущих через вакуум токов смещения, что, предположительно, происходит в ЭмДрайве, §1, подраздел II.

## **9. Ещё одна типовая задача физики XXI века**

Это задача о магнитно-магнитном взаимодействии элементарных токовых магнитных диполей, меняющих величину своей намагниченности. В отличие от уже решённых фундаментальных

задач, в одной из которых рассматривалось взаимодействие двух движущихся зарядов, в другой, взаимодействие движущегося заряда с токовым магнитным диполем, в данном случае, взаимодействующие частицы неподвижны.

Даны два токовых магнитных диполя, размеры которых пренебрежимо малы, по сравнению с расстоянием  $R$  между ними (см.

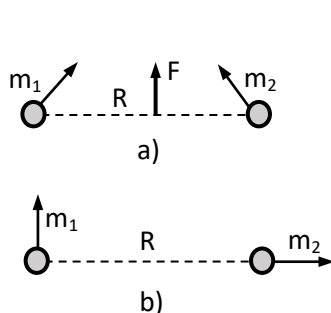


Рис. 9,1

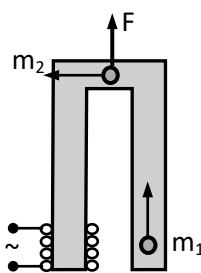


Рис. 9,2

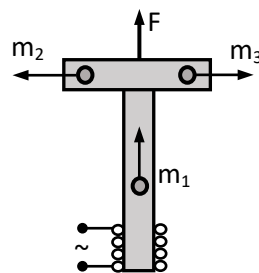


Рис. 9,3

Рис. 9,1, 9,2, 9,3)

Рис. 9,1. Взаимодействие токовых магнитных диполей  $\mathbf{m}_1$ ,  $\mathbf{m}_2$  – векторы магнитных моментов,  $R$  – расстояние между магнитными диполями. Рис. 9,2, Рис. 9,3. Взаимодействие выделенных малых объёмов магнитного вещества внутри П-образного и грибовидного магнитопроводов.  $\mathbf{F}$  – равнодействующая сил приложенных к магнитопроводу.

Магнитные моменты  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$  изменяют свои величины по периодическому (примем, для определённости – по гармоническому) закону,

$$\mathbf{m}_1 = \mathbf{m}_{01} \cos \omega t, \quad \mathbf{m}_2 = \mathbf{m}_{02} \cos \omega t \quad (9,1)$$

где  $\mathbf{m}_{01}$ ,  $\mathbf{m}_{02}$  – амплитудные значения магнитных моментов.

Отсюда первые и вторые производные по времени (они пригодятся ниже) будут:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{m}}_1 &= -\omega \mathbf{m}_{01} \sin \omega t, & \ddot{\mathbf{m}}_1 &= -\omega^2 \mathbf{m}_{01} \cos \omega t \\ \dot{\mathbf{m}}_2 &= -\omega \mathbf{m}_{02} \sin \omega t, & \ddot{\mathbf{m}}_2 &= -\omega^2 \mathbf{m}_{02} \cos \omega t \end{aligned} \quad (9,2)$$

Такие магнитные диполи, (Рис. 9,1) можно мыслить себе как маленькие шарики, выполненные из диэлектрического магнитного материала (относительную диэлектрическую проницаемость примем за единицу). Для разнообразия, их можно мыслить себе так же и в виде заряженных диэлектрических сфер, совершающих крутильные колебания. Это нисколько не повлияет на результаты наших рассуждений. Чтобы избавиться от ненужных электрических полей, можно представить себе два одинаковых противоположно заряженных шарика, с совпадающими центрами, совершающих гармонические крутильные колебания в противоположных направлениях. Известно, что индукция магнитного поля вращающейся заряженной сферы не отличается от усреднённой индукции магнитного поля равномерно намагниченного шарика таких же размеров.

Магнитные диполи из намагниченных материалов можно мыслить себе так же и в виде малых объёмов вещества внутри магнитопроводов, как это показано на Рис. 9,2; 9,3.

Будем считать, что размеры  $R$  рассматриваемых нами систем, во всех случаях, пренебрежимо малы по сравнению с длиной волны, соответствующей частоте перемагничивания магнитных диполей ( $R \ll \lambda = 2\pi c/\omega$ ,  $c$  – скорость света).

Так же полагаем, что магнитные диполи взаимно неподвижны. Они либо связаны посредством жёстких стержней (Рис. 9,1), либо входят в состав твёрдого магнитного материала (Рис. 9,2; 9,3).

Ориентация магнитных моментов, в общем случае, произвольная (Рис. 9,1 а), в частном случае, взаимно перпендикулярная.

В задаче требуется определить усреднённые по времени силы, действующие на каждую из частиц, в отдельности (Рис. 9,1 а) и просуммировав эти силы, найти их равнодействующую.

С первой частью задачи, без особого труда, справится любой достаточно подготовленный физик-профессионал или достаточно хорошо знающий основы классической электродинамики и основы векторного анализа студент второго – третьего курса физической специальности. Но он будет удивлён и, возможно, даже, шокирован, когда просуммирует эти силы и увидит, что равнодействующая, отнюдь, не равна нулю. Он будет снова и снова проверять свои вычисления, снова и снова убеждаясь в отсутствии ошибок, раз от разу, бледнея от ужаса или ликуя от радости, ибо современная физика отрицает тот результат, который он получит при решении простой фундаментальной задачи. И это никакой не парадокс, а реальный факт. Просто, современная физика, отъявленно пасует, ярко высвечивая своё бессилие перед классической электродинамикой и перед природой.

Аналогичные результаты дают и другие фундаментальные, упомянутые выше, задачи, см. §§ 6, 7.

Охарактеризуем силы, действующие на частицы, в общем случае. На токовый магнитный диполь переменной величины  $\mathbf{m}$  во внешнем магнитном поле  $\mathbf{B}$  будут действовать две силы

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_m + \mathbf{F}_e \quad (9,3)$$

$\mathbf{F}$  – суммарная сила,  $\mathbf{F}_m$  – широко известная сила, обусловленная влиянием внешнего магнитного поля [18] - § 66,  $\mathbf{F}_e$  – известная специалистам сила, обусловленная изменением магнитного момента во внешнем электрическом поле.  $\mathbf{F}_e$  – имеет название *магнитодинамическая сила*. Она подробно описана, например, в

учебном пособии для физиков профессионалов Де Гроота и Сатторпа [38] и формально представляет собой дуальный аналог силы, действующей на меняющийся по величине электрический диполь во внешнем магнитном поле (дуальная величина получаются из исходной путём замены электрических величин на магнитные и, наоборот). Сразу же, отметим, что неучёт магнитодинамической силы в данной типовой задаче не очень критичен. Он приведёт к двукратному уменьшению усреднённой по времени результирующей силы. Выражения для  $\mathbf{F}_m$  и для  $\mathbf{F}_e$  имеют вид,

$$\mathbf{F}_m = \nabla(\mathbf{m}\mathbf{B}) = \mathbf{m}\nabla\cdot\mathbf{B} + [\mathbf{m} \text{ rot } \mathbf{B}] \quad (9,4)$$

$$\mathbf{F}_e = - [(\partial\mathbf{m}/\partial t)\mathbf{E}]c^{-2} \quad (9,5)$$

где  $\mathbf{m}$  – вектор магнитного момента,  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля, в котором находится магнитный диполь,  $\mathbf{E}$  – напряжённость электрического поля.

Так как в наших задачах избыточные электрические заряды отсутствуют, то под  $\mathbf{E}$  следует понимать электрическое поле индукции.

При взаимодействии двух меняющих свои магнитные моменты  $\mathbf{m}_1$ ,  $\mathbf{m}_2$  магнитных полей (Рис. 9,1 а), каждый из них создаёт магнитное поле  $\mathbf{B}_1$ ,  $\mathbf{B}_2$ , и электрическое поле индукции  $\mathbf{E}_1$ ,  $\mathbf{E}_2$ , которые действует на другой магнитный диполь. Тогда силы, действующие на каждую из частиц  $\mathbf{F}_1$ ,  $\mathbf{F}_2$  будут равны:

$$\mathbf{F}_1 = \mathbf{m}_1\nabla\cdot\mathbf{B}_2 + [\mathbf{m}_1\text{rot}\mathbf{B}_2] - [(\partial\mathbf{m}_1/\partial t)\mathbf{E}_2]c^{-2} \quad (9,6)$$

$$\mathbf{F}_2 = \mathbf{m}_2\nabla\cdot\mathbf{B}_1 + [\mathbf{m}_2\text{rot}\mathbf{B}_1] - [(\partial\mathbf{m}_2/\partial t)\mathbf{E}_1]c^{-2} \quad (9,7)$$

Складывая правые части (9,6) и (9,7), получим равнодействующую  $\mathbf{F}$  системы двух частиц, изображённых на Рис.1 а.

$$\mathbf{F} = \{\mathbf{m}_1\nabla\cdot\mathbf{B}_2 + \mathbf{m}_2\nabla\cdot\mathbf{B}_1\} + \{[\mathbf{m}_1\text{rot}\mathbf{B}_2] + [\mathbf{m}_2\text{rot}\mathbf{B}_1]\} - \{[(\partial\mathbf{m}_1/\partial t)\mathbf{E}_2] + [(\partial\mathbf{m}_2/\partial t)\mathbf{E}_1]\}c^{-2} \quad (9,8)$$

Сумма двух первых членов в фигурных скобках правой части даёт обусловленный магнитостатикой нулевой результат. Так как в



вакууме  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ , то, согласно уравнению Максвелла,  $\text{rot } \mathbf{B} = (\partial \mathbf{E} / \partial t) c^{-2}$ .

Подставляя в (9,8), получим:

$$\mathbf{F} = \{[\mathbf{m}_1(\partial \mathbf{E}_2 / \partial t)] + [\mathbf{m}_2(\partial \mathbf{E}_1 / \partial t)]\} c^{-2} - \{[(\partial \mathbf{m}_1 / \partial t) \mathbf{E}_2] + [(\partial \mathbf{m}_2 / \partial t) \mathbf{E}_1]\} c^{-2} \quad (9,9)$$

Из (9,9) следует, что равнодействующая системы двух меняющих свои магнитные моменты диполей определяется исключительно взаимодействиями посредством электрических полей индукции.

Электрическое поле индукции  $\mathbf{E}$  связано с векторным потенциалом  $\mathbf{A}$  соотношением  $\mathbf{E} = -(\partial \mathbf{A} / \partial t)$ . Для токового магнитного диполя  $\mathbf{A}$  определяется по формуле  $\mathbf{A} = \mu_0 [\mathbf{m} \mathbf{R}] / 4\pi R^3$ . Отсюда, с учётом (9,2) получим,

$$\mathbf{E} = \mu_0 \omega \sin \omega t [\mathbf{m} \mathbf{R}] / 4\pi R^3 \quad (9,10)$$

Где  $\mathbf{R}$  – радиус-вектор, отсчитываемый от магнитного диполя.

Следует отметить, что принятое нами условие малости размеров системы, по сравнению с длиной волны (см. выше) позволяет производить дифференцирование по времени без учёта запаздывания, которое привело бы к рассмотрению в ближней волновой зоне электрической компоненты магнитодипольного излучения, в нашем случае, пренебрежимо малой.

Подставляя (9,10) в (9,9) и выполняя дифференцирование (9,2) и алгебраические преобразования окончательно получим:

$$\mathbf{F} = \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi c^2 R^3} [\mathbf{R} [\mathbf{m}_{01} \mathbf{m}_{02}]] \quad (9,11)$$

$\mathbf{R}$  - отсчитывается от  $\mathbf{m}_{01}$ .

Мы видим, что правая часть (9,11) не зависит от времени, значит, сила взаимодействия  $\mathbf{F}$  двух магнитных диполей постоянна по величине и по направлению. Её амплитудное значение совпадает с усреднённым по времени (это потому что сила  $\mathbf{F}$  получается как сумма двух членов, один из которых содержит множитель  $\sin^2 \omega t$ ,

другой  $\cos^2(\omega t)$ ). Вот так результат! Две взаимно неподвижные частицы способны неограниченно долго двигаться с постоянным ускорением, не отталкиваясь ни от чего вещественного!

Ведь, по представлениям физики XX века должен быть нуль и только нуль! И такой результат мы получаем уже в третий раз. В первый раз мы получили его при решении системы уравнений движения двух частиц – токового магнитного диполя и электрически заряженного шарика, § 6. Второй раз мы получили ненулевую равнодействующую, решая задачу о взаимодействии двух совершающих колебательные движения электрических зарядов, §7. Три разнотипные задачи ведут к одному выводу, совершенно непонятному для физики XX века. Но, на самом деле, ничего страшного для науки здесь нет! На самом деле, решения каждой из упомянутых задач органически вписываются в классическую электродинамику и были бы восприняты, как должное, такими основоположниками классической электродинамики как Максвелл и Лоренц, не мыслящими физику без эфира. Таким образом, в виде (9,11) мы получили новый закон природы:

Равнодействующая замкнутой (по представлениям физики XX века) системы, включающей в себя два жёстко связанных токовых магнитных диполя не равна нулю, а определяется формулой (9,11). Такая система может совершать движение с постоянным ускорением за счёт отталкивания от эфира. Это частный случай. В более общей формулировке утверждение о ненулевой равнодействующей распространяется на системы движущихся зарядов (токов) и на системы, которые содержат взаимодействующие между собой движущиеся заряды и магнитные диполи.

Из (9,11) следует, что максимальная величина равнодействующей равна,

$$F = \frac{\mu_0 \omega^2 m_{01} m_{02}}{4\pi c^2 R^2} \quad (9,12)$$

Она реализуется при взаимно перпендикулярной ориентации магнитных моментов, как показано на Рис. 9,1 б.

Аналогичные выражения силы и её максимальной величины для электрических диполей  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$  на основании формулы §8, (8,18) имеют вид,

$$\mathbf{F} = \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi R^3} [\mathbf{R}[\mathbf{p}_{01} \mathbf{p}_{02}]] \quad F = \frac{\mu_0 \omega^2 p_{01} p_{02}}{4\pi R^2} \quad (9,13)$$

Налицо полное формальное совпадение с (9,11), (9,12). Т. е. токи поляризации в диэлектриках создают такие же эфиропорные эффекты как магнитные потоки в магнитопроводах.

Применяя принцип суперпозиции, мы сможем определить силы, приложенные к макроскопическим системам сложной формы, например, таким как П-образный (Рис. 9,2) или грибовидный (Рис. 9,3) магнитопроводы. Запишем эти формулы и, для сравнения, рядом с ними поместим формулы для вибраторов аналогичной формы.

Для П-образного магнитопровода и диэлектрического поляризационного П-образного вибратора

$$F = \frac{\varepsilon_0 e_i^2}{2\pi} \ln \left( \frac{d}{r} - 1 \right) \quad F = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi} \ln \left( \frac{d}{r} - 1 \right) \quad (9,14)$$

Для грибообразного магнитопровода и Г-образного диэлектрического вибратора,

$$F = \frac{\varepsilon_0 e_i^2}{4\pi} \ln \frac{d}{r} \quad F = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \ln \frac{d}{r} \quad (9,15)$$

где  $e_i$  – ЭДС индукции, численно равная напряжению на концах одного витка провода, обвитого вокруг магнитопровода,  $I$  – амплитуда тока поляризации в вибраторе,  $r$  – радиус кругового сечения магнитопровода (вибратора),  $d$  – для П-

образного магнитопровода (вибратора), расстояние между ножками, для грибовидного магнитопровода или диэлектрического вибратора – радиус «шляпки.

Формулы (9,14), (9,15) будут тем точнее, чем больше соотношение  $d/r$ . Как видим из (9,14), (9,15), с точностью до обозначений, имеет место полное совпадение соответствующих формул. Впечатление усилится, если мы вспомним, что  $e_i = \int E_i dl$ , а  $I = \int H_i dl$ .

Магнитопроводы должны быть сделанными из магнитного (а диэлектрические вибраторы из немагнитного) диэлектрического материала, но, ни в коем случае, не из металла.

Соотношения (9,14), (9,15), если задаться определёнными геометрическими соотношениями, позволяют численно определить объёмные плотности сил  $f$  в разных диапазонах длин волн, соответствующих рабочим частотам возбуждения магнитопроводящих структур.

Годится, например, приближённая формула  $f = 0.01 \epsilon_0 c^2 B^2 / \lambda$ . Коэффициент 0,01 отвечает определённому соотношению между размерами магнитопровода и длиной волны  $\lambda$  рабочего диапазона,  $B$  – индукция магнитного поля в магнитопроводе. Так как длина волны стоит в знаменателе, значит, объёмная сила растёт при её уменьшении. Если  $B$  принять равным 1 Тл (Тесла), что вполне реально для хороших магнитных материалов, то в сантиметровом диапазоне получим плотность силы, порядка, 100 Т/м<sup>3</sup> (тонн на кубический метр), в миллиметровом 1 килотонну на кубометр. Этого уже более, чем достаточно для практического применения в обновлённой цивилизации, для создания любых транспортных средств от наземных до космических, способных, в считанные дни, достигать самых отдалённых планет Солнечной системы, для создания установок по добыче энергии из эфира немислимых ныне мощностей. Переход к оптическому диапазону позволит достигнуть плотностей сил, порядка, мегатонн на кубометр, объёма, занятого рабочим веществом, что откроет, поистине, фантастические перспективы во всех областях человеческой деятельности. Здесь,

возможно, найдут применение клиновидные макромолекулы или решёточные структуры.

Аналогичные перспективы таят в себе и две другие вышеупомянутые типовые задачи – о взаимодействии заряда и магнитного диполя § 3, Рис. 3,2; 3,3 и о взаимодействии движущихся зарядов, §7, подраздел IV.

Рассмотренная задача являет собой ещё один яркий пример, указывающий на существование силы, которая не вызывает реакции на вещество (и поле). Она вызывает реакцию на эфир, обеспечивая, тем самым, выполнение закона сохранения импульса, в силу чего, получила название – *эфироопорная сила*. Факт наличия этой силы составляет содержание теоремы о существовании сил, без реакции на вещество, ранее доказанной при решении других аналогичных задач (это - теорема о силе).

Теорема о силе совместно с принципом относительности даёт почву для доказательства *теоремы об энергии*, согласно которой сила, не вызывающая реакции на вещество, совершает работу без убыли энергии вещества. Любое устройство, ускоренно движущееся под действием эфироопорной силы, наращивает свою кинетическую энергию, получая её из эфира. Так требует принцип относительности.

И, наконец, теорема об энергии в формулировке: - «сила, не вызывающая реакции на вещество, совершает работу без убыли энергии вещества» совместно с законом сохранения энергии даёт почву для доказательства теоремы о существовании эфира, §3, подраздел IV.

## § 10. Антенная сила - свидетель эфира

Речь идёт о взаимодействии электрических диполей, каждый из которых колеблется независимо от других с заданными частотой, фазой, амплитудой (в общем случае, модулируемой). Такие диполи излучают электромагнитные волны как передающие антенны, типа вибратора Герца, при условии малости их размеров по сравнению с длиной волны излучения. В системе двух антенн электрические и магнитные поля каждой из них действуют на антенные токи и дипольные моменты друг друга, вызывая появление сил, равнодействующая которых при определённых условиях не равна

нулю, что заставляет с других позиций рассматривать вопросы переноса импульса и энергии электромагнитной волной.

## I. Взаимодействие осциллирующих электрических диполей

Рассмотрим два дипольных излучателя, дипольные моменты которых колеблются с одинаковыми частотами, фазами и амплитудами, иными словами, две передающие антенны.



Рис. 10,1. Две передающие антенны.  $d_1, d_2$  – дипольные моменты,  $R$  – расстояние между антеннами

Длины антенн ( $a$ ) много меньше длины излучаемой волны  $\lambda$ , которая, в свою очередь, много меньше расстояния между антеннами  $R$ ,  $a \ll \lambda \ll R$ . Антенны параллельны друг другу и перпендикулярны прямой, соединяющей их центры. Они не оказывают заметного влияния на поля излучения друг друга. Определить силы, действующие на каждую из антенн.

В общем случае, магнитное поле излучения определяется по формуле (для справки см. [4] - § 72),

$$\mathbf{H} = ik\mathbf{d}_0 \times \mathbf{n} \left( \frac{ik}{R} - \frac{1}{R^2} \right) e^{-i(\omega t - kR)} \quad (10,1)$$

где  $\mathbf{H}$  – напряжённость магнитного поля,  $\mathbf{d}_0$  – амплитуда дипольного момента антенны,  $\omega$  – циклическая частота,  $k$  – волновое число,  $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$  – единичный вектор.

Переходя от показательной формы к тригонометрической, получим,

$$\mathbf{H} = \mathbf{d}_0 \times \mathbf{n} \left[ -\frac{k}{R^2} \sin(\omega t - kR) - \frac{k^2}{R} \cos(\omega t - kR) \right] \quad (10,2)$$

Условие задачи  $R \gg \lambda$  означает, что каждая антенна находится в волновой зоне другой антенны, в которой слагаемое, зависящее от  $1/R^2$ , пренебрежимо мало по сравнению со слагаемым  $1/R$ .

Магнитное поле первой антенны вызывает силу (Ампера), действующую на ток второй антенны в соответствии с формулой

$$\mathbf{F}_2 = \frac{1}{c} \dot{\mathbf{d}}_2 \times \mathbf{H}_1 = -\frac{k^2}{R} \dot{\mathbf{d}}_2 \times (\mathbf{d}_{01} \times \mathbf{n}) \cos(\omega t - kR) \quad (10,2 \text{ а})$$

где  $\mathbf{d}_2 = \mathbf{d}_{02} \cos \omega t$  – дипольный момент второй антенны.

В выбранной правой декартовой системе координат компоненты (проекции) векторов можно записать в виде,  $\mathbf{d} = \{0, d, 0\}$ ;  $\mathbf{n} = \{1, 0, 0\}$ ;  $\mathbf{R} = \{R, 0, 0\}$  и т. д. Учитывая, что  $k = \omega/c$ , из (10,2 а) получим,

$$\mathbf{F}_2 = -\frac{\omega^3}{c^3} \frac{d_{01} d_{01}}{R} \mathbf{n} \sin \omega t \cos(\omega t - kR) \quad (10,3)$$

Отсюда видно, что сила направлена вдоль оси  $x$ . Её среднее значение равно,

$$\langle F_2 \rangle = \frac{\omega^3}{2c^3} \frac{d_{01} d_{01}}{R} \sin kR \quad (10,4)$$

Мы нашли магнитную силу, кроме которой на антенну действует так же и электрическая сила, приложенная со стороны излучаемого электрического поля одной антенны к дипольному моменту другой. Излучаемое электрическое поле определяется выражением [4] § 72,

$$\mathbf{E} = \mathbf{d}_0 \left( \frac{k^2}{R} + \frac{ik}{R^2} - \frac{1}{R^3} \right) e^{-(\omega t - kR)} + \mathbf{n}(\mathbf{n} \mathbf{d}_0) \left( -\frac{k^2}{R} - \frac{3ik}{R^2} + \frac{3}{R^3} \right) e^{-(\omega t - kR)} \quad (10,5)$$

В волновой зоне  $\mathbf{E}$  примет вид,

$$\mathbf{E} = \frac{k^2}{R} [\mathbf{d}_0 - \mathbf{n}(\mathbf{n} \mathbf{d}_0)] e^{-(\omega t - kR)} \quad (10,6)$$

Сила  $\mathbf{F}_{e2}$ , действующая на вторую антенну, со стороны первой в волновой зоне определяется амплитудой дипольного момента этой антенны  $\mathbf{d}_{02}$ ,

$$\mathbf{F}_{e2} = (\mathbf{d}_{02} \nabla) \mathbf{E}_1$$

Вычисляя, получим,

$$\mathbf{F}_{e2} = \left\{ \frac{ik^3}{R} [\mathbf{d}_{01}(\mathbf{d}_{02}\mathbf{n}) - \mathbf{n}(\mathbf{d}_{01}\mathbf{n})(\mathbf{d}_{02}\mathbf{n})] + \frac{k^2}{R^2} (\mathbf{d}_{01}\mathbf{n}) [3\mathbf{n}(\mathbf{d}_{02}\mathbf{n}) - \mathbf{d}_{02}] \right\} \cos \omega t \cos(\omega t - kR)$$

Так как вектора  $\mathbf{d}_{01}$ ,  $\mathbf{d}_{02}$  перпендикулярны  $\mathbf{n}$ , то эта сила равна нулю. Силы, определяемые остальными слагаемыми формулы (10,5) тоже содержат скалярные произведения  $(\mathbf{d}_{01}\mathbf{n})$ ,  $(\mathbf{d}_{02}\mathbf{n})$  (не говоря уж о том, что спадают по закону  $1/R^2$ ,  $1/R^3$ ) и по этой причине обнуляются. По аналогичной причине обнуляется и сила, действующая на первую антенну со стороны второй.

Таким образом, на антенну действует только постоянная по направлению магнитная сила (10,4), средняя величина и знак которой определяются значением функции  $\sin kR$ , периодически зависящей от расстояния между антеннами. Согласно (10,1), (10,2) силы, действующие на каждую из антенн, равны по величине и противоположны по направлению, так что равнодействующая системы двух антенн получается равной нулю (чего и следовало ожидать).

Представим себе следующий мысленный эксперимент. Установим обе антенны на платформу и выберем расстояние между ними таким, чтобы величина антенной силы (10,4) была максимальной ( $\sin kR = 1$ ). Тогда (10,4) примет вид,

$$\langle F_2 \rangle = \frac{\omega^3}{2c^3} \frac{d_{01}d_{01}}{R} \quad (10,7)$$

Пусть первая антенна (Рис. 10,1, слева) излучает радиоимпульс (импульс), т. е. волновой пакет, состоящий из многих волн, длина которого (расстояние от начала первой волны до конца последней) не превышает двойного расстояния между антеннами,  $2L$ . Вторая антенна включается в тот момент, когда до неё доходит начало



радиоимпульса и выключается в момент прохождения его конца. Тогда на вторую (правую на Рис. 10,1) антенну на протяжении времени прохождения радиоимпульса ( $\tau = 2L/c$ ), согласно (10,7) будет действовать сила. На первую антенну никакая сила действовать не будет, потому что за время  $\tau = 2L/c$  до неё не успеет дойти излучение второй антенны. Таким образом, система двух антенн в течение всего времени прохождения волнового пакета будет иметь ненулевую равнодействующую (10,7), в результате чего, приобретёт импульс (количество движения) и кинетическую энергию. Спустя какое-то время, не меньшее  $\tau$ , описанный процесс можно повторить, потом опять и т. д., в результате чего, система будет всё время ускоренно двигаться, наращивая свой импульс и кинетическую энергию. Описанный процесс формирования радиоимпульсов представляет собой частный случай амплитудной модуляции и может быть представлен математически, например, следующим образом,

$$A_1 = \begin{cases} 1, \text{ если } \cos \pi \frac{t}{\tau} \geq 0 \\ 0, \text{ если } \cos \pi \frac{t}{\tau} \leq 0 \end{cases} \quad A_2 = \begin{cases} 1, \text{ если } \sin \pi \frac{t}{\tau} \leq 0 \\ 0, \text{ если } \sin \pi \frac{t}{\tau} \geq 0 \end{cases} \quad (10,8)$$

Временная диаграмма представлена на Рис. 10,2.



Рис. 10,2. Две антенны (изображены вертикальными палочками), излучающие сдвинутые по фазе радиоимпульсы. Линии вверху относятся к антенне слева, линии внизу – к антенне справа.

На этом рисунке отображены последовательности излучаемых обеими антеннами радиоимпульсов. Верхние линии относятся к первой (левой) антенне, нижние – ко второй.

Видно, что вторая антенна во время своей работы всё время находится в зоне облучения первой, а промежутки работы первой

антенны совпадают с периодами молчания второй. При таком способе моделировании усреднённая по времени равнодействующая системы антенн  $F$  будет вдвое меньше магнитной силы Ампера (Лоренца), определяемой формулой (10,7).

$$\langle F_2 \rangle = \frac{\omega^3}{4c^3} \frac{d_{01}d_{01}}{R} \quad (10,7 \text{ a})$$

## II. Законы сохранения импульса и энергии при антенном взаимодействии

Закон сохранения импульса удобно исследовать посредством рассмотрения максвелловского тензора напряжений (натяжений), интегрирование которого по окружающей обе антенны поверхности даёт полную результирующую силу для всей системы, заключённой внутри этой поверхности.

Согласно «Теории поля», Ландау и Лифшица [4] - § 33, результирующая сила системы, будет равной,

$$F_\alpha = \frac{\partial P^\alpha}{\partial t} = - \oint T^{\alpha\beta} dS_\beta$$

где  $F^\alpha$  - компонента силы,  $P^\alpha$  - компонента импульса,  $T^{\alpha\beta}$  – тензор напряжений,  $S$  – замкнутая поверхность интегрирования. Компоненты тензора  $T^{\alpha\beta}$  составляют трёхмерный максвелловский тензор напряжений (или натяжений)  $\sigma_{\alpha\beta}$ , который выражается через компоненты электрического и магнитного полей следующим образом,

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi} \left\{ -E_\alpha E_\beta - H_\alpha H_\beta + \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta} (E^2 + H^2) \right\}$$

$$\delta_{\alpha\beta} = 1 \text{ при } \alpha = \beta; \quad \delta_{\alpha\beta} = 0 \text{ при } \alpha \neq \beta$$

Для электромагнитного поля в вакууме приведённая тензорная формула может быть представлена в векторной форме следующим образом, см. [29],

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi} \oint \left\{ \left[ \mathbf{E}(\mathbf{nE}) - \frac{1}{2} E^2 \mathbf{n} \right] + \left[ \mathbf{H}(\mathbf{nH}) - \frac{1}{2} H^2 \mathbf{n} \right] \right\} dS \quad (10,9)$$

где  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  – напряжённости электрического и магнитного полей на поверхности,  $\mathbf{n}$  – нормаль к поверхности.

Выберем сферическую поверхность так, чтобы первая антенна находилась в центре, а вторая располагалась на расстоянии  $L$  от неё в соответствии с Рис. 10,1. Тогда, на основании (10,9), сила, обусловленная электрическим полем, будет иметь вид,

$$\mathbf{F}_E = \frac{1}{4\pi} \oint \left\{ (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) [\mathbf{n}(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)] - \frac{1}{2} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2 \mathbf{n} \right\} dS \quad (10,10)$$

где  $\mathbf{E}_1$ ,  $\mathbf{E}_2$  – напряжённости электрических полей первой и второй антенн на поверхности сферы.

Обратим внимание на скалярное произведение подынтегрального выражения в (10,10),  $[\mathbf{n}(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)] = (\mathbf{nE}_1) + (\mathbf{nE}_2)$ . Из формулы (10,5) следует, что для волновой зоны,

$$\mathbf{E}_1 = \frac{k^2}{R} \mathbf{n}_1 \times (\mathbf{d}_1 \times \mathbf{n}_1) \quad (10,11)$$

где  $\mathbf{d}_1 = \mathbf{d}_{01} \exp -i(\omega t - kx)$ .

Отметим, что нормаль в любой точке поверхности лежит на прямой, соединяющей эту точку с центром сферы, в котором находится первая антенна, откуда следует, что  $\mathbf{n}_1 = \mathbf{n}$ . Отсюда,  $(\mathbf{nE}_1) = k^2/R \mathbf{n}[\mathbf{n} \times (\mathbf{d}_1 \times \mathbf{n})] = 0$ , так как содержит смешенное (скалярно-векторное)

произведение двух одинаковых векторов,  $\mathbf{n}$ . Перейдём к рассмотрению  $\mathbf{E}_2$ ,

$$\mathbf{E}_2 = \frac{k^2}{R_2} \mathbf{n}_2 \times (\mathbf{d}_2 \times \mathbf{n}_2) \quad (10,12)$$

Радиус-вектор  $\mathbf{R}$ , проведённый из центра сферы к любой точке её поверхности, радиус-вектор  $\mathbf{R}_2$ , соединяющий вторую антенну с той же самой точкой поверхности и радиус-вектор, соединяющий обе антенны  $\mathbf{L} = \{L, 0, 0\}$  связаны соотношением  $\mathbf{R}_2 = \mathbf{R} - \mathbf{L}$ , откуда

следует, что при  $\mathbf{R} \rightarrow \infty$ ,  $\mathbf{R}_2 \rightarrow \mathbf{R}$  и  $\mathbf{n}_2 \rightarrow \mathbf{n}$ . Отсюда, при  $\mathbf{R} \rightarrow \infty$ ,  $(\mathbf{n}\mathbf{E}_2) = (k^2/R)\mathbf{n}[\mathbf{n} \times (\mathbf{d}_2 \times \mathbf{n})] = 0$ . Таким образом, первое слагаемое в фигурных скобках подынтегрального выражения (10,10) обнуляется. Элемент поверхности  $dS$  можно представить в виде,

$$dS = \sqrt{\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2 + 1} dx dy = \frac{R}{|z|} dx dy \quad (10,13)$$

где  $z = \sqrt{R^2 - x^2 - y^2}$ .

Тогда, согласно (10,10), проекция силы  $F_{Ex} = F_E$  на ось  $x$  будет иметь вид,

$$F_E = -\frac{1}{8\pi} \oint [\mathbf{E}_1^2 + 2(\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2) + \mathbf{E}_2^2] \frac{x}{|z|} dx dy \quad (10,14)$$

На основании (10,11), раскрывая двойное векторное произведение и учитывая, что  $\mathbf{n}_1 = \mathbf{n}$  и  $(\mathbf{d}_1 \mathbf{n}) = d_1 y/R$ , получим,

$$E_1^2 = \frac{k^4}{R^2} d_{01}^2 \left(1 - \frac{y^2}{R^2}\right) e^{-2i(\omega t - kR)}$$

Правая часть этого равенства есть чётная функция по  $x$ , следовательно, учитывая, что множитель  $x/|R|$  нечётная функция, интеграл от первого слагаемого подынтегрального выражения (10,14) равен нулю. Принимая во внимание, что при  $R \rightarrow \infty$ ,  $R_2 \rightarrow R$ , получим,

$$|(\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2)| = \frac{k^4}{R^2} d_{01} d_{02} \left(1 - \frac{y^2}{R^2}\right) |e^{-2i(\omega t - kR)}| \leq \frac{k^4}{R^2} d_{01} d_{02} \left(1 - \frac{y^2}{R^2}\right)$$

Поскольку правая часть этого неравенства чётная по  $x$  функция, то с учётом нечётного множителя  $x/|R|$  интеграл (10,14) от слагаемого  $(\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2)$  по модулю равен нулю. По аналогии приходим к заключению, при  $R \rightarrow \infty$  интеграл (10,14) от слагаемого  $\mathbf{E}_2^2$  тоже по модулю равен нулю. Аналогично приходим к выводу о равенстве нулю проекций вектора  $F_{Ey}$  и  $F_{Ez}$ . Отметим, что учёт амплитудной

модуляции не отразится на правой части полученного неравенства, потому что, согласно (10,8), амплитудные множители  $A_1$ ,  $A_2$  не превосходят единицы.

Таким образом, интегралы (10,14) и (10,10) равны нулю. Производя аналогичные вычисления для вектора  $\mathbf{H}$ , получим, что при  $R \rightarrow \infty$  интеграл (10,9) также равен нулю,

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi} \oint_S \left\{ \left[ \mathbf{E}(\mathbf{nE}) - \frac{1}{2} E^2 \mathbf{n} \right] + \left[ \mathbf{H}(\mathbf{nH}) - \frac{1}{2} H^2 \mathbf{n} \right] \right\} dS = 0 \quad (10,15)$$

Приходим к важному выводу, согласно которому постоянная по направлению равнодействующая системы двух антенн (10,7а) не имеет отношения к реакции излучаемых ими электромагнитных волн, иными словами, не компенсируется импульсом электромагнитного излучения. В то же время, равенство нулю интеграла (10,15) указывает на факт компенсации антенной равнодействующей какой-то пока не известной нам силой. Может быть это квазистатический импульс (подобный полемому импульсу системы зарядов [6], с электрическим полем диполя  $\mathbf{E}$  и магнитным полем налетающей волны  $\mathbf{H}$ ? Ведь по условию задачи размеры антенных диполей малы, по сравнению с длиной волны, вот почему указанный выше импульс можно считать квазистатическим, а магнитное поле налетающей волны в точке нахождения диполя приближённо принимать однородным. Вычисления показывают, что этот импульс (традиционно обозначаемый буквой  $\mathbf{G}$ ) равен,

$$\mathbf{G} = \frac{1}{4\pi c} \int \mathbf{E} \times \mathbf{H} dV = -\frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{H} \quad (10,16)$$

где  $\mathbf{d}$  – дипольный момент антенны.

Вклад в интеграл (10,16) даёт область пространства, сосредоточенная между двумя плоскостями, проходящими через

образующие диполь заряды, перпендикулярно направлению дипольного момента. В области однородности магнитного поля для величины  $\mathbf{G}$  имеет место соотношение

$$\mathbf{G} = (1/c)\mathbf{H}d(1 - a/2R_c)$$

где  $a$  – расстояние между зарядами, образующими диполь,  $R_c$  – радиус цилиндрической поверхности, заключённой между оговоренными выше плоскостями.

Таким образом, для диполя малых размеров ( $a$ ) вектор  $\mathbf{G}$  практически сосредоточен в пределах магнитного поля одной набегающей полуволны. Согласно введённому Пейджем и Адамсом [6], поддержанному Фейнманом и др. правилу вектор  $\mathbf{G}$  считается импульсом электромагнитного поля даже в статических полях, в связи с чем, закон сохранения импульса записывают в виде,

$$\mathbf{P} + d\mathbf{G}/dt = 0 \quad (10,17)$$

где  $\mathbf{P}$  – механический импульс системы.

Но ведь, согласно (10,16),  $\mathbf{G}$  есть ограниченная периодическая функция, в силу чего, её усреднённая по времени производная равна нулю  $\langle d\mathbf{G}/dt \rangle = 0$ , откуда следует, равенство нулю среднего механического импульса и средней силы, что противоречит полученным нами формулам (10,7), (10,7a). Единственно возможное логическое заключение состоит в том, что *вектор  $\mathbf{G}$  нельзя отождествлять с импульсом электромагнитного поля и закон сохранения импульса в виде соотношения (10,17) нельзя считать правильным.*

Чтобы найти выражение, удовлетворяющее закону сохранения импульса, продифференцируем по времени формулу (10,16) для  $\mathbf{G}$  при постоянном магнитном поле,

$$\left(\frac{d\mathbf{G}}{dt}\right)_H = \frac{1}{4\pi c} \int \frac{d\mathbf{E}}{dt} \times \mathbf{H} dV = -\frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{H} \quad (10,18)$$

Так как  $d\mathbf{E}/dt$  – есть плотность максвелловского тока смещения, то подынтегральное выражение (10,18) представляет собой полную силу Ампера, действующая на систему токов смещения, создаваемых меняющимся электрическим диполем, в магнитном поле налетающей волны. Поскольку  $\mathbf{d} = q\mathbf{v} = I\mathbf{a}$  – скорость движения образующего диполь заряда  $q$ ,  $I$  – ток антенны,  $\mathbf{a}$  – размер антенны, то справа стоит взятая с обратным знаком сила Лоренца, действующая на заряд, движущийся в антенне, или, иными словами, сила Ампера, действующая на антенный ток (взятая с обратным знаком). При синфазном изменении антенного тока и магнитного поля налетающей волны сила, действующая на систему токов смещения, согласно (10,18), имеет постоянное направление.

Таким образом, приходим к следующей формулировке закона сохранения импульса: - «сила Ампера, действующая на антенный ток в магнитном поле налетающей волны, равна по величине противоположна по направлению силе Ампера, действующей на систему максвелловских токов смещения, возбуждаемых антенной в физическом вакууме (эфире)». По существу, мы говорим о том, что приложенная к веществу (антенне) сила Ампера (Лоренца) уравнивается реакцией опоры на вакуум (эфир), чем обеспечивается выполнение третьего закона Ньютона.

В нашем конкретном случае постоянная по направлению антенная сила (10,7а) уравнивается такой же по величине противоположной по направлению силой реакции на вакуум.

Вектор  $\mathbf{G}$  остаётся важной величиной, обеспечивающей выполнение закона сохранения импульса, но по своему физическому смыслу он является не импульсом электромагнитного поля, а мерой силового взаимодействия вещества с физическим вакуумом (эфиром),

в связи с чем, назван в «импульсным потенциалом», см. §7, подраздел II. В этой связи, представление о невозможности взаимодействия вещества с физическим вакуумом (эфиром) на макроскопическом уровне не соответствует действительности, так же, как и представление о переносе импульса электромагнитной волной. Переносится энергия. К примеру, энергия, переносимая электромагнитной волной к отражателю (зеркалу), возбуждает две локальные равные по величине противоположные по направлению силы, одна из которых производит давление на зеркало, другая - реакция опоры на вакуум - есть сила Ампера, приложенная к системе максвелловских токов смещения, возбуждаемых отражателем в вакууме. Таким образом, наше рассмотрение меняет устоявшееся представление о взаимодействии электромагнитного излучения с веществом.

Сфера применимости закона сохранения импульса в форме (10,18) выходит далеко за рамки взаимодействия антенн, она распространяется на широкий класс систем, содержащих движущиеся заряды и магнитные диполи, см. § 7. Однако, в теоретическом плане антенное взаимодействие позволяет по-своему «чистым» и «прозрачным» образом прийти к обоснованию эфиropпорного движения, так как даёт возможность избежать некоторых неоднозначно трактуемых разными авторами вопросов, например, о магнитодинамической силе.

Согласно теореме об энергии, § 3, подраздел II, работа эфиropпорной силы не может происходить за счёт убыли энергии движущегося вместе с системой источника питания, изготовленного из какого бы то ни было вещества, иначе будет нарушаться принцип



относительности. Работу совершают эфиропорные силы за счёт убыли энергии эфира (физического вакуума).

Таким образом, эфиропорное устройство обменивается с физическим вакуумом не только импульсом, но и энергией, что несовместимо с эйнштейновским тезисом равноправия всех инерциальных систем отсчёта, но прекрасно согласуется с эфирной теорией относительности Лоренца, хорошее представление о которой можно получить, ознакомившись с его книгой «Теория электронов» [12]. Эта теория гармонично совмещает в себе существование эфира с принципом относительности и объясняет почему, невозможно обнаружить его (эфира) относительное движение, по крайней мере, до тех пока не будут открыты сверхсветовые взаимодействия. Она содержит в себе точно такой же математический аппарат как СТО Эйнштейна, поэтому решает все вопросы, решаемые в СТО, сверх чего, легко справляется с такими непосильными для СТО проблемами как рассматриваемая здесь задача о взаимодействии дипольных излучателей.

Возможность практического применения антенной эфиропорной силы для использования на транспорте и в энергетике определяется её величиной при технически достижимых параметрах. В роли возбуждающей магнитное поле «антенны» можно, к примеру, представить себе волновод, а в качестве «силовой» антенны вставленные в волновод блоки из диэлектрических материалов с высокой (до  $10^8$  В/м) пробойной напряжённостью поля. В диапазоне 1 – 100 мм объёмная плотность эфиропорной силы тяги может достичь величин 50 – 5000 кГ/м<sup>3</sup>. Особенно перспективны оптический и инфракрасный диапазоны, антенны для которых можно изготавливать по методикам нанотехнологий в виде объёмных модулей, содержащих

миллионы элементарных антенн или же использовать подходящие молекулярные структуры. Объёмная плотность силы таких устройств, даже при сравнительно небольших напряжённостях полей ( $10^5 - 10^6$ ) В/м, может достигать десятков и сотен тонн на кубометр. Напомним, что антенная сила, далеко не единственная и, может быть, не самая лёгкая для технического освоения разновидность эфиропорной силы. С другими типами эфиропорных сил можно ознакомиться в §§ 6 - 9.

02.2008 г.

## **§ 11. Эфиропорные эффекты при движении электронов в кристаллических решётках твёрдых тел**

### **Аннотация**

Установленные (на базе классической электродинамики) при взаимодействии движущихся заряженных и намагниченных частиц закономерности эфиропорного движения имеют универсальный характер. В частности, в соответствии с ними, электроны в периодических электрических и магнитных полях кристаллических решёток твёрдых тел подвергаются воздействию эфиропорных сил, вызывающих их ускоренное движение, приводящее к энерговыделению в виде тепловой, механической или электрической энергии. Таким образом, посредством электронной подсистемы происходит конвертирование (преобразование) внутриэфирной энергии в её другие формы без нарушения основных законов сохранения, что может служить ключом к объяснению ряда получивших всеобщую известность опытно наблюдаемых феноменов избыточного энерговыделения.

Основные закономерности эфироопорного движения установлены на базе классической электродинамики и механики путём физико-математического анализа взаимодействия движущихся заряженных и магнитных частиц с малыми по сравнению со световой скоростями. Известно, что введённый Максвеллом ток смещения течёт через вакуум (по Максвеллу через эфир), создавая такое же магнитное поле, как обычный ток, текущий в проводнике. С другой стороны, известно, что любой проводник с током, помещённый в магнитное поле, подвергается воздействию силы Ампера. Согласно классикам и последователям Лоренца, такое же силовое воздействие испытывает любой выделенный объём эфира, если он находится в магнитном поле и если через него течёт ток смещения (эфироопорная сила реакции). В период становления и осмысливания классической электродинамики по умолчанию предполагалось, что сумма (интеграл) всех, возбуждаемых замкнутой вещественной системой действующих на частицы сил, равна нулю, откуда следовало, что равна нулю и сумма всех сил, возбуждаемых этой системой в эфире [12]. Создавалось впечатление, как будто эфир не участвует ни в каких взаимодействиях с вещественной материей, что для многих физиков послужило поводом отрицания его существования вообще, как такового. Ситуация стала изменяться, начиная с 1945 г, когда Пейдж и Адамс впервые теоретически обнаружили тот факт, что равнодействующая сила системы двух движущихся зарядов (считающейся замкнутой) не равна нулю [6]. Интерпретация этой ситуации на базе уже сложившейся безэфирной концепции путём введения гипотетического полевого импульса и «скрытого» импульса натывается на многие трудности и противоречия парадоксального характера.

Такие «неуравновешенные» силы существуют как данность - органическое свойство, неотъемлемое от классической электродинамики, согласно которой силы, действующие на вещественную материю и на эфир, взятые по отдельности, не равны нулю, но равны по величине и противоположны по направлению, так что в сумме получается нуль. Таким образом, появляются так называемые «эфироопорные силы», благодаря которым обеспечивается выполнение, как третьего закона Ньютона (равенство действия и противодействия), так и закона сохранения импульса. Также в § 5 даётся теорема о том, что эфироопорные силы не могут совершать работу за счёт убыли энергии любого вещественного источника энергопитания, иначе будет иметь место парадоксальная несовместимость с принципом относительности (даже в нерелятивистском, галилеевском, приближении). Но коль скоро эти силы существуют и коль скоро они совершают работу, остается единственная возможность - работа совершается за счёт убыли энергии эфира. Другого выбора Природа нам не оставляет.

Вклад одной магнитной частицы в эфироопорную равнодействующую силу  $\mathbf{F}$  для магнитно-зарядовой системы, согласно (7,3) можно представить формулой,

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c^2} \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{E}}{dt} \quad (11.1)$$

где  $c$  – скорость света,  $\mathbf{m}$  – магнитный момент частицы,  $\mathbf{E}$  – электрическое поле, создаваемое всеми зарядами системы, в точке нахождения магнитной частицы,  $t$  – время.

Формула (11,1) носит универсальный характер. Она, в частности, может быть применена к исследованию движения электронов в периодических электрических и магнитных полях внутри

кристаллических решёток твёрдых тел. Будет полезно предварительно рассмотреть вспомогательную задачу.

### I. Постановка и решение задачи о движении магнитной частицы в скрещенных периодических электрическом и магнитном полях на макроскопическом уровне

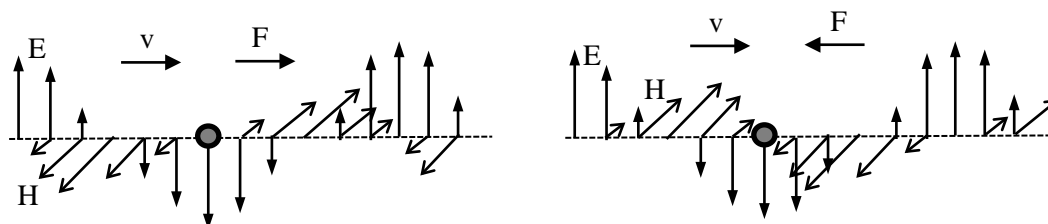


Рис. 11,1. Движение диэлектрического намагниченного шарика в пространстве, занятом скрещенными электрическим **E** и магнитным **H** полями. На рисунках слева и справа ориентация электрических полей одинакова, а магнитных – противоположна.

Дана некоторая макроскопическая конфигурация постоянных во времени, но периодически меняющихся в пространстве взаимно перпендикулярных электрического и магнитного полей, которую, в принципе, можно построить, пользуясь постоянными магнитами и электретами, см. рисунок 11,1.

Периоды полей сдвинуты на угол  $\pi/2$ , а их величины зависят от координаты  $x$  (будем полагать по гармоническому закону), вдоль которой со скоростью  $u$  движется диэлектрический парамагнитный (ферромагнитный) или диамагнитный шарик. В процессе движения шарик намагничивается, приобретая магнитный момент вдоль (если он парамагнитный) или против (если диамагнитный) направления вектора напряжённости магнитного поля. Внутри шарика электрическое поле меняется, следовательно, через объём эфира,

ограниченный поверхностью шарика, течёт максвелловский ток смещения.

Но, согласно классической электродинамике (§ 3), на намагниченный диэлектрический шарик (или объект другой формы), через который течёт ток смещения, действует сила (по своей природе эфиропорная) перпендикулярно направлениям намагниченности и тока смещения.

Формула для силы, действующей со стороны электрического поля, в точке нахождения движущегося шарика выглядит так,

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c^2} \left[ (\mathbf{m} \nabla)(\mathbf{E} \times \mathbf{u}) + \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{E}}{dt} - \frac{d\mathbf{m}}{dt} \times \mathbf{E} \right] \quad (11,2)$$

где  $\mathbf{u}$  – скорость движения шарика.

Следует отметить, что все силы в правой части (11,2) использовались в работе см. § 3, при выводе формулы (11,1). Первый член описывает силу, перпендикулярную скорости, вследствие чего не оказывает влияния на движение шарика (при достаточно большой начальной скорости это влияние мало). Третий член описывает давно известную в электродинамике магнитодинамическую силу, на которую, к примеру, указывали Эйнштейн и Лауб ещё в 1908 г [37]. Она имеет обратную реакцию в виде силы индукции, действующей на заряды, создающие электрическое поле в точке нахождения шарика, а, значит, удовлетворяет третьему закону Ньютона, вследствие чего не даёт вклада в эфиропорное движение. Второй член представляет собой ту самую эфиропорную силу, которую уравнивает сила Ампера, действующая на распределённые в физическом вакууме (эфире) токи смещения.

На рисунке напряжённости электрического и магнитного полей гармонически зависят от координаты вдоль направления движения, их

графики сдвинуты на  $\pi/2$ . Отсюда, на основании формулы (11,2) получаем следующее выражение для среднего значения величины приложенной к шарiku эфиропорной силы,

$$F = \frac{1}{2c^2} \omega E H = \frac{\pi u E H}{c^2 L} \quad (11,3)$$

где  $\omega$  - циклическая частота изменения электрического и магнитного полей в сопутствующей шарiku системе отсчёта,  $H$  – напряжённость магнитного поля,  $L$  – пространственный период.

Отметим некоторые интересные свойства полевых композиций, изображённых на рисунке, непосредственно следующие из формулы (11,2) применительно к поставленной выше задаче о движении шарика.

1. Сила, приложенная к шарiku, сохраняет своё постоянное направление в течение всего процесса его движения.

2. В зависимости от взаимной ориентации электрического и магнитного полей и типа намагниченности (диамагнетизм или парамагнетизм) сила либо совпадает (на рисунке слева), либо противоположна скорости (на рисунке справа), вследствие чего, шарик будет либо неограниченно ускоряться (пока не кончится структура) либо тормозиться по экспоненциальному закону, пока не остановится. При ускорении шарик отбирает энергию у эфира, при торможении отдаёт её назад в эфир. Экспоненциальный закон обусловлен зависимостью силы от скорости в соответствии с формулой (11,3).

3. Изменение направления движения шарика на противоположное, повлечёт за собой изменение направления тока смещения внутри сферы, вследствие чего взаимная ориентация направлений скорости и силы не изменится. Если шарик ускорялся

*(замедлялся) при движении в прямом направлении, то он будет ускоряться (замедляться) и в противоположном направлении.*

*4. Если полевую композицию с шариком разместить между двумя упруго отражающими поверхностями (перпендикулярными скорости), то в процессе попеременного отражения от поверхностей его средняя скорость и кинетическая энергия будут либо непрерывно возрастать (на рисунке слева), либо уменьшаться, стремясь к нулю, по экспоненциальному закону.*

*5. Если свободно движущийся шарик заменить на осциллятор, локализованный в области максимума (или минимума) магнитного поля, то амплитуда колебаний будет либо неограниченно возрастать, отбирая энергию у эфира, либо стремиться к нулю, отдавая энергию в эфир, в зависимости от взаимной ориентации полей и типа намагниченности.*

Теперь у нас есть платформа для понимания и количественных оценок различных проявлений эфиропорности в конденсированных средах, таких как избыточное тепловыделение, эфиропорная пондеomotorная сила, способная сообщать эфиропорное движение макроскопических тел, формирование эфиропорной электродвижущей силы (ЭДС).

## **II. Взаимодействие электронной подсистемы с внутрикристаллическими периодическими электрическими и магнитными полями в твёрдых телах**

Вернёмся к кристаллическим решёткам твёрдых тел, в которых электрическое и магнитное поля могут образовывать периодические структуры множеством различных способов, включая структуры, похожие на изображённые на рисунке. В проводящих материалах в



этих полях движутся электроны со скоростями, определяемыми поверхностью Ферми (порядка  $10^6$  м/с). Период внутрикристаллических полей  $L$  составляет несколько межатомных расстояний, для оценочных расчётов выберем его равным  $10^{-9}$  м (10 ангстрем). Тогда обусловленная движением электрона частота колебаний поля составит  $\approx 10^{15}$  Гц (в системе отсчёта, в которой электрон имеет нулевую скорость дрейфа). Как известно, электроны проводимости в металлах образуют вырожденный Ферми газ [40], [41] (температура вырождения десятки тысяч градусов), парамагнитная восприимчивость которого в три раза превосходит его диамагнитную восприимчивость. Парамагнитную восприимчивость можно определить по формуле, см. [41] (переведена из гауссовой системы в СИ),

$$\chi = 12\mu_0\eta \frac{\mu_B^2}{h^2} \sqrt[3]{n} \quad (11,4)$$

где  $\eta$  – масса электрона,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $n$  – объёмная плотность электронного газа,  $h$  – постоянная Планка.

Для металлов  $n$  по порядку величины составляет  $10^{28} - 10^{29}$  1/м<sup>3</sup>, что соответствует парамагнитной восприимчивости  $(0,5 - 1) \cdot 10^{-5}$  (для определённости в оценочных расчётах примем  $10^{-5}$ ).

Задавшись типовыми для твёрдых тел величинами электрического ( $10^{10}$  В/м) и магнитного (1 Тл) полей можно определить следующие важные для дальнейших оценок величины: амплитуду намагниченности электронного газа – 10 А/м, концентрацию электронов, создающих эту намагниченность –  $10^{24}$  1/м<sup>3</sup> и, по аналогии с формулой (11,3), силу, действующую на движущиеся в кристалле носители заряда,

$$F = \frac{1}{2c^2} \omega m E = \frac{\pi}{c^2} \frac{u m E}{L} \quad (11,5)$$

где  $\omega$  - циклическая частота,  $m$  – магнитный момент электрона,  $E$  – напряжённость внутрикристаллического электрического поля,  $u$  – скорость, определяемая энергией Ферми,  $L$  период изменения поля.

Если правую часть этой формулы поделить на заряд электрона  $e$ , то получим силу, приходящуюся на единичный заряд, которая играет роль эффективной напряжённости электрического поля (эфироопорная ЭДС),

$$E_{ef} = \frac{\pi}{ec^2} \frac{umE}{L} \quad (11,6)$$

Так как все величины, входящие в (11,2) известны (определены выше), то, подставляя, получим  $E_{ef} \approx 20\,000$  В/м.

## II.1. Тепловыделение при эфироопорном взаимодействии

Под действием эффективной напряжённости поля с учётом длины свободного пробега (около 10 нм) электроны приобретут дополнительную скорость порядка 10 м/с а, значит, и дополнительную энергию, что соответствует плотности тока порядка  $10^6$  А/м<sup>2</sup> и энерговыделению порядка 10 кВт/см<sup>3</sup>. Каждый кубический сантиметр будет выделять у нас более 10 киловатт, а каждый кубометр более 10 гига watt (что превосходит мощность крупнейших атомных электростанций). Это и есть конверсия искомой внутриэфирной энергии. Согласно Дж. Уиллеру [3] плотность энергии вакуумных флуктуаций составляет  $10^{115}$  Дж/м<sup>3</sup>, что более, чем на 80 порядков превышает плотность энергии ядерной материи. Редко встречаются в физике такие громадные числа. Так что классическая электродинамика открывает перспективы доступа к действительно неисчерпаемым источникам природной энергии. В зависимости от взаимной ориентации электрического и магнитного периодических полей скорость электронов может не только возрастать, создавая

эффект тепловыделения, но и уменьшаться, отправляя лишнюю кинетическую энергию теплового движения в эфир (по аналогии со свойством 2 конфигурации полей, изображённых на рисунке (см. выше). Получится эффект эфиропорного охлаждения, в результате которого температура конденсированной среды за доли секунды достигнет величин, близких к абсолютному нулю (постоянная времени экспоненциального понижения температуры менее 0,1 секунды). Конечно, материалы с описанной структурой внутрикристаллических полей ещё не обнаружены и не созданы, пока что они олицетворяют одну из идеальных схем, реальное сознательное приближение к которой – дело будущего. Больше шансов, что первыми появятся магнитно-зарядовые § 7 и токо-зарядовые § 8 эфиропорные устройства, потому что они проще для изучения и изготовления.

## **II.2 Эфиропорная пондеomotorная сила**

Могут ли рассматриваемые структуры служить средствами, обеспечивающими прямое поступательное или вращательное движение? Ответ положительный. Возьмём две плоские пластины с поверхностями, параллельными плоскостям, в которых лежат векторы электрических и магнитных внутрикристаллических периодических полей (подобных полям, изображённым на рисунке). В одной из пластин эфиропорная сила направлена по вектору скорости носителей тока (рисунок слева), в другой против вектора скорости (рисунок справа). Пластины соприкасаются друг с другом своими поверхностями и имеют толщины не менее длины свободного пробега электронов (приблизительно равной 100 Ангстрем). В первой пластине электроны ускоряются при движении, перпендикулярно её

поверхности, в обоих встречных направлениях, во второй пластине, наоборот, замедляются. При переходе через контактирующие поверхности из первой пластины во вторую электроны теряют свою скорость в процессе эфиропорного торможения, при обратном переходе, наоборот, увеличивают скорость, испытывая эфиропорное ускорение. Отметим, что при эфиропорном ускорении (торможении) отдельно взятого электрона ни одна из других частиц (будь то другой электрон или ядро атома кристаллической решётки) не испытывает ту силу реакции, которая, в соответствии с третьим законом Ньютона уравнивает силу, действующую на рассматриваемый электрон. Эту силу (будет правильно сказать - эфиропорную силу Ампера) испытывают расположенные в магнитном поле области эфира, через которые текут токи смещения (см. выше), точно так же, как обычные проводники с током, помещённые в магнитное поле испытывают действие обычной силы Ампера. Так как скорости электронов в первой и во второй пластинах различны, то на их свободные (не соприкасающиеся с соседней пластиной) поверхности действуют разные силы давления, что обеспечивает неравенство нулю суммарной (действующей на обе пластины) силы. Эта разностная сила будет побуждать движение пары соприкасающихся (скреплённых друг с другом) пластин в сторону первой пластины.

Зная скорость на поверхности Ферми  $10^6$  м/с, эффективную напряжённость электрического поля 20000 В/м (см. выше), концентрацию создающих намагниченность электронов  $10^{24}$  1/м<sup>3</sup>, мы можем определить потоки импульсов для каждой поверхности и найти результирующую эфиропорную силу давления, которая составит порядка 100 Г на квадратный метр. Так как минимальная толщина соприкасающихся пластин равна двойной длине свободного пробега 20 нм, то объёмная плотность силы получается порядка 10 000 Тонн на кубический метр или 10 килограмм силы на кубический сантиметр. Довольно впечатляющая подъёмная сила, устройство

размером с маркерный карандаш сможет поднять и носить по воздуху человека, а размером со школьный учебник - легковой автомобиль.

### **II.3 Формирование эфиропорной электродвижущей силы (ЭДС)**

Можно ли использовать рассматриваемые периодические структуры как прямые источники ЭДС? Ответ положительный – нужно взять две описанные в предыдущем тексте плоские пластины и соединить их поверхности через р-п переход посредством промежуточных полупроводниковых пластин n-типа и р-типа. Пусть для определённости слева находится пластина, в которой эфиропорная сила ускоряет электроны. Её правая поверхность соприкасается с полупроводниковой пластиной n-типа, далее следует полупроводниковая пластина р-типа, соприкасающаяся с пластиной, в которой эфиропорная сила тормозит электроны. Так как скорость электронов в левой пластине больше их скорости в правой, то слева направо потечёт поток электронов, вследствие чего, в правой пластине возникнет избыточный отрицательный заряд, накопление которого приведёт к возникновению электрического поля, препятствующего дальнейшему прохождению тока. Композицию из пластин можно рассматривать как плоский конденсатор, обкладки которого разделены промежутком, равным толщине р-п перехода в несколько десятков микрон. Полагая, что ток прекращается при напряжённости электрического поля в р-п переходе равной по величине противоположной по знаку эффективной напряжённости поля 20 000 В/м (см. выше), получим ЭДС по порядку величины составляющую 0,1 В. Учитывая, что минимальная толщина композиции равна нескольким микронам (для определённости положим 10 мкм), можно собрать батарею толщиной 1 см, дающую ЭДС порядка 100 В или толщиной 1 м - ЭДС порядка 10 000 В.

Плотность тока такой батарейки будет порядка одного миллиона ампер на квадратный метр. Отсюда, мощность маленькой батарейки объёмом в один кубический сантиметр составит 10 кВт, а мощность батареи объёмом в один кубометр – 10 ГВт.

Характер взаимодействия конденсированных сред с эфиром определяется структурой их внутренних электромагнитных полей и особенностями электронной подсистемы. В рассмотренном нами примере мы брали электронную подсистему характерную для обычных металлов. Можно ожидать, что в полупроводниковых материалах взаимодействие примет осцилляторный характер, что соответствует свойству 5. конфигурации полей, изображённых на рисунке (см. выше). При этом эффективная напряжённость электрического поля может достигать миллионов В/см, благодаря чему источники электропитания даже при миллиметровых размерах смогут иметь ЭДС, измеряемую киловольтами.

Таким образом, получаем две разновидности источников электропитания - «металлического типа», дающие большие токи при сравнительно малых напряжениях и «полупроводникового типа», способные давать большие напряжения при сравнительно небольших токах (в силу меньшей удельной проводимости полупроводников по сравнению с металлами).

### **III. Эфиропорное движение как основа научного понимания известных экспериментально наблюдаемых феноменов избыточного энерговыделения**

#### **III.1 Сверхъединичное тепловыделение при соударении снаряда с мишенью (эффект Яворского)**

Академик Российской академии ракетно-артиллерийских наук В. Яворский открыл и надёжно подкрепил многочисленными экспериментами эффект избыточного тепловыделения при внедрении длинного металлического, не снаряженного взрывчаткой стержня - бронебойного снаряда - в стальную бронеплиту большой толщины [42]. Превышение тепловой энергии при внедрении снаряда над его кинетической энергией достигало более 400 % (четырёхкратное умножение энергии). В изучении феномена умножения энергии принимали участие исследователи из Физического института им. П. Н. Лебедева (ФИАН). Напрашивается следующее объяснение.

В процессе внедрения снаряда в мишень возможно формирование таких достаточно больших внутрикристаллических электрических и магнитных полей и их градиентов, что вполне могут сложиться условия, способствующие выделению внутриэфирной энергии в определённых объёмах в течение определённых промежутков времени. Ведь, согласно формуле (11,2), внутриэфирная энергия «черпается» (или уходит в эфир) в магнитном поле при переходе магнитного момента через градиент электрического поля.

Конечно, окончательное объяснение потребует дополнительных исследований, успех которых наверняка обеспечен самим существованием хорошо воспроизводимого феномена. В результате могут открыться совершенно новые эффективные пути практического создания внутриэфирных источников тепловой энергии (и эфирных холодильников).

### **III.2 «Вечные батарейки» и «вечные двигатели» Виктора Ивановича Петрика и Валериана Марковича Соболева**

Материалы о Викторе Ивановиче Петрике и его изобретениях в виде статей и роликов можно найти на сайтах Агентства Русской Информации. В одной из демонстраций в присутствии комиссии из нескольких академиков, возглавляемой вице-президентом РАН директором Института проблем химической физики РАН Сергеем Алдошиным, он на глазах у зрителей собирает батарейку, прикладывая друг к другу обработанные определённым образом графеносодержащие пластины (графен - это двумерный кристалл, состоящий из одиночного слоя атомов углерода), и подключая к стрелочному прибору, фиксирует наличие тока и напряжения. Батарейка не содержит никаких расходных материалов (типа электролитов) и может работать неограниченно долго, не снижая своих показателей. В материалах о Петрике также упоминается о вечном аккумуляторе размером с чемодан, от которого будут работать все электроприборы в удалённом доме или на базе, изготовление которого становится возможным благодаря применению недавно открытых новых ранее неизвестных модификаций углерода – фуллеренов (фуллерен считается материалом будущего, на котором будет основана цивилизация 21-го века). Изобретены наноаккумуляторы для автомобилей, а также способ приведения в движение транспортных средств, вовсе не требующий наличия у них аккумуляторов и других источников энергии. Создан вечно вращающийся цилиндр, не потребляющий энергии. Уместно вспомнить о прокатившейся несколько лет назад сенсационной волне, связанной с Валерианом Соболевым. Руководимая им группа волгоградских исследователей создала источники электричества, не потребляющие никаких расходных материалов. Согласно многочисленным сообщениям: - «...не представляет технических



*трудностей ... создание и оптимизация источника тока, когда есть Автономное Устройство - источник ЭДС (наблюдаемое значение приблизительно равно 1500 вольт, отнесённых к  $100 \text{ см}^3$  объёма вещества).»*

Можно предложить следующее объяснение. Собирая перед комиссией свой источник электричества, Петрик берёт две пластины, одна из которых включает в себя структуру, содержащую конфигурацию периодических электрического и магнитного полей, ускоряющих электроны, другая пластина содержит структуру, замедляющую электроны. Первая пластина покрыта сверху полупроводниковым слоем n-типа, вторая р-типа. Когда на глазах у всех Петрик соединяет эти пластины, то при контакте получается р-n переход и формируется ЭДС по механизму, описанному выше в подразделе II.3. Петрик утверждает, что его «батарейка» может работать неограниченно долго, не требуя никаких расходных материалов, что вполне согласуется с нашими разработками. Похоже, что Петрик имеет дело со структурой «металлического» типа, а Соболев со структурой «полупроводникового» типа, см. 2.3. На тех же принципах должны работать и «вечные аккумуляторы» Петрика (если они есть), способные питать электроприборы. Ну и, конечно, если у Петрика действительно есть «вечно вращающийся цилиндр, не потребляющий энергии» и если он действительно имеет «способ приведения в движение транспортных средств, вовсе не требующий наличия у них аккумуляторов и других источников энергии», то ему удалось реализовать предсказываемые классической электродинамикой пондемоторные эффекты эфириопорного движения, описанные в подразделе II.2 этого параграфа или в подразделе IV, §7 настоящей книги (электромагнитный пропеллер).

## Заключение

Мы показали, что определённые композиции периодически меняющихся в пространстве электрических и магнитных полей (см. рисунок) воздействуют на движущиеся через них магнитоактивные (парамагнитные или диамагнитные) частицы, таким образом, что скорости и энергии частиц либо неограниченно возрастают, либо уменьшаются, стремясь к нулевому значению, что обусловлено прямым силовым и энергетическим взаимодействием с давно известным разработчикам классической электродинамики видом материи – эфиром. Подобные композиции могут существовать в природных или искусственно созданных материалах, инициируя взаимодействие их электронных подсистем с эфиром и вызывая принципиально новые ранее неизвестные науке, но наблюдаемые на опыте (включая, представленные Яворским, Петриком и Соболевым), эффекты, открывающие дорогу новым способам получения тепла или холода, создания источников электрической энергии больших удельных мощностей, работающих практически неограниченное время без потребления каких либо вещественных энергоносителей, поступательного движения наземных и космических транспортных средств под действием эфиропорных пондемоторных сил тяги, совершающих работу за счёт внутриэфирной энергии и многим другим применениям, способным поднять человечество на новый высший уровень цивилизации.

Накопившиеся как на практике, так и в теории материалы позволяют ставить вопрос о начале научно-исследовательских работ и опытно-конструкторских разработок по изучению явления эфиропорности и её внедрению в современные технологии.

06.2010

## **§12. Самоускорение зарядовых систем - катастрофический парадокс релятивизма**

### **Аннотация**

Расчёты, опирающиеся на фундаментальные положения классической электродинамики, ведут к странному парадоксу, согласно которому некоторые системы зарядов должны испытывать экспоненциальное самоускорение, увеличивая свою скорость вплоть до субсветовой, а энергию до любого наперёд заданного значения. Эдакий «вечный двигатель», выглядящий несуразным даже в свете эфириопорного движения. Объяснение простое – не учтены силы, которые нельзя считать новыми, потому что они автоматически вытекают из самой классической электродинамики с момента создания последней. Речь идёт о магнитодинамических силах, зарядовой и магнитно-дипольной, с которыми читатели уже успели познакомиться в § 7, разд. I и § 8, разд. II. Эти силы, несмотря на то, что они выявлены разработчиками классической электродинамики, отвергаются мейнстримом, вследствие чего существуют такие (довольно простые) вопросы и задачи, (некоторые из которых мы рассмотрим здесь), которые воспринимаются либо как парадоксальные, либо как неразрешимые. Также ознакомимся с новым простым методом обоснования магнитно-дипольной магнитодинамической силы.

### **1. Примеры самоускоряющихся систем**

Возьмём два противоположных заряда  $q_1 = q$  и  $q_2 = -q$ , соединённых диэлектрическим стержнем (с относительной диэлектрической проницаемостью, равной единице, для упрощения расчётов). Расстояние между зарядами  $R$ , см. Рис. 12,1. Система под

действием силы  $F$  движется ускоренно в направлении,

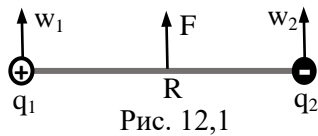


Рис. 12,1

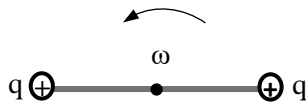


Рис. 12,2

перпендикулярном стержню, так что в момент времени  $t = 0$ , ускорение  $w|_{t=0} = w_0 \neq 0$ , а скорость  $v|_{t=0} = 0$ . Скорость движения

системы мала по сравнению со скоростью света,  $v \ll c$ . Масса системы  $m$ . Найти функцию зависимости ускорения от времени

$w = w(t)$ . Задачу можно решить двумя

разными способами. Рассмотрим оба (в гауссовой системе).

**Способ 1.** Каждый из ускоренно движущихся зарядов создаёт в окружающем пространстве электрическое поле  $E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}$ , [ $A$  – потенциал Дарвина (8,4)], действующее на другой заряд с определённой силой, которая при  $v \ll c$  для всей системы будет равной,

$$F_e = \frac{1}{c^2} \frac{q^2}{R} w = bw \quad (12,1)$$

где введено обозначение  $b = q^2/c^2 R$ .

Согласно (12.1) ускорение возбуждает дополнительную электрическую силу  $F_e$ , действующую в том же самом направлении, что и ускорение и, следовательно, вызывающую, в свою очередь, дополнительное ускорение. Таким образом, в системе возникает положительная обратная связь между силой и ускорением, что должно приводить к неограниченному экспоненциально возрастающему самоускорению системы. Сделаем соответствующие оценочные расчеты. Так как в соответствии с вышесказанным, сила зависит от времени, то в окрестности произвольно выбранной на оси времени точки, можно написать приближённое равенство,

$$dF = \frac{\Delta F}{\Delta t} dt \quad (12,2)$$

где  $\Delta F$  и  $\Delta t$  - малые приращения функции и аргумента.

Пусть входящие в систему заряды начинают двигаться с ускорением  $w$ . Тогда обусловленное их ускорением электрическое поле достигнет другого заряда не мгновенно, а спустя промежуток времени  $\Delta t = R/c$  после чего на каждый из зарядов подействует дополнительная сила  $\Delta F$ . Согласно (12,1),

$$\Delta F = F_e = \frac{1}{c^2} \frac{q^2}{R} w$$

Подставляя в (12,2), получим,

$$dF = \frac{bc}{R} w dt = 2 \frac{q^2}{cR^2} w dt$$

В соответствии с условием задачи уравнение движения системы имеет вид  $F = mw$ . Отсюда, учитывая, что  $dF = mdw$ , придём к виду,

$$dw = \frac{q^2}{mcR^2} w dt = kw dt \quad (12,3)$$

где введено обозначение  $k = q^2/mcR^2$ .

При заданном начальном условии решение (12,3) для ускорения имеет вид,

$$w = w_0 e^{kt} \quad (12,4)$$

а для скорости  $v = v_0 (e^{kt} - 1)/k$ .

**Способ 2.** Пусть система в момент времени  $t = 0$  от воздействия внешних сил приобретает ускорение  $w_0$ . Пока электрическое поле, индуцированное ускорением каждого из зарядов, распространяясь со скоростью  $c$ , не достигнет другого заряда, система так и не почувствует влияния дополнительного обусловленного электрической силой ускорения. Но через время, равное  $R/c$ , электрическое поле вызовет, согласно (12,1), добавочную к внешней силу  $F_e = bw_0$ ,

которая вызовет дополнительное ускорение, равное  $(b/m)w_0 = aw_0$ , где мы ввели обозначение,  $a = b/m$ . Суммарное ускорение  $w_1$  станет равным,

$$w_1 = w_0 + aw_0 = w_0(1 + a)$$

С этим ускорением система будет двигаться в течение следующего промежутка времени  $R/c$ , по истечении которого она приобретёт дополнительное ускорение  $aw_1$  и суммарное ускорение

$$w_2 = w_1 + aw_1 = w_1(1 + a) = w_0(1 + a)^2$$

Рассуждая так и далее, мы придём к выводу, что через  $n$  промежутков времени  $R/c$  система будет иметь ускорение

$$w_n = w_0(1 + a)^n$$

Теперь обратим внимание на чрезвычайную малость числа  $a$ , которое равно отношению потенциальной энергии системы зарядов  $q^2/R$  к её энергии покоя  $mc^2$ . Действительно  $a = b/m = q^2/mc^2R$ . Для диполя атомных масштабов эта величина составит порядка  $10^{-10}$ , а для макроскопических объектов ещё меньше. Но при  $a \ll 1$  справедливо соотношение  $(1 + a) = e^a$ . Отсюда получим,  $w_n = w_0 e^{an}$ .

Учитывая, что число шагов  $n$  равно частному от деления на  $R/c$ , отсчитываемого от нуля текущего времени  $n = tc/R$  и, подставляя в (5), получим

$$w_n = w_0 e^{act/R}$$

Заметим, что  $w_n$  есть просто ускорение  $w$ , достигнутое к моменту времени  $t$  и что  $ac/R = (q^2/mcR^2) = k$ ,

$$\frac{ac}{R} = \frac{q^2}{mcR^2} = k$$

на основании чего можно записать,

$$w = w_0 e^{kt}$$

т. е. мы опять пришли к формуле (12,4), хотя и другим способом, что лишний раз подтверждает правильность нашего вывода.

Таким образом, ускорение и скорость (а значит и кинетическая энергия) системы с течением времени будут неограниченно возрастать. Величина, обратная  $k$  есть постоянная времени т. е. время, в течение которого ускорение возрастёт в  $e$  раз,  $\tau = 1/k = mcR^2/q^2$ . Оценивая по порядку величины  $\tau$ , для диполя атомных размеров, массой порядка  $10^{-23}$  г (несколько водородных атомов) получим,  $\tau \approx 10^{-10}$  секунды. Согласно парадоксу, диполь должен за считанные доли секунды умчаться в бесконечность. Для одноимённых зарядов показатель экспоненты будет отрицательным, но от этого система поведёт себя не менее парадоксально. Вместо того, чтобы неограниченно ускоряться, система за доли наносекунды прекратит ускорение и застынет на месте, зависнув в поле тяжести. Своего рода антигравитация, конечно, только в парадоксе.

Если оба заряда на концах стержня равны по величине и по знаку, Рис. (12,2), то система, начавшая ускоренное вращательное движение около центра масс, в течение времени, равного или превышающего  $R/c$ , далее начнёт экспоненциально возрастающее вращение, пока не разрушится от чрезмерно возросших центробежных сил инерции. При противоположных знаках зарядов, система, имеющая какую-то начальную скорость вращения, будет экспоненциально замедляться, пока не остановится.

Как известно, ускоренно движущийся заряд возбуждает в окружающем пространстве обусловленное ускорением электрическое поле, действующее на любой другой заряд с силой, которую мы можем называть «зарядовой» силой индукции, по аналогии с магнитной силой индукции, тоже обусловленной текущими по

замкнутым контурам, ускоренными зарядами, образующими меняющиеся токи. В обоих случаях возникают меняющиеся магнитные поля, которые являются прямой причиной появления сил индукции. Также известно, что испытываемая зарядом сила индукция равна по величине противоположна по направлению так называемой «зарядовой магнитодинамической силе», приложенной к тому заряду, ускорение которого, вызвало появление поля индукции, § 8, подраздел II, выражение (8,14).

Таким образом, на заряды, изображённые на Рис. 12.1, действуют не только силы, обусловленные ускоренным движением, но и равные по величине противоположные по знаку зарядовые магнитодинамические силы, благодаря которым система никуда не помчится, а будет стоять на месте, как и стержень, изображённый на Рис. 12,2. Физика спасена от катастрофического парадокса, претерпеваемого мейнстримом.

## **II. Вычисление магнитно-дипольной магнитодинамической силы методом Лагранжа**

В § 8, подраздел II, мы получили зарядовую магнитодинамическую силу путём перехода ускоренно движущегося заряда в неинерциальную систему отсчёта и, интегрируя её по контуру, пришли к выражению (8,15) для магнитно-дипольной магнитодинамической силы. Представляет интерес вычисление этой силы через её функцию Лагранжа.

Пусть в однородном постоянном электрическом поле  $\mathbf{E}$  движется магнитный диполь  $\mathbf{m}$  со скоростью  $\mathbf{v}$ . Построить его лагранжиан и написать уравнение движения. Какая скорость не имеет значения. Она может быть даже нулевой, потому что, как мы увидим ниже, важна не



скорость, а её производная, которая отлична от нуля, даже при нулевой скорости,  $\mathbf{v} = 0$ . Нужно просто знать факт зависимости от этой скорости.

Функция Лагранжа  $L$  есть разность между кинетической энергией магнитного диполя  $T = m\mathbf{v}^2/2 + m\mathbf{v}^4/8c^2$  и его потенциальной энергией  $\Pi = -(\mathbf{m}\mathbf{H})$ ,  $\mathbf{H}$  – напряжённость магнитного поля, в вакууме, совпадающая с индукцией (в гауссовой системе). Перейдём в систему отсчёта, в которой магнитный диполь покоится. Тогда, в соответствии с преобразованиями Лоренца, там будет магнитное поле  $\mathbf{H} = -\mathbf{v} \times \mathbf{E}/c$ .

Потенциальная энергия будет равной,

$$\Pi = \frac{1}{c} \mathbf{m}(\mathbf{v} \times \mathbf{E}) = -\frac{1}{c} \mathbf{v}(\mathbf{m} \times \mathbf{E})$$

Так как потенциальная энергия одинакова во всех ИСО, то она останется той же самой и в системе отсчёта, в которой магнитный диполь движется с заданной начальной скоростью  $\mathbf{v}$ .

Можно рассуждать и по-другому. Движущийся магнитный диполь  $\mathbf{m}$  образует электрический диполь  $\mathbf{p}$  [38] по формуле  $\mathbf{p} = -\mathbf{m} \times \mathbf{v}/c$ . Отсюда получим,

$$\Pi = -\mathbf{p}\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{m} \times \mathbf{v})/c = -\mathbf{v}(\mathbf{m} \times \mathbf{E})/c$$

Пришли к тому же виду другим способом. Теперь можно записать функцию Лагранжа

$$L = m\mathbf{v}^2/2 + \mathbf{v}(\mathbf{m} \times \mathbf{E})/c$$

которая, как видим, совсем не зависит от координат. Это значит, что  $(d/dt)(\partial L/\partial \mathbf{v}) = 0$ ,

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}} = m\dot{\mathbf{v}} + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{m}} \times \mathbf{E} = 0$$

где  $\dot{\mathbf{v}}$  - ускорение,  $\dot{\mathbf{m}}$  - скорость изменения магнитного момента магнитного диполя.

Отсюда получаем искомое уравнение движения,

$$m\dot{\mathbf{v}} = -\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{m}}{dt} \times \mathbf{E} \quad (12,5)$$

В его правую часть автоматически вошла уже известная нам магнитодинамическая сила, причём в таком виде, в котором она уже содержится в работах классиков – Эйнштейна и Лауба [37], де Гроота и Сатторпа [38].

Фактор, объединяющий обе магнитодинамические силы, зарядовую и магнитно-дипольную, состоит в том, что обе они представляют собой силы реакции, равные по величине противоположные по направлению тем силам индукции, с которыми они действуют на электрические заряды.

## ГЛАВА IV

---

### Дорога к эфиру сквозь дебри релятивизма

---

Первые статьи по эфироопорной тематике, 2002 г. Варианты вывода преобразований Лоренца, благодаря которым открываются новые интересные и важные аспекты классической электродинамики и общей физики. Смысловое единство статей сохранено, несмотря на то, что первоначальные названия новых форм материи, движения, силы, энергии и пр. заменены на устоявшиеся, ключевые слова для поисковых систем: эфироопорное движение, эфироопорная сила, эфироопорность. На некоторые сопутствующие материалы даются ссылки из других разделов настоящей книги.

### § 13. Относительность относительности

Законы классической электродинамики наглядно и убедительно демонстрируют несовместимость специальной теории относительности (СТО) Эйнштейна с законом сохранения энергии, одновременно утверждая единственным образом вытекающую из них теорию пространства времени – классическую теорию эфира Лоренца.

### I. Задача о равнодействующей силе

Отличительная черта почти столетнего отрезка истории физики от появления теории Эйнштейна до наших дней состоит в полном отрицании всех видов материи, отличающихся от вещества и поля. С тех пор имеет место явное обеднение и огрубление содержания всех естественных наук, и, в первую очередь, физики, связанное с исключением из них самой тонкой и неуловимой, но, вместе с тем, самой основообразующей формы материи - эфира. Исключили,

вопреки мнению философии, выраженному в многочисленных трактатах, начиная и древнегреческих и древнеиндийских философов. Правда, следует отметить, что в течение постэйнштейновского времени философия перестала пользоваться спросом со стороны физического мейнстрима. Исключили, несмотря на уже существующую в начале XX века, стройную и красивую, согласующуюся с принципами классической электродинамики, теорию эфира Лоренца [12], опубликованную в 1904 г. на год раньше СТО Эйнштейна. В результате, утеряна способность понимания явлений природы, выходящих за рамки концепции вещества и поля. Один из ярких примеров таких явлений иллюстрирует то, что изображено на рисунке 13,1.

Дана изолированная (по современным представлениям) система,

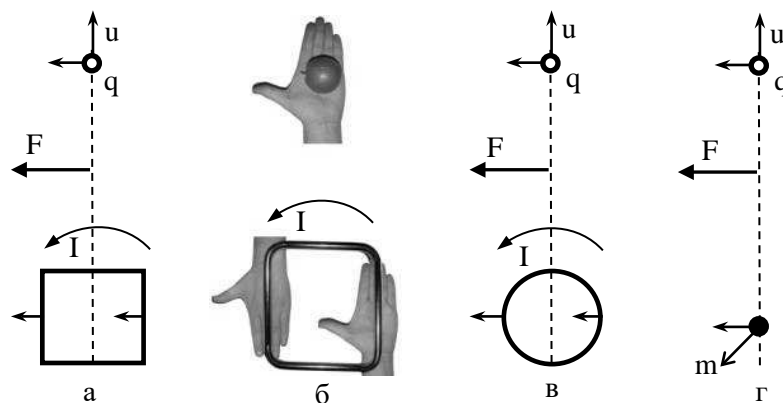


Рис. 13,1

содержащая рамку с током и движущийся электрический заряд (см. Рис. 13,1 а, направление тока указано стрелочкой над контуром. Определить равнодействующую системы. «Она, как и в любой замкнутой системе, равна нулю», - не задумываясь скажет академик-релятивист. «Нет», - возразит его сын, школьник, - «Если мы применим правило буравчика и правило левой руки (Рис. 13,1 б), то

увидим, что равнодействующая сила существует и в каком направлении она действует». Академик озадаченно смотрит на рисунок, затем, схватившись за голову, направляется к аптечке за каплями, невнятно бормоча, - «Наверное, парадокс ...как у Зенона?».

На самом деле, никакого парадокса нет. Он есть только в умах релятивистов оборудованных надёжными противоэфирными фильтрами. Перед нами, просто, обыкновенная задача из области основ классической электродинамики, доступная для точного решения любому студенту–физику. В частности, квадратную рамку с током можно заменить на круговую (Рис. 13,1 в) или даже на кусочек намагниченного вещества (Рис. 13,1 г). Равнодействующая такой системы при синфазном изменении скорости заряда и магнитного момента остаётся постоянной по направлению, что даёт возможность создания технических устройств способных совершать инфинитное (неограниченное) движение в пространстве (подробное описание дано в § 6, 7, 8 этой книги). Существуют и совершенно внешне не похожие на рассмотренные, но имеющие ту же самую причину, принципы возбуждения эфиропорных сил, см. §7, подраздел IV.

На Рис. 13,2 изображён образец намагниченного

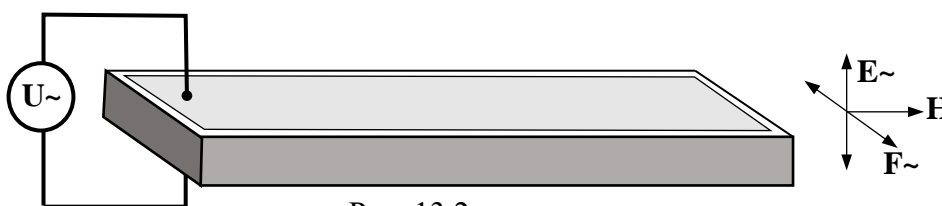


Рис. 13,2

диэлектрического

материала с прикреплёнными к нему металлическими электродами и источником переменного напряжения (общая масса -  $\eta$ , относительную диэлектрическую и магнитную проницаемости

примем равными единице). Найти равнодействующую силу  $\mathbf{F}_R$  для всего устройства в целом при заданном пространственном распределении электрического поля внутри магнитного материала.

Примем, что длина волны, соответствующая частоте подаваемого напряжения, намного превышает максимальный размер устройства (квазистационарное приближение).

Рассмотрим следующую вспомогательную задачу. На Рис. 13,3

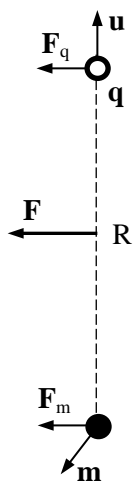


Рис. 13,3

изображены магнитный диполь, имеющий магнитный момент  $\mathbf{m}$  и движущийся со скоростью  $\mathbf{u}$  электрический заряд  $q$ .

Будем считать, что расстояние  $R$  между выделенными элементами велико, по сравнению с их размерами. Направления  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{u}$  произвольны, величина  $\mathbf{m}$  постоянна.

На заряд  $q$ , движущийся в магнитном поле магнитного диполя, будет действовать сила Лоренца  $\mathbf{F}_q$ , направление которой (для ситуации, изображённой на

Рис. 13,3) можно определить по правилу левой руки,

$$\mathbf{F}_q = q\mathbf{u} \times \mathbf{B}_m$$

где  $\mathbf{B}_m$  - индукция магнитного поля магнитного диполя. Отсюда получим,

$$\mathbf{F}_q = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \mathbf{u} \times \left[ \frac{3(\mathbf{m}\mathbf{R})\mathbf{R}}{R^5} - \frac{\mathbf{m}}{R^3} \right] \quad (13,1)$$

где  $\mathbf{R}$  - радиус-вектор, отсчитываемый от магнитного диполя.

С другой стороны, движущийся заряд индуцирует магнитное поле  $\mathbf{B}_q$ , создающее силу ( $\mathbf{F}_m$ ), действующую на магнитный диполь по формуле,

$$\mathbf{F}_m = \text{grad} (\mathbf{m}\mathbf{B}_q) = (\mathbf{m}\nabla)\mathbf{B}_q + \mathbf{m} \times \text{rot} \mathbf{B}_q \quad (13,2)$$

Складывая правые части (13,1) и (13,2) и выполняя алгебраические преобразования, найдём искомую равнодействующую  $\mathbf{F}$ ,

$$\mathbf{F} = \mathbf{m} \times \text{rot } \mathbf{B}_q \quad (13,3)$$

Согласно уравнению Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{B}_q = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

где  $\mathbf{E}$  - электрическое поле заряда в точке нахождения магнитного диполя.

Отсюда получим,

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c^2} \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (13,4)$$

Вернёмся к Рис. 13,2. Изображённую на нём магнитную пластину можно считать состоящей из магнитных диполей  $d\mathbf{m} = \mathbf{M}dV$ , где  $\mathbf{M}$  - вектор намагниченности,  $dV$  - элемент объёма.

Теперь равнодействующую силу всего устройства  $\mathbf{F}_R$  можно представить в виде,

$$\mathbf{F}_R = \frac{1}{c^2} \int \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} dV \quad (13,5)$$

где интегрирование производится по объёму, занятому намагниченным веществом.

Формулы (13,4), (13,5) меняют всю известную физику, в чём мы сейчас убедимся.

Они указывают на то, что сила, действующая на вещество (заряд и магнитный диполь) не является уравновешенной или, иными словами, закон сохранения импульса вещества не выполняется. "Ничего страшного" - рассуждают некоторые физики, даже такие известные как Р. Фейнман [17], по их мнению, существует импульс независимых друг от друга статических электромагнитных полей, определяемый вектором Пойнтинга точно так же как и для волновых

электромагнитных полей, который компенсирует недостающий импульс. Другие физики, как И. Е. Тамм, категорически отрицают применимость такого понятия к "статическому полю в целом" [18] - § 104, что сразу ставит нас перед фактом нарушения закона сохранения импульса всех известных видов материи - вещества и поля. Схватимся за ту соломинку для утопающего, которую предлагает Фейнман. Вычислим величину импульса  $\mathbf{G}$  всего статического поля в целом для системы заряд - магнитный диполь, изображённой на Рис. 13,3. Для этого нужно проинтегрировать плотность импульса статического поля

$\mathbf{g} = [\mathbf{E}\mathbf{H}]/c^2$  по всему бесконечному объёму. Согласно проведённым расчётам [36] и литературным данным [43],  $\mathbf{G} = -[\mathbf{m}\mathbf{E}]/c^2$ , что согласуется с (13,4).

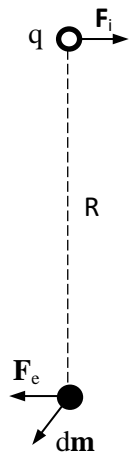


Рис. 13,4

Однако, величина  $\mathbf{G}$ , которую Р. Фейнман принял за импульс, в общем случае, не сохраняется. Докажем это. При изменении намагниченности образца каждый элемент его объёма  $d\mathbf{m}$ , Рис. 13,4, будет возбуждать в окружающем пространстве электрическое поле индукции  $\mathbf{E}_i = -\partial\mathbf{A}/\partial t$  ( $\mathbf{A}$  - векторный потенциал токового магнитного диполя  $d\mathbf{m}$ ), которое будет действовать на

любой произвольно выделенный заряд  $q$  с силой  $\mathbf{F}_i$ ,

$$\mathbf{F}_i = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \times \mathbf{E} \quad (13,6)$$

где  $\mathbf{E}$  - напряжённость электрического поля, создаваемого зарядом в точке нахождения магнитного диполя.

С другой стороны, на меняющийся магнитный диполь в поле электрического заряда будет действовать магнитодинамическая сила ( $\mathbf{F}_e$ ), приведённая в §7, подраздел I этой книги.

$$\mathbf{F}_e = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \times \mathbf{E} \quad (13,7)$$



Сравнивая (13,6) и (13,7), видим, что силы  $F_i$  и  $F_e$  взаимно уничтожаются т. к. равны по величине и противоположны по направлению. Следовательно, изменение намагниченности не отражается на величине механического импульса системы, в то же время меняя  $G$ , что доказывает неприменимость к этой величине понятия "импульс". Однако, при постоянном намагничении изменение параметра  $G$  численно совпадает с изменением механического импульса, поэтому он получил название "импульсный потенциал". Итак, мы установили, что существуют силы, по отношению к которым отсутствует реакция противодействия со стороны известных видов материи вещества и поля. Стало быть, учитывая, что у поля импульса нет, будет справедливым утверждение, «импульс вещества не сохраняется».

Ранее был эфир, понятие о котором выбросили из науки физики-«философы» релятивисты, на основании того, что никакие свойства этого вида материи не входят ни в какие известные им уравнения. Выбросили бы заодно и принцип причинности, который тоже не входит в уравнения. Не обратили внимание на работы Лоренца, в которых подробно разработана теория электромагнитного эфира, удовлетворяющая принципу относительности, основанная на его преобразованиях, вошедших в СТО Эйнштейна. Не обратили внимание и на мнение самого Эйнштейна, согласно которому физика не мыслима без эфира. При наличии эфира, с импульсом было бы всё в порядке. Теперь же приходится формулировать *по новому кругу*, шокирующую релятивистов теорему, которую мы, в сущности, только что доказали. А именно: - "Существует не сводимая к веществу и полю форма материи - эфир, заполняющая собой всё физическое пространство и вступающая в импульсное (силовое) взаимодействие с

веществом". Эта форма материи возникает как необходимость (суровая для релятивистов, радостная для остальных физиков), без неё невыполнимо выполнение закона сохранения импульса. Таким образом, создаются силы реакции, обеспечивая равенство действия и противодействия в соответствии с третьим законом Ньютона. Это Закон Природы.

## II. Теорема об энергии

Формулы (13,4), (13,5) показывают, что если намагниченность и скорость изменения электрического поля изменяются синфазно, то равнодействующая имеет постоянное направление. В результате, система (наш образец) сможет совершать ускоренное движение, увеличивая свою кинетическую энергию. Совершенно правомерно задать вопрос - за счёт какой энергии совершает работу равнодействующая сила. Оказывается, имеет место следующая теорема:

**Ненулевая равнодействующая сила замкнутой (по мнению мейнстрима) системы совершает работу без убыли энергии источника питания вещества (или поля).**

Доказательство очень простое. Оно дано в §3, подразделе II этой книги. Но, чтобы не нарушать смысловое единство материала, мы приведём здесь его статейную версию.

Пусть устройство, имеющее массу  $\eta$ , начальную скорость  $U \ll c$ , движется под действием «неуравновешенной» силы (типа данной выше  $\mathbf{F}_R$ ), относительно выбранной инерциальной системы отсчёта (ИСО). Его кинетическая энергия, в начальный момент времени будет  $T = \eta U^2/2$ . За промежуток времени  $\Delta t$  скорость получит приращение  $\Delta U$ , а энергия будет следующей,  $\Delta T = \eta U \Delta U$ . Так как ИСО выбирается произвольно, то одному и тому же приращению скорости  $\Delta U$  будет

соответствовать множество различных приращений кинетической энергии, отвечающих различным значениям начальной скорости  $U$ . Иными словами, определённому приращению скорости, не отвечает определённая кинетическая энергия. Но, если бы энергия поступала от любого, сделанного из вещества (или поля) источника питания, она имела бы определённую, доступную приборному контролю величину. Проще говоря, стрелка (или иной индикатор) не может менять своего положения в зависимости от выбора ИСО, который можно сделать даже мысленно. Следовательно, энергия поступает от неизвестной нам не вещественной и не полевой формы материи, заполняющей собою всё физическое пространство. Таково требование принципа относительности Галилея, всегда справедливого при малых скоростях ( $U \ll c$ ).

Так как доказательство основано на принципе относительности Галилея, оно имеет универсальный характер и распространяется на все способы создания «неуравновешенных» сил. Эта теорема очень важна в техническом аспекте. Не нужно искать каких-то отдельных способов получения энергии из пространства. Достаточно создать «неуравновешенную» силу, а энергия приложится автоматически. И наоборот, если мы получаем энергию из пространства, значит, работают такие «неуравновешенные силы» (может быть в каждом микрообъёме, направленные по-разному). Как заметил Ньютон, «природа скупа на причины».

### **III. Теорема о существовании эфира**

Теорема о существовании эфира подробно рассмотрена в §3, подразделе IV этой книги, но здесь мы приведём более простой вариант её доказательства.

Так как эфир вступает в энергетический обмен с веществом, то в системе должен выполняться закон сохранения энергии. Согласуется ли это утверждение со специальной теорией относительности (СТО) Эйнштейна? В частности, для рассмотренного выше движущегося со скоростью  $U$  устройства должно выполняться соотношение,  $T + W = \text{const}$ , где  $T$  - кинетическая энергия устройства,  $W$  - энергия неизвестной материи. Значит,

$$\Delta T + \Delta W = 0 \quad (13,8)$$

Так как скорость  $U$ , зависит от выбора инерциальной системы отсчёта (ИСО), то одному и тому же изменению скорости  $\Delta U$  соответствует, в зависимости от выбранной ИСО, множество значений изменения кинетической энергии ( $\Delta T = \eta U \Delta U$ ). С другой стороны, эта неизвестная материя, занимающая всю вселенную, не может менять переданную веществу энергию  $\Delta W$  в зависимости от ИСО. Она играет роль своеобразного источника питания, поэтому конкретному изменению скорости вещественного тела должна соответствовать вполне определённая энергия. Иначе был бы абсурд, ведь ИСО можно выбирать и мысленно. Таким образом, СТО Эйнштейна противоречит закону сохранения энергии и, следовательно, не имеет право на существование в физической картине мира, а современная физика, с её противоречивым фундаментом лишена каких-либо шансов для научного прогресса (не считая некоторых обеднённых прикладных аспектов).

Выражающее закон сохранения энергии соотношение (13,8) справедливо только при единственной, чем-то выделенной скорости  $U$ . Имеет смысл говорить лишь о скорости относительно этой новой материи, поскольку, кроме рассматриваемого устройства, во всём окружающем пространстве больше ничего нет. Следовательно, эта

материя есть ни что иное как электромагнитный эфир - структурная часть физического вакуума или эфира без приставки "электромагнитный". Интересная ситуация! Мы пришли к эфиру, опираясь на принцип относительности, из-за которого релятивисты выбросили его из науки. Нет ли противоречия между понятиями "эфир" и "относительность". Этот вопрос требует дополнительного исследования.

**Когерентность и относительность.** Рассмотрим следующую вспомогательную задачу. Создадим в воздушной или водной среде

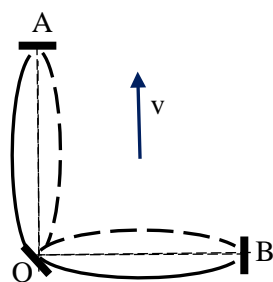


Рис. 13,5

стоячую звуковую волну, встречные компоненты которой распространяются во взаимно перпендикулярных направлениях между тремя акустическими отражателями (зеркалами) А, О и В, см. Рис. 13,5. Длины плеч ОА и ОВ устройства (назовём его резонатором) одинаковы,  $OA = OB =$

$L$ . Частоту стоячей волны  $\nu$  в неподвижной среде можно определить по формуле,  $\nu = c/2 L$ , где  $c$  - скорость звука. Пусть теперь наш резонатор движется относительно среды со скоростью  $v$ , в направлении плеча ОА (см. Рис. 13,5). Тогда, эффективная длина пути волны между зеркалами ОВ возрастет, что приведёт к уменьшению резонансной частоты, которая станет равной,

$$\nu' = \nu \sqrt{1 - \beta^2}$$

где  $\beta = v/c$ .

Таким образом, для возобновления резонанса придётся автоматически или вручную уменьшить частоту возбуждающего генератора. При желании на основе электронных средств можно сконструировать автоматическую систему, следящую за поддержанием режима стоячей

волны путём регулирования частоты и осуществить натурный эксперимент, по излагаемой схеме. Если сделать акустические часы, отсчитывающие время пропорционально частоте звуковых волн в резонаторе, то движущиеся часы будут отставать от покоящихся по формуле,

$$t' = t\sqrt{1 - \beta^2} \quad (13,9)$$

где  $t'$  и  $t$  время, отсчитываемое движущимися и покоящимися часами, соответственно.

Условие когерентности требует, чтобы время, проходимое звуковой волной вперёд-назад в плече ОА, совпадало со временем прохождения ею слева-направо и обратно справа-налево в плече ОВ, что возможно, только в том случае, если длина плеча ОА ( $L'$ ) будет уменьшена, по сравнению с плечом ОВ по знакомой из теории относительности формуле, при условии замены скорости света на скорость звука,

$$L' = L\sqrt{1 - \beta^2} \quad (13,10)$$

Так что придётся ещё и укорачивать длину плеча ОА, что так же можно сделать с помощью автоматического приспособления или вручную.

Введём неподвижную систему координат ( $x, y, z$ ) в которой среда покоится и подвижную ( $x', y', z'$ ), связанную с нашим когерентным устройством. Пусть в начальный момент времени начала координат обеих систем совпадают. Начало движущейся системы координат совпадает с геометрическим центром зеркала О (Рис. 13,5) рассматриваемого когерентного устройства, оси  $x, x'$  направлены вдоль скорости  $v$  (плеча ОА), оси  $y, z$  и  $y', z'$  взаимно перпендикулярны друг с другом и со скоростью. За единицу длины примем длину волны. Тогда на основании (13,10) можно записать,

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (13,11)$$

Теперь возьмём двое одинаково (синхронно и синфазно) идущих, рядом расположенных, движущихся с одинаковыми скоростями акустических часов. Будем передвигать одни из них с малой по сравнению с  $v$  скоростью. Звуковая волна в передвигающихся часах будет проходить больший или меньший путь, в зависимости от направления перемещения по отношению к скорости  $v$ , что вызовет сдвиг фаз. Аналогичное явление в теории Эйнштейна трактуется как относительность одновременности. Найдём эту разницу.

Дифференцируя (13,9), получим:

$$dt' = dt\sqrt{1 - \beta^2} - \frac{vtdv}{c^2\sqrt{1 - \beta^2}}$$

В системе отсчёта, покоящейся в эфире, спустя время  $t$ , координата  $x$  переносимых часов, находившихся в начальный момент времени в точке  $x_0$ , станет равной  $x = x_0 + vt$ . Дифференцируя, получим  $tdv = dx - vdt$ . Делая подстановку и производя интегрирование, придём к выражению,

$$t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (13,12)$$

Теперь видим, что формулы (13,11), (13,12) ничем не отличаются от преобразований Лоренца, за исключением замены скорости света на скорость звука.

Полученные закономерности допускают обобщение и дают возможность сформулировать следующее правило. Для **сохранения когерентности волновой системы, движущейся с произвольной скоростью (меньшей звуковой) относительно любой среды, необходимо, чтобы её геометрические размеры вдоль**

направления скорости, частоты волн и фазовые соотношения изменялись в соответствии с формулами, имеющими вид преобразований Лоренца, в которых скорость света заменена скоростью звука. Оказывается, что внутри кристаллических решёток твердых тел и, на самом деле, существуют такие когерентные волновые системы, как солитоны, которые способны совершать поступательное движение таким образом, что их геометрические размеры, частоты и энергии автоматически изменяются в соответствии со "звуковыми" преобразованиями Лоренца [10] (автокогерентность). Блестящая модель эфира! В роли эфира выступает твёрдое тело, в роли вещества - солитонные объекты. Можно ввести очень удобные для описания движения солитонов "звуковые" координаты и "звуковое" время, эфирные аналоги которых "световые" координаты и "световое" время Эйнштейн отождествил с настоящими пространством и временем. Солитоны могут образовывать и атомоподобные структуры. Если немного пофантазировать, то можно вообразить себе живущие внутри твёрдых тел солитонные разумные существа. Может появиться и "солитонный Эйнштейн" который создаст солитонную теорию относительности и его последователи "солитонные релятивисты" объявят солитонный мир самодостаточным, а существование твёрдого тела - ненужной ересью. Сверхзвуковые скорости будут под таким же запретом, как в эфире сверхсветовые, разве ж можно нарушать принцип причинности? (Нечто подобное происходит сейчас с эфиром). Теперь прекрасно видно, что применять настоящий принцип причинности как к "звуковым", так и к "световым" заменителям пространства и времени одинаково нелепо.



Солитонная аналогия подсказывает мысль о том, что принцип относительности есть выражение когерентности (автокогерентности) тех волн материи, которые существуют согласно квантовой теории. В наше время существует направление физики, рассматривающее всё элементарные частицы как солитонные возмущения физического вакуума. Исходя из этих представлений получены многие параметры элементарных частиц, включая спектр масс, и предсказаны новые эффекты.

Возвращаясь к вещественным средам, отметим, что там прекрасно уживаются взаимодействия различных, несводимых друг к другу, уровней, к примеру, акустические (солитонные) и электромагнитные. По аналогии, ничто не налагает запрет на существование в эфире взаимодействий высшего уровня, скорость распространения которых превышает световую (сильные и слабые взаимодействия, как известно, едины с электромагнитными). Сама возможность существования взаимодействий высшего уровня указывает на недопустимость абсолютизации принципа относительности, т. к. он будет выполняться только в чистых системах, поведение которых определяется одним типом взаимодействий. Иными словами, принцип относительности - относителен. Такому пониманию отвечает принцип автокогерентности волновых систем или, говоря проще, - *принцип фазовой устойчивости* волновых систем.

***Эфир Лоренца, как единственная релятивистская теория, удовлетворяющая законам классической электродинамики.***

Ранее считалось, что в природе существуют четыре разных видов взаимодействий: электромагнитные, сильные, слабые и

гравитационные. В настоящее время установлено, что слабые (а, возможно, и сильные) взаимодействия едины с электромагнитными (великое объединение). Есть и другие соображения считать все три взаимодействия едиными. Любая элементарная частица, способная участвовать во всех трёх (кроме гравитационного) взаимодействиях может аннигилировать со своей античастицей, давая на выходе фотоны (гамма кванты) и какие-то промежуточные частицы, которые тоже могут аннигилировать со своими античастицами. Таким образом, процесс последовательных аннигиляций можно продолжать до тех пор, пока на выходе не останутся только фотоны - носители чистого электромагнитного взаимодействия (все промежуточные частицы можно исключить из рассмотрения). Следовательно, сильные и слабые взаимодействия есть ни что иное, как разновидность электромагнитных. Пришли к выводу, который теория великого объединения доказывает другими способами.

Отсюда следует что все эксперименты, которые принято считать подтверждающими СТО Эйнштейна, претендующую на все известные и неизвестные взаимодействия природы, фактически относятся только к электромагнитным. Область применимости СТО неоправданно завышена - на самом деле, она ограничена только электромагнетизмом и не более того. В этой связи, Эйнштейновское понимание принципа относительности, согласно которому, все законы природы во всех инерциальных системах отсчёта одинаковы, не отвечает реальности и явно выходит за пределы опыта.

Другое понимание, даёт Г. А. Лоренц [12]. В пределах электромагнитных взаимодействий невозможно обнаружить скорость инерциальной системы отсчёта по отношению к эфиру. Разительная разница! Очевидно, что одним из выражений принципа

относительности является рассмотренный выше принцип когерентности (автокогерентности) волновых систем т. е. движение относительно эфира не влияет на когерентность любой волновой электромагнитной системы.

Добавим к принципу относительности Лоренца принцип существования эфира, согласно которому эфир покоится в связанной с ним системе отсчёта. Скорость света (электромагнитных взаимодействий) в эфире не зависит от направления его распространения и от скорости движения источника (как скорость звука в воздухе или в конденсированной материи).

Далее, применяя математические выкладки, по форме ничем не отличающиеся от вышеприведённых, можно найти преобразования координат и времени для эфира. Мы уже уверены, что получим всем известные преобразования Лоренца, которые Эйнштейн вывел другим путём. Даже, если начисто забыть о новых теоремах классической электродинамики, теория эфира Лоренца (релятивистского эфира Лоренца) имеет не менее законное право на существования в науке, чем теория Эйнштейна. Учитывая, что с позиции новых теорем, СТО Эйнштейна несостоятельна, приходим к выводу, согласно которого, теория эфира Лоренца, единственная (безальтернативная) релятивистская теория, удовлетворяющая законам классической электродинамики.

Эфир Лоренца - есть научный факт. В связи с этим, отметим, что выше приведённое название "неуравновешенная" сила имеет полное право называться - "*эфироопорная*" сила.

Можно ожидать, что граница применимости теории эфира Лоренца или справедливости его преобразований определяется той плотностью энергии вещества, которая соизмерима с плотностью

энергии эфира, по оценкам Уиллера [3],  $10^{114}$  Дж/м<sup>3</sup>, что на десятки порядков превышает плотность энергии, заключённой внутри элементарных частиц вещественной материи.

В теории эфира Лоренца кардинальное изменение претерпевает представление о времени, которое неподвластно влиянию вещества и поля, не способных (из-за своей исчезающе малой, по сравнению с эфиром, плотности энергии) заметным образом изменить состояние эфира, а значит и ход времени. В различных инерциальных системах отсчёта меняется лишь скорость изменения всех процессов, основанных на электромагнитных взаимодействиях, в частности, темп хода часов, показания которых, в общем случае, не соответствуют реальному эфирному времени (по терминологии Лоренца " местное время"). К местному времени неправомерно применять принцип причинности, как это делал Эйнштейн, поэтому его запрет сверхсветовых скоростей - фикция. Если бы мы получили возможность регистрации сверхсветовых сигналов, то это не означало бы путешествие в прошлое, как думал Эйнштейн, а являлось бы свидетельством ненулевой скорости данной ИСО, по отношению к эфиру. Такая регистрация дала бы возможность вычислить абсолютную (т. е., по отношению к эфиру) скорость, а затем, перейдя к эфирному времени, убедиться, что на самом деле сверхсветовой сигнал сначала был испущен источником и, лишь затем, принят приёмником, в полном соответствии с принципом причинности, нарушение которого в теории эфира Лоренца исключено при любых обстоятельствах (принцип причинности абсолютен). Вместе с тем, местное время, в условиях отсутствия доступных измерению сверхсветовых взаимодействий, единственный временной параметр, дающий правильные наблюдаемые результаты, что обеспечивается

выполнением принципа относительности, содержащегося в теории эфира Лоренца.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обыкновенные задачи классической электродинамики позволяют сформулировать и доказать теорему о существовании сил, не имеющих противодействия со стороны вещества и поля. Её можно назвать и по-другому - теорема о недостаточности вещества и поля. Во времена столетней давности, когда в науке бытовало понятие об эфире это была бы теорема о существовании эфиропорных сил.

Вторая теорема утверждает, что энергия, потребная для совершения работы таких сил, согласно принципа относительности Галилея, осуществляется без убыли энергии вещества и поля, иными словами, поступает из пространства.

Согласно третьей теореме, законы сохранения импульса и энергии диктуют необходимость существования не сводимой к веществу и полю материи, заполняющей всё физическое пространство, вступающей в импульсное и энергетическое взаимодействие с веществом. Прямое следствие данной теоремы утверждает, что специальная теория относительности А. Эйнштейна противоречит закону сохранения энергии, в силу чего, должна быть исключена из физической картины мира.

Теория Эйнштейна станет правильной, если пространство и время в ней не отождествлять с настоящими, а считать эквивалентными "местным" времени и координатам теории эфира Лоренца [12]. Тогда она превратится в некоторый подраздел теории эфира Лоренца, дающий правильное описание всех процессов, основанных на преобразованиях Лоренца, в условиях, когда прямыми

взаимодействиями с эфиром можно пренебречь. Это все традиционные задачи XX века и им подобные.

Эффект действия (крутящий момент) устанавливаемых первой теоремой эфироспорных сил измерили ещё в конце 70-ых годов известные канадские физики Грэхэм и Лахоз, в своем классическом выполненном на вершине экспериментального искусства опыте [2].

В литературе описано немало экспериментов и изобретений демонстрирующих силовые и, особенно, энергетические эффекты взаимодействия с эфиром, которые, при их дальнейших разработках, могут вывести человеческую цивилизацию на новый технологический уровень. Это, например, эффект Садовского, § 3, подраздел VI.2, бронебойный эффект Яворского § 11, подраздел III.1, «вечные батарейки» и «вечные двигатели» Виктора Ивановича Петрика и Валериана Марковича Соболева § 11, подраздел III.2, и др.

Однако, основанная на ложном фундаменте современная физика является лженаукой не способной к пониманию чего бы то ни было, выходящего за пределы её исковерканных противоречиями, изживших себя представлений о природе вещей, что сильно затрудняет успешное ведение подобных разработок.

2002 г.

#### **§14. Принцип постоянства скорости света физике не нужен**

Замена принципа постоянства скорости света принципом существования эфира даёт вывод тех же самых преобразований Лоренца, которые получаются у Эйнштейна. Возникающая при этом альтернативная теория пространства-времени полностью эквивалентна теории эфира Лоренца, опубликованной за год до СТО

Эйнштейна. Обе теории имеют одинаковый математический аппарат, в силу чего тождественным образом дают решения всех задач, касающихся вещества и поля. Какую же из двух взаимоисключающих альтернатив предпочесть? Правильный ответ очевиден - следует выбрать истинную, решительно отбросив ложную. Научные факты утверждают, сто лет назад выбрали Ложь - выбросили Истину.

Принцип относительности Эйнштейна можно сформулировать так: - "Все физические явления при одинаковых нач. условиях протекают одинаково во всех инерциальных системах отсчёта". По физическому смыслу годится и такое понимание: - "Скорость равномерного прямолинейного движения нельзя обнаружить экспериментально". Пусть это будет наш первый постулат.

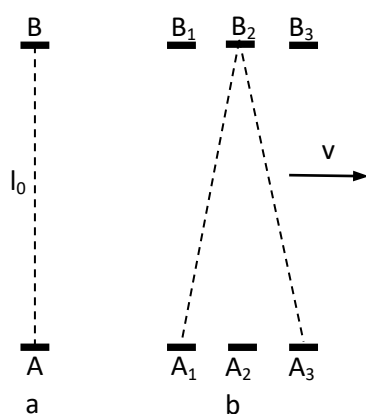


Рис. 14,1

Вторым постулатом выбираем принцип существования эфира (в понимании Лоренца), согласно которому существует выделенная система отсчёта, в которой эфир покоится. Скорость света по отношению к эфиру (абсолютная скорость) есть константа, не зависящая от направления распространения света и от

скорости движения источника.

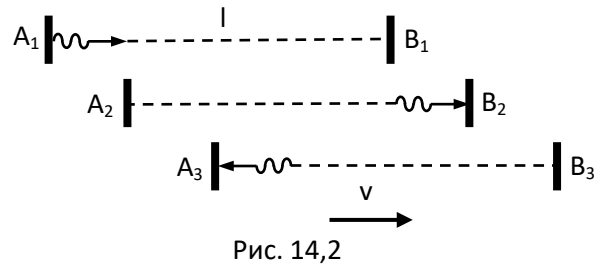
Рассмотрим следующую ситуацию. Между двумя, расположенными напротив друг друга на расстоянии  $l_0$ , зеркалами А и В (см. Рис. 14,1) бегают световой зайчик, попеременно отражаясь от каждого из них. Если устройство, назовем его "световые часы», покоится в эфире (Рис. 14,1 а), то время цикла  $\tau$ , в течение которого свет проходит двойное расстояние  $l_0$ , равно:  $\tau = 2l_0/c$ , где  $c$  - скорость света. Приведём устройство в движение со скоростью  $v$ ,

перпендикулярной траектории светового зайчика (Рис. 14,1 б). Тогда траектория света в эфире будет описывать ломаную пилообразную линию, изображённую на Рис. 14,1 пунктиром. Так как расстояние между зеркалами (в силу принципа относительности) не изменится, то время цикла  $\tau'$  увеличится и станет равным,

$$\tau' = \frac{2l_0}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{\tau}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (14,1)$$

Принцип относительности требует, чтобы время  $\tau'$  не зависело от ориентации нашего устройства, по отношению к направлению скорости, в связи с чем можно рассмотреть следующую ситуацию (см. Рис. 14,2). Пусть теперь рассматриваемое устройство движется со скоростью  $v$ , по

направлению  
распространения света.  
Тогда, свет, испущенный в  
момент времени  $t_1$  из  
позиции  $A_1$  будет



распространяться вдогонку противоположному зеркалу и достигнет его в момент времени  $t_2$  в позиции  $B_2$ , и, после отражения помчится навстречу зеркалу А, которого достигнет в позиции  $A_3$ . Складывая времена "туда" и "обратно", получим общее время цикла,

$$\tau' = l \left( \frac{1}{c - v} + \frac{1}{c + v} \right) \quad (14,2)$$

Приравнивая правые части (14,1) и (14,2), найдём расстояние между зеркалами,

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (14,3)$$



Получили знакомое лоренцево сокращение.

Принцип относительности требует универсальности полученных соотношений. Согласно формуле (14,1), времена циклов всех процессов в инерциальной системе отсчёта  $S'$  увеличиваются, что, в частности, означает замедление хода всех движущихся часов, по сравнению с покоящимися в эфире. В соответствии с (14,3) длины всех движущихся предметов сокращаются, что относится и к эталонам длины. Замедление времени и уменьшение длины происходит в действительности. Оказывается, в кристаллических решётках твёрдых тел есть удивительная аналогия этим процессам, касающаяся солитонов, ведущих себя как частицы, о чём написано в предыдущем разделе, §13, подраздел III.

Таких аналогий множество. Длины акустических стоячих волн, в потоке жидкости или газа тоже сокращаются и уменьшают частоту в соответствии с (14,1), (14,3), что подробно раскрывается в § 2 и § 5. Так чем же хуже эфир? Разве квантовая теория не доказала, что частицы материи - это волны?

Продолжим наше рассмотрение. Пусть система отсчёта  $S(x, y)$  покоится в эфире, а  $S'(x', y')$  движется относительно  $S$  со скоростью  $v$  в положительном направлении (см. Рис. 14,3). Начала координат

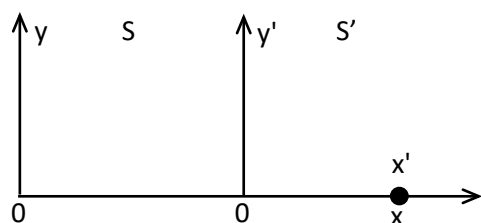


Рис. 14,3

обеих систем отсчёта, в момент времени  $t = t' = 0$ , совпадают. Найдём связь между абциссами точки  $x$  и  $x'$  в покоящейся и движущейся и системах отсчёта.

Спустя время  $t$  точка  $x$  будет иметь координату, отсчитываемую от начала координат движущейся системы  $x - vt$ . Отсюда, учитывая сокращение единицы длины движущейся системы, получим:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (14,4)$$

Теперь можно задать вопрос, как влияет движение в эфире на показания часов. Рассмотрим следующий способ синхронизации показаний часов. Берут два точных хронометра, находящихся в одном месте и устанавливают на них одинаковые показания времени. Затем один из хронометров с малой (по сравнению со световой) скоростью переносят в другое место, второй остаётся, где был. Так выглядит процесс синхронизации времени посредством медленного переноса часов. Поместим два одинаково идущих хронометра в начало координат движущейся системы отсчёта (Рис. 14,3). Будем перемещать один из них с настолько малой скоростью, что её можно рассматривать как приращение (дифференциал)  $dv$ , в направлении  $v$ . Показания часов, определяемые скоростью их хода, обратно пропорциональны периоду цикла (времени, затрачиваемому на полный круг циферблата или на отсчёт одного деления). Отсюда, на основании формулы (14,1) имеем,

$$t' = t\sqrt{1 - \beta^2} \quad (14,5)$$

где  $t'$  - отсчёт времени движущегося хронометра, помещённого в начало координат системы  $S'$ ,  $t$  - эфирное время, т. е. то время, которое показал бы хронометр, покоящийся в эфире (вспомним, что нулевой отсчёт времени неподвижных и движущихся часов соответствует совмещению начала координат неподвижной (эфирной) и движущейся систем отсчёта),  $\beta = v/c$ .

Дифференцируя (14,5), будем иметь:

$$dt' = dt\sqrt{1 - \beta^2} - \frac{vtdv}{c^2\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (14,6)$$

Заметим, что  $tdv$  есть то расстояние, выраженное в единицах длины "эфирной" системы отсчёта, на которое за время  $t$  переместится

отодвигаемый хронометр от начала координат движущейся системы т. е.  $tdv = dx - vdt$  (переносимые от начала координат движущейся ИСО часы за время  $t$  проходят путь  $x = vt$ ,  $dx = vdt + tdv$ ). Подставляя в (6) и интегрируя, получим,

$$t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (14,7)$$

(14,4) и (14,7) составляют знаменитые преобразования Лоренца.

Выпишем их отдельно, присоединив преобразования поперечных координат:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (14,8)$$

Разрешая, относительно нештрихованных координат, получим обратные преобразования:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{x'v}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (14,9)$$

Таким образом, заменяя в теории Эйнштейна его постулат о постоянстве скорости света, "взаимоисключающим" принципом существования эфира Лоренца, получаем те же самые преобразования Лоренца, которые другим путём вывел Эйнштейн. Следовательно, теория эфира Лоренца (релятивистского эфира Лоренца), с момента её возникновения, имеет законное право на существования в науке.

### Обсуждение полученных результатов

Ещё раз отметим, что полученные выше выводы - это другой путь обоснования существования того самого электромагнитного

эфира, теорию которого создал Г. А. Лоренц ещё раньше, чем Эйнштейн СТО [12]. Новые теоремы дают возможность рассматривать её как следствие фундаментальных законов классической электродинамики.

Если бы все взаимодействия в природе имели, скорость распространения, совпадающую со скоростью света  $c_0$  (модель простого эфира) - то, как отметил Лоренц в [12], не было бы никаких экспериментальных возможностей определить, существование эфира. Например, наблюдатель, мчащийся сквозь эфир, с субсветовой скоростью из-за Лоренцева сокращения был бы сплюснутым в направлении движения. Но, вследствие оптического обмана, обусловленного обратимостью преобразований Лоренца, ему, казалось бы, сплюснутым всё, что покоится в эфире, а он сам, якобы, нормальный. Вот и разница. Эйнштейн говорит - не имеет смысла спрашивать кто сократился в действительности, а по Лоренцу один сокращается на самом деле, другой кажется сокращённым из-за оптической иллюзии, связанной с конечностью распространения скорости света. То, что у Эйнштейна - мрак и бессмыслица, у Лоренца наглядно и причинно-обусловлено. Правда, трудно отличить иллюзию от действительности, но это другой вопрос. Можно привести множество и других примеров, в которых "бессмысленность" СТО противопоставляется простоте и наглядности релятивистской теории электромагнитного эфира Лоренца (ТЭЛ).

Всё изменится, если обнаружатся взаимодействия  $c_1$ , скорость которых намного выше световой,  $c_1 \gg c_0$ . Для ТЭЛ - это нормальное явление, для СТО это была бы смерть от нарушения принципа причинности (что собственно уже не имеет значения, так как смерть последовала из-за несовместимости с законом сохранения энергии).

Ведь время в движущейся системе отсчёта, замедленное и зависящее от пространственных координат никакого отношения к принципу причинности не имеет. Это не настоящее, а условное, по терминологии Лоренца "местное время", которое обусловлено конечностью распространения электромагнитных взаимодействий (вспомним вышеописанный солитонный мир, где были бы возможными только "звуковые часы"). Принцип причинности имеет высший уровень фундаментальности. Он не может зависеть от каких бы то ни было конкретных параметров вещества, таких как скорость распространения взаимодействий. Применение принципа причинности - к "местному" времени - это подчинение высшего низшему. Это гносеологическая ошибка Эйнштейна. Вторая (гносеологическая ошибка) связана с ненужным ограничением скорости распространения всех взаимодействий. Обнаружение сверхсветовых взаимодействий дало бы возможность идентификации системы отсчёта, в которой эфир покоится, по кажущемуся нарушению принципа причинности.

Теперь о времени. В мудрых философских книгах, дошедших до нас из глубокой древности время с его принципом причинности наивысший закон всего сущего. Сведение понятия времени к состоянию движения, сделанных из электромагнитной материи часов - это наиболее серьёзная гносеологическая ошибка теории Эйнштейна, дающая начало остальным. Известный французский физик Поль Ланжевен, характеризуя своё отношение к некоторым аспектам квантовой теории, употреблял словосочетание: - "интеллектуальный разврат" и Эйнштейн был солидарен с ним. Но отождествление времени с показаниями часов - ничем не лучше. Недаром К. Э. Циолковский предостерегал молодёжь от увлечения

модными теориями, имея в виду прежде всего теорию относительности. Он был настоящим натурфилософом и видел, что к чему. Тем более, Лоренц. Релятивисты пишут о Лоренце как об авторе, близко подошедшем к теории относительности. На самом деле это не так. Лоренц создал более общую и красивую, наглядную и непротиворечивую релятивистскую теорию электромагнитного эфира, на целое столетие опередив своё время.

Вместе с тем не следует забывать, что теория относительности Эйнштейна, как и теория эфира, имеет в своей основе принцип относительности, обладающий огромной конструктивной силой. Это мощнейших инструмент для решения как научных, так и практических проблем, не следует лишь его абсолютизировать. В этом плане в СТО много полезных разработок, которые могут стать ещё более эффективными после осмысливания в свете теории эфира, что справедливо так же и для общей теории относительности Эйнштейна - ОТО. Эфиризация ОТО нисколько не уменьшит её научной ценности, сделает наглядной и понятной, что может открыть в ней новые возможности и резервы. Всё, что в частной и общей теории Эйнштейна получено на основе последовательного применения принципа относительности сохраняет свою математическую форму, несмотря на изменение физического содержания. В этом состоит преимущество релятивистской теории эфира Лоренца.

Несмотря на то, что Эйнштейн создал теорию, предопределившую исключение эфира, сам он считал, что физика без эфира не мыслима. Без него невозможно понять ни распространение света, ни движение в пространстве. Именуящие себя "последователями" Эйнштейна, релятивисты, посчитали себя "умнее" своего наставника. Они решили, что эфир нечто мешающее науке,

объявили его мёртвым и "похоронили" заживо. Фундамент физики дал трещину лишив возможности наращивать этажи её стройного здания. Осталась возможность только для развития за счёт прикладных направлений (боковых пристроек), о чем и свидетельствуют все достижения XX века, по сути дела технические направления. Всё, что, хотя бы чуть-чуть выходило за пределы взаимодействий вещества и поля (якобы, единственных мыслимых форм материи), стало считаться криминальным. В науке установился тот непреодолимо тяжкий тоталитаризм (действующий и доныне), который до недавнего времени господствовал в политике. Критика теории Эйнштейна была (и до сих пор остаётся) под запретом на страницах научной печати. Упоминание об эфире было чревато с риском угодить в психушку. Неудивительно, ведь охрана лжи требует насилия. Действительно, ведь никому и в голову не придёт запрещать критику теории Максвелла или теории Ньютона, что было бы равносильно самокомпромату.

Не поддаётся оценке тот урон, который нанесла обществу покорная воле релятивистов система образования. Пропитанные антинаучным духом бесчисленные учебные пособия и образовательные программы искалечили сознание многих поколений молодых людей, решивших посвятить свою жизнь благородному служению физике. Им крепко вдолбили в голову фальшивый гносеологический выверт, согласно которому Истина должна быть безумной (нечто подобное твердил Бор). Действительно, как может быть умной несовместимая с Законом сохранения энергии специальная теория относительности (СТО) Эйнштейна! В конце концов, молодые физики, за редким исключением, теряли способность понимать что-либо в фундаментальной физике, не говоря уж о том,

чтобы что-либо делать. Их уделом становились различные прикладные аспекты, где всегда существуют практически важные задачи, не требующие выхода за пределы вещества и поля. Случайно наткнувшись на что-то выходящее за эти пределы, пугливо отшатывались, испытывая шок, подобный тому, который может вызвать у замшелых релятивистов внимательное разглядывание фотографии «три левых руки», Рис. 13,1 б, предыдущего параграфа.

Особенно зловещий характер деятельность релятивистов приобретает в свете надвигающейся на человечество угрозы энергетического кризиса и экологической катастрофы, острота которых в наше время становится с каждым годом всё заметнее. Надо прямо сказать, выхода из тупика в рамках концепции вещества и поля не существует. Спасти может только обновлённая классическая электродинамика, избавленная от пут релятивизма.

01.2003



## Список литературы

1. Э. Парселл. Электричество и магнетизм. Изд. «Наука», М. 1975, с. 261 –263, 394
2. G. M. Graham, D. G. Lahoz. Nature Vol **285** 15 May 1980
3. Д. Уилер. Предвидение Эйнштейна. М. Мир, 1970, с. 122
4. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Теория поля. М. 1973
5. C. G. Darwin. Phil. Mag. S. 6. Vol. 39. No. 233. May 1920.
6. L. Page and N.I. Adams, Jr., Action and Reaction Between Moving Charges, Am. J. Phys. **13**, 141 (1945)
7. Физическая энциклопедия. Главный редактор А. М. Прохоров, М., 1998, **1**, с. 318 - 319
8. Л Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Гидродинамика. Изд-во “Наука”, М., 1988, с. 359
9. Ю. Н. Иванов. Ритмодинамика, М., Новый центр, 1997
10. Филиппов А. Т. Многоликий солитон. М., Наука, 1990, с. 160-168, 263-267
11. Большая советская энциклопедия. Третье изд., 1969 — 1978, «Относительности теория»
12. Г. А. Лорентц. Теория электронов, М., 1953, с. 18 – 110
13. Физическая энциклопедия. Главный редактор А. М. Прохоров, М., 1998, **3**, «Микроволновое фоновое излучение»
14. Физическая энциклопедия. Главный редактор А. М. Прохоров, М., 1998, «Сингулярность космологическая»
15. А. Эйнштейн. К электродинамике движущихся тел. Собр. науч. трудов в 4-х томах, М. Наука, 1965. Т.1, с. 7 – 35
16. Эйнштейн А. Эфир и теория относительности. Собр. науч. трудов в 4-х томах. – М. Наука, 1965. Т.1, с. 682-689

17. Р. Фейнман и др. Фейнмановские лекции по физике, т.6, "Мир", 1977, с. 270, 299
18. И. Е. Тамм. Основы теории электричества. М., "НАУКА", 1989
19. Г. П. Иванов, Ю. Г. Иванов. Способ получения тяги. Патент № 2172865, М., 2001 г.
20. И. В. Савельев. Курс общей физики. Т. 2, М., 1964, с. 146
21. Иванов Г. П. Эффекты эфириопорного движения... Доклады независимых авторов, вып. № 15, 2010, с. 136
22. В. Яворский. Энергия «из ниоткуда». Наука и жизнь, М. № 10, 1998, с.78
23. R. Beth. Phys. Rev. 50, 115 (1936): Mechanical Detection and Measurement of the Angular Momentum of Light
24. N. Carrada. Nature **164**, № 4177, **882** (1949)
25. Г. В. Розенберг. Наблюдение спинового момента сантиметровых волн, «УФН», 1950, т. 40, в. 2, с. 328
26. Радунская И. 'Крушение парадоксов' - Москва: Молодая гвардия, 1971 - с.224
27. Ю. Н. Иванов. Ритмодинамика, М., Новый центр, 1997
28. Большая советская энциклопедия. Третье изд., 1969 — 1978, «Относительности теория»
29. Физическая энциклопедия. Главный редактор А. М. Прохоров, М., 1998 г. Микроволновое фоновое излучение
30. Пуанкаре А. Наука и гипотеза, Глава X, Теории современной физики, М., 1904
31. В. А. Угаров. Специальная теория относительности, «Наука», М., § 41, 1969
32. Дж. А. Стреттон. Теория электромагнетизма, ОГИЗ, 1948, с. 540

33. Иванов Г. П. Обоснование существования эфириопорных сил в классической электродинамике, «Доклады независимых авторов», т. 15, изд. «DNA», Россия - Израиль, 2010
34. И. В. Савельев. Курс общей физики, т. 1, М., «Наука» 1970, с. 108 – 110
35. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике, М., «Наука», 1984, с. 128, 169
36. Иванов Г. П. Классическая электродинамика и современность. Висагинас (Литва), с. 40, 47, 2002 г., УДК 537.8, И20, ISBN 9955-507-20-7
37. A. Einstein and J. Laub. Ann. Phys. (Leipzig), **26**, 541, (1908)
38. С. Р. де Гроот, Л. Г. Сатторп. Электродинамика, М. «Наука», 1982, с. 230-231
39. Kirk T. McDonald. Cullwick's Paradox. Joseph Henry Laboratories, Princeton University, Princeton, NJ 08544 (June 4, 2006)
40. А. И. Романенко и др. Физика твёрдого тела, 2002, т. 44, вып. 3
41. С. В. Вонсовский. УФН, т. XXXVI, вып. 1, 1948.
42. «Наука и жизнь», № 10, 1998 г.
43. Sidney Coleman, J. H. Van Vleck. Phys. Rev. v. 171, N. 5, 1968, s. 1370
44. И. В. Антонец, Л. Н. Котов, С. В. Некипелов, Е. Н. Карпушов. ЖТФ, 2004, том 74, вып. 11
45. Kenneth R. Shoulders. А. с. № 5018180, США, 09,12,1991 г.