

Электродинамика и термодинамика ядерных и тротильных взрывов

По программе «Starfish» 9 июля 1962 США взорвали в космосе над Тихим океаном на высоте 400 км водородную бомбу с тротильным эквивалентом 1.4 Мт. Это событие поставило перед научной общественностью очень много вопросов. При взрыве бомбы был обнаружен электрический импульс очень малой длительности, напряженность электрических полей этого импульса, начиная с эпицентра взрыва, и далее на протяжении более 1000 км достигла нескольких десятков тысяч вольт на метр. Взрыв сопровождался глобальным возмущением ионосферы более значительным, чем при самых больших солнечных бурях. Взрыв бомбы вывел из строя половину всех спутников, находящихся на низких орбитах, в том числе и первый коммерческий спутник Телестар – 1. Ни одна из существующих в то время теорий не могла объяснить указанные явления. Предлагаемая монография посвящена изучению этого вопроса, в ней предлагается теория этого явления.

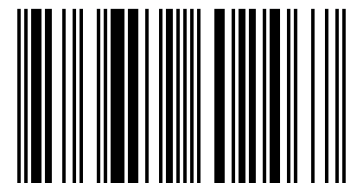
Электродинамика ядерных взрывов



Фёдор Менде

Электродинамика и термодинамика ядерных и тротильных взрывов

Монография



978-3-659-60246-7

Менде


Palmarium
academic publishing

Фёдор Менде

**Электродинамика и термодинамика ядерных и тротиловых
взрывов**

Фёдор Менде

**Электродинамика и термодинамика
ядерных и тротильных взрывов**

Монография

Palmarium Academic Publishing

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	6
Часть I. Современная электродинамика и её модернизация.....	16
Глава 1. Основные понятия современной электродинамики и их модернизация.....	16
§ 1. Уравнения Максвелла и сила Лоренца.....	16
§ 2. Законы магнитоэлектрической индукции.....	22
§ 3. Законы электромагнитной индукции.....	39
§ 4. Множественность форм записи электродинамических законов.....	42
Часть II. Новая электродинамика.....	46
Глава 2. Новые идеи и определения.....	46
§ 5. Существует ли частотная дисперсия диэлектрической проницаемости материальных сред.....	47
§ 6. Проводящие среды.....	49
§ 7. Диэлектрики.....	66
§ 8. Поперечный плазменный резонанс.....	77
§ 9. Динамические потенциалы и поля движущихся зарядов.....	88
§ 10. Фазовая абберация и поперечный эффект Доплера.....	96
§ 11. Силовое взаимодействие токонесущих систем, униполярная индукция и пондеромоторные силы.....	99
§ 12. Законы электро-электрической индукции.....	117
§ 13. Проблема электромагнитного импульса и канатных тюков в концепции скалярно-векторного потенциала.....	128
§ 14. Электрический импульс тротилового заряда.....	140
Заключение.....	143
Список литературы.....	144

ВВЕДЕНИЕ

По программе «*Starfish*» 9 июля 1962 США взорвали в космосе над Тихим океаном на высоте 400 км водородную бомбу с тротиловым эквивалентом 1.4 Мт. Это событие поставило перед научной общественностью очень много вопросов. В 1957 г. будущий нобелевский лауреат доктор Ханс Альбрехт Бете (Hans A. Bethe), основываясь на теории дипольного излучения, предсказал, что при подобном взрыве будет наблюдаться электромагнитный импульс (ЭМИ), при этом напряженность поля на поверхности земли должна составить не более 100 В/м. Но при взрыве бомбы оказалось, что напряженность электрических полей, начиная с эпицентра взрыва, и далее на протяжении более 1000 км достигла нескольких десятков тысяч вольт на метр. (Карта местности и значения напряженностей полей приведены на рис. 1.) Этот рисунок и все данные, которые будут приведены в этом разделе, касающиеся испытаний по программам «*Starfish*» и «*Программа К*», взяты из блогов, расположенных в Интернете. Это связано с тем, что до настоящего времени в научных журналах публикации по этому вопросу отсутствуют.

К сожалению, в имеющихся материалах не содержится информация о поляризации этих полей. Возможность уточнить этот вопрос дают данные, полученные в СССР во время испытаний с кодовым названием «*Программа К*», когда недалеко от Джезказгана на высоте 290 км была взорвана водородная бомба с тротиловым эквивалентом 300 кт. Карта местности с указанием значений напряженностей полей, полученных при этих испытаниях, показана на рис. 2. Сравнивая данные, приведенные на этих двух картах, можно прийти к выводу, что значения напряженностей полей на рис. 1 убывают при увеличении расстояния от эпицентра взрыва, в то время как на карте, изображенной на рис. 2, эти значения растут. Из этого можно сделать вывод, что на второй карте приведены данные по измерению горизонтальной составляющей напряженностей электрических полей.

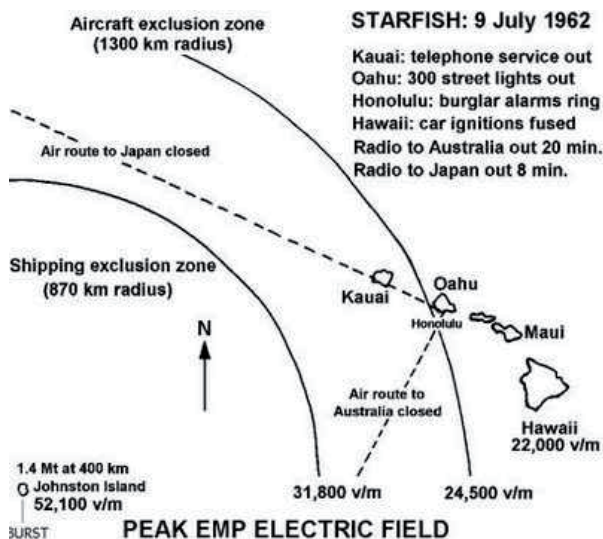


Рис. 1. Карта испытаний по программе «Starfish».

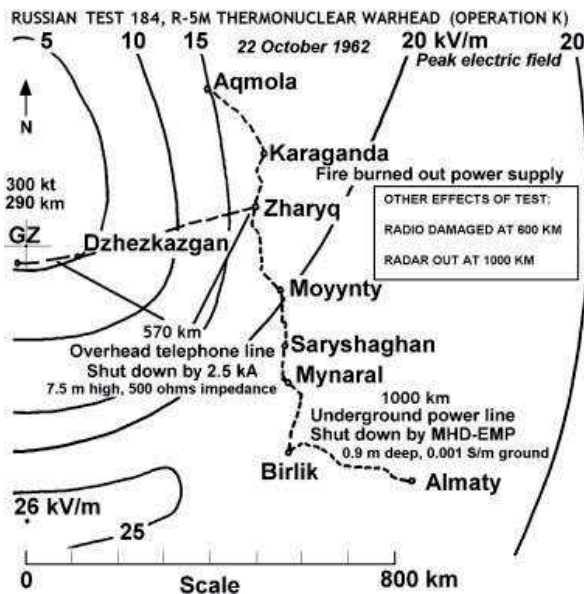


Рис. 2. Карта испытаний по программе «Программа К».

Поскольку прогноз доктора Ханса Альбрехта Бете не оправдался, то в последующем было выдвинуто еще две теории, призванные объяснить экспериментальные данные. Первая из них была разработана доктором Конрадом Лонгмаером (Conrad Longmire) в 1963 г, который рассмотрел вопрос о формировании магнитного диполя, образуемого комптоновскими электронами, вращающимися вокруг силовых линий магнитного поля Земли. Однако эта модель не в состоянии объяснить столь малую длительность импульса.

В 1975 г. была разработана модель Louis W. Seiler, Jr, в которой предполагается, что формирование ЭМИ обязано релятивистским комптоновским электронам, которые выбивает из молекул воздуха жесткое рентгеновское излучение и которые синфазно с гамма-излучением двигаются с релятивистскими скоростями в направлении распространения электромагнитной волны. Ни та, ни другая модель достоверно принята или опровергнута быть не может, поскольку дальнейшие испытания ядерного оружия в космосе были прекращены, и нет дополнительных экспериментальных данных, которые смогли бы подтвердить или опровергнуть рассмотренные модели. Следует отметить, что ни та, ни другая модель до настоящего времени не опубликована в научных журналах. Указанная модель предполагает, что процесс формирования ЭМИ не является свойством самого взрыва, а является вторичным эффектом, связанным с тем, что рентгеновское излучения выбивает из молекул воздуха комптоновские электроны. Из этой модели следует, что сам ЭМИ распространяется из ионосферы в нижние слои атмосферы, и, следовательно, его поля выше ионосферы, непосредственно в самом космосе, отсутствуют. Но, если при помощи рассмотренных теорий еще как-то можно объяснить наличие электрических полей в зоне видимости взрыва, то факт сильных возмущений ионосферы на больших расстояниях от взрыва, которые ему сопутствовали, объяснить трудно. Так, после взрыва по программе «*Starfish*» в течении нескольких десятков минут отсутствовала радиосвязь с Японией и Австралией, и даже на расстоянии 3200 км от эпицентра взрыва были зафиксированы возмущения ионосферы, которые по своей интенсивности на несколько порядков превосходили возмущения, обусловленные самыми мощными вспышками на Солнце. Взрыв повлиял и на

космические аппараты. Три спутника были сразу выведены из строя. Заряженные частицы, появившиеся в результате взрыва, были захвачены магнитосферой Земли, в результате чего их концентрация в искусственном радиационном поясе Земли увеличилась на 2-3 порядка. Это привело к очень быстрой деградации солнечных батарей и электроники еще у семи спутников, в том числе и у первого коммерческого телекоммуникационного спутника Телестар 1. В общей сложности взрыв вывел из строя треть космических аппаратов, находившихся в момент взрыва на низких орбитах.

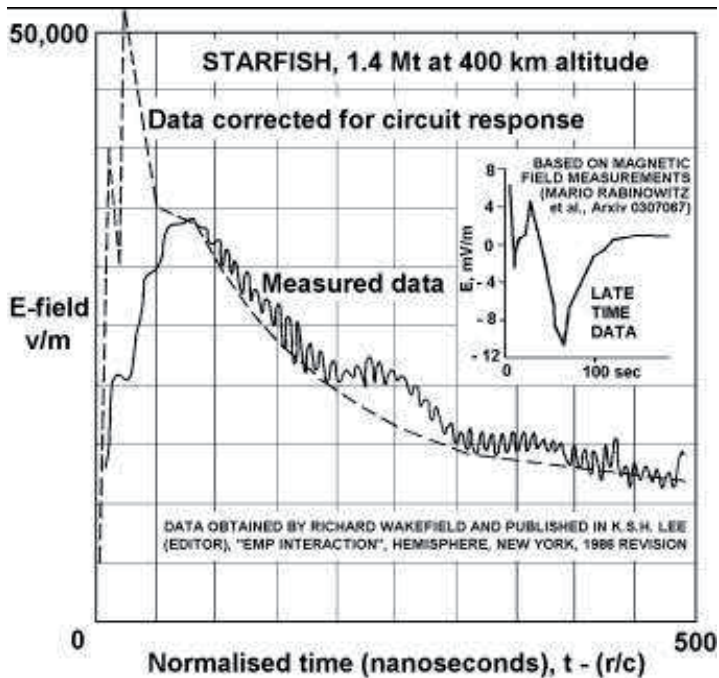


Рис. 3. Экспериментальная зависимость амплитуды ЭМИ от времени, полученная при испытаниях по программе «Starfish».

Имеется запись формы электромагнитного импульса (ЭМИ), сделанная на расстоянии 1300 км от эпицентра взрыва (рис. 3), полученная во время испытаний по программе «Starfish». Из

приведенного рисунка видно, что импульс имеет не только очень большую амплитуду, но и очень малую длительность.

При взрыве ядерного заряда по программе «*Программа К*» радиосвязь и радарные установки были также блокированы на расстоянии до 1000 км. В результате испытаний по этой программе было установлено, что высотные ядерные взрывы сопровождаются излучением электромагнитного импульса, значительно превышающего по амплитуде величину ЭМИ, излучаемого при приземных взрывах той же мощности. Было также обнаружено, что регистрация высотного ядерного взрыва возможна на больших (до 10 тысяч километров) расстояниях от эпицентра взрыва.

С точки зрения существующих понятий классической электродинамики комптоновские модели вызывают серьезные вопросы. Например, почему все комптоновские электроны должны двигаться синфазно с фронтом гамма-излучения с релятивистской скоростью. У комптоновских электронов вектор скорости имеет пространственное распределение, в связи с этим нельзя получить такой короткий фронта нарастания импульса, как это имеет место в действительности. В линейной электродинамике теоретически отсутствуют такие механизмы, которые дают возможность получить в данном месте однополярный импульс электрического поля без пространственного разделения зарядов. Но за время нарастания импульса, которое исчисляется десятками наносекунд, получить пространственное разделение зарядов, которое обеспечит полученную на эксперименте напряженность поля, невозможно. Сама же комптоновская ионизация оставляет всю систему в целом электронейтральной.

Следовательно, все говорит о том, что в рамках существующей классической электродинамики результаты, полученные при испытаниях по программе «*Starfish*» и «*Программа К*», объяснить пока нельзя.

В чем заключается опасность прогнозов, которые дает модель Louis W. Seiler, Jr? Проблема в том, что эта модель исключает возможность наличия полей ЭМИ в космосе. Известно, что во время испытаний по программе «*Starfish*» три спутника, находящихся в то время в космосе неподалеку от зоны взрыва, вышли из строя.

Неизвестно, есть ли в настоящее время точные данные по поводу причин этих отказов. Предположим, что модель выдвинутая Louis W. Seiler, Jr. неверна, но, опираясь на неё, как в прошлом на предсказания доктора Ханса Альбрехта Бете, будет произведен очередной взрыв ядерного заряда в космосе, который выведет из строя большое количество спутников. Тогда оправдываться уже будет поздно.

При взрывах ядерных зарядов, установленных на металлических вышках, наблюдается ещё одно явление, которое не находит своего объяснения в рамках существующих теорий. Оно носит название канатные трюки (gore trick), которые исследовал Джон Малик (John Malik).

На рис. 4 и рис. 5 а, б представлены фотографии канатных трюков.

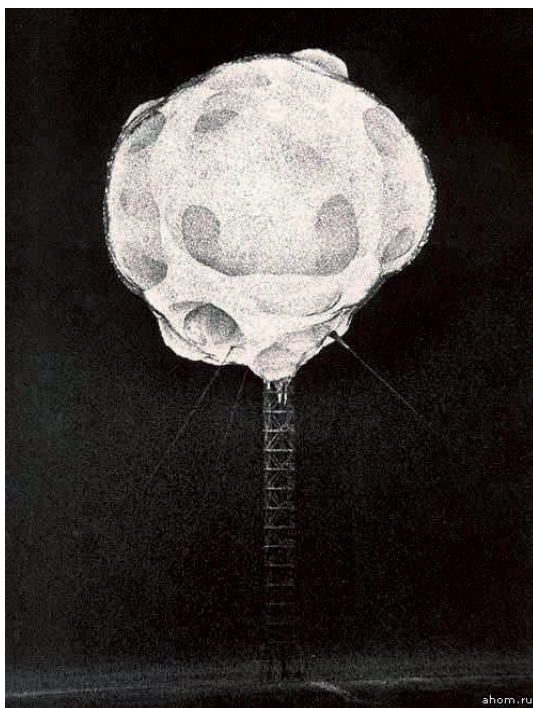


Рис. 4. Начальная фаза развития облака взрыва.

На рис. 4 представлена начальная фаза развития облака взрыва заряда, расположенного на металлической башне с растяжками из металлических тросов. Уже на начальном этапе взрыва видно, что в верхней части башни на границе с облаком взрыва имеется три шиповидных образования. Такие же шипы особенно хорошо видны на фотографии (рис. 5 а). Основания башни на этой фотографии уже почти не осталось, но видно, что ее пронизывает шип большого диаметра, уходящий в землю. Более мелкие два шипа распространяются по направлению растягивающих тросов.

На фотографиях видно, что диаметр шипа растет с увеличением объема облака взрыва (рис. 5 а, б). Особенно хорошо это видно на фотографии (рис. 5 б), когда облако уже коснулось земли. Шип, расположенный в нижней левой части облака взрыва, уходящий в землю, имеет уже значительно больший диаметр, чем на фотографии рис. 5 а..

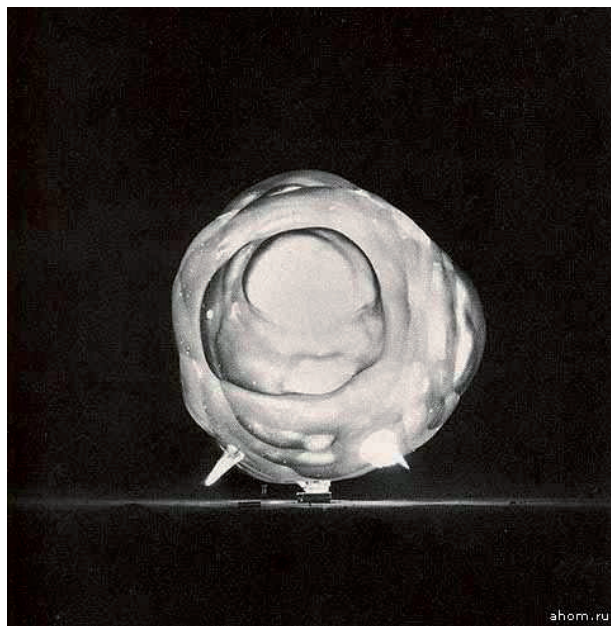


Рис. 5 а. Последующие фазы развития облака взрыва.



Рис. 5 б. Последующие фазы развития облака взрыва.

Джон Малик пытался объяснить это явление тем, что мощное гамма-излучение облака взрыва плавит тросы, превращая их в плазму. Были попытки наносить отражающие покрытия на тросы, что уменьшало указанное явление. Но такая идея не очень продуктивна, поскольку тросы растяжек идут практически параллельно световым лучам, поэтому не могут ими сильно разогреваться.

Конечно то, что тросы и башня являются направляющими элементами для возникновения шипов, ясно видно на рисунке 5 а. Более того, эта фотография окончательно снимает версию о том, что тросы разогреваются только излучением облака взрыва. На снимке видно, что светимость шипов выше, чем у самого облака, а значит и их температура тоже выше. Но, если они разогреваются излучением самого облака, то их температура не может быть выше, чем его температура. Следовательно, должны быть какие-то дополнительные источники разогрева тросов.

Еще более впечатляющий снимок образования шипов показан на рис. 6.

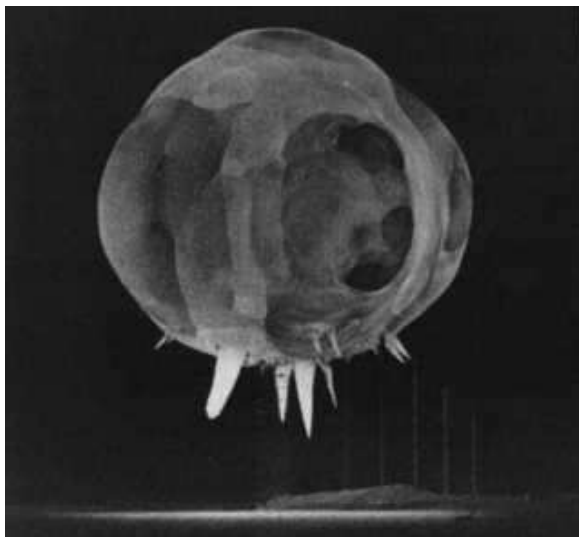


Рис. 6. Вид облака взрыва через 1 мс после детонации ядерного заряда, время экспозиции 1 мкс.

Поэтому можно предположить, что разогрев тросов связан с появлением дополнительных токов большой силы, которые как по громоотводу уходят через тросы в землю, разогревая их. Поскольку часть троса наиболее близкая к облаку взрыва является наиболее разогретой, то и удельное сопротивление у этой его части троса больше, чем у остальных частей. Поэтому именно на этот участок троса будет приходиться основное падение напряжения, поэтому и максимально разогреваться он будет, начиная с этого места.

При взрывах термоядерных зарядов вблизи земной поверхности из образовавшегося облака взрыва в сторону земли бьют молнии. Молнии были сфотографирована при взрыве водородной бомбы мощностью в 10 Мт, который был произведён в 1952 году на атолле Эниветок. Разряды молний ветвились вверх от поверхности моря. Когда расширяющийся огненный шар достиг того места, где перед этим были видны разряды (видимые вспышки к этому времени исчезли), на его фоне вновь показались извилистые каналы. Заряд, породивший

молнии, судя по всему, образовался очень быстро, но причины его образования остаются неясными до сих пор.

Существует ещё одно явление, сопутствующее ядерным взрывам, которое до настоящего времени также не нашло своего объяснения. Ядерным взрывам сопутствует излучение электромагнитных волн в широком диапазоне вплоть до длинноволнового радиодиапазона. Но для возникновения такого излучения необходим колеблющийся электрический диполь. Но само облако взрыва, представляет горячую плазму, и если это облако излучает радиоволны, то необходим механизм, обеспечивающий дипольные колебания зарядов в такой плазме. Существующая электродинамика и на этот вопрос ответа не даёт. Остаётся также загадкой явление канатных трюков.

Со времён изобретения пороха и тротила взрывные технологии получили широкое распространение. Исследовались самые различные виды взрывчатки, их взрывные и термодинамические характеристики, однако в имеющейся литературе отсутствуют результаты исследования электродинамики и таких взрывов.

Чтобы понять, почему до настоящего времени в научных журналах отсутствуют публикации по затронутому вопросу, и почему до сих пор отсутствует общепризнанная научно обоснованная теория указанных явлений, рассмотрим состояние современной классической электродинамики, а также те предпосылки, которые могут помочь решению указанных проблем.

ЧАСТЬ I

СОВРЕМЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И ЕЁ МОДЕРНИЗАЦИЯ

ГЛАВА 1

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ И ИХ МОДЕРНИЗАЦИЯ

§ 1. Уравнения Максвелла и сила Лоренца

Законы классической электродинамики отражают экспериментальные факты и являются феноменологическими. К сожалению, современная классическая электродинамика не лишена противоречий, которые до настоящего времени не получили своего объяснения. Для того чтобы понять эти противоречия, а также понять те цели и задачи, которые ставятся в данной работе, коротко опишем существующее положение дел.

Основными уравнениями современной классической электродинамики являются уравнения Максвелла. Для вакуума они записываются следующим образом:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = 0, \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (1.4)$$

где \vec{E} и \vec{H} - напряженность электрического и магнитного поля, $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$ и $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ - электрическая и магнитная индукция, μ_0 и ϵ_0 - магнитная и диэлектрическая проницаемость вакуума. Из этих уравнений следуют волновые уравнения для электрического и магнитного полей

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (1.5)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}, \quad (1.6)$$

которые указывают на то, что в вакууме могут распространяться плоские электромагнитные волны, скорость распространения которых равна скорости света

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}. \quad (1.7)$$

Для материальных сред уравнения Максвелла имеют следующий вид:

$$\text{rot } \vec{E} = -\tilde{\mu} \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.8)$$

$$\text{rot } \vec{H} = ne\vec{v} + \tilde{\epsilon} \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = ne\vec{v} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.9)$$

$$\text{div } \vec{D} = ne, \quad (1.10)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0, \quad (1.11)$$

где $\vec{\mu}$ и $\vec{\epsilon}$ - относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости среды, а n , e и \vec{v} - плотность, величина и скорость зарядов.

Уравнения (1.1 – 1.11) записываются в заданной инерциальной системе (ИСО), и в них отсутствуют правила преобразования полей при переходе из одной ИСО в другую. Приведенные уравнения также предполагают, что свойства заряда не зависят от их скорости, поскольку в первом слагаемом правой части уравнения (1.9) в качестве заряда берётся его статическое значение. Приведенные уравнения также предполагают, что ток может течь, как в электрически нейтральной среде, где имеется равное количество зарядов обоих знаков, так и представлять обособленный поток заряженных частиц, причем обе ситуации считаются равнозначными.

В уравнениях Максвелла не содержатся указания на то, что является причиной силового взаимодействия токонесущих систем, поэтому вводится экспериментальный постулат о силе, действующей на движущийся заряд в магнитном поле. Это так называемая магнитная часть силы Лоренца

$$\vec{F}_L = e \left[\vec{v} \times \mu_0 \vec{H} \right]. \quad (1.12)$$

Однако у такой аксиоматики есть существенный недостаток. Если на движущийся заряд действует сила, то в соответствии с третьим законом Ньютона должна иметь место сила реакции, уравновешивающая силу, действующую на заряд, и нам должно быть известно место приложения этой силы. В данном случае магнитное поле выступает в качестве самостоятельной субстанции, выступает в роли посредника между движущимися зарядами, и если мы хотим найти силу их взаимодействия, то мы должны прибегать к услугам этого посредника. Следовательно, у нас нет закона прямого действия, который бы давал сразу ответ на поставленный вопрос, минуя рассмотренную процедуру, т.е. мы не можем ответить на вопрос, к какому объекту приложена сила сил, уравновешивающая действие магнитного поля на заряд.

С физической точки зрения соотношение (1.12) вызывает недоумение. Силы, действующие на тело в отсутствии энергетических потерь, должны быть связаны или с его ускорением, если оно осуществляет поступательное движение, или с центробежными силами, если тело осуществляет вращательное движение. Наконец, статические силы возникают в том случае, когда имеется градиент скалярного потенциала потенциального поля, в котором находится заряд. Но в соотношении (1.12) ничего этого нет. Обычное прямолинейное движение вызывает силу, которая нормальна к направлению движения. Что это, какой-то новый закон природы? На этот вопрос ответа также нет.

Конечно, магнитное поле является одним из важных понятий современной электродинамики. Его концепция заключается в том, что вокруг любого движущегося заряда возникает магнитное поле (закон Ампера), циркуляция которого определяется соотношением

$$\int \vec{H} d\vec{l} = I, \quad (1.13)$$

где I - ток проводимости. Следствием соотношения (1.13) является уравнение (1.9), если к току проводимости добавить ток смещения. Как известно, ток смещения впервые ввёл Максвелл.

Особо отметим, что введение понятия магнитного поля не имеет под собой какой-либо физической основы, а является констатацией набора некоторых экспериментальных фактов, которые при помощи определенных математических процедур в большом количестве случаев дают возможность получить правильный ответ при решении практических задач. Но, к сожалению, имеется ряд физических вопросов, при решении которых в рамках концепции магнитного поля, получаются парадоксальные результаты. Вот один из них.

Пользуясь соотношениями (1.12) и (1.13) нетрудно показать, что при однонаправленном параллельном движении двух одноименных зарядов, или потоков зарядов, между ними должно возникать дополнительное притяжение. Такое притяжение обусловлено тем, что движущийся поток зарядов создаёт магнитное поле, а параллельно

движущийся поток взаимодействует с этим полем. Сила Лоренца при таком взаимодействии направлена в сторону потока, создающего магнитное поле. Однако если перейти в инерциальную систему, движущуюся вместе с зарядами, то там магнитное поле отсутствует, и дополнительного притяжения нет. Этот парадокс в электродинамике объяснения не имеет.

При силовом взаимодействии проводников, по которым течёт ток, силы приложены не только к движущимся зарядам, а к решетке, но в концепции магнитного поля на этот вопрос ответа тоже нет, т.к. в уравнениях (1.1-1.13) присутствие решетки не учитывается. В то же время, при течении тока через плазму происходит ее сжатие (так называемый пинч-эффект), при этом силы сжатия действуют не только на движущиеся электроны, но и на положительно заряженные ионы. И, опять, концепция магнитного поля не может объяснить этот факт, так как в такой концепции отсутствуют силы, которые могут действовать на ионы плазмы.

Основным законом индукции в электродинамике считается закон Фарадея, следствием которого и является первое уравнение Максвелла. Однако и здесь имеются проблемы. До сих пор считается, что униполярный генератор является исключением из правила потока. Существующее положение дел и те противоречия, которые с этим связаны, пожалуй, наиболее четко сформулированы в шестом томе работы [1]. На странице 53 читаем: «Таким образом ”правило потока”, согласно которому э.д.с. в контуре равна взятой с обратным знаком скорости, с которой меняется магнитный поток через контур, применимо, когда поток меняется за счет изменения поля или когда движется контур (или когда происходит и то, и другое). Две возможности – “контур движется” или “поле меняется” – неразличимы в формулировке правила. Тем не менее, для объяснения правила в этих двух случаях мы пользовались двумя совершенно различными законами: $[\vec{v} \times \vec{B}]$ для “движущегося контура” и

$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ для “меняющегося поля”. Мы не знаем в физике ни одного такого примера, когда бы простой и точный общий закон требовал для своего настоящего понимания анализа в терминах двух различных явлений. Обычно столь красивое обобщение

оказывается исходящим из единого глубокого основополагающего принципа. Но в этом случае какого-либо особо глубокого принципа не видно» (конец цитаты).

Приведём ещё одно исключение, на которое пока никто не обратил внимание. Закон Фарадея говорит, что в том случае, когда через какое-то сечение изменяется магнитный поток, то в контуре, окружающем это сечение, возникает вихревое электрическое поле. И если этим контуром является проводник, то в нём индуцируются токи. Таким образом, в соответствии с законом индукции Фарадея обязательным условием возникновения токов в таком контуре является изменение магнитного потока через площадку, окружённую контуром. Если мы вносим проводящий контур в магнитное поле, то в соответствии с законом Фарадея, чтобы возник в нём ток, силовые линии магнитного поля должны пересекать сам контур. Но известно, что магнитные силовые линии не проникают в сверхпроводник и поэтому пересекать его не могут. Поэтому, если взять сверхпроводящее кольцо, то магнитный поток через его сечение всегда будет равен нулю и, пока сверхпроводник является сверхпроводником, ни при каких обстоятельствах поток измениться не может.

Внесём сверхпроводящее кольцо в магнитное поле. Естественно, чтобы магнитный поток через сечение кольца остался нулевым, необходимо скомпенсировать внешнее магнитное поле таким образом, чтобы магнитный поток через сечение кольца не изменился. Это можно сделать единственным способом, возбудив в кольце незатухающие токи, магнитные поля которых и скомпенсируют внешние магнитные поля. Но для того, чтобы возбудить такие токи, необходимы электрические поля, приложенные к проводу сверхпроводящего кольца. Но возникает вопрос, как могут возникнуть эти поля, если суммарный магнитный поток через сечение кольца не изменился.

Все эти примеры говорят о том, что закон индукции Фарадея является не полным и не отражает все возможные варианты возникновения электрических полей при изменении магнитного поля или движении в нём.

Приведем еще одно высказывание из работы [1]: «Наблюдения Фарадея привели к открытию нового закона о связи электрического и магнитного полей: в области, где магнитное поле меняется со временем, генерируется электрическое поле». Но из этого закона тоже имеется исключение. Действительно, вне длинного соленоида магнитные поля отсутствуют, однако при изменении тока в таком соленоиде вокруг соленоида генерируются электрические поля. Объяснение этого факта принято относить к тому, что вокруг длинного соленоида существует циркуляция векторного потенциала [1]. Когда поток магнитной индукции внутри соленоида изменяется, то возникает изменение циркуляции векторного потенциала. Эти изменения при такой интерпретации данного явления и приводят к появлению электрических полей вне соленоида. В работе [1] даже указывается, что в 1956 г. Бом и Аронов экспериментально обнаружили такой потенциал. Но точка зрения о существовании векторного потенциала вне длинного соленоида, где магнитные поля отсутствуют, тоже наталкивается на ряд принципиальных трудностей, которые мы обсудим при рассмотрении закона индукции Фарадея.

В классической электродинамике не находит своего объяснения и такое хорошо известное физическое явление, как фазовая абберрация света, когда при наблюдении звезд из движущейся ИСО, которой является например Земля, телескоп необходимо наклонять на некоторый угол по направлению движения.

Из сказанного можно заключить, что в классической электродинамике существует ряд проблем, которые ещё ждут своего решения. Но прежде, чем перейти к решению этих проблем и наметить пути их решения следует проследить тот путь, который прошла классическая электродинамика со дня её основания до наших дней.

§ 2. Законы магнитоэлектрической индукции

Важная задача классической электродинамики касается закономерностей возникновения электрических полей, а, следовательно, и сил действующих на заряд, в данной точке

пространства. Это главная задача индукции, т.к. только электрические поля, генерируемые тем или иным способом, оказывают силовые воздействия на заряд. Такие поля можно получить, изменяя расположение других зарядов вокруг данной точки пространства или ускоряя их. Если вокруг рассматриваемой точки имеется какая-то статическая конфигурация зарядов, то напряженность электрического поля в данной точке будет определяться соотношением $\vec{E} = -\text{grad } \varphi$, где φ скалярный потенциал, определяемый данной конфигурацией зарядов. Если изменить их расположение, то этой новой конфигурации будут соответствовать и другие значения скалярного потенциала, а, следовательно, и другие значения напряженности электрического поля. Но, делая это, необходимо перемещать заряды в пространстве, а такое перемещение в обязательном порядке сопряжено с их ускорением и последующим замедлением. Ускорение или замедление зарядов также может приводить к возникновению в окружающем пространстве электрических полей.

Основным законом индукции в электродинамике является закон Фарадея. Он записывается следующим образом:

$$\int \vec{E} d\vec{l} = -\frac{\partial \Phi_B}{\partial t} = -\mu \int \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} d\vec{s} = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s}, \quad (2.1)$$

где $\vec{B} = \mu \vec{H}$ - вектор магнитной индукции, $\Phi_B = \mu \int \vec{H} d\vec{s}$ - поток магнитной индукции, а $\mu = \tilde{\mu} \mu_0$ - магнитная проницаемость среды. Из этого закона следует, что циркуляция вектора электрического поля равна изменению потока магнитной индукции через площадку, которую охватывает данный контур. Сразу необходимо подчеркнуть то обстоятельство, что рассматриваемый закон представляет процессы взаимной индукции, т.к. для получения циркуляции вектора \vec{E} используется стороннее магнитное поле, сформированное сторонним источником. Из соотношения (2.1) получают первое уравнение Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (2.2)$$

Сразу укажем на терминологическую ошибку. Закон Фарадея следует называть не законом электромагнитной индукции, как это принято в существующей литературе, а законом магнитоэлектрической индукции, т.к. изменение магнитных полей приводит к возникновению электрических полей, а не наоборот.

В связи с данным рассмотрением приведем еще одно исключение из правила потока. Оказывается, как уже было указано, возможен случай, когда поток через поперечное сечение контура вообще не изменяется, а ток в контуре, а, следовательно, и э.д.с., его возбуждающая, имеет место. Разместим в длинном соленоиде сверхпроводящий цилиндр несколько меньшего диаметра. Если теперь начать вводить ток в соленоид, то на внешней поверхности сверхпроводящего цилиндра начнет наводиться незатухающий ток, при этом, однако, магнитный поток внутри сверхпроводящего цилиндра всегда будет равен нулю.

Чтобы выйти из рассмотренных затруднений, сделаем попытку подойти к закону магнитоэлектрической индукции с другой стороны. Предположим, что в области расположения контура интегрирования существует некий локальный вектор \vec{A}_H , удовлетворяющий равенству

$$\mu \int \vec{A}_H d\vec{l} = \Phi_B,$$

где контур интегрирования совпадает с контуром интегрирования в соотношении (2.1), а вектор \vec{A}_H определен на всех его участках, тогда

$$\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}. \quad (2.3)$$

Введенный таким образом вектор \vec{A}_H предполагает локальную связь между вектором \vec{A}_H и электрическим полем. Нетрудно показать, что введенный таким образом вектор \vec{A}_H , связан с магнитным полем следующим соотношением:

$$\text{rot } \vec{A}_H = \vec{H}. \quad (2.4)$$

Следовательно, зная пространственные производные векторного потенциала, можно определить магнитное поле.

Таким образом, вектор \vec{H} есть следствием наличия вектора \vec{A}_H , но не наоборот.

Если имеется прямой проводник с током, то вокруг него имеется поле векторного потенциала, в этом случае $\text{rot } \vec{A}_H \neq 0$ и, следовательно, в окрестностях такого проводника имеется и магнитное поле. Отрезок провода длиной dl , по которому течёт ток I , генерирует в дальней зоне (имеется в виду, что расстояние r значительно больше длины отрезка) векторный потенциал

$$d\vec{A}_H(r) = \frac{I d\vec{l}}{4\pi r}.$$

Отметим то обстоятельство, что векторный потенциал в данном случае убывает, как $\frac{1}{r}$, следовательно по этому же закону убывают и индуцируемые электрические поля. Очень важно, что электрические поля убывают уже не как $\frac{1}{r^2}$, как в случае скалярного потенциала, а как $\frac{1}{r}$, что характерно для излучающих систем.

Казалось бы, все очень хорошо получается, но здесь мы опять сталкиваемся, то ли с неправильной трактовкой понятия векторного потенциала, то ли с неправильной трактовкой его возникновения. Энергия электрических полей находится из соотношения

$$W_E = \frac{1}{2} \epsilon E^2,$$

где $\epsilon = \tilde{\epsilon}\epsilon_0$ - диэлектрическая проницаемость среды.

Если к длинному соленоиду подключить источник напряжения, то ток, а, следовательно, и поток в нём начнёт расти по линейному закону. Соотношение (2.1) указывает на то, что до тех пор, пока к соленоиду не подключен источник питания, вокруг соленоида электрических полей нет. Но в момент подключения к нему источника постоянного напряжения ток в его обмотке начинает расти по линейному закону, и вокруг соленоида мгновенно возникает циркуляция электрического поля. Причем, поскольку ток в соленоиде возрастает по линейному закону, то эти электрические поля постоянны во времени. Электрические поля также мгновенно исчезают, когда изменение тока прекращается. То, что электрические поля, несущие на себе энергию, могут мгновенно возникать и исчезать уже наводит на размышление. Возникает абсурдная ситуация, когда электрические поля есть, а энергия в них не запасается, т.к. как при расчёте энергии, запасённой в соленоиде, эти поля не учитываются. Но раз поля возникают мгновенно и не несут в себе энергии, то можно предположить, что и распространяются они вдоль соленоида с бесконечной скоростью. Кроме того, если соленоид очень длинный (в литературе иногда даже используется выражение бесконечно длинный соленоид), то, как объяснить и тот факт, что во всех точках пространства внутри такого соленоида магнитное поле должно расти по одинаковому закону. Это тоже означает, что магнитное поле внутри соленоида имеет бесконечную фазовую скорость, и таким образом мы можем передавать информацию с бесконечной скоростью. Рассмотренные факты, на которые пока внимания не обращали, являются, пожалуй, наиболее важным препятствием на пути такой интерпретации возникновения векторного потенциала вокруг длинного соленоида, хотя именно такая концепция его возникновения рассматривается во всех трудах по

электродинамике, в том числе и в работе [1]. Ниже этот вопрос будет подробно рассмотрен, и будут даны соответствующие разъяснения.

До сих пор решение вопроса о возникновении электрических полей в движущихся ИСО можно было осуществлять двумя путями. Первый заключается в вычислении силы Лоренца, действующей на заряды, движущиеся в магнитном поле. Второй путь заключался в измерении изменения магнитного потока через исследуемый контур. Оба метода давали одинаковый результат. Это было непонятно, и уже приводилось по этому поводу высказывания авторов работы [1]. В связи с непониманием физической природы рассмотренных явлений и начали считать, что униполярный генератор является исключением из правила потока. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Для того чтобы ответить на поставленные вопросы, изменим соотношение (2.3), заменив в нем частную производную на полную

$$\vec{E}' = -\mu \frac{d\vec{A}_H}{dt}. \quad (2.5)$$

Штрих около вектора \vec{E} означает, что это поле мы определяем в движущейся системе координат, в то время как вектор \vec{A}_H определен в неподвижной системе. Такая замена означает, что векторный потенциал может иметь не только локальную, но и конвекционную производную, т.е. может изменяться, как за счет изменения времени, так и за счет движения в пространственно меняющемся поле этого потенциала. При этом соотношение (2.5) можно переписать следующим образом:

$$\vec{E}' = -\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - \mu (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H,$$

где \vec{v} - скорость штрихованной системы. Следовательно, сила, действующая на заряд в движущейся системе, при отсутствии зависимости векторного потенциала от времени, запишется

$$\vec{F}'_{v,1} = -\mu e (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H.$$

Эта сила зависит только от пространственных производных векторного потенциала и скорости заряда.

Заряд, движущийся в поле векторного потенциала \vec{A}_H со скоростью \vec{v} , обладает потенциальной энергией [1]

$$W = -e\mu(\vec{v}\vec{A}_H).$$

Поэтому должна существовать еще одна сила, действующая на заряд в движущейся системе координат, а именно:

$$\vec{F}'_{v,2} = -grad W = e\mu grad(\vec{v}\vec{A}_H).$$

Таким образом, величина $e\mu(\vec{v}\vec{A}_H)$ играет такую же роль, что и скалярный потенциал φ , градиент которого также дает силу. Следовательно, суммарная сила, которая действует на заряд, движущийся в поле векторного потенциала, может иметь три составляющие и запишется как

$$\vec{F}' = -e\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - e\mu(\vec{v}\nabla)\vec{A}_H + e\mu grad(\vec{v}\vec{A}_H). \quad (2.6)$$

Первая из составляющих этой силы действует на неподвижный заряд, когда векторный потенциал меняется во времени и имеет локальную производную по времени. Вторая составляющая связана с движением заряда в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Совсем иная природа у силы, которая определяется последним слагаемым соотношения (2.6). Она связана с тем, что заряд, движущийся в поле векторного потенциала, обладает потенциальной энергией, градиент которой и дает силу. Из соотношения (2.6) следует

$$\vec{E}' = -\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - \mu (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H + \mu \operatorname{grad}(\vec{v} \vec{A}_H). \quad (2.7)$$

Это и есть полный закон взаимной индукции. Он определяет все электрические поля, которые могут возникать в заданной точке пространства, причем эта точка может быть как неподвижной, так и движущейся. Этот единый закон включает в себя и закон Фарадея и ту часть силы Лоренца, которая связана с движением заряда в магнитном поле, и без всяких исключений дает ответ на все вопросы, касающиеся взаимной магнитоэлектрической индукции. Показательно, что, если взять ротор от обеих частей равенства (2.7), пытаясь получить первое уравнение Максвелла, то сразу будет потеряна существенную часть информации, т.к. ротор от градиента тождественно равен нулю.

Если выделить те силы, которые связаны с движением заряда в пространственно меняющемся поле векторного потенциала, и учесть, что

$$\mu \operatorname{grad}(\vec{v} \vec{A}_H) - \mu (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H = \mu [\vec{v} \times \operatorname{rot} \vec{A}_H],$$

то из (2.6) получим

$$\vec{F}'_v = e\mu [\vec{v} \times \operatorname{rot} \vec{A}_H], \quad (2.8)$$

и, учитывая (2.4), запишем

$$\vec{F}'_v = e\mu [\vec{v} \times \vec{H}], \quad (2.9)$$

или

$$\vec{E}'_v = \mu \left[\vec{v} \times \vec{H} \right]. \quad (2.10)$$

И окончательно

$$\vec{F}' = e\vec{E} + e\vec{E}'_v = -e \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} + e\mu \left[\vec{v} \times \vec{H} \right]. \quad (2.11)$$

Может показаться, что соотношение (2.11) представляет силу Лоренца, однако это не так. В этом соотношении и поле \vec{E} , и поле \vec{E}'_v являются индуцированными, первое связано с чисто временными изменениями векторного потенциала, второе же обязано движению заряда в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Чтобы получить полную силу, действующую на заряд, необходимо к правой части соотношения (2.11) добавить слагаемое $-e \text{ grad } \varphi$

$$\vec{F}'_{\Sigma} = -e \text{ grad } \varphi + e\vec{E} + e\mu \left[\vec{v} \times \vec{H} \right],$$

где φ - скалярный потенциал в точке наблюдения. Теперь соотношение (2.7) можно переписать следующим образом:

$$\vec{E}' = -\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - \mu (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H + \mu \text{ grad} (\vec{v} \vec{A}_H) - \text{ grad } \varphi, \quad (2.12)$$

или, собрав первые два члена в полную производную векторного потенциала по времени, а также, внося под знак градиента два последних члена правой части соотношения (2.12), получим

$$\vec{E}' = -\mu \frac{d\vec{A}_H}{dt} + \text{grad} \left(\mu(\vec{v}\vec{A}) - \varphi \right). \quad (2.13)$$

Если обе части соотношения (2.12) умножить на величину заряда, то получится полная сила, действующая на заряд. От силы Лоренца она будет отличаться слагаемым $-e\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}$. Из соотношения (2.13) видно, что величина $\mu(\vec{v}\vec{A}) - \varphi$ играет роль обобщенного скалярного потенциала. Взяв ротор от обеих частей соотношения (2.13) и учитывая, что $\text{rot grad} = 0$, получим

$$\text{rot } E' = -\mu \frac{d\vec{H}}{dt}.$$

Если в данном соотношении заменить полную производную на частную, т.е. считать, что поля определяются в заданной инерциальной системе, то получится первое уравнение Максвелла.

Такой подход максимально прояснил физическую картину взаимной индукции. Мы специально посмотрели на него под другим углом зрения, для того, чтобы разрешить те противоречивые суждения, которые имеют место в фундаментальных трудах по теории электричества [1].

Ранее сила Лоренца рассматривалась как фундаментальный экспериментальный постулат, не связанный с законом индукции. Расчетным путем получить последнее слагаемое правой части соотношения (2.11) можно было только в рамках специальной теории относительности (СТО), введя два постулата. В данном случае все слагаемые соотношения (2.11) получены из закона индукции в рамках преобразований Галилея. Причем соотношение (2.11) это и есть полный закон взаимной индукции, если его записать в терминах

векторного потенциала. И это есть как раз то правило, которое дает возможность, зная поля в одной ИСО, вычислять поля в другой.

Структуру сил, действующих на движущийся заряд, легко понять на примере случая, когда заряд движется между двумя параллельными плоскостями, по которым течёт ток (рис. 7). Выберем оси координат таким образом, чтобы ось z была направлена нормально к плоскостям, а ось y параллельна им. Тогда для случая, когда расстояние между пластинами значительно меньше их размеров (в данном случае на картинке это соотношение не соблюдено), магнитное

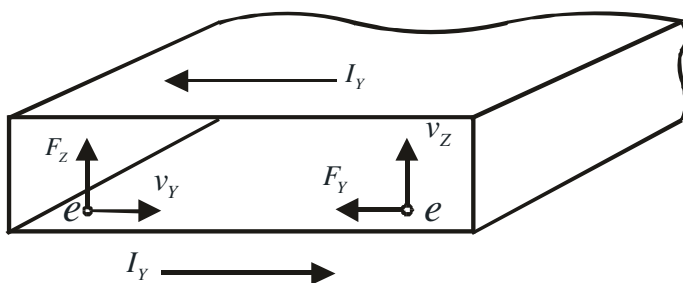


Рис. 7. Силы, действующие на заряд, движущийся в поле векторного потенциала.

поле H_x между ними будет равно удельному току I_y , текущему по пластинам. Если положить, что векторный потенциал на нижней пластине равен нулю, то его y – компонента, отсчитываемая от нижней пластины, будет возрастать по закону

$$A_y = I_y z.$$

Если заряд движется в направлении оси y вблизи нижней пластины со скоростью v_y , то сила F_z , действующая на заряд, определяется последним слагаемым соотношения (2.6) и равна

$$F_z = e\mu v_y I_y. \quad (2.14)$$

Направлена эта сила от нижней пластины к верхней.

Если заряд движется вдоль оси z от нижней пластины к верхней со скоростью $v_z = v_y$, то для нахождения силы следует использовать уже второе слагаемое правой части соотношения (2.6). Эта сила по абсолютной величине опять равна силе, определяемой соотношением (2.14), и направлена в сторону противоположную оси y . При любых других направлениях движения суммарная сила будет векторной суммой двух сил, представляемых последними слагаемыми соотношения (2.6). Суммарная же величина этой силы будет определяться соотношением (2.11), а сама сила всегда будет нормальной к направлению движения заряда. Раньше рассматривалось наличие такой силы как действие силы Лоренца, природу которой была неясна, и вводилась она как экспериментальный постулат. Теперь понятно, что она является следствием совместного действия двух сил, различных по своей природе, физический смысл которых теперь ясен.

Понимание структуры сил дает нам возможность посмотреть на уже известные явления с другой точки зрения. Например, с чем связано существование сил, которые растягивают петлю с током? В данном случае это обстоятельство может интерпретироваться не как действие силы Лоренца, а с энергетической точки зрения. Ток, текущий по элементу кольцевого витка находится в поле векторного потенциала, создаваемого остальными элементами этого витка, а, следовательно, имеет запас потенциальной энергии. Сила, действующая на такой элемент, обусловлена наличием градиента потенциальной энергии этого элемента и пропорциональна градиенту скалярного произведения величины тока на векторный потенциал в данной точке. Таким образом, можно объяснить и происхождение пондеромоторных сил. Если ток разбить на отдельные токовые нити, то все они будут по отдельности создавать поле векторного потенциала. Суммарное поле будет действовать на каждую нить в отдельности, и в соответствии с последним слагаемым правой части

соотношения (2.6) это будет приводить к взаимному притяжению. И в первом и во втором случае в соответствии с общими принципами система стремится к минимуму потенциальной энергии.

Следует подчеркнуть, что в соотношении (2.8) и (2.9) все поля имеют индукционное происхождение, и они связаны то ли с локальной производной векторного потенциала, то ли с движением заряда в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Если поля во времени не изменяются, то в правой части соотношений (2.8) и (2.9) остаются только последние слагаемые, и они объясняют работу всех существующих электрогенераторов с движущимися механическими частями, в том числе и работу униполярного генератора. Соотношение (2.7) дает возможность физически объяснить все составляющие напряженности электрического поля, возникающего в неподвижной и движущейся систем координат. В случае униполярного генератора в формировании силы, действующей на заряд, принимают участие два последних слагаемых правой части равенства (2.7), внося одинаковые вклады. Теперь ясно, что представление закона индукции в терминах векторного потенциала это и есть тот „основополагающий принцип” на отсутствие которого жалуется автор работы [1].

При рассмотрении действия магнитного поля на движущийся заряд, указывалось на посредническую роль этого поля и отсутствия закона прямого действия между движущимися зарядами. Введения векторного потенциала также не дает ответа на этот вопрос, этот потенциал попрежнему играет посредническую роль и не дает ответа о конкретном месте приложения сил.

Покажем, что соотношения, полученные путем введения магнитного векторного потенциала, могут быть получены и непосредственно из закона Фарадея. Сам Фарадей при проведении опытов установил, что в контуре индуцируется ток, когда в соседнем контуре включается или выключается постоянный ток или соседний контур с постоянным током движется относительно первого контура. Поэтому в общем виде закон Фарадея записывается следующим образом:

$$\int \vec{E}' d\vec{l}' = -\frac{d\Phi_B}{dt}. \quad (2.15)$$

Данная запись закона указывает на то, что при определении циркуляции \vec{E} в движущейся (штрихованной) системе координат, около \vec{E} и $d\vec{l}$ должны стоять штрихи и следует брать полную производную. Если же циркуляция определяется в неподвижной системе координат, то штрихи около \vec{E} и $d\vec{l}$ отсутствуют, но при этом справа в выражении (2.15) должна стоять частная производная по времени. Обычно при записи закона магнитоэлектрической индукции на этом внимание почему-то не акцентируется.

Полная производная по времени в соотношении (2.15) означает независимость конечного результата появления э.д.с. в контуре от способа изменения потока. Поток может изменяться как за счет чисто временных изменений \vec{B} , так и за счет того, что система, в которой измеряется циркуляция $\int \vec{E}' d\vec{l}'$, движется в пространственно меняющемся поле \vec{B} . Величина магнитного потока в соотношении (2.15) дается выражением

$$\Phi_B = \int \vec{B} d\vec{s}', \quad (2.16)$$

где магнитная индукция $\vec{B} = \mu\vec{H}$ определена в неподвижной системе координат, а элемент $d\vec{s}'$ определен в движущейся системе. Учитывая (2.15), из (2.16) получаем

$$\int \vec{E}' d\vec{l}' = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} d\vec{s}'.$$

И далее, поскольку $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \text{ grad}$, запишем

$$\int \vec{E}' d\vec{l}' = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s}' - \int [\vec{B} \times \vec{v}] d\vec{l}' - \int \vec{v} \text{ div} \vec{B} d\vec{s}'. \quad (2.17)$$

В данном случае контурный интеграл берется по контуру $d\vec{l}'$, охватывающему площадку $d\vec{s}'$. Сразу отметим, что все дальнейшее изложение будет вестись в предположении справедливости преобразований Галилея, т.е. $d\vec{l}' = d\vec{l}$ и $d\vec{s}' = d\vec{s}$. Из (2.17) следует хорошо известный результат

$$\vec{E}' = \vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}], \quad (2.18)$$

из которого следует, что при движении в магнитном поле возникает дополнительное электрическое поле, определяемое последним слагаемым соотношения (2.18). Заметим, что это соотношение получено не путем введения постулата о силе Лоренца, или из ковариантных преобразований Лоренца, а непосредственно из закона Фарадея, причем в рамках преобразований Галилея. Таким образом, сила Лоренца является прямым следствием закона магнитоэлектрической индукции.

Из закона Ампера следует соотношение

$$\vec{H} = \text{rot} \vec{A}_H.$$

Тогда соотношение (2.17) для индуцированных полей можно переписать

$$\vec{E}' = -\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} + \mu [\vec{v} \times \text{rot } \vec{A}],$$

и далее

$$\vec{E}' = -\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - \mu (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H + \mu \text{grad}(\vec{v} \vec{A}_H). \quad (2.19)$$

Снова получилось соотношение (2.7), но получено оно непосредственно из закона Фарадея. Правда, и этот путь пока не проливает свет на физическую природу происхождения силы Лоренца, так как истинные физические причины возникновения векторного потенциала нам все равно пока не ясны.

При рассмотрении сил, действующих на заряд, мы ограничились случаем, когда время запаздывания, необходимое для прохождения сигнала от источника, генерирующего векторный потенциал, до самого заряда было значительно меньше, чем период колебаний тока в проводниках. Теперь снимем такое ограничение.

Второе уравнение Максвелла в терминах векторного потенциала можно записать следующим образом:

$$\text{rot } \text{rot} \vec{A}_H = \vec{j}(\vec{A}_H), \quad (2.20)$$

где $\vec{j}(\vec{A}_H)$ - некоторый функционал от \vec{A}_H , зависящий от свойств рассматриваемой среды. Если, например, $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, т.е. выполняется закон Ома, то

$$\vec{j}(\vec{A}_H) = -\sigma \mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}. \quad (2.21)$$

Для свободного пространства имеет место соотношение

$$\vec{j}(\vec{A}_H) = -\mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}_H}{\partial t^2}. \quad (2.22)$$

Для свободных зарядов, которые могут двигаться без трения, функционал будет иметь вид

$$\vec{j}(\vec{A}_H) = -\frac{\mu}{L_k} \vec{A}_H, \quad (2.23)$$

где $L_k = \frac{m}{ne^2}$ - кинетическая индуктивность зарядов [2]. В этом соотношении m , e и n - масса заряда, его величина и плотность соответственно.

Соотношения (2.21 – 2.23) отражают известный факт о существовании трех видов электрического тока: активного и двух реактивных. Каждый из них имеет характерную зависимость от векторного потенциала. Эта зависимость и определяет правила распространения векторного потенциала в различных средах. Здесь следует подчеркнуть, что написание соотношений (2.21 – 2.23) предполагает не только наличие тока, но и наличие тех материальных сред, в которых такие токи текут. Ток проводимости, определяемый соотношениями (2.21) и (2.23), могут пропускать через себя проводники, в которых имеются свободные носители тока. Емкостной ток, или ток смещения, может пропускать через себя свободное пространство или диэлектрики. Для свободного пространства соотношение (2.20) имеет вид:

$$\text{rot rot} \vec{A}_H = -\mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}_H}{\partial t^2}. \quad (2.24)$$

Это волновое уравнение, свидетельствующее о том, что векторный потенциал может распространяться в свободном пространстве в виде плоских волн.

Использование соотношений (2.21-2.24) исключает необходимость использования уравнений Максвелла, т.к. все вопросы распространения полей могут быть решены путём использования указанных уравнений.

Всё сказанное свидетельствует о том, что векторный потенциал имеет очень важное значение в классической электродинамике. Его использование проливает свет на многие физические явления, которые ранее понятны не были. И, если удастся выяснить физическую природу этого потенциала, то будет решена очень важная задача как теоретического, так и прикладного плана.

§ 3. Законы электромагнитной индукции

Закон Фарадея показывает, каким образом изменение магнитных полей приводит к появлению электрических полей. Однако возникает вопрос о том, приводит ли изменение электрических полей к возникновению каких-либо других полей и, в частности, магнитных? Ответ на этот вопрос дал Максвелл, введя ток смещения в свое второе уравнение. В случае отсутствия токов проводимости второе уравнение Максвелла выглядит следующим образом:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t},$$

где $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ - электрическая индукция.

От этого соотношения нетрудно перейти к выражению

$$\int \vec{H} d\vec{l} = \frac{\partial \Phi_E}{\partial t}, \quad (3.1)$$

где $\Phi_E = \int \vec{D} d\vec{s}$ поток электрической индукции.

Однако для полного описания процессов взаимной электрической индукции соотношения (3.1) недостаточно. Как и в случае закона Фарадея, следует учесть то обстоятельство, что поток электрической индукции может меняться не только за счет локальной производной электрического поля по времени, но и за счет того, что контур, вдоль которого производится интегрирование, может двигаться в пространственно меняющемся электрическом поле. Это означает, что в соотношении (3.1), как и в случае закона Фарадея, следует заменить частную производную на полную. Обозначая штрихами поля и элементы контура в движущейся ИСО, получим:

$$\int \vec{H}' d\vec{l}' = \frac{d\Phi_E}{dt},$$

и далее

$$\int \vec{H}' d\vec{l}' = \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{s}' + \int [\vec{D} \times \vec{v}] d\vec{l}' + \int \vec{v} \operatorname{div} \vec{D} d\vec{s}'. \quad (3.2)$$

Для электронейтральной среды $\operatorname{div} \vec{E} = 0$, поэтому последний член правой части в этом выражении будет отсутствовать. Для этого случая соотношение (3.2) будет иметь вид:

$$\int \vec{H}' d\vec{l}' = \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{s}' + \int [\vec{D} \times \vec{v}] d\vec{l}'. \quad (3.3)$$

Если в этом соотношении перейти от интегрирования по контуру к интегрированию по поверхности, то получим:

$$\operatorname{rot} \vec{H}' = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \operatorname{rot} [\vec{D} \times \vec{v}]. \quad (3.4)$$

Если, исходя из этого соотношения, записать поля в данной инерциальной системе, то штрих около \vec{H} и второй член правой части исчезнут, и получим ток смещения, введенный Максвеллом. Но Максвелл ввел этот параметр, не прибегая к закону электромагнитной индукции (3.2). Если свой закон магнитоэлектрической индукции Фарадей вывел на основании экспериментов с магнитными полями, то эксперименты по установлению справедливости соотношения (3.2) в то время провести было невозможно, т.к. для проведения такого

эксперимента не хватало чувствительности существующих измерительных приборов.

Для случая постоянных электрических полей из (3.4) получаем:

$$\vec{H}' = -\varepsilon [\vec{v} \times \vec{E}]. \quad (3.5)$$

Для вихревых электрических полей можно выразить электрическое поле через ротор электрического векторного потенциала, положив

$$\vec{E} = \text{rot } \vec{A}_E. \quad (3.6)$$

Но введение такого соотношения является, по сути дела, признанием существования магнитных токов. Полемика о наличии таких токов в научной литературе ведется давно. Но наличие магнитных токов очень легко понять на таком примере. Предположим, что в нашем распоряжении имеется длинный стержень, выполненный из магнитного материала. Если на одном конце стержня разместить соленоид и ввести в него ток, то конец стержня намагнитится. Но намагниченность, возникшая на конце стержня, не сразу появится на другом его конце. Волна намагниченности будет распространяться вдоль стержня с какой-то скоростью, зависящей от кинетических свойств самого процесса намагничивания. Таким образом, сам магнитный стержень, в данном случае, подобно проводнику электрического тока, является проводником магнитного потока, который, как и ток проводимости, может распространяться с конечной скоростью.

Соотношение (3.4) с учетом (3.6) запишется:

$$\vec{H}' = \varepsilon \frac{\partial \vec{A}_E}{\partial t} - \varepsilon [\vec{v} \times \text{rot } \vec{A}_E].$$

Далее можно повторить все те процедуры, которые уже проводились с магнитным векторным потенциалом, и записать следующие соотношения:

$$\vec{H}' = \varepsilon \frac{\partial \vec{A}_E}{\partial t} + \varepsilon (\vec{v} \nabla) \vec{A}_E - \varepsilon \text{grad}(\vec{v} \vec{A}_E),$$

$$\vec{H}' = \varepsilon \frac{\partial \vec{A}_E}{\partial t} - \varepsilon [\vec{v} \times \text{rot } \vec{A}_E],$$

$$\vec{H}' = \varepsilon \frac{dA_E}{dt} - \varepsilon \text{grad}(\vec{v}A_E).$$

Конечно, рассмотрение данного вопроса можно было бы, как и в случае закона магнитоэлектрической индукции, начать с введения вектора \vec{A}_E , но этот путь специально пройден традиционным способом, начиная с интегрального закона, чтобы показать идентичность процессов для двух различных законов, и логическую последовательность введения электрического векторного потенциалов.

Введение полных производных в законах индукции существенно проясняет физику этих процессов и даёт возможность выделить составляющие сил, действующих на заряд. Этот метод даёт также возможность получить законы преобразования полей при переходе из одной ИСО в другую. В этом и состоит модернизация старой электродинамики, хотя физическая сущность введённых потенциалов остаётся, как и ранее, не ясна.

§ 4. Множественность форм записи электродинамических законов

В предыдущем параграфе показано, что магнитные и электрические поля могут быть выражены через их векторные потенциалы

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}_H, \quad (4.1)$$

$$\vec{E} = \text{rot } \vec{A}_E, \quad (4.2)$$

Следовательно, уравнения Максвелла можно записать в терминах этих потенциалов:

$$\operatorname{rot} \vec{A}_E = -\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}, \quad (4.3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{A}_H = \varepsilon \frac{\partial \vec{A}_E}{\partial t}. \quad (4.4)$$

Для каждого из введённых потенциалов можно получить волновое уравнение, в частности

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{A}_E = -\varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{A}_E}{\partial t^2} \quad (4.5)$$

и считать, что в пространстве распространяются не магнитные и электрические поля, а поле электрического векторного потенциала.

При этом, как легко видеть из соотношений (4.1 – 4.4), магнитное и электрическое поле определяются через этот потенциал соотношениями:

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \varepsilon \frac{\partial \vec{A}_E}{\partial t} \\ \vec{E} &= \operatorname{rot} \vec{A}_E \end{aligned} \quad (4.6)$$

Пространственная производная $\operatorname{rot} \vec{A}_E$ и локальная производная по времени $\frac{\partial \vec{A}_E}{\partial t}$ связаны волновым уравнением (4.5).

Таким образом, использование только одного электрического векторного потенциала позволяет полностью решить задачу о распространении электрического и магнитного полей. Учитывая (4.6), теперь вектор Пойнтинга можно записать только через вектор \vec{A}_E :

$$\vec{P} = \varepsilon \left[\frac{\partial \vec{A}_E}{\partial t} \times \operatorname{rot} \vec{A}_E \right].$$

Характерным является то, что при таком подходе обязательным условием распространения является наличие в данной точке пространства, как временных, так и пространственных производных одного и того же потенциала.

Данную задачу можно решить и по-другому, записав волновое уравнение для магнитного векторного потенциала:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{A}_H = -\varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{A}_H}{\partial t^2}. \quad (4.7)$$

При этом магнитное и электрическое поля будут определяться соотношениями

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \operatorname{rot} \vec{A}_H \\ \vec{E} &= -\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}. \end{aligned}$$

Вектор Пойнтинга в данном случае может быть найден из следующего соотношения:

$$\vec{P} = -\mu \left[\frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} \times \operatorname{rot} \vec{A}_H \right].$$

Пространственная производная $\operatorname{rot} \vec{A}_H$ и производная по времени $\frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}$ связаны волновым уравнением (4.7).

Но можно поступить и по-другому, введя, например, электрические и магнитные токи

$$\begin{aligned} \vec{j}_E &= \operatorname{rot} \vec{H}, \\ \vec{j}_H &= \operatorname{rot} \vec{E}. \end{aligned}$$

Для этих токов тоже могут быть записаны уравнения:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{j}_H &= -\mu \frac{\partial \vec{j}_E}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \vec{j}_E &= \varepsilon \frac{\partial \vec{j}_H}{\partial t}. \end{aligned}$$

Эта система по своему виду и заключенной в ней информации ничем не отличается от уравнений Максвелла, и можно считать, что в

пространстве распространяются магнитные или электрические токи. И решение задачи распространения при помощи данного метода опять будет содержать в себе полную информацию о процессах распространения.

Рассмотренный процесс введения новых векторных полей можно распространять в обе стороны до бесконечности, вводя все новые векторные поля. Естественно при этом следует вводить и дополнительные калибровки. Таким образом, существует бесконечное множество возможных записей электродинамических законов, но все они равноценны по заключенной в них информации. Такой подход был впервые продемонстрирован в работе [2].

ЧАСТЬ II. НОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

ГЛАВА 2. НОВЫЕ ИДЕИ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Новые идеи не возникают на пустом месте, их появлению предшествует накопление и осмысление ранее полученных результатов. Тот факт, что классическая электродинамика состоит по сути дела из нескольких, не связанных между собой частей, не может не вызывать беспокойства. То, что некоторые электродинамические эффекты не могут быть объяснены в рамках единой теории, тоже говорит о том, что классическая электродинамика пока нельзя считать завершенной физической теорией. В предыдущих разделах было показано, сколь велика роль магнитного векторного потенциала в электродинамике, рассмотрены грубые нестыковки, которые возникают при объяснении возникновения электрических полей вокруг длинного соленоида при попытке использования этого параметра. Но такое положение дел ставит под сомнение и сам закон индукции Фарадея, поскольку и векторный потенциал и магнитное поле и магнитный поток в соленоиде тесно связанные величины. Во времена Фарадея не были ещё известны ни уравнения Максвелла, ни то, что электромагнитные поля распространяются с конечной скоростью, а следовательно эти эффекты, которые тоже тесно связаны с процессами индукции тоже не могли быть учтены. Даже Максвелл, записав свои знаменитые уравнения не мог экспериментально доказать существование электромагнитных волн. Сделал это впервые Герц, создав очень простым способом первый в мире СВЧ генератор, и при помощи этой методики получил выдающиеся результаты, показав, что электромагнитные волны могут распространяться не только в свободном пространстве, но и могут с конечной скоростью распространяться вдоль металлических проводников. Кроме того, он первый понял, что при записи законов индукции следует пользоваться полными производными полей. Такой подход показал, что сила Лоренца может вводиться не как отдельный постулат, а следует из законов индукции. Герц умер очень рано, но нет сомнений в том, что если бы этот гениальный учёный прожил дольше, то электродинамика, а может быть и вся физика, пошла бы по совсем

другому пути. Этот путь мы и попытаемся наметить в этом разделе, построив основы такой непротиворечивой электродинамики, которая объединит её разрозненные части и укажет ту единую основу, которая является её фундаментом. Разработка и внедрение в электродинамику новых принципов позволит нам объяснить и явления, которые до настоящего времени объяснения не имели и, в частности те эффекты, которые связаны с взрывами ядерных зарядов.

На сегодняшний день классическая электродинамика, несмотря на указанные недостатки, представляет очень важный раздел физики, который по своей практической значимости занимает одно из первых мест. Однако, несмотря на это, в электродинамику материальных сред вкравлись некоторые принципиальные ошибки, которые следует исправить. Эти ошибки касаются введения такого понятия, как частотная дисперсия диэлектрической и магнитной проницаемости материальных сред. Введение таких понятий относится скорее к метафизике, чем к физике.

§ 5. Существует ли частотная дисперсия диэлектрической проницаемости материальных сред

Всем хорошо известно такое явление как радуга. Специалисту по электродинамике ясно, что возникновение радуги связано с зависимостью от частоты фазовой скорости электромагнитных волн, проходящих через капли дождя. Поскольку вода является диэлектриком, то при объяснении этого явления Дж. Хевисайд и Р. Вул предположили, что такая дисперсия связана с частотной дисперсией (зависимостью от частоты) диэлектрической проницаемости воды. С тех пор эта точка зрения является господствующей [3-8].

Однако создатель основных уравнений электродинамики Максвелл считал, что диэлектрическая и магнитная проницаемость материальных сред от частоты не зависят, а являются фундаментальными константами. Как родилась идея дисперсии диэлектрической и магнитной проницаемости, и какой путь она прошла, красочно

характеризует цитата из монографии хорошо известных специалистов в области физики плазмы [3]: «Сам Дж. Максвелл при формулировке уравнений электродинамики материальных сред считал, что диэлектрическая и магнитная проницаемости являются постоянными величинами (по этой причине они длительное время считались постоянными величинами). Значительно позже, уже в начале этого столетия при объяснении оптических дисперсионных явлений (в частности явления радуги) Дж. Хевисайд и Р. Вул показали, что диэлектрическая и магнитная проницаемости являются функциями частоты. А совсем недавно, в середине 50-х годов, физики пришли к выводу, что эти величины зависят не только от частоты, но и от волнового вектора. По сути, это была радикальная ломка существующих представлений. Насколько серьезной она была, характеризует случай, который произошел на семинаре Л. Д. Ландау в 1954 г. Во время доклада А. И. Ахиезера на эту тему Ландау вдруг воскликнул, перебив докладчика: "Это бред, поскольку показатель преломления не может быть функцией показателя преломления". Заметьте, что это сказал Л. Д. Ландау – один из выдающихся физиков нашего времени» (конец цитаты).

Из приведенной цитаты непонятно, что именно имел в виду автор этих слов. Однако последующие его публикации говорят о том, что он эту концепцию принял [4].

Сразу, забегая вперед, следует заметить, что прав был Максвелл. В ряде же фундаментальных работ по электродинамике [3-8] допущены серьезные концептуальные, методические и физические ошибки, в результате которых в физику проникли и прочно в ней закрепились такие метафизические понятия как частотная дисперсия диэлектрической проницаемости материальных сред и, в частности, плазмы. Распространение этой концепции на диэлектрики привело к тому, что все начали считать, что и диэлектрическая проницаемость диэлектриков тоже зависит от частоты. Эти физические заблуждения проникли во все сферы физики и техники. Они настолько прочно укоренились в сознании специалистов, что многие до сих пор не могут поверить в то, что диэлектрическая проницаемость плазмы равна диэлектрической проницаемости вакуума, а дисперсия диэлектрической проницаемости диэлектриков отсутствует. Трудность понимания этих вопросов, в первую очередь физиками, связана с теми

ошибками, которые имеются в трудах Л. Д. Ландау. Сам Ландау, как видно из его работ, был, прежде всего, математиком. Его труды построены таким образом, что их основой является не физика, для описания законов которой используется математика, а математика, на основе которой выводятся физические законы. Именно таким методом и было создано метафизическое понятие зависящей от частоты диэлектрической проницаемости плазмы и это понятие тоже чисто математическим образом, без понимания физики процессов, было распространено на диэлектрики. Имеется громадное количество публикаций, начиная с БСЭ и кончая трудами таких известных учёных, как Друде, Вулла, Хевисайда, Ландау, Гинзбурга, Ахиезера, Тамма [3-8], где говорится, что диэлектрическая проницаемость плазмы и диэлектриков зависит от частоты. Это есть грубая методическая и физическая ошибка. И она стала возможной по той причине, что без должного понимания физики происходящих процессов произошла подмена физических понятий математическими символами, которым были присвоены физические, а вернее метафизические, наименования, не соответствующие их физическому смыслу.

§ 6. Проводящие среды

Под бездиссипативными проводящими средами будем понимать такие, в которых заряды могут двигаться без потерь. К таким средам в первом приближении могут быть отнесены сверхпроводники и свободные электроны или ионы в вакууме (в дальнейшем проводники). Для электронов в указанных средах в отсутствии магнитного поля уравнение движения имеет вид:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}, \quad (6.1)$$

где m и e – масса и заряд электрона, \vec{E} – напряженность электрического поля, \vec{v} – скорость движения заряда.

В данном уравнении считается, что заряд электрона отрицательный. В работе [8] показано, что это уравнение может быть использовано и

для описания движения электронов в горячей плазме. Поэтому оно может быть распространено и на этот случай.

Используя выражение для плотности тока

$$\vec{j} = ne\vec{v}, \quad (6.2)$$

из (6.1) получаем плотность тока проводимости

$$\vec{j}_L = \frac{ne^2}{m} \int \vec{E} dt. \quad (6.3)$$

В соотношении (6.2) и (6.3) величина n представляет плотность электронов. Введя обозначение

$$L_k = \frac{m}{ne^2}, \quad (6.4)$$

находим

$$\vec{j}_L = \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt. \quad (6.5)$$

В данном случае величина L_k представляет удельную кинетическую индуктивность носителей заряда [2,10-13]. Ее существование связано с тем, что заряд, имея массу, обладает инерционными свойствами. Для случая гармонических полей $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega t$ соотношение (6.5) запишется:

$$\vec{j}_L = -\frac{1}{\omega L_k} \vec{E}_0 \cos \omega t. \quad (6.6)$$

Здесь и далее для математического описания электродинамических процессов будут в большинстве случаев, вместо комплексных величин, использоваться тригонометрические функции с тем, чтобы были хорошо видны фазовые соотношения между векторами, представляющими электрические поля и плотности токов.

Из соотношения (6.5) и (6.6) видно, что \vec{j}_L представляет индуктивный ток, т.к. его фаза запаздывает по отношению к напряжённости электрического поля на угол $\frac{\pi}{2}$.

Если заряды находятся в вакууме, то при нахождении суммарного тока нужно учитывать и ток смещения

$$\vec{j}_\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \varepsilon_0 \vec{E}_0 \cos \omega t.$$

Видно, что этот ток носит ёмкостной характер, т.к. его фаза на $\frac{\pi}{2}$ опережает фазу напряжённости электрического поля. Таким образом, суммарная плотность тока составит [10-12]:

$$\vec{j}_\Sigma = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt,$$

или

$$\vec{j}_\Sigma = \left(\omega \varepsilon_0 - \frac{1}{\omega L_k} \right) \vec{E}_0 \cos \omega t. \quad (6.7)$$

Если электроны находятся в материальной среде, то следует ещё учитывать и наличие положительно заряженных ионов. Однако при рассмотрении свойств таких сред в быстропеременных полях, в связи с тем, что масса ионов значительно больше массы электронов, их наличие обычно не учитывается.

В соотношении (6.7) величина, стоящая в скобках, представляет суммарную реактивную проводимость данной среды σ_Σ и состоит, в свою очередь, из ёмкостной σ_C и индуктивной σ_L проводимости

$$\sigma_\Sigma = \sigma_C + \sigma_L = \omega \varepsilon_0 - \frac{1}{\omega L_k}.$$

Соотношение (6.7) можно переписать и по-другому:

$$\vec{j}_{\Sigma} = \omega \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \vec{E}_0 \cos \omega t,$$

где $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_k \varepsilon_0}}$ - плазменная частота.

И здесь возникает большой соблазн назвать величину

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) = \varepsilon_0 - \frac{1}{\omega^2 L_k},$$

зависящей от частоты диэлектрической проницаемостью плазмы, что и сделано во всех существующих работах по физике плазмы. Но это неправильно, т.к. данный математический символ является сборным параметром, в который одновременно входит диэлектрическая проницаемость вакуума и удельная кинетическая индуктивность зарядов.

С целью дальнейшей конкретизации рассмотрения вопросов дисперсии введём определение понятия диэлектрической проницаемости среды для случая переменных полей.

Если рассмотреть любую среду, в том числе и плазму, то плотность токов (в дальнейшем будем сокращённо говорить просто ток) будет определяться тремя составляющими, зависящими от электрического поля. Ток резистивных потерь будет синфазен электрическому полю. Ёмкостной ток, определяемый первой производной электрического поля по времени, будет опережать напряженность электрического поля по фазе на $\frac{\pi}{2}$. Этот ток называется током смещения. Ток проводимости, определяемый интегралом от электрического поля по времени, будет отставать от электрического поля по фазе на $\frac{\pi}{2}$. Все три указанные составляющие тока и будут входить во второе уравнение Максвелла и других составляющих токов быть не может. Причём все эти три составляющие токов будут присутствовать в любых немагнитных средах, в которых имеются тепловые потери. Поэтому вполне

естественно, диэлектрическую проницаемость любой среды определить как коэффициент, стоящий перед тем членом, который определяется производной электрического поля по времени во втором уравнении Максвелла. При этом следует учесть, что диэлектрическая проницаемость не может быть отрицательной величиной. Это связано с тем, что через этот параметр определяется энергия электрических полей, которая может быть только положительной.

Не введя такого чёткого определения диэлектрической проницаемости, Ландау и начинает рассмотрение поведения плазмы в переменных электрических полях. При этом он не выписывает отдельно ток смещения и ток проводимости, один из которых определяется производной, а другой интегралом, а сваливает эти два тока в одну кучу, вводя диэлектрическую проницаемость плазмы. Делает он это по той причине, что в случае гармонических колебаний вид функции, определяющей и производную и интеграл, одинаков, а отличаются они лишь знаком. Производя такую операцию, Ландау не понимает, что в случае гармонических электрических полей в плазме существуют два различных тока, один из которых является током смещения, и определяется диэлектрической проницаемостью вакуума и производной от электрического поля. Другой ток является током проводимости и определяется удельной кинетической индуктивностью и интегралом от электрического поля. Причём эти два тока противофазны. А поскольку оба тока зависят от частоты, причём один из них зависит от частоты линейно, а другой обратно пропорционально частоте, то между ними имеет место конкуренция. При низких частотах преобладает ток проводимости, при высоких, наоборот, преобладает ток смещения. В случае же равенства этих токов, что имеет место на плазменной частоте, имеет место резонанс токов.

Подчеркнём, что в принципе, с математической точки зрения, так как поступил Ландау, поступать можно, но при этом теряется постоянная интегрирования, которая необходима для учёта начальных условий при решении интегродифференциального уравнения, определяющего плотность тока в материальной среде.

Верна и другая точка зрения. Соотношение (6.7) можно переписать и по-другому:

$$\vec{j}_{\Sigma} = -\frac{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)}{\omega L} \vec{E}_0 \cos \omega t$$

и ввести другой математический символ

$$L^*(\omega) = \frac{L_k}{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)} = \frac{L_k}{\omega^2 L_k \varepsilon_0 - 1} .$$

В данном случае также возникает соблазн назвать эту величину зависящей от частоты кинетической индуктивностью. Но эту величину называть индуктивностью тоже нельзя, поскольку это также сборный параметр, который включает в себя не зависящие от частоты кинетическую индуктивность и диэлектрическую проницаемость вакуума.

Таким образом, можно записать:

$$\vec{j}_{\Sigma} = \omega \varepsilon^*(\omega) \vec{E}_0 \cos \omega t ,$$

или

$$\vec{j}_{\Sigma} = -\frac{1}{\omega L^*(\omega)} \vec{E}_0 \cos \omega t .$$

Но это всего лишь символическая математическая запись одного и того же соотношения (6.7). Оба уравнения эквивалентны. Но с физической точки зрения ни $\varepsilon^*(\omega)$, ни $L^*(\omega)$ диэлектрической проницаемостью или индуктивностью не являются. Физический смысл их названий заключается в следующем:

$$\varepsilon^*(\omega) = \frac{\sigma_X}{\omega} ,$$

т.е. $\varepsilon^*(\omega)$ представляет суммарную реактивную проводимость среды, деленную на частоту, а

$$L_k^*(\omega) = \frac{1}{\omega \sigma_X}$$

представляет обратную величину произведения частоты и реактивной проводимости среды.

Как нужно поступать, если в нашем распоряжении имеются величины $\varepsilon^*(\omega)$ и $L^*(\omega)$, а нам необходимо вычислить полную удельную энергию. Естественно подставлять эти величины в формулы, определяющие энергию электрических полей

$$W_E = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_0^2$$

и кинетическую энергию носителей зарядов

$$W_j = \frac{1}{2} L_k j_0^2, \quad (6.8)$$

нельзя просто потому, что эти параметры не являются ни диэлектрической проницаемостью, ни индуктивностью. Нетрудно показать, что в этом случае полная удельная энергия может быть получена из соотношения

$$W_\Sigma = \frac{1}{2} \cdot \frac{d(\omega \varepsilon^*(\omega))}{d\omega} E_0^2, \quad (6.9)$$

откуда получаем

$$W_\Sigma = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_0^2 + \frac{1}{2} \frac{1}{\omega^2 L_k} E_0^2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_0^2 + \frac{1}{2} L_k j_0^2.$$

Тот же результат получим, воспользовавшись формулой

$$W = \frac{1}{2} \frac{d \left[\frac{1}{\omega L_k^*(\omega)} \right]}{d\omega} E_0^2.$$

Приведенные соотношения показывают, что удельная энергия состоит из потенциальной энергии электрических полей и кинетической энергии носителей зарядов.

При рассмотрении любых сред нашей конечной задачей является нахождение волнового уравнения. В данном случае эта задача уже практически решена.

Уравнения Максвелла для этого случая имеют вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt, \end{aligned} \quad (6.10)$$

где ε_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума.

Система уравнений (6.10) полностью описывает все свойства бездиссипативных проводников. Из неё получаем

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \frac{\mu_0}{L_k} \vec{H} = 0. \quad (6.11)$$

Для случая полей, не зависящих от времени, уравнение (6.11) переходит в уравнение Лондонов

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} + \frac{\mu_0}{L_k} \vec{H} = 0,$$

где $\lambda_L^2 = \frac{L_k}{\mu_0}$ – лондоновская глубина проникновения.

Таким образом, можно заключить, что уравнения Лондонов являясь частным случаем уравнения (6.11), и не учитывают токов смещения в среде. Поэтому они не дают возможности получить волновые уравнения, описывающие процессы распространения электромагнитных волн в сверхпроводниках.

Для электрических полей волновое уравнение в этом случае выглядит следующим образом:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{\mu_0}{L_k} \vec{E} = 0.$$

Для постоянных электрических полей можно записать

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{\mu_0}{L_k} \vec{E} = 0.$$

Следовательно, постоянные электрические поля проникают в сверхпроводник таким же образом, как и магнитные, убывая по экспоненциальному закону. Плотность же тока при этом растёт по линейному закону

$$\vec{j}_L = \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt.$$

Проведенное рассмотрение показало, что диэлектрическая проницаемость данной среды равна диэлектрической проницаемости вакуума и эта проницаемость от частоты не зависит. Этому параметру обязано накопление потенциальной энергии. Кроме того, такую среду характеризует ещё и кинетическая индуктивность носителей зарядов и этот параметр ответственен за накопление кинетической энергии.

Таким образом, получены все необходимые данные, характеризующие процесс распространения электромагнитных волн в рассмотренных проводящих средах. Однако в отличие от общепринятой методики [4-6] при таком рассмотрении нигде не вводился вектор поляризации, а в основу рассмотрения положено уравнение движения и при этом во втором уравнении Максвелла выписываются все составляющие плотностей токов в явном виде.

В радиотехнике существует простой метод представления радиотехнических элементов и материальных сред при помощи эквивалентных схем. Этот метод является очень наглядным и даёт возможность представлять в виде таких схем элементы, как с сосредоточенными, так и с распределёнными параметрами. Использование этого метода позволяет лучше понять, почему были допущены такие существенные физические ошибки при введении понятия зависящей от частоты диэлектрической проницаемости.

Чтобы показать, что единичный объём проводника или плазмы по своим электродинамическим характеристикам эквивалентен параллельному резонансному контуру с сосредоточенными параметрами, рассмотрим параллельный резонансный контур, когда

емкость C и индуктивность L включены параллельно. Связь между напряжением U , приложенным к контуру, и суммарным током I_{Σ} , текущем через такую цепь, имеет вид

$$I_{\Sigma} = I_C + I_L = C \frac{dU}{dt} + \frac{1}{L} \int U dt,$$

где $I_C = C \frac{dU}{dt}$ – ток, текущий через емкость, а $I_L = \frac{1}{L} \int U dt$ – ток, текущий через индуктивность.

Для случая гармонического напряжения $U = U_0 \sin \omega t$ получаем

$$I_{\Sigma} = \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right) U_0 \cos \omega t. \quad (6.12)$$

Величина, стоящая в скобках, представляет суммарную реактивную проводимость σ_{Σ} рассмотренной цепи и состоит, в свою очередь, из емкостной σ_C и индуктивной σ_L проводимости

$$\sigma_{\Sigma} = \sigma_C + \sigma_L = \omega C - \frac{1}{\omega L}.$$

Соотношение (6.12) можно переписать следующим образом:

$$I_{\Sigma} = \omega C \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) U_0 \cos \omega t,$$

где $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ – резонансная частота параллельного контура.

И здесь, также как и в случае проводников, возникает соблазн, назвать величину

$$C^*(\omega) = C \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) = C - \frac{1}{\omega^2 L}, \quad (6.13)$$

зависящей от частоты ёмкостью. С математической (подчеркиваю, с математической, но не с физической) точки зрения ведении такого символа естественно, однако недопустимым является присвоение ему

предлагаемого названия, т.к. этот параметр никакого отношения к истинной ёмкости не имеет и включает в себя одновременно и ёмкость и индуктивность контура, которые от частоты не зависят.

Верна и другая точка зрения. Соотношение (6.12) можно переписать и по-другому:

$$I_{\Sigma} = -\frac{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)}{\omega L} U_0 \cos \omega t,$$

и считать, что рассматриваемая цепь вообще не имеет ёмкости, а состоит только из зависящей от частоты индуктивности

$$L^*(\omega) = \frac{L}{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)} = \frac{L}{\omega^2 LC - 1}. \quad (6.14)$$

Но, так же как и $C^*(\omega)$, величину $L^*(\omega)$ называть индуктивностью нельзя, поскольку это тоже сборный параметр, включающий в себя одновременно ёмкость и индуктивность, которые от частоты не зависят.

Используя выражения (6.13) и (6.14), запишем:

$$I_{\Sigma} = \omega C^*(\omega) U_0 \cos \omega t, \quad (6.15)$$

или

$$I_{\Sigma} = -\frac{1}{\omega L^*(\omega)} U_0 \cos \omega t. \quad (6.16)$$

Соотношения (6.15) и (6.16) эквивалентны, и по отдельности математически полностью характеризуют рассмотренную цепь. Но с физической точки зрения ни $C^*(\omega)$, ни $L^*(\omega)$ ёмкостью и индуктивностью не являются, хотя и имеют ту же размерность. Физический смысл их названий заключается в следующем:

$$C^*(\omega) = \frac{\sigma_X}{\omega},$$

т.е. $C^*(\omega)$ представляет отношение реактивной проводимости данной цепи и частоты, а

$$L^*(\omega) = \frac{1}{\omega\sigma_x},$$

является обратной величиной произведения суммарной реактивной проводимости и частоты.

Накапливаемая в ёмкости и индуктивности энергия, определяется из соотношений

$$W_C = \frac{1}{2} C U_0^2, \quad (6.17)$$

$$W_L = \frac{1}{2} L I_0^2. \quad (6.18)$$

Каким образом следует поступать для вычисления энергии, накопившейся в контуре, если в нашем распоряжении имеются $C^*(\omega)$ и $L^*(\omega)$? Конечно, вставлять эти соотношения в формулы (6.17) и (6.18) нельзя уже хотя бы потому, что эти величины могут быть как положительными, так и отрицательными, а энергия, накопившаяся в емкости и индуктивности, всегда положительна. Но если для этих целей пользоваться указанными параметрами, то нетрудно показать, что суммарная энергия, накопленная в контуре, определяется выражениями:

$$W_\Sigma = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_x}{d\omega} U_0^2, \quad (6.19)$$

или

$$W_\Sigma = \frac{1}{2} \frac{d[\omega C^*(\omega)]}{d\omega} U_0^2, \quad (6.20)$$

или

$$W_\Sigma = \frac{1}{2} \frac{d\left(\frac{1}{\omega L^*(\omega)}\right)}{d\omega} U_0^2. \quad (6.21)$$

Если расписать уравнения (6.19) или (6.20) и (6.21), то получим одинаковый результат, а именно:

$$W_{\Sigma} = \frac{1}{2}CU_0^2 + \frac{1}{2}LI_0^2,$$

где U_0 – есть амплитуда напряжения на ёмкости, а I_0 – амплитуда тока, текущего через индуктивность.

Если сравнить соотношения, полученные для параллельного резонансного контура и для проводников, то можно видеть, что они идентичны, если сделать замену $E_0 \rightarrow U_0$, $j_0 \rightarrow I_0$, $\epsilon_0 \rightarrow C$ и $L_k \rightarrow L$. Таким образом, единичный объём проводника, при однородном распределении электрических полей и плотностей токов в нём, эквивалентен параллельному резонансному контуру с указанными сосредоточенными параметрами. При этом ёмкость такого контура численно равна диэлектрической проницаемости вакуума, а индуктивность равна удельной кинетической индуктивности зарядов.

А теперь представим себе такую ситуацию. В аудиторию, где находятся специалисты, знающие радиотехнику, с одной стороны, и математики – с другой, приходит преподаватель и начинает доказывать, что нет в природе никаких ёмкостей и индуктивностей, а существует только зависящая от частоты ёмкость и что она-то и представляет параллельный резонансный контур. Или, наоборот, что параллельный резонансный контур это зависящая от частоты индуктивность. С такой точкой зрения математики сразу согласятся. Однако радиотехники посчитают лектора человеком с очень ограниченными знаниями. Именно в таком положении оказались сейчас те учёные и специалисты, которые ввели в физику частотную дисперсию диэлектрической проницаемости.

Таким образом, получены все необходимые данные, характеризующие процесс распространения электромагнитных волн в проводниках, а также показано, что в квазистатическом режиме электродинамические процессы в проводниках подобны процессам в параллельном резонансном контуре с сосредоточенными параметрами. Однако, в отличие от общепринятой методики [4-6] при таком рассмотрении нигде не вводился вектор поляризации в проводниках, а

в основу рассмотрения положено уравнение движения, и при этом во втором уравнении Максвелла выписываются все составляющие плотностей токов в явном виде.

Теперь на примере работы [4] рассмотрим вопрос о том, каким образом решаются подобные задачи, когда для их решения вводится понятие вектора поляризации. Параграф 59 этой работы, где рассматривается этот вопрос, начинается словами: «Мы переходим теперь к изучению важнейшего вопроса о быстропеременных электрических полях, частоты которых не ограничены условием малости по сравнению с частотами, характерными для установления электрической и магнитной поляризации вещества» (конец цитаты). Эти слова означают, что рассматривается та область частот, где в связи с наличием инерционных свойств носителей зарядов поляризация вещества не будет достигать её статических значений. При дальнейшем рассмотрении вопроса делается заключение, что «в любом переменном поле, в том числе при наличии дисперсии вектор поляризации $\vec{P} = \vec{D} - \epsilon_0 \vec{E}$ (здесь и далее все цитируемые формулы записываются в системе СИ) сохраняет свой физический смысл электрического момента единицы объёма вещества» (конец цитаты). Приведём ещё одну цитату: «Оказывается возможным установить справедливый для любых тел (безразлично – металлов или диэлектриков) предельный вид функции $\mathcal{E}(\omega)$ при больших частотах. Именно частота поля должна быть велика по сравнению с «частотами» движения всех (или, по крайней мере, большинства) электронов в атомах данного вещества. При соблюдении этого условия можно при вычислении поляризации вещества рассматривать электроны как свободные, пренебрегая их взаимодействием друг с другом и с ядрами атомов» (конец цитаты).

Далее, как это сделано и в данной работе, записывается уравнение движения свободного электрона в переменном электрическом поле

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E},$$

откуда находится его смещение

$$\vec{r} = -\frac{e\vec{E}}{m\omega^2}$$

Затем говорится, что поляризация \vec{P} есть дипольный момент единицы объёма и полученное смещение вставляется в поляризацию

$$\vec{P} = ne\vec{r} = -\frac{ne^2\vec{E}}{m\omega^2}.$$

В данном случае рассматривается точечный заряд, и эта операция означает введение электрического дипольного момента для двух точечных зарядов с противоположными знаками, расположенными на расстоянии \vec{r}

$$\vec{p}_e = -e\vec{r},$$

где вектор \vec{r} направлен от положительного заряда к отрицательному. Этот шаг вызывает недоумение, поскольку рассматривается точечный электрон, и чтобы говорить об электрическом дипольном моменте, нужно иметь в этой среде для каждого электрона заряд противоположного знака, отнесённый от него на расстояние \vec{r} . В данном же случае рассматривается газ свободных электронов, в котором отсутствуют заряды противоположных знаков. Далее следует стандартная процедура, когда введённый таким незаконным способом вектор поляризации вводится в диэлектрическую проницаемость

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0\vec{E} - \frac{ne^2\vec{E}}{m\omega^2} = \epsilon_0\left(1 - \frac{1}{\epsilon_0 L_k \omega^2}\right)\vec{E},$$

а поскольку плазменная частота определяется соотношением

$$\omega_p^2 = \frac{1}{\epsilon_0 L_k},$$

сразу записывается вектор индукции

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \vec{E}.$$

При таком подходе получается, что коэффициент пропорциональности

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right),$$

между электрическим полем и электрической индукцией, незаконно именуемый диэлектрической проницаемостью, зависит от частоты.

Именно такой подход и привёл к тому, что все начали считать, что величина, стоящая в этом соотношении перед вектором электрического поля, есть зависящая от частоты диэлектрическая проницаемость, и электрическая индукция, в свою очередь, тоже зависит от частоты. И об этом говорится во всех, без исключения, фундаментальных работах по электродинамике материальных сред [4-8].

Но, как было показано выше этот параметр не является диэлектрической проницаемостью, а представляет суммарную реактивную проводимость среды, деленную на частоту. Таким образом, традиционный подход к решению данной задачи с физической точки зрения является ошибочным, хотя формально с математической точки зрения такой подход допустим, однако при этом нет возможности учёта начальных условий при вычислении интеграла в соотношениях, определяющих ток проводимости.

Далее в §61 работы [4] рассматривается вопрос об энергии электрического и магнитного поля в диспергирующих средах. При этом делается вывод о том, что для энергии таких полей

$$W = \frac{1}{2} (\varepsilon E_0^2 + \mu H_0^2), \quad (6.22)$$

имеющей точный термодинамический смысл в обычных средах, при наличии дисперсии так истолкована быть не может. Эти слова означают, что знание реальных электрических и магнитных полей в диспергирующей среде недостаточно для определения разности

внутренней энергии в единице объёма вещества при наличии полей в их отсутствии. После таких заявлений приводится формула, дающая правильный результат для вычисления удельной энергии электрических и магнитных полей при наличии дисперсии

$$W = \frac{1}{2} \frac{d(\omega \varepsilon(\omega))}{d\omega} E_0^2 + \frac{1}{2} \frac{d(\omega \mu(\omega))}{d\omega} H_0^2. \quad (6.23)$$

Но если сравнить первую часть выражения в правой части соотношения (6.23) с соотношением (6.9), то видно, что они совпадают. Это означает, что в соотношении (6.23) этот член представляет полную энергию, включающую не только потенциальную энергию электрических полей, но и кинетическую энергию движущихся зарядов.

Поэтому вывод о невозможности толкования формулы (6.22), как внутренней энергии электрических и магнитных полей в диспергирующих средах является правильным. Однако это утверждение заключается не в том, что такая интерпретация в рассмотренных средах является вообще невозможной. Она заключается в том, что для определения величины удельной энергии как термодинамического параметра в данном случае необходимо правильно вычислить эту энергию, учитывая не только электрическое поле, которое накапливает потенциальную энергию, но и ток электронов проводимости, которые в связи с наличием массы, накапливают кинетическую энергию движения зарядов (6.8). Вывод, который теперь можно сделать, заключается в том, что, вводя в обиход некоторые математические символы, без понимания их истинного физического смысла, и, тем более, присвоение этим символам несвойственных им физических наименований, может в конечном итоге привести к грубым ошибкам.

Обратим внимание на то, что при рассмотрении данного вопроса, дающего полную информацию об электродинамических процессах, происходящих в проводниках, мы использовали только уравнения движения и не применялось понятие вектора поляризации.

Нельзя не отметить и то важное обстоятельство, что при рассмотрении физических свойств проводников, очень важную роль играет кинетическая индуктивность зарядов. Ниже будет показано, что

и свойства диэлектриков в значительной степени зависят от этого параметра. Кинетическая индуктивность играет в электродинамике такую же важную роль как диэлектрическая и магнитная проницаемость. И, тем более странно, что до появления работы [2], этот параметр в электродинамике практически не использовался.

§ 7. Диэлектрики

Нигде в существующей литературе нет указаний на то, что кинетическая индуктивность носителей зарядов играет какую-то роль в электродинамических процессах в диэлектриках. Это не так. Оказывается, что этот параметр в электродинамике диэлектриков играет не менее важную роль, чем в электродинамике проводников. Рассмотрим наиболее простой случай, когда колебательные процессы в атомах или молекулах диэлектрика подчиняются законам механического осциллятора

$$\left(\frac{\beta}{m} - \omega^2\right)\vec{r}_m = \frac{e}{m}\vec{E}, \quad (7.1)$$

где \vec{r}_m - отклонение зарядов от положения равновесия, а β - коэффициент упругости, характеризующий упругость электрических сил связи зарядов в атомах и молекулах. Вводя резонансную частоту связанных зарядов

$$\omega_0 = \frac{\beta}{m},$$

из (7.1) получаем

$$r_m = -\frac{e E}{m(\omega^2 - \omega_0^2)}. \quad (7.2)$$

Видно, что в соотношении (7.2) в качестве параметра присутствует частота собственных колебаний, в которую входит масса заряда. Это говорит о том, что инерционные свойства колеблющихся зарядов будут влиять на колебательные процессы в атомах и молекулах.

Поскольку общая плотность тока в среде состоит из тока смещения и тока проводимости

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}_{\Sigma} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + ne\vec{v},$$

то, находя скорость носителей зарядов в диэлектрике как производную их смещения по координате

$$\vec{v} = \frac{\partial r_m}{\partial t} = -\frac{e}{m(\omega^2 - \omega_0^2)} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},$$

из соотношения (7.2) находим

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}_{\Sigma} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \frac{1}{L_{kd}(\omega^2 - \omega_0^2)} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (7.3)$$

Но величина

$$L_{kd} = \frac{m}{ne^2}$$

представляет ни что иное, как кинетическую индуктивность зарядов, входящих в состав атомов или молекул диэлектриков, в том случае, если считать их свободными. Поэтому соотношение (7.3) можно переписать

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}_{\Sigma} = \epsilon_0 \left(1 - \frac{1}{\epsilon_0 L_{kd}(\omega^2 - \omega_0^2)} \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (7.4)$$

Так как величина

$$\frac{1}{\epsilon_0 L_{kd}} = \omega_{pd}^2$$

представляет плазменную частоту зарядов в атомах и молекулах диэлектрика, если считать эти заряды свободными, то соотношение (7.4) принимает вид:

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j}_{\Sigma} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pd}^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)} \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (7.5)$$

И, конечно, опять возникает соблазн назвать величину

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pd}^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)} \right) \quad (7.6)$$

зависящей от частоты диэлектрической проницаемостью диэлектрика. Но этого, как и в случае проводников, делать нельзя, поскольку это сборный параметр, включающий в себя теперь уже три не зависящих от частоты параметра: диэлектрическую проницаемость вакуума, собственную частоту атомов или молекул, входящих в состав диэлектрика, и плазменную частоту для носителей зарядов, входящих в его состав, если считать их свободными.

Рассмотрим два предельных случая.

1. Если $\omega \ll \omega_0$, то из (7.5) получаем

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j}_{\Sigma} = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{\omega_{pd}^2}{\omega_0^2} \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (7.7)$$

В этом случае коэффициент, стоящий перед производной, не зависит от частоты, и представляет статическую диэлектрическую проницаемость диэлектрика. Как видим, она зависит от собственной частоты колебаний атомов или молекул и от плазменной частоты. Этот результат понятен. Частота в данном случае оказывается настолько низкой, что заряды успевают следовать за полем и их инерционные свойства на электродинамические процессы не влияют. В этом случае выражение в скобках в правой части соотношения (7.7) представляет статическую диэлектрическую проницаемость диэлектрика. Как видно она зависит от собственной частоты колебаний самих атомов или молекул диэлектрика и от плазменной частоты. Отсюда сразу имеем рецепт для создания диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью. Чтобы достичь этого, следует в заданном объёме пространства упаковать максимальное количество молекул с

максимально мягкими связями между зарядами внутри самой молекулы.

2. Показательным является случай, когда $\omega \gg \omega_0$. Тогда

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{j}_{\Sigma} = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2} \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

и на наших глазах диэлектрик превратился в проводник (плазму) т.к. полученное соотношение в точности совпадает с уравнением, описывающим плазму.

Нельзя не заметить то обстоятельство, что в данном случае опять нигде не использовалось такое понятие как вектор поляризации, а рассмотрение проведено путём нахождения реальных токов в диэлектриках на основе уравнения движения зарядов в этих средах. При этом в качестве параметров использованы электрические характеристики среды, которые от частоты не зависят.

Из соотношения (7.5) видно, что в случае выполнения равенства $\omega = \omega_0$ амплитуда колебаний равна бесконечности. Это означает наличие резонанса в этой точке. Бесконечная амплитуда колебаний имеет место по причине того, что не учитывались потерь в резонансной системе, при этом её добротность равна бесконечности. В каком-то приближении можно считать, что ниже указанной точки мы имеем дело с диэлектриком, у которого диэлектрическая проницаемость равна её статическому значению. Выше этой точки мы имеем дело уже фактически с металлом, у которого плотность носителей тока равна плотности атомов или молекул в диэлектрике.

Теперь можно с электродинамической точки зрения рассмотреть вопрос о том, почему диэлектрическая призма разлагает полихроматический свет на монохроматические составляющие или почему образуется радуга. Для того чтобы это имело место необходимо иметь частотную зависимость фазовой скорости (дисперсию) электромагнитных волн в рассматриваемой среде. Если к соотношению (7.5) добавить первое уравнение Максвелла, то получим:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2 - \omega_0^2} \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},$$

откуда сразу находим волновое уравнение:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2 - \omega_0^2} \right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}.$$

Если учесть, что

$$\mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$$

где c - скорость света, то уже ни у кого не останется сомнения в том, что при распространении электромагнитных волн в диэлектриках будет наблюдаться частотная дисперсия фазовой скорости. Но эта дисперсия будет связана не с тем, что такой материальный параметр, как диэлектрическая проницаемость, зависит от частоты, а в формировании этой дисперсии будет принимать участие сразу три, не зависящие от частоты, физические величины: собственная резонансная частота самих атомов или молекул, плазменная частота зарядов, если считать их свободными, и диэлектрическая проницаемость вакуума.

Теперь покажем, где и какие ошибки подстерегают нас, если при решении рассмотренной задачи использовать понятие вектора поляризации. Введем вектор поляризации

$$\vec{P} = -\frac{ne^2}{m} \cdot \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2)} \vec{E}.$$

Его зависимость от частоты связана с наличием массы у зарядов, входящих в состав атомов и молекул диэлектриков. Инерционность зарядов не позволяет этому вектору, следуя за электрическим полем, достигать того значения, которое он имел бы в статических полях. Поскольку электрическая индукция определяется соотношением:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} - \frac{ne^2}{m} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2)} \vec{E}, \quad (7.8)$$

то введённая таким образом индукция зависит от частоты.

Если её ввести теперь во второе уравнение Максвелла, то оно примет вид:

$$\text{rot} \vec{H} = j_{\Sigma} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$$

или

$$\text{rot} \vec{H} = j_{\Sigma} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \frac{ne^2}{m} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2)} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (7.9)$$

где j_{Σ} - суммарный ток, текущий через образец. В выражении (7.9) первый член правой части представляет ток смещения в вакууме, а второй – ток, связанный с наличием связанных зарядов в атомах или молекулах диэлектрика. В этом выражении опять появилась удельная кинетическая индуктивность зарядов, участвующих в колебательном процессе

$$L_{kd} = \frac{m}{ne^2}.$$

Данная кинетическая индуктивность определяет индуктивность связанных зарядов. С учётом этого соотношение (7.9) можно переписать

$$\text{rot} \vec{H} = j_{\Sigma} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \frac{1}{L_{kd}} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2)} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},$$

Получено выражение в точности совпадает с соотношением (7.3). Следовательно, конечный результат рассмотрения обоими способами совпадает, и с математической точки зрения претензий к методу нет. Но с физической точки зрения, и особенно в части присвоения параметру, введённому в соответствии с соотношением (7.8)

наименования электрической индукции, имеются большие претензии, которые мы уже обсудили. Конечно, это не электрическая индукция, а некий сборный параметр. Но, не разобравшись в сути вопроса, все начали считать, что диэлектрическая проницаемость диэлектриков зависит от частоты. По сути, физически обоснованным является введение электрической индукции в диэлектриках только в статических электрических полях.

Покажем, что эквивалентная схема диэлектрика в данном случае представляет последовательный резонансный контур, у которого индуктивностью является кинетическая индуктивность L_{kd} , а ёмкость равна статической диэлектрической проницаемости диэлектрика за вычетом ёмкости равной диэлектрической проницаемости вакуума. При этом сам контур оказывается зашунтированным ёмкостью, равной удельной диэлектрической проницаемости вакуума. Для доказательства этого рассмотрим последовательный колебательный контур, когда индуктивность L и ёмкость C включены последовательно.

Связь между током I_C , текущим через ёмкость C , и напряжением U_C , приложенным к ней, определяется соотношениями:

$$U_C = \frac{1}{C} \int I_C dt$$

и

$$I_C = C \frac{dU_C}{dt}. \quad (7.10)$$

Для индуктивности эта связь запишется:

$$I_L = \frac{1}{L} \int U_L dt$$

и

$$U_L = L \frac{dI_L}{dt}.$$

Если ток, текущий через последовательный контур, меняется по закону $I = I_0 \sin \omega t$, то падение напряжения на индуктивности и ёмкости соответственно составит

$$U_L = \omega L I_0 \cos \omega t$$

и

$$U_C = -\frac{1}{\omega C} I_0 \cos \omega t,$$

а суммарное приложенное напряжение будет равно

$$U_\Sigma = \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) I_0 \cos \omega t.$$

В этом соотношении величина, стоящая в скобках, представляет реактивное сопротивление последовательного резонансного контура, которое зависит от частоты. Напряжения, генерируемые на ёмкости и индуктивности, находятся в противофазе, и, в зависимости от частоты, контур может иметь то ли индуктивное, то ли ёмкостное реактивное сопротивление. В точке резонанса суммарное реактивное сопротивление контура равно нулю.

Очевидно, что связь между суммарным приложенным напряжением и током, текущим через контур, будет определяться соотношением

$$I = -\frac{1}{\omega \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)} \frac{\partial U_\Sigma}{\partial t}. \quad (7.11)$$

Учитывая, что резонансная частота контура

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

запишем

$$I = \frac{C}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)} \frac{\partial U_{\Sigma}}{\partial t}. \quad (7.12)$$

Сравнивая это выражение с соотношением (7.10) нетрудно видеть, что последовательный резонансный контур, состоящий из индуктивности L и ёмкости C , можно представить в виде зависимой от частоты ёмкости

$$C(\omega) = \frac{C}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)}. \quad (7.13)$$

Такое представление вовсе не означает, что где-то потеряна индуктивность. Просто она входит в резонансную частоту контура ω_0 . Соотношение (7.12) это всего лишь математическая форма записи соотношения (7.11). Следовательно, $C(\omega)$ это некий сборный математический параметр, который не является ёмкостью контура.

Соотношение (7.11) можно переписать и по-другому:

$$I = -\frac{1}{L(\omega^2 - \omega_0^2)} \frac{\partial U_{\Sigma}}{\partial t}$$

и считать, что

$$C(\omega) = -\frac{1}{L(\omega^2 - \omega_0^2)}. \quad (7.14)$$

Конечно, параметр $C(\omega)$, введённый в соответствии с соотношениями (7.13) и (7.14) никакого отношения к ёмкости не имеет.

Рассмотрим соотношение (7.12) для двух предельных случаев:

1. Когда $\omega \ll \omega_0$ имеем

$$I = C \frac{\partial U_{\Sigma}}{\partial t}.$$

Этот результат понятен, т.к. на низких частотах реактивное сопротивление индуктивности, включённой последовательно с ёмкостью, значительно меньше ёмкостного и его можно не учитывать.

2. Для случая, когда $\omega \gg \omega_0$, имеем

$$I = -\frac{1}{\omega^2 L} \frac{\partial U_{\Sigma}}{\partial t}. \quad (7.15)$$

Учитывая, что для гармонического сигнала

$$\frac{\partial U_{\Sigma}}{\partial t} = -\omega^2 \int U_{\Sigma} dt,$$

из (7.15) получаем

$$I_L = \frac{1}{L} \int U_{\Sigma} dt.$$

В данном случае реактивное сопротивление ёмкости значительно меньше, чем у индуктивности и цепь имеет индуктивное сопротивление.

Проведенный анализ говорит о том, что на практике очень трудно отличить поведение резонансных контуров от чистой индуктивности или ёмкости, особенно вдали от резонанса, где отличия практически отсутствуют. Для того чтобы понять истинный состав исследуемой цепи необходимо снять амплитудную и фазовую характеристику такой цепи в диапазоне частот. В случае резонансного контура такая зависимость будет иметь типичный резонансный характер, когда по обе стороны резонанса характер реактивного сопротивления будет разным. Однако это не означает, что реальные элементы контура: ёмкость или индуктивность зависят от частоты.

Эквивалентная схема диэлектрика, расположенного между плоскостями длинной линии показана на рис. 8.

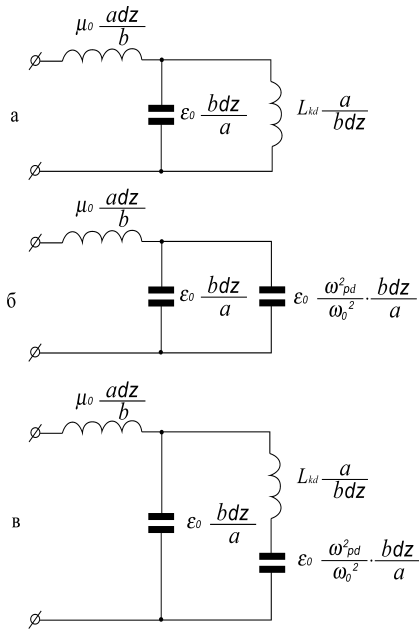


Рис. 8. а - эквивалентная схема отрезка линии, заполненной диэлектриком, для случая $\omega \gg \omega_0$; б - эквивалентная схема отрезка линии для случая $\omega \ll \omega_0$; в - эквивалентная схема отрезка линии для всего диапазона частот.

На рис. 8 (а) и 8 (б) показаны два предельных случая. В первом случае, когда $\omega \gg \omega_0$, диэлектрик по своим свойствам соответствует проводнику, во втором случае, когда $\omega \ll \omega_0$, соответствует диэлектрику, обладающему статической диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_0 \left(1 + \frac{\omega_{pd}^2}{\omega_0^2} \right)$.

Таким образом, можно сделать вывод, что введение, зависящей от частоты диэлектрической проницаемости диэлектриков, является и физической и терминологической ошибкой. Если речь идёт о диэлектрической проницаемости диэлектриков, с которой связано

накопление потенциальной энергии, то речь может идти только о статической проницаемости. И именно этот параметр как постоянная величина, не зависящая от частоты, входит во все соотношения, характеризующие электродинамические характеристики диэлектриков.

Наиболее интересные результаты применения таких новых подходов имеют место именно для диэлектриков. В этом случае каждая связанная пара зарядов представляет отдельную унитарную единицу со своими индивидуальными характеристиками и её участие в процессах взаимодействия с электромагнитным полем (если не учитывать связи между отдельными парами) строго индивидуально. Конечно, в диэлектриках не все диполи имеют разные характеристики, а имеются различные группы с подобными характеристиками, и каждая группа связанных зарядов с одинаковыми характеристиками будет резонировать на своей частоте. Причем интенсивность поглощения, а в возбужденном состоянии и излучения, на этой частоте будет зависеть от относительного количества пар данного сорта. И поэтому могут быть введены парциальные коэффициенты, учитывающие их статистический вес в таком процессе. Кроме того, на эти процессы будет влиять анизотропия диэлектрических свойств самих молекул, имеющих определенную электрическую ориентацию в кристаллической решетке. Этими обстоятельствами и определяется то многообразие резонансов и их интенсивностей, которое наблюдается в диэлектрических средах. Еще более сложную структуру приобретают линии поглощения или излучения, когда имеется электрическая связь между отдельными группами излучателей. В этом случае линии могут превращаться в полосы. Такой индивидуальный подход к каждому отдельному сорту связанных пар зарядов не мог быть осуществлён в рамках ранее существующих подходов.

§ 8. Поперечный плазменный резонанс

Плохое понимание физики процессов и роли кинетической индуктивности зарядов в формировании электродинамических процессов, имеющих место в материальных средах, привело к тому, что оказалось незамеченным интересное физическое явление. Это

явление может быть названо поперечный плазменный резонанс в немагнитиченной плазме [14].

Известно, что плазменный резонанс является продольным. Но такой резонанс не может излучать поперечные радиоволны. Однако при взрывах ядерных зарядов, в результате которых образуется очень горячая плазма, имеет место электромагнитное излучение в очень широком диапазоне частот, вплоть до длинноволнового радиодиапазона. На сегодняшний день нет тех физических механизмов, которые смогли бы объяснить возникновение такого излучения. О существовании в немагнитиченной плазме каких-либо других резонансов, кроме плазменного, ранее известно не было. Однако, оказывается, что в ограниченной плазме может существовать поперечный резонанс, и частота такого резонанса совпадает с частотой плазменного резонанса, т.е. эти резонансы являются вырожденными. Именно такой резонанс и может быть причиной излучения радиоволн при взрывах ядерных зарядов.

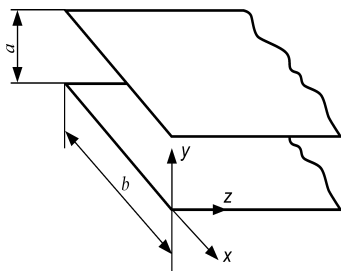


Рис. 9 Двухпроводная линия, состоящая из двух идеально проводящих плоскостей.

Для выяснения условий возбуждения поперечного плазменного резонанса рассмотрим длинную линию, состоящую из двух идеально проводящих плоскостей, как показано на рис. 9

Погонная (приходящаяся на единицу длины) емкость и индуктивность такой линии без учёта краевых эффектов определяются соотношениями [10]:

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{b}{a} \quad \text{и} \quad L_0 = \mu_0 \frac{a}{b}.$$

Поэтому с ростом длины линии ее суммарная емкость $C_{\Sigma} = \varepsilon_0 \frac{b}{a} z$ и суммарная индуктивность $L_{\Sigma} = \mu_0 \frac{a}{b} z$ увеличиваются пропорционально ее длине.

Поместим в разомкнутую линию плазму, носители заряда которой могут двигаться без трения, и в поперечном направлении пропустим через плазму ток I . При этом заряды, в связи с наличием у них массы, двигаясь с определенной скоростью, будут накапливать кинетическую энергию. Заметим, что здесь не рассматриваются технические вопросы, как и каким образом можно удержать плазму между плоскостями линии. В данном случае рассматриваются только принципиальные вопросы, касающиеся ранее неизвестного поперечного плазменного резонанса в немагнитной плазме.

Поскольку поперечная плотность тока в такой линии определяется соотношением

$$j = \frac{I}{bz} = nev,$$

то суммарную кинетическую энергию движущихся зарядов можно записать как

$$W_{k\Sigma} = \frac{1}{2} \frac{m}{ne^2} abzj^2 = \frac{1}{2} \frac{m}{ne^2} \frac{a}{bz} I^2. \quad (8.1)$$

Соотношение (8.1) связывает кинетическую энергию, накопленную в линии, с квадратом тока, поэтому коэффициент, стоящий в правой части этого соотношения перед квадратом тока, является суммарной кинетической индуктивностью линии

$$L_{k\Sigma} = \frac{m}{ne^2} \cdot \frac{a}{bz}. \quad (8.2)$$

Таким образом, величина

$$L_k = \frac{m}{ne^2} \quad (8.3)$$

представляет удельную кинетическую индуктивность зарядов. Эта величина уже ранее вводилась другим способом (см. соотношение (6.4)). Соотношение (8.3) получено для случая постоянного тока, когда токовое распределение является однородным.

В дальнейшем для большей наглядности полученных результатов, наряду с математическим их представлением, будем пользоваться эквивалентную схему такой линии. Отрезок, рассмотренной линии, длиной dz может быть представлен в виде эквивалентной схемы, показанной на рис. 10 (а).

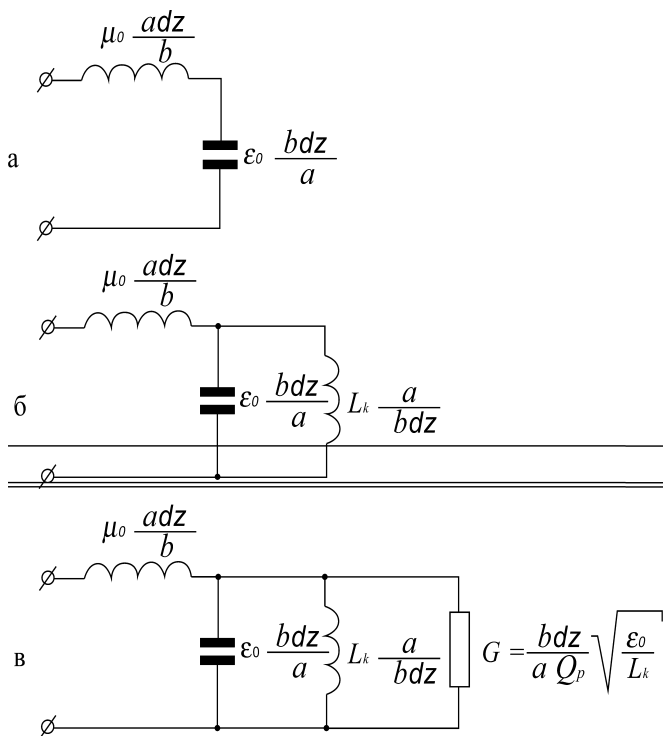


Рис. 10. а – эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии;
 б – эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии, заполненной бездиссипативной плазмой;
 в - эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии, заполненной диссипативной плазмой.

Из соотношения (8.2) видно, что в отличие от C_Σ и L_Σ величина $L_{k\Sigma}$ с ростом z не увеличивается, а уменьшается. Связано это с тем, что с ростом z количество параллельно включенных индуктивных элементов растет.

Эквивалентная схема участка линии, заполненной бездиссипативной плазмой, показана на рис. 10 (б). Сама линия при этом будет эквивалентна параллельному контуру с сосредоточенными параметрами:

$$C = \frac{\varepsilon_0 b z}{a},$$

$$L = \frac{L_k a}{b z},$$

последовательно с которым включена индуктивность

$$\mu_0 \frac{a dz}{b}.$$

Но если вычислить резонансную частоту такого контура, то окажется, что эта частота вообще ни от каких размеров не зависит, действительно:

$$\omega_\rho^2 = \frac{1}{CL} = \frac{1}{\varepsilon_0 L_k} = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}.$$

Получен очень интересный результат, который говорит о том, что резонансная частота рассмотренного макроскопического резонатора не зависит от его размеров. Может создаться впечатление, что это ленгмюровский резонанс, т.к. полученное значение резонансной частоты в точности соответствует значению частоты плазменного резонанса. Но известно, что такой резонанс характеризует продольные волны, в то время как в длинной линии имеют место только поперечные волны. В рассмотренном случае величина фазовой скорости в направлении z равна бесконечности и волновой вектор $\vec{k} = 0$.

Данный результат соответствует решению системы уравнений (6.10) для линии с заданной конфигурацией. При этом волновое число определяется соотношением:

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad (8.4)$$

а групповая и фазовая скорости

$$v_g^2 = c^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad (8.5)$$

$$v_F^2 = \frac{c^2}{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)}, \quad (8.6)$$

где $c = \left(\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \right)^{1/2}$ - скорость света в вакууме.

Для данного случая фазовая скорость электромагнитной волны равна бесконечности, что соответствует поперечному резонансу на плазменной частоте. Следовательно, в каждый момент времени распределение полей и токов в такой линии однородно и не зависит от координаты z , а ток в плоскостях линии в направлении z отсутствует. Это, с одной стороны, означает, что индуктивность L_Σ не будет оказывать влияния на электродинамические процессы в такой линии, а вместо проводящих плоскостей могут быть использованы любые границы или устройства, ограничивающие плазму.

Из соотношений (8.4), (8.5) и (8.6) нетрудно видеть, что в точке $\omega = \omega_p$ имеет место поперечный резонанс с бесконечной добротностью. При наличии потерь в резонаторе будет иметь место затухание, а в длинной линии в этом случае $k_z \neq 0$, и в линии будет распространяться затухающая поперечная волна, направление распространения которой будет нормально направлению движения

зарядов. Следует отметить, что факт существования такого резонанса ранее осознан не был и другими авторами не описан.

Перед тем, как перейти к более подробному рассмотрению данного вопроса, остановимся на энергетических процессах, имеющих место в рассмотренной линии в случае отсутствия потерь.

Характеристическое сопротивление плазмы, дающее отношение поперечных компонент электрического и магнитного полей, определяем из соотношения:

$$Z = \frac{E_y}{H_x} = \frac{\mu_0 \omega}{k_z} = Z_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{-1/2},$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ - характеристическое (волновое) сопротивление вакуума.

Полученное значение Z характерно для поперечных электрических волн в волноводах. Видно, что когда $\omega \rightarrow \omega_p$, то $Z \rightarrow \infty$, а $H_x \rightarrow 0$.

В том случае, когда $\omega > \omega_p$ в плазме существует и электрическая и магнитная составляющая поля. Удельная энергия этих полей запишется:

$$W_{E,H} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_{0y}^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H_{0x}^2$$

Таким образом, энергия, заключенная в магнитном поле, в $\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$

раз меньше, чем энергия, заключенная в электрическом поле. Отметим, что данное рассмотрение, которое является традиционным в электродинамике, является не полным, т.к. при этом не учтен еще один вид энергии, а именно кинетическая энергия носителей заряда. Оказывается, что кроме волн электрического и магнитного полей, несущих электрическую и магнитную энергии, в данном случае существует еще и третья - кинетическая волна, несущая кинетическую энергию носителей тока. Удельная энергия этой волны записывается:

$$W_k = \frac{1}{2} L_k j_0^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\omega^2 L_k} E_0^2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} E_0^2.$$

Таким образом, полная удельная энергия записывается как

$$W_{E,H,j} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_{0y}^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H_{0x}^2 + \frac{1}{2} L_k j_0^2.$$

Следовательно, для нахождения полной энергии, заключённой в единице объема плазмы, учет только полей E и H недостаточен.

В точке $\omega = \omega_p$ выполняются соотношения:

$$W_H = 0$$

$$W_E = W_k$$

т.е. магнитное поле в плазме отсутствует, и плазма представляет макроскопический электромеханический резонатор с бесконечной добротностью, резонирующий на частоте ω_p .

Поскольку при частотах $\omega > \omega_p$ волна, распространяющаяся в плазме, несет на себе три вида энергии: магнитную, электрическую и кинетическую, то такую волну можно назвать электромагнитокинетической. Кинетическая волна является волной плотности тока $\vec{j} = \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt$. Эта волна сдвинута по отношению к электрической волне на угол $\frac{\pi}{2}$.

До сих пор рассматривался физически нереализуемый случай, когда потери в плазме отсутствуют, что соответствует бесконечной добротности плазменного резонатора. Если потери имеются, причем совершенно не важно какими физическими процессами такие потери обусловлены, то добротность плазменного резонатора будет конечной величиной. Для такого случая уравнения Максвелла будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \sigma_{p.ef} \vec{E} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt. \end{aligned} \quad (8.7)$$

Наличие потерь учитывается членом $\sigma_{p.ef} \vec{E}$, причем, употребляя возле проводимости индекса ef , тем самым подчеркивается, что нас не интересует сам механизм потерь, а интересует только сам факт их существования. Величину σ_{ef} определяет добротность плазменного резонатора. Для измерения σ_{ef} следует выбрать отрезок линии длиной z_0 , величина которого значительно меньше длины волны в диссипативной плазме. Такой отрезок будет эквивалентен контуру с сосредоточенными параметрами:

$$C = \varepsilon_0 \frac{bz_0}{a}, \quad (8.8)$$

$$L = L_k \frac{a}{bz_0}, \quad (8.9)$$

$$G = \sigma_{p.ef} \frac{bz_0}{a}, \quad (8.10)$$

где G – проводимость, подключенная параллельно C и L .

Проводимость и добротность в таком контуре связаны соотношением:

$$G = \frac{1}{Q_\rho} \sqrt{\frac{C}{L}},$$

откуда, учитывая (8.8 – 8.10), получаем:

$$\sigma_{p.ef} = \frac{1}{Q_\rho} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{L_k}}. \quad (8.11)$$

Таким образом, измеряя собственную добротность такого плазменного резонатора, можно определить $\sigma_{p.ef}$. Используя (8.2) и (8.11) получим:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{1}{Q_p} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{L_k}} \vec{E} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt. \end{aligned} \quad (8.12)$$

Эквивалентная схема такой линии, заполненной диссипативной плазмой, представлена на рис. 3 (в).

Рассмотрим решение системы уравнений (8.12) в точке $\omega = \omega_p$, при этом, поскольку

$$\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt = 0,$$

получаем

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{1}{Q_p} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{L_k}} \vec{E}. \end{aligned}$$

Эти соотношения и определяют волновые процессы в точке резонанса.

Если потери в плазме, заполняющей линию малы, а к линии подключен сторонний источник тока, то можно положить:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &\cong 0, \\ \frac{1}{Q_p} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{L_k}} \vec{E} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt &= \vec{j}_{CT}, \end{aligned} \quad (8.13)$$

где \vec{j}_{CT} – плотность сторонних токов.

Проинтегрировав (8.13) по времени и разделив обе части на ϵ_0 , получим

$$\omega_p^2 \vec{E} + \frac{\omega_p}{Q_p} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{\partial \vec{j}_{CT}}{\partial t}. \quad (8.14)$$

Если (8.14) проинтегрировать по поверхности нормальной к вектору \vec{E} и ввести электрический поток как $\Phi_E = \int \vec{E} d\vec{S}$, получим:

$$\omega_p^2 \Phi_E + \frac{\omega_p}{Q_p} \cdot \frac{\partial \Phi_E}{\partial t} + \frac{\partial^2 \Phi_E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{\partial I_{CT}}{\partial t}, \quad (8.15)$$

где I_{CT} – сторонний ток.

Уравнение (8.15) является уравнением гармонического осциллятора с правой частью, характерное для двухуровневых лазеров [15]. Если источник возбуждения отключить, то соотношение (8.14) представляет “холодный” лазерный резонатор, в котором колебания будут затухать по экспоненциальному закону

$$\Phi_E(t) = \Phi_E(0) e^{i\omega_p t} \cdot e^{-\frac{\omega_p}{2Q_p} t},$$

т.е. макроскопический электрический поток $\Phi_E(t)$ будет осциллировать с частотой ω_p , время релаксации при этом определяется соотношением:

$$\tau = \frac{2Q_p}{\omega_p}.$$

Задача создания лазера заключается теперь лишь в умении возбудить такой резонатор.

Облако взрыва ядерного заряда представляет ограниченную плазму и в ней возможны поперечные резонансные колебания. Температура плазмы в процессе развития взрыва всё время падает. Это означает, что и частота плазменных колебаний облака взрыва изменяется от самых высоких значений до частот радиодиапазона. Этим и объясняется

наличия длинноволнового электромагнитного излучения, сопровождающего ядерные взрывы.

§ 9. Динамические потенциалы и поля движущихся зарядов

Путь, касающийся введения в уравнения индукции полных производных полей, начат был ещё Герцем [16]. Правда, Герц не вводил понятие векторных потенциалов, а оперировал только полями, но это не умаляет его заслуг. Он ошибался лишь в том, что считал электрические и магнитные поля инвариантами скорости. Но уже простой пример длинных линий говорит об ошибочности такого подхода. При распространении волны в длинной линии она заполняется двумя видами энергии, которые могут быть определены через токи и напряжения или через электрические и магнитные поля в линии. И только после того, как волна заполнит электромагнитной энергией всё пространство между источником питания и нагрузкой на нагрузке начнёт выделяться энергия. Т.е. то время, на которое задерживается этот процесс, генератор расходует свою мощность на заполнение энергией участка линии между генератором и нагрузкой. Но если начать нагрузку удалять от входа линии, то количество выделяемой на ней энергии уменьшится, т.к. часть энергии, расходуемой источником, уйдёт на заполнение энергией дополнительной длины линии, связанной с движением нагрузки. Если нагрузка будет приближаться к источнику, то она будет получать дополнительное количество энергии за счёт сокращения её длины. Но если нагрузкой линии является активное сопротивление, то увеличение или уменьшение расходуемой в нём мощности может быть связано только с изменением напряжения на таком сопротивлении. Поэтому приходим к выводу, что при движении наблюдателя относительно уже существующих в линии полей должно приводить к их изменению. Продуктивность такого подхода с применением преобразований Галилея и будет продемонстрирована далее.

Находясь в заданной ИСО, нас интересуют те поля, которые создаются в ней неподвижными и движущимися зарядами, а также

электромагнитными волнами, которые генерируются неподвижными и движущимися источниками таких волн. Поля, которые создаются в данной ИСО движущимися зарядами и движущимися источниками электромагнитных волн, будем называть динамическими. Примером динамического поля может служить магнитное поле, которое возникает вокруг движущихся зарядов.

Как уже отмечалось, в классической электродинамике отсутствуют правила преобразования электрических и магнитных полей при переходе из одной ИСО в другую. Этот недостаток устраняет СТО, основой которой являются ковариантные преобразования Лоренца. При всей математической обоснованности такого подхода физическая сущность таких преобразований до настоящего времени остаётся невыясненной [17].

В данном разделе будет сделана попытка найти именно физически обоснованные преобразования полей при переходе из одной ИСО в другую, а также выяснить какие динамические потенциалы и поля могут генерировать движущиеся заряды. Первый шаг, продемонстрированный в работах [11,12], был сделан в этом направлении путём введения симметричных законов магнитоэлектрической и электромагнитной индукции (2.17, 3.3). Для свободного пространства они записываются следующим образом:

$$\int \vec{E}' dl' = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} + \int [\vec{v} \times \vec{B}] dl' , \quad (9.1)$$

$$\int \vec{H}' dl' = \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{s} - \int [\vec{v} \times \vec{D}] dl'$$

или

$$\text{rot} \vec{E}' = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \text{rot} [\vec{v} \times \vec{B}] , \quad (9.2)$$

$$\text{rot} \vec{H}' = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} - \text{rot} [\vec{v} \times \vec{D}]$$

Для постоянных полей эти соотношения имеют вид:

$$\begin{aligned}\vec{E}' &= [\vec{v} \times \vec{B}] \\ \vec{H}' &= -[\vec{v} \times \vec{D}]\end{aligned}\quad (9.3)$$

В соотношениях (9.1-9.3), предполагающих справедливость преобразований Галилея, штрихованные и не штрихованные величины представляют поля и элементы в движущейся и неподвижной ИСО соответственно. Следует заметить, что преобразования (9.3) ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

Соотношения (9.1–9.3), представляющие законы индукции, не дают информации о том, каким образом возникли поля в исходной неподвижной ИСО. Они описывают только закономерности распространения и преобразования полей в случае движения по отношению к уже существующим полям.

Соотношения (9.3) свидетельствуют о том, что в случае относительного движения систем отсчета, между полями \vec{E} и \vec{H} существует перекрестная связь, т.е. движение в полях \vec{H} приводит к появлению полей \vec{E} и наоборот. Из этих соотношений вытекают дополнительные следствия, которые впервые были рассмотрены в работе [2]. Электрическое поле $E = \frac{g}{2\pi\epsilon r}$ за пределами заряженного длинного стержня, на единицу длины которого приходится заряд g , убывает по закону $\frac{1}{r}$, где r - расстояние от центральной оси стержня до точки наблюдения.

Если параллельно оси стержня в поле E начать двигать со скоростью Δv другую ИСО, то в ней появится дополнительное магнитное поле $\Delta H = \epsilon E \Delta v$. Если теперь по отношению к уже движущейся ИСО начать двигать третью систему отсчета со скоростью Δv , то уже за счет движения в поле ΔH появится добавка к электрическому полю $\Delta E = \mu \epsilon E (\Delta v)^2$. Данный процесс можно продолжать и далее, в результате чего может быть получен ряд, дающий величину электрического поля $E'_v(r)$ в движущейся ИСО при достижении скорости $v = n\Delta v$, когда $\Delta v \rightarrow 0$, а $n \rightarrow \infty$. В конечном

итоге в движущейся ИСО величина динамического электрического поля окажется больше, чем в исходной и определится соотношением:

$$E'(r, v_{\perp}) = \frac{gch \frac{v_{\perp}}{c}}{2\pi\epsilon r} = Ech \frac{v_{\perp}}{c}.$$

Если речь идет об электрическом поле одиночного заряда e , то его электрическое поле будет определяться соотношением:

$$E'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi\epsilon r^2},$$

где v_{\perp} - нормальная составляющая скорости заряда к вектору, соединяющему движущийся заряд и точку наблюдения.

Выражение для скалярного потенциала, создаваемого движущимся зарядом, для этого случая запишется следующим образом [2,11,12]:

$$\varphi'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi\epsilon r} = \varphi(r)ch \frac{v_{\perp}}{c}, \quad (9.4)$$

где $\varphi(r)$ - скалярный потенциал неподвижного заряда. Потенциал $\varphi'(r, v_{\perp})$ может быть назван скалярно-векторным, т.к. он зависит не только от абсолютной величины заряда, но и от скорости и направления его движения по отношению к точке наблюдения. Максимальное значение этот потенциал имеет в направлении нормальном к движению самого заряда. Более того, если скорость заряда меняется, что связано с его ускорением, то могут быть вычислены и электрические поля, индуцируемые ускоряемым зарядом.

При движении в магнитном поле, применяя уже рассмотренный метод, получаем:

$$H'(v_{\perp}) = Hch \frac{v_{\perp}}{c}.$$

где v_{\perp} - скорость нормальная к направлению магнитного поля.

Если применить полученные результаты к электромагнитной волне и обозначить компоненты полей параллельные скорости ИСО, как E_{\uparrow} и

H_{\uparrow} , а E_{\perp} и H_{\perp} , как компоненты нормальные к ней, то при преобразовании полей компоненты, параллельные скорости не изменятся, а компоненты, нормальные направлению скорости преобразуются по правилу

$$\begin{aligned}\vec{E}'_{\perp} &= \vec{E}_{\perp} ch \frac{v}{c} + \frac{v}{c} \vec{v} \times \vec{B}_{\perp} sh \frac{v}{c}, \\ \vec{B}'_{\perp} &= \vec{B}_{\perp} ch \frac{v}{c} - \frac{1}{vc} \vec{v} \times \vec{E}_{\perp} sh \frac{v}{c},\end{aligned}\tag{9.5}$$

где $c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}}$ – скорость света.

Преобразования полей (9.5) были впервые получены в работе [2]. Однако, итерационный метод, используемый для получения приведенных соотношений, нельзя считать строгим, поскольку не выяснена его сходимость

Приведём более строгий вывод в матричной форме и покажем, что вид преобразований целиком определяется типом используемого закона сложения скоростей — классического или релятивистского.

Рассмотрим совокупность ИСО таких, что ИСО K_1 движется со скоростью Δv относительно ИСО K , ИСО K_2 движется с такой же скоростью Δv относительно K_1 и т.д. Если модуль скорости Δv мал (по сравнению со скоростью света c), то для поперечных составляющих полей в ИСО K_1, K_2, \dots имеем:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{1\perp} &= \vec{E}_{\perp} + \Delta \vec{v} \times \vec{B}_{\perp} & \vec{B}_{1\perp} &= \vec{B}_{\perp} - \Delta \vec{v} \times \vec{E}_{\perp} / c^2 \\ \vec{E}_{2\perp} &= \vec{E}_{1\perp} + \Delta \vec{v} \times \vec{B}_{1\perp} & \vec{B}_{2\perp} &= \vec{B}_{1\perp} - \Delta \vec{v} \times \vec{E}_{1\perp} / c^2\end{aligned}\tag{9.6}$$

и т. д. При переходе к каждой следующей ИСО поля получают приращения $\Delta \vec{E}$ и $\Delta \vec{B}$

$$\Delta \vec{E} = \Delta \vec{v} \times \vec{B}_{\perp}, \quad \Delta \vec{B} = -\Delta \vec{v} \times \vec{E}_{\perp} / c^2\tag{9.7}$$

где поля \vec{E}_{\perp} и \vec{B}_{\perp} относятся к текущей ИСО. Направляя декартову ось x вдоль $\Delta \vec{v}$, перепишем (2.7) в компонентах вектора

$$\Delta E_y = -B_z \Delta v, \quad \Delta E = B_y \Delta v, \quad \Delta B_y = E_z \Delta v / c^2\tag{9.8}$$

Соотношение (9.8) можно представить в матричной форме

$$\Delta U = AU\Delta v \quad \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1/c^2 & 0 & 1 \\ -1/c^2 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad U = \begin{pmatrix} E_y \\ E_z \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}$$

Если предположить, что скорость системы суммируется по классическому закону сложения скоростей, т.е. скорость конечной ИСО $K' = K_N$ относительно исходной K есть $v = N\Delta v$, то получим матричную систему дифференциальных уравнений

$$\frac{dU(v)}{dv} = AU(v) \quad (9.9)$$

С независимой от скорости v матрицей системы A . Решение системы выражается через матричную экспоненту $\exp(vA)$:

$$U' \equiv U(v) = \exp(vA)U, \quad U = U(0) \quad (2.10)$$

Здесь U - матрица-столбец полей в системе K , а U' - матрица-столбец полей в системе K' . Подставляя (2.10) в систему (9.9), убеждаемся, что U' действительно является решением системы (9.9):

$$\frac{dU(v)}{dv} = \frac{d[\exp(vA)]}{dv}U = A\exp(vA)U = AU(v)$$

Остаётся найти эту экспоненту разложением её в ряд:

$$\exp(va) = E + vA + \frac{1}{2!}v^2A^2 + \frac{1}{3!}v^3A^3 + \frac{1}{4!}v^4A^4 + \dots$$

где E - единичная матрица размером 4×4 . Для этого удобно записать матрицу A в блочной форме

$$A = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha \\ \alpha/c^2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad 0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Тогда

$$A^2 = \begin{pmatrix} -\alpha^2/c^2 & 0 \\ 0 & -\alpha/c^2 \end{pmatrix}, \quad A^3 = \begin{pmatrix} 0 & \alpha^3/c^2 \\ -\alpha^3/c^4 & 0 \end{pmatrix},$$

$$A^4 = \begin{pmatrix} \alpha^4 / c^4 & 0 \\ 0 & \alpha^4 / c^4 \end{pmatrix}, \quad A^5 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha^5 / c^4 \\ \alpha^5 / c^6 & 0 \end{pmatrix} \dots$$

И элементы матричной экспоненты имеют вид

$$[\exp(vA)]_{11} = [\exp(vA)]_{22} = I - \frac{v^2}{2!c^2} + \frac{v^4}{4!c^4} - \dots,$$

$$[\exp(vA)]_{21} = -c^2 [\exp(vA)]_{12} = \frac{\alpha}{c} \left(\frac{v}{c} I - \frac{v^3}{3!c^3} + \frac{v^5}{5!c^5} - \dots \right),$$

где I - единичная матрица 2×2 . Нетрудно видеть, что $-\alpha^2 = \alpha^4 = -\alpha^6 = \alpha^8 = \dots = I$, поэтому окончательно получаем

$$\exp(vA) = \begin{pmatrix} Ich v/c & -c\alpha sh v/c \\ (\alpha sh v/c)/c & Ich v/c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch v/c & 0 & 0 & -csh v/c \\ 0 & ch v/c & csh v/c & 0 \\ 0 & (ch v/c)/c & ch v/c & 0 \\ -(sh v/c)/c & 0 & 0 & ch v/c \end{pmatrix}$$

Теперь возвращаемся к (9.10) и подставляя туда $\exp(vA)$, находим

$$E'_y = E_y ch v/c - cB_z sh v/c, \quad E'_z = E_z ch v/c + cB_y sh v/c, \\ B'_y = B_y ch v/c + (E_z/c) sh v/c, \quad B'_z = B_z ch v/c - (E_y/c) sh v/c$$

,
или в векторной записи

$$\vec{E}'_{\perp} = \vec{E}_{\perp} ch \frac{v}{c} + \frac{v}{c} \vec{v} \times \vec{B}_{\perp} sh \frac{v}{c}, \\ \vec{B}'_{\perp} = \vec{B}_{\perp} ch \frac{v}{c} - \frac{1}{vc} \vec{v} \times \vec{E}_{\perp} sh \frac{v}{c} \quad (9.11)$$

Это и есть преобразования (9.5)

Возникает закономерный вопрос, поэтому отличаются от соответствующих преобразований полей в классической

электродинамике, ведь в ней при малых скоростях $\Delta\vec{v}$ имеют место исходные соотношения (9.6) и (9.7). Дело в том, что согласно релятивистскому закону сложения скоростей складываются не скорости ИСО, а их быстроты. ([https://ru.wikipedia.org/wiki/ Быстрота](https://ru.wikipedia.org/wiki/Быстрота)). Согласно определению быстрота вводится

$$\theta = c \operatorname{arth} \frac{v}{c} \quad (9.12)$$

Именно, если быстроты систем K_1 и K , K_2 и K_1 , K_3 и K_2 и т.д. отличаются на $\Delta\theta$, то быстрота ИСО $K' = K_N$ относительно K есть $\theta = N\Delta\theta$. При малых скоростях $\Delta\theta \cong \Delta v$. Поэтому формулы (9.7) можно записать так

$$\Delta\vec{E} = \Delta\theta \times \vec{B}_\perp, \quad \Delta\vec{B} = -\Delta\vec{\theta} \times \vec{E}_\perp / c^2$$

где $\vec{\theta} = \theta \frac{\vec{v}}{v}$. Система (9.9) с учётом аддитивности быстроты, а не скорости, замениться системой уравнений

$$\frac{dU(\theta)}{d\theta} = AU(\theta).$$

Таким образом, все выкладки будут аналогичны приведенным выше с той разницей, что вместо скоростей в выражениях будет фигурировать быстрота. В частности, формулы (9.11) принимают вид

$$\begin{aligned} \vec{E}'_\perp &= \vec{E}_\perp ch \frac{\theta}{c} + \frac{\theta}{c} \vec{\theta} \times \vec{B}_\perp sh \frac{\theta}{c}, \\ \vec{B}'_\perp &= \vec{B}_\perp ch \frac{\theta}{c} - \frac{1}{\theta c} \vec{\theta} \times \vec{E}_\perp sh \frac{\theta}{c}, \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \vec{E}'_\perp &= \vec{E}_\perp ch \frac{\theta}{c} + \frac{v}{c} \vec{v} \times \vec{B}_\perp sh \frac{\theta}{c}, \\ \vec{B}'_\perp &= \vec{B}_\perp ch \frac{\theta}{c} - \frac{1}{vc} \vec{v} \times \vec{E}_\perp sh \frac{\theta}{c}, \end{aligned} \quad (9.13)$$

Так как

$$ch \frac{\theta}{c} = \frac{1}{\sqrt{1 - th^2(\theta/c)}}, \quad sh \frac{\theta}{c} = \frac{th(\theta/c)}{\sqrt{1 - th^2(\theta/c)}},$$

То

Подстановка (9.12) in (9.13) приводит к хорошо известным преобразованиям полей

$$\begin{aligned} \vec{E}'_{\perp} &= \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} (\vec{E}_{\perp} + \vec{v} \vec{B}_{\perp}) \\ \vec{B}'_{\perp} &= \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \left(\vec{B}_{\perp} - \frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E}_{\perp} \right). \end{aligned} \quad (9.14)$$

При малых относительных скоростях преобразования (9.11) и (9.14) различаются, начиная с членов разложения порядка v^2/c^2 .

§ 10. Фазовая абберация и поперечный эффект Доплера

При помощи соотношений (9.5) можно объяснить явление фазовой абберации, которое в рамках существующей классической электродинамики объяснений не имело. Будем считать, что имеются компоненты плоской волны H_z и E_x , распространяющейся в направлении y , а штрихованная система движется в направлении оси x со скоростью v_x . Тогда компоненты полей в штрихованной системе координат в соответствии с соотношениями (9.5) запишутся:

$$\begin{aligned} E'_x &= E_x, \\ E'_y &= H_z sh \frac{v_x}{c}, \\ H'_z &= H_z ch \frac{v_x}{c}. \end{aligned}$$

Таким образом, имеется неоднородная волна, имеющая в направлении распространения компоненту E'_v .

Запишем суммарное поле E' в движущейся ИСО:

$$E' = \left[(E'_x)^2 + (E'_y)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = E_x ch \frac{v_x}{c}. \quad (10.1)$$

Если вектор \vec{H}' по-прежнему ортогонален оси y , то вектор \vec{E}' теперь наклонен к ней на угол α , определяемый соотношением:

$$\alpha \cong sh \frac{v}{c} \cong \frac{v}{c}. \quad (10.2)$$

Это и есть фазовая аберрация. Именно на такой угол приходится наклонять телескоп по ходу движения Земли вокруг Солнца, чтобы наблюдать звезды, находящиеся в действительности в зените.

Вектор Пойнтинга теперь также направлен уже не по оси y , а находясь в плоскости xy , наклонен к оси y на угол, определяемый соотношениями (10.2). Отношение же абсолютных величин векторов \vec{E}' и \vec{H}' в обеих системах остались одинаковыми. Однако абсолютная величина самого вектора Пойнтинга увеличилась. Таким образом, даже поперечное движение инерциальной системы по отношению к направлению распространения волны увеличивает ее энергию в движущейся системе. С физической точки зрения это понятно. Можно привести пример с дождевыми каплями. Когда они падают вертикально, то энергия у них одна. Но в инерциальной системе, двигающейся нормально к вектору их скорости, к этой скорости добавляется вектор скорости инерциальной системы. При этом абсолютная величина скорости капель в инерциальной системе будет равна корню квадратному из суммы квадратов указанных скоростей. Такой же результат дает нам и соотношение (10.1).

Нетрудно показать, что, если поляризация электромагнитной волны изменится, то результат останется прежним. Преобразования по отношению к векторам \vec{E} и \vec{H} полностью симметричны, единственным отличием будет то, что теперь получится волна, у которой появиться в направлении распространения компонента H'_v .

Рассмотренные волны имеют в направлении своего распространения дополнительные вектора электрического или магнитного поля, и в этом они похожи на \vec{E} и \vec{H} волны, распространяющиеся в волноводах. В данном случае возникает необычная волна, у которой фазовый фронт наклонен к вектору Пойнтинга на угол, определяемый соотношением (10.2). По сути дела полученная волна является суперпозицией плоской волны с фазовой

скоростью $c = \sqrt{\frac{1}{\mu\epsilon}}$ и дополнительной волны ортогональной к направлению распространения плоской волны и имеющей бесконечную фазовую скорость.

Поперечный эффект Доплера, который обсуждается достаточно давно, до сих пор не нашел своего уверенного экспериментального подтверждения. Для наблюдения звезды из движущейся ИСО необходимо наклонять телескоп по ходу движения на угол, определяемый соотношением (10.2). Но в данном случае звезда, наблюдаемая при помощи телескопа в зените, будет в действительности находиться несколько позади видимого положения по отношению к направлению движения. Ее угловое смещение от видимого положения при этом будет определяться соотношением (10.2). Но это будет означать, что такая звезда по отношению к наблюдателю имеет радиальную составляющую скорости, определяемую соотношением

$$v_r = v \sin \alpha$$

Поскольку для малых значений углов $\sin \alpha \cong \alpha$, а $\alpha = \frac{v}{c}$, то доплеровский сдвиг частоты составит

$$\omega_{d\perp} = \omega_0 \frac{v^2}{c^2}. \quad (10.3)$$

Данный результат численно совпадает с результатами СТО для поперечного эффекта Доплера, но он принципиально отличается от её результатов тем, что в СТО считается, что поперечный эффект Доплера, определяемый соотношением (10.3), существует на самом деле, в то время как в данном случае это только кажущийся эффект. Если сравнить результаты преобразований полей (10.5) с преобразованиями СТО, то нетрудно увидеть, что они совпадают с точностью до квадратичных членов отношения скорости движения заряда к скорости света.

Преобразования СТО, хотя и были основаны на постулатах, но смогли достаточно точно объяснить многие физические явления, которые до этого объяснения не имели. С этим обстоятельством и связан такой большой успех СТО. Преобразования (10.4) и (10.5) получены без использования постулатов, но оказалось, что они с высокой точностью совпали с СТО. Отличием является то, что в преобразованиях (10.5) нет ограничений по скорости для зарядов, а также то, что заряд не является инвариантом скорости.

§ 11. Силовое взаимодействие токонесущих систем, униполярная индукция и пондеромоторные силы

Уже было сказано, что уравнения Максвелла не содержат в себе информации о силовом взаимодействии токонесущих систем. В классической электродинамике для расчета такого взаимодействия нужно рассчитать магнитное поле в заданной области пространства, а затем, используя силу Лоренца, которая вводится как отдельный экспериментальный постулат, находить силы, действующие на заряды, движущиеся в заданном поле. При таком подходе неясным остается вопрос о том, к чему приложены силы реакции по отношению к тем силам, которые действуют на движущиеся заряды.

Концепция магнитного поля возникла в значительной степени благодаря наблюдениям за силовым взаимодействием токонесущих и намагниченных систем. Особенно показательным является опыт с железными опилками, которые выстраиваются около полюсов магнита или вокруг кольцевого витка с током в четкие геометрические фигуры. Эти фигуры и послужили поводом для введения такого понятия, как силовые линии. При любом силовом взаимодействии, в соответствии с третьим законом Ньютона, всегда существует равенство сил действия и противодействия, а также всегда имеются те элементы системы, к которым эти силы приложены. Большим недостатком концепции магнитного поля является то, что она не даёт ответа на то, куда конкретно приложены силы действия и противодействия, т.к. магнитное поле выступает как самостоятельная субстанция, с которой и происходит взаимодействие движущихся зарядов.

Экспериментально известно, что силы взаимодействия в токонесущих системах приложены к тем проводникам, движущиеся заряды которых создают магнитное поле. Однако в существующей концепции силового взаимодействия токонесущих систем, основанной на понятиях магнитного поля и силы Лоренца, положительно заряженная решетка, которая является остовом проводника и к которой приложены силы, не участвует в формировании сил взаимодействия. То, что положительно заряженные ионы принимают непосредственное

участие в силовых процессах, говорит уже, хотя бы, тот факт, что в процессе сжатия плазмы, при протекании через нее постоянного тока происходит сжатие и ионов (так называемый пинч-эффект).

Рассмотрим этот вопрос на основе концепции скалярно-векторного потенциала. Будем считать, что скалярно-векторный потенциал одиночного заряда определяется соотношением (9.4), и что электрические поля, создаваемые этим потенциалом, действуют на все окружающие заряды, в том числе и на заряды положительно заряженной решетки.

Разберем с этих позиций силовое взаимодействие между двумя параллельными проводниками (рис. 11), по которым протекают токи. Будем считать, что g_1^+ , g_2^+ и g_1^- , g_2^- представляют соответственно неподвижные и движущиеся заряды, приходящиеся на единицу длины проводника.

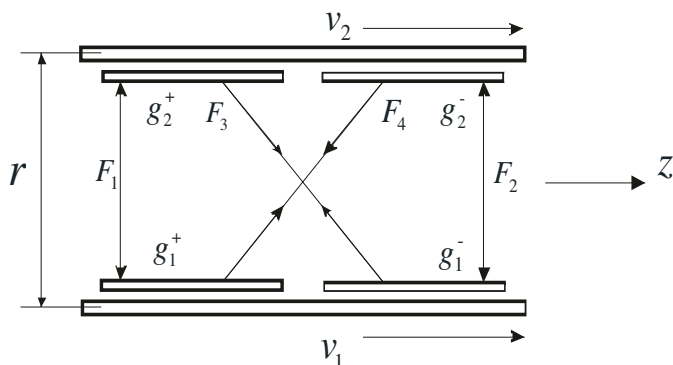


Рис. 11. Схема силового взаимодействия токнесущих проводов двухпроводной линии с учетом положительно заряженной решетки.

Заряды g_1^+ , g_2^+ представляют положительно заряженную решетку в нижнем и верхнем проводниках. Будем также считать, что оба проводника до начала движения зарядов являются электронейтральными, т.е. в проводниках имеется две системы взаимно

вложенных разноименных зарядов с удельной плотностью на g_1^+ , g_1^- и g_2^+ , g_2^- , которые электрически нейтрализуют друг друга. На рис. 11 эти системы для большего удобства рассмотрения сил взаимодействия раздвинуты по оси z . Подсистемы с отрицательным зарядом (электроны) могут двигаться со скоростями v_1 и v_2 . Силу взаимодействия между нижним и верхним проводниками будем искать как сумму четырех сил, обозначение которых понятно из рисунка. Силы отталкивания F_1 и F_2 будем брать со знаком минус, а силы притяжения F_3 и F_4 будем брать со знаком плюс.

Для единичного участка двухпроводной линии силы, действующие между отдельными подсистемами, запишутся

$$\begin{aligned}
 F_1 &= -\frac{g_1^+ g_2^+}{2\pi\epsilon r}, \\
 F_2 &= -\frac{g_1^- g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1 - v_2}{c}, \\
 F_3 &= +\frac{g_1^- g_2^+}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c}, \\
 F_4 &= +\frac{g_1^+ g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_2}{c}.
 \end{aligned} \tag{11.1}$$

Складывая все силы, получим величину суммарной силы, приходящейся на единицу длины проводника

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(ch \frac{v_1}{c} + ch \frac{v_2}{c} - ch \frac{v_1 - v_2}{c} - 1 \right). \tag{11.2}$$

В данном выражении в качестве g_1 и g_2 взяты абсолютные величины зарядов, а знаки сил учтены в выражении в скобках. Для случая $v \ll c$

c , возьмем только два первых члена разложения в ряд $ch\frac{v}{c}$, т.е. будем считать, что $ch\frac{v}{c} \cong 1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}$. Из соотношения (11.2) получаем

$$F_{\Sigma 1} = \frac{g_1 v_1 g_2 v_2}{2\pi \epsilon c^2 r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi \epsilon c^2 r}, \quad (11,3)$$

где в качестве g_1 и g_2 взяты абсолютные величины удельных зарядов, а v_1 и v_2 берут со своими знаками.

Поскольку магнитное поле прямого провода, по которому течёт ток I , определяем соотношением

$$H = \frac{I}{2\pi r},$$

то из соотношения (17.3) получаем:

$$F_{\Sigma 1} = \frac{I_1 I_2}{2\pi \epsilon c^2 r} = \frac{H_1 I_2}{\epsilon c^2} = I_2 \mu H_1,$$

где H_1 - магнитное поле создаваемое нижним проводником, по которому течёт ток I_1 , в месте расположения верхнего проводника.

Аналогично

$$F_{\Sigma 1} = I_1 \mu H_2,$$

где H_2 - магнитное поле, создаваемое верхним проводником в районе расположения нижнего проводника.

Эти соотношения полностью совпадают с результатами, полученными на основании концепции магнитного поля.

Соотношение (11.3) представляет известное правило силового взаимодействия токонесущих систем, но получено оно не феноменологическим путем на основании введения феноменологического магнитного поля, а на основе вполне понятных физических процедур, в предположении того, что скалярный потенциал заряда зависит от скорости. В формировании сил взаимодействия в

данном случае непосредственное участие принимает решетка, чего нет в модели магнитного поля. В рассмотренной модели хорошо видны места приложения сил. Полученные соотношения совпадают с результатами, полученными на основе концепции магнитного поля и аксиоматически введённой силой Лоренца. В данном случае взят только первый член разложения в ряд $ch\frac{v}{c}$. Для скоростей $v \sim c$ следует брать все члены разложения. Этим предлагаемый метод отличается от метода расчёта силовых взаимодействий на основе концепции магнитного поля. Если учесть это обстоятельство, то связь между силами взаимодействия и скоростями зарядов оказывается нелинейной. Это, в частности приводит к тому, что закон силового взаимодействия токнесущих систем является асимметричным. При одинаковых значениях токов, но при разных их направлениях, силы притяжения и отталкивания становятся неодинаковыми. Силы отталкивания оказываются большими, чем силы притяжения. Эта разница невелика и определяется выражением

$$\Delta F = \frac{v^2}{2c^2} \frac{I_1 I_2}{2\pi\epsilon c^2 \epsilon},$$

но при скоростях носителей зарядов близких к скорости света она может оказаться вполне ощутимой.

Уберем решетку верхнего проводника (рис. 12), оставив только свободный электронный поток. При этом исчезнут силы F_1 и F_3 , и это будет означать взаимодействие нижнего проводника с потоком свободных электронов, движущихся со скоростью v_2 на месте расположения верхнего проводника. При этом значение силы взаимодействия определяется как:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(ch\frac{v_2}{c} - ch\frac{v_1 - v_2}{c} \right). \quad (11.4)$$

Сила Лоренца предполагает линейную зависимость между силой, действующей на заряд, движущийся в магнитном поле, и его скоростью. Однако в полученном соотношении зависимость величины силы от скорости электронного потока будет нелинейной. Из

соотношения (11.4) нетрудно видеть, что с ростом v_2 отклонение от линейного закона увеличивается, и в случае, когда $v_2 \gg v_1$, сила взаимодействия стремится к нулю. Это очень важный результат. Именно этот феномен и наблюдали в своих известных экспериментах Томпсон и Кауфман, когда заметили, что с ростом скорости электронного пучка он хуже отклоняется магнитным полем. Результаты своих наблюдений они связали с ростом массы электрона. Как видим причина здесь другая.

Отметим ещё один интересный результат. Из соотношения (11.3), с точностью до квадратичных членов, сила взаимодействия электронного потока с прямолинейным проводником, по которому протекает ток, можно определить по следующей зависимости:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{v_1 v_2}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right). \quad (11.5)$$

Из выражения (11.5) следует, что при однонаправленном движении электронов в проводнике и в электронном потоке сила взаимодействия при выполнении условия $v_1 = \frac{1}{2} v_2$ отсутствует.

Поскольку скорость электронного потока обычно гораздо выше скорости носителей тока в проводнике, то вторым членом в скобках в соотношении (11.5) можно пренебречь. Тогда, поскольку

$$H_1 = \frac{g_1 v_1}{2\pi\epsilon c^2 r}$$

магнитное поле, создаваемое нижним проводником в месте движения электронного потока, получим:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \frac{v_1 v_2}{c^2} = g_2 \mu v_2 H.$$

В данном случае, полученное значение силы в точности совпадает со значением силы Лоренца.

Учитывая, что

$$F_{\Sigma} = g_2 E = g_2 \mu v_2 H ,$$

можно считать, что на заряд, движущийся в магнитном поле, действует электрическое поле E , направленное нормально к направлению движения заряда. Данный результат также с точностью до квадратичных членов $\frac{v^2}{c^2}$ полностью совпадает с результатами концепции магнитного поля и определяет силу Лоренца, действующую со стороны магнитного поля на поток движущихся электронов.

Как уже было сказано, одним из важных противоречий концепции магнитного поля является то, что два параллельных пучка одноименных зарядов, двигающихся с одинаковой скоростью в одном направлении, должны притягиваться. В данной модели этого противоречия уже нет. Если считать, что скорости зарядов в верхнем и нижнем проводе будут равны, а решетка отсутствует, т.е. оставить только электронные потоки, то останется только сила отталкивания F_2 независимо от того движутся заряды или нет.

Таким образом, движущийся электронный поток взаимодействует одновременно и с движущимися электронами в нижней проволоке, и с её решеткой, а сумма этих сил взаимодействия и называется силой Лоренца. Эта сила и действует на движущийся поток электронов.

Закономерно возникает вопрос, а создаёт ли магнитное поле сам движущийся поток электронов в отсутствие компенсирующих зарядов решетки или положительных ионов в плазме? Рассмотренная схема показывает, что эффект силового взаимодействия между токнесущими системами требует в обязательном порядке наличия положительно заряженной решетки. Поэтому сам движущийся электронный поток не может создавать того эффекта, который создаётся при его движении в положительно заряженной решетке. В то же время, если рассмотреть два параллельно движущихся потока электронов, то возникает дополнительная сила взаимодействия, зависящая от относительной скорости этих потоков.

Продемонстрируем ещё один подход к проблеме силового взаимодействия токнесущих систем. Констатация факта наличия сил между токнесущими системами указывает на то, что существует какое-то поле скалярного потенциала, градиент которого и

обеспечивает указанную силу. Но что это за поле? Соотношение (11.3) даёт только значение силы, но не говорит о том, градиент какого скалярного потенциала эти силы обеспечивает. Будем поддерживать постоянными токи I_1 и I_2 , и начнём сближать или удалять проводники. Работа, которая при этом будет затрачена, и есть тот потенциал, градиент которого даёт силу. Проинтегрировав соотношение (11.3) по r , получаем величину энергии:

$$W = \frac{I_1 I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}.$$

Эта энергия, в зависимости от того удалять проводники друг от друга, или сближать, может быть положительной или отрицательной. Когда проводники удаляют, то энергия положительна, а это означает, что, поддерживая ток в проводниках постоянным, генератор отдаёт энергию. Это явление и лежит в основе работы всех электродвигателей. Если проводники сближаются, то работу совершают внешние силы, над источником, поддерживающим в них постоянство токов. Это явление лежит в основе работы механических генераторов э.д.с..

Соотношение для энергии можно переписать и так:

$$W = \frac{I_1 I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2} = I_2 A_{z1} = I_1 A_{z2},$$

где

$$A_{z1} = \frac{I_1 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}$$

есть z - компонента векторного потенциала, создаваемая нижним проводником в месте расположения верхнего проводника, а

$$A_{z2} = \frac{I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}$$

есть z - компонента векторного потенциала, создаваемая верхним проводником в месте расположения нижнего проводника.

Рассмотренный подход демонстрирует ту большую роль, которую играет векторный потенциал в вопросах силового взаимодействия токонесущих систем и преобразования электрической энергии в

механическую. Такой подход также ясно указывает на то, что сила Лоренца есть следствие взаимодействия токнесущих систем с полем векторного потенциала, создаваемого другими токнесущими системами. И важным обстоятельством является то, что формирование векторного потенциала обязано зависимости скалярного потенциала от скорости. С физической точки зрения это ясно. Движущиеся заряды, в связи с наличием зависимости их скалярного потенциала от скорости, создают скалярное поле, градиент которого и даёт силу. Но создание любого силового поля требует затрат энергии. Эти затраты и совершает генератор, создавая токи в проводниках. При этом в окружающем пространстве создаётся особое поле, которое взаимодействует с другими движущимися зарядами по особым векторным правилам, при которых только скалярное произведение вектора скорости заряда и векторного потенциала даёт потенциал, градиент которого и даёт силу, действующую на движущийся заряд. Это и есть сила Лоренца.

Несмотря на простоту и очевидность такого подхода, этот простой механизм до настоящего времени не был окончательно осознан. По этой причине сила Лоренца до сих пор вводилась в классической электродинамике аксиоматическим путём.

Униполярная индукция была открыта ещё Фарадеем почти 200 лет тому назад, но в классической электродинамике окончательного ответа на то, как и почему работает униполярный генератор, нет до настоящего времени [1]. Особо непонятен случай, когда имеется вращающийся намагниченный проводящий цилиндр, при движении которого между неподвижными контактами, подключёнными к его оси и образующей, возникает э.д.с. Ещё более непонятен случай, когда вместе с цилиндрическим магнитом вращается проводящий диск, а неподвижные контакты подключены к оси диска и его образующей. В некоторых источниках говорится, что ответ может быть получен в рамках СТО, но нет конкретных ссылок, как именно СТО объясняет указанные случаи. Далее будет показано, что конкретные ответы на все эти вопросы могут быть получены в рамках концепции зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости.

Рассмотрим случай, когда имеется одиночный длинный проводник, по которому течёт ток. Будем по-прежнему считать, что в проводнике имеется система взаимно вложенных зарядов положительной решетки

g^+ и свободных электронов g^- , которые в отсутствие тока нейтрализуют друг друга (рис.12).

Электрическое поле, создаваемое неподвижной решеткой в зависимости от расстояния r от центра проводника, который расположен по оси z имеет вид

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} \quad (11.18)$$

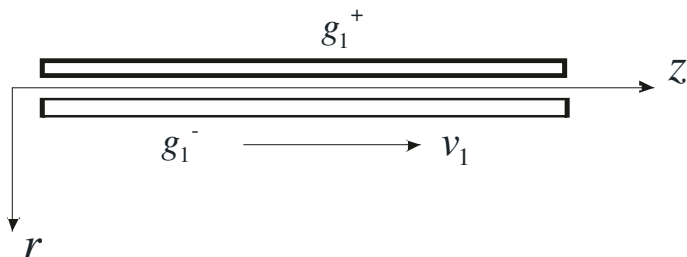


Рис. 12. Проводник, по которому течёт ток.

При этом считается, что направление вектора электрического поля совпадает с направлением r . Если электронный поток движется со скоростью v_1 , то электрическое поле этого потока определяется равенством:

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c} - \frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right). \quad (11.19)$$

Складывая (11.18) и (11.19), получаем:

$$E^- = -\frac{g^- v_1^2}{4\pi\epsilon c^2 r}$$

Это означает, что вокруг проводника с током имеется электрическое поле, соответствующее отрицательному заряду проводника. Однако это поле имеет очень незначительную величину, поскольку в реальных проводниках $v \ll c$. Это поле может быть обнаружено только при плотностях токов, которые могут быть достигнуты в сверхпроводниках, что экспериментально подтверждено в работах [11, 18].

Рассмотрим случай, когда проводник, по которому со скоростью v_1 текут электроны, движется в обратном направлении со скоростью v (Рис. 13). В этом случае соотношения (11.18) и (11.19) примут вид:

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right) \quad (11.20)$$

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(v_1 - v)^2}{c^2} \right) \quad (11.21)$$

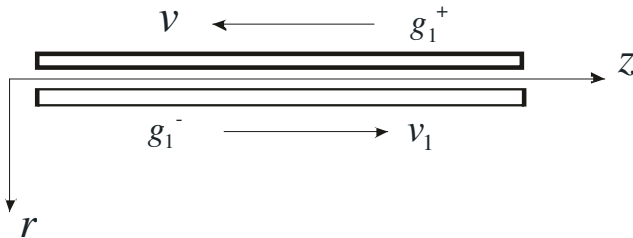


Рис. 13. Движущийся проводник с током.

Складывая (11.20) и (11.21), получаем:

$$E^+ = \frac{g}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{v_1 v}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right) \quad (11.22)$$

В данном соотношении в качестве удельного заряда взята его абсолютная величина. Поскольку скорость механического движения проводника значительно больше, чем дрейфовая скорость электронов, вторым членом в скобках можно пренебречь. При этом из (11.22) получаем

$$E^+ = \frac{g v_1 v}{2\pi\epsilon c^2 r} \quad (11.23)$$

Полученный результат означает, что вокруг движущегося проводника, по которому течёт ток, образуется электрическое поле, определяемое соотношением (11.23), что равнозначно появлению на этом проводнике удельного положительного заряда равного

$$g^+ = \frac{g v_1 v}{c^2}$$

Если проводник свернуть в кольцо и вращать его так, чтобы линейная скорость его частей была равна v , то вокруг такого кольца появится электрическое поле, соответствующее наличию на кольце указанного удельного заряда. Но это означает, что вращающийся виток, который и является вращающимся магнитом, приобретает

удельный электрический заряд на самой проволоке, из которой он состоит. При движении линейного проводника с током электрическое поле будет наблюдаться по отношению к неподвижному наблюдателю, но если наблюдатель будет двигаться вместе с проводником, то такие поля будут отсутствовать.

Как получается униполярная индукция, при которой на неподвижных контактах получается разность потенциалов, легко понять из рис. 14.

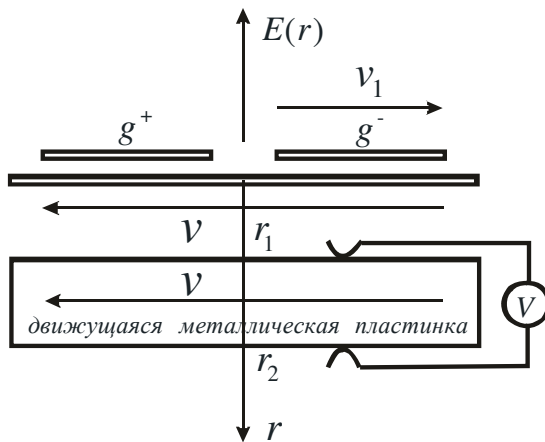


Рис. 14. Схема формирования э.д.с. униполярной индукции.

Будем считать, что r_1 и r_2 координаты точек касания подвижных контактов, которые скользят по металлической пластине, движущейся с такой же скоростью что и проводник, по которому течёт ток. Эти контакты подключены к вольтметру, который также неподвижен. Тогда, можно вычислить разность потенциалов между этими контактами, проинтегрировав соотношение (11.23):

$$U = \frac{gv_1v}{2\pi\epsilon c^2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{gv_1v}{2\pi\epsilon c^2} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Но чтобы к нагрузке, в данном случае к вольтметру, приложить эту разность потенциалов, необходимо скользящие контакты замкнуть перемычкой, на которой нет указанной разности потенциалов. Но поскольку металлическая пластина движется совместно с проводником, то на ней разность потенциалов отсутствует. Она и служит той перемычкой, которая даёт возможность превратить такой составной контур в источник э.д.с. по отношению к вольтметру.

Теперь можно проволоку свернуть в кольцо (рис. 20) из одного или нескольких витков, и запитать его от источника тока. Причём контакты 1 следует вывести на кольцевые коллекторы, находящиеся на оси вращения и к ним присоединить трущиеся неподвижные щётки. Таким образом, можно получить вращающийся магнит. В этот магнит следует поместить проводящий диск с отверстием (рис. 15), вращающийся совместно с витками магнита, и при помощи неподвижных контактов, скользящим по образующим диска, подать напряжение на вольтметр. В качестве предельного случая можно взять сплошной металлический диск и подключить скользящие контакты к образующей диска и его оси. Вместо вращающегося витка с током можно взять диск, намагниченный в осевом направлении, который эквивалентен витку с током, при этом будет получен такой же эффект.

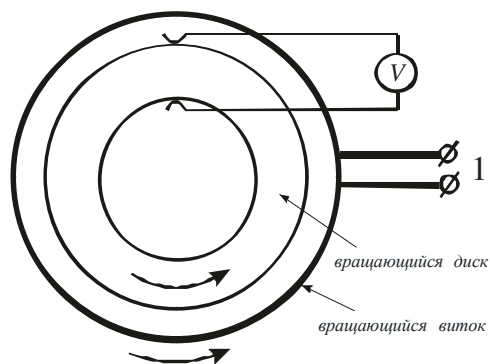


Рис. 15. Схема униполярного генератора с вращающимся магнитом и вращающимся проводящим кольцом.

Возможны различные сочетания вращающихся магнитов и дисков

Случай с неподвижным магнитом и вращающимся проводящим диском характеризуется следующей схемой (рис. 16), если проводящую пластину свернуть в кольцо:

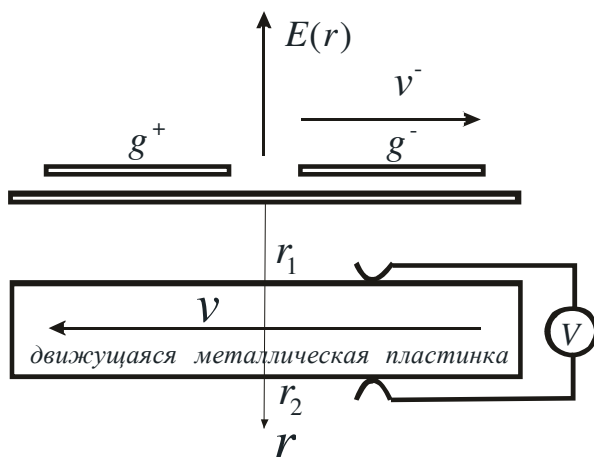


Рис. 16. Случай неподвижного магнита и вращающегося диска.

В этом случае выполняются следующие соотношения.

Электрическое поле, генерируемое во вращающемся диске движущимися электронами определяется соотношением

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1 - v}{c} = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(v_1 - v)^2}{c^2} \right),$$

а неподвижными ионами

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v}{c} = \frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right).$$

Суммарная напряженность электрического поля при этом составит

$$E_\Sigma = \frac{g}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{vv_1}{c^2} \right),$$

а разность потенциалов между точками r_1 и r_2 в системе координат, движущейся вместе с пластиной, будет равна

$$U = \frac{g(r_2 - r_1)}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{vv_1}{c^2} \right).$$

Поскольку в неподвижной по отношению к магниту цепи вольтметра индуцированная разность потенциалов отсутствует, то указанная разность потенциалов и будет равна э.д.с. рассмотренного генератора. Как и ранее движущуюся проводящую пластинку можно свернуть в диск с отверстием, а проволоку, по которой течёт ток в кольцо с током, которое является эквивалентом магнита, намагниченного в торцевом направлении.

Таким образом, концепция зависимости скалярного потенциала заряда от относительной скорости даёт ответы на все поставленные вопросы и СТО здесь не нужна.

В контексте сказанного следует обратить внимание ещё на одно физическое явление, которое до настоящего времени не нашло в рамках классической электродинамики своего физического обоснования и объяснения. Природа пондеромоторного (механического) действия электрических и магнитных полей приложенных к поверхности образцов до сих пор остаётся неясной. В большинстве учебных пособий авторы обходят этот вопрос, в тех же источниках, где этот вопрос обсуждается, например [19], автор опирается на те экспериментальные факты, которые свидетельствуют о наличии пондеромоторных сил, произнося слова: «Как показывает опыт». Далее следует подробный разбор экспериментальных фактов действия магнитных полей на токнесущие структуры без раскрытия физической сущности происходящего. При этом, как и во всех остальных учебных пособиях, вводится постулат о силе Лоренца и на этом «физическое» объяснение пондеромоторных взаимодействий заканчивается. Учитывая всё сказанное ранее теперь ясно, почему до настоящего времени нет физического объяснения этих процессов. Тамм хоть и указывает на потенциальную функцию тока в магнитном поле, но не указывает, что градиенты этой функции и являются следствием возникновения пондеромоторных сил. Из соотношений, полученных в работе [20], следует, что в процессах пондеромоторного взаимодействия очень важную роль играет векторный потенциал, но физическая природа возникновения этого потенциала, так и не раскрывается. Что же касается пондеромоторного действия электромагнитных волн, то это феномен с точки зрения уравнений электродинамики вообще не рассматривается, а электромагнитной волне приписывается механический импульс и далее этот вопрос рассматривается с точки зрения закона сохранения импульса. При таком подходе оказывается, что природа пондеромоторного действия постоянных полей и электромагнитных волн различна.

Пондеромоторные силы возникают на границе раздела двух сред, которая может быть резкой, когда электродинамические характеристики среды меняются скачкообразно. Но такие силы

возникают и при плавном изменении характеристик среды, и как в этом случае пользоваться законом сохранения импульса, при прохождении через такую границу электромагнитных волн, не ясно.

При падении волны на границу раздела на ней возникают токи, которые приводят толи к полному, толи к частичному отражению волны или изменению её направления. В свою очередь, наличие таких токов приводит к тому, что на границе в некоторой области возникают градиенты потенциальной энергии, которые и приводят к силовым действиям в области границы. Такой подход не только с физической точки зрения ясен и понятен, но его применение не делает различия между постоянными и переменными полями, наводящими токи в области границы. К тому же он меняет идеологический подход к возникновению пондеромоторных сил при падении на границу раздела электромагнитной волны. Этот эффект рассматривается не как следствие наличия у электромагнитной волны механического импульса, а как следствие действия тех токов, которые в области границы наводит падающая на эту границу волна.

Наиболее легко это можно понять на примере сверхпроводников, при падении на них электромагнитных волн или наличия на их поверхности постоянных магнитных или электрических полей. В сверхпроводниках плотность тока однозначно связана с векторным потенциалом, а произведение тока на векторный потенциал есть потенциальная энергия. Но поскольку токи в сверхпроводнике убывают экспоненциальным образом, то и потенциальная энергия этих токов убывает таким же образом. Но мы знаем, что градиент потенциальной энергии даёт силу. Отсюда и возникает сила, возникающая на поверхность и в толще сверхпроводящего слоя, куда проникают токи. Вот каким опосредованным образом поле «давит» на поверхность сверхпроводника.

С этих позиций можно рассмотреть пондеромоторное действие электрических и магнитных полей на любую границу раздела. Методика во всех случаях одинакова. Следует вычислить токи и векторный потенциал в области границы, а затем найти скалярное произведение этих величин. Градиент этого произведения и даст силы, действующие на поверхность. При таком подходе вычисление зависимости градиента потенциальной энергии от координаты даёт

информацию о внутренних напряжениях, действующих в области границы.

§ 12. Законы электро-электрической индукции

Поскольку любой процесс распространения электрических полей и потенциалов всегда связан с запаздыванием, введём запаздывающий скалярно-векторный потенциал, считая, что поле этого потенциала распространяется в данной среде со скоростью света [11]:

$$\varphi(r, t) = \frac{g \, ch \frac{v_{\perp} \left(t - \frac{r}{c} \right)}{c}}{4\pi \varepsilon_0 r}, \quad (12.1)$$

где $v_{\perp} \left(t - \frac{r}{c} \right)$ – составляющая скорости заряда g , нормальная к

вектору \vec{r} в момент времени $t' = t - \frac{r}{c}$, r – расстояния между зарядом и точкой, в которой определяется поле, в момент времени t .

Но возникает вопрос, на каких основаниях, если не использовать уравнения Максвелла, из которого следует волновое уравнение, вводится запаздывающий скалярно-векторный потенциал? Этот вопрос рассматривался в тринадцатом параграфе, когда определялась скорость распространения фронта волны напряжённости магнитного и электрического поля в длинной линии. Там, не прибегая к уравнениям Максвелла, было показано, что электрическое и магнитное поле распространяются с конечной скоростью, которая в вакуумной линии равна скорости света. Следовательно, такие поля запаздывают на время $\frac{r}{c}$ (см. соотношение (13.2)). Такое же запаздывание вводим в данном случае и для скалярно-векторного потенциала, который является носителем электрических полей. Используя соотношение $\vec{E} = -grad \varphi(r, t)$, найдём поле в точке 1 (рис. 17).

Градиент числового значения радиуса вектора \vec{r} есть скалярная функция двух точек: начальной точки радиуса вектора и его конечной точки (в данном случае это точка 1 на оси x и точка 0 в начале координат). Точка 1 является точкой истока, а точка 0 - точкой наблюдения. При определении градиента от функции, содержащей радиус в зависимости от условий задачи необходимо различать два случая: 1) точка истока фиксирована и \vec{r} рассматривается как функция положения точки наблюдения 2) точка наблюдения фиксирована и \vec{r} рассматривается как функция положения точки истока.

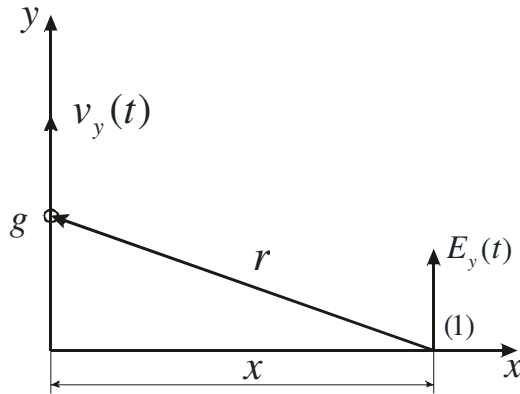


Рис. 17. Схема формирования индуцированного электрического поля.

Будем считать, что заряд e совершает колебательное движение вдоль оси y , в окрестности точки 0, которая является точкой наблюдения, а точкой истока является фиксированная точка 1 и \vec{r} рассматривается как функция положения заряда. Тогда значение электрического поля в точке 1 запишем:

$$E_y(1) = -\frac{\partial \varphi_{\perp}(r,t)}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y} \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r(y,t)} ch \frac{v_y\left(t - \frac{r(y,t)}{c}\right)}{c}$$

При условии, что амплитуда колебаний заряда значительно меньше, чем расстояние до точки наблюдения, можно считать радиус вектор постоянной величиной. При этом условии получаем:

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 cx} \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial y} sh \frac{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{c}, \quad (12.2)$$

где x - какая-то фиксированная точка на оси x .

Учитывая, что
$$\frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial y} = \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t} \frac{1}{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}$$

из (12.2) получаем:

$$E_y(x,t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 cx} \frac{1}{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)} \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t} sh \frac{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{c}. \quad (12.3)$$

Это и есть полный закон излучения движущегося заряда.

Если взять только первый член разложения $sh \frac{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{c}$, то из (12.3) получим

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2 x} \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t} = -\frac{ea_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{4\pi\epsilon_0 c^2 x}, \quad (12.4)$$

где $a_y \left(t - \frac{x}{c} \right)$ - запаздывающее ускорение заряда. Это соотношение является волновым уравнением и определяет как амплитудные, так и фазовые характеристики волны электрического поля, излучаемого движущимся зарядом.

Если в качестве направления излучения взять вектор, лежащий в плоскости xu , и составляющий с осью y угол α , то соотношение (12.4) принимает вид:

$$E_y(x, t, \alpha) = - \frac{ea_y \left(t - \frac{x}{c} \right) \sin \alpha}{4\pi\epsilon_0 c^2 x}. \quad (12.5)$$

Соотношение (12.5) определяет диаграмму направленности излучения. Поскольку имеется осевая симметрия относительно оси y , то можно вычислить полную диаграмму направленности рассмотренного излучателя. Эта диаграмма соответствует диаграмме направленности дипольного излучателя.

Поскольку $\frac{ev_z \left(t - \frac{x}{c} \right)}{4\pi x} = A_H \left(t - \frac{x}{c} \right)$ - запаздывающий векторный потенциал, то соотношение (12.5) можно переписать

$$E_y(x, t, \alpha) = - \frac{ea_y \left(t - \frac{x}{c} \right) \sin \alpha}{4\pi\epsilon_0 c^2 x} = - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial A_H \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t}$$

Опять получено полное совпадение с уравнениями запаздывающего векторного потенциала в классической электродинамике, но векторный потенциал введён здесь не эвристическим феноменологическим способом, а с использованием понятия запаздывающего скалярно-векторного потенциала. Нужно отметить одно важное обстоятельство: в уравнениях Максвелла электрические поля, представляющие волну, вихревые. В данном же случае электрические поля носят градиентный характер.

Продemonстрируем ещё одну возможность, которую открывает соотношение (12.5). Известно, что в электродинамике существует такое понятие, как электрический диполь и дипольное излучение, когда заряды, колеблющиеся в электрическом диполе, излучают электромагнитные волны. Два заряда с противоположными знаками имеют дипольный момент:

$$\vec{p} = e\vec{d}, \quad (12.6)$$

где вектор \vec{d} направлен от отрицательного заряда к положительному. Поэтому ток может быть выражен, через производную дипольного момента по времени

$$e\vec{v} = e \frac{\partial \vec{d}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{p}}{\partial t}$$

Следовательно

$$\vec{v} = \frac{1}{e} \frac{\partial \vec{p}}{\partial t},$$

и

$$\vec{a} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial^2 \vec{p}}{\partial t^2}.$$

Подставляя данное соотношение в выражение (12.5), получаем закон излучения колеблющегося диполя.

$$\vec{E} = -\frac{1}{4\pi r \epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 p(t - \frac{r}{c})}{\partial t^2}. \quad (12.7)$$

Это также очень хорошо известное соотношение [1].

Таким образом, в процессе колебания электрического диполя создаются электрические поля двух видов. Во-первых, это электрические индукционные поля излучения, представляемые соотношениями (12.4), (12.5) и (12.6), связанные с ускорением заряда. С другой стороны, вокруг колеблющегося диполя образуются электрические поля статического диполя, которые изменяются во времени в связи с тем, что расстояние между зарядами зависит от

времени. Именно энергия этих полей для свободно колеблющегося диполя и расходуется на излучение. Суммарное же значение поля вокруг такого диполя в любой момент времени определяют как суперпозицию полей статического диполя и полей излучения.

Законы (12.4), (12.5), (12.7) - это законы прямого действия, в которых уже нет ни магнитных полей, ни векторных потенциалов. Т.е. те строительные леса, которыми являлись магнитное поле и магнитный векторный потенциал, уже сняты и они нам больше не нужны.

Используя соотношение (12.5) можно получить законы отражения и рассеивания как для одиночных зарядов, так и, для любого их количества. Если какой-либо заряд или группа зарядов подвергаются действию внешнего (стороннего) электрического поля, то такие заряды начинают осуществлять вынужденное движение, и каждый из них излучает электрические поля в соответствии с соотношением (12.5). Суперпозиция электрических полей, излучаемых всеми зарядами, является электрической волной.

Если на заряд действует стороннее электрическое поле $E'_y = E'_{y0} \sin \omega t$, то ускорение заряда определяют как:

$$a = -\frac{e}{m} E'_{y0} \sin \omega t.$$

С учётом этого соотношение (12.5) принимает вид

$$E_y(x, t, \alpha) = \frac{e^2 \sin \alpha}{4\pi \epsilon_0 c^2 m x} E'_{y0} \sin \omega \left(t - \frac{x}{c}\right) = \frac{K}{x} E'_{y0} \sin \omega \left(t - \frac{x}{c}\right), \quad (12.8)$$

где коэффициент $K = \frac{e^2 \sin \alpha}{4\pi \epsilon_0 c^2 m}$ может быть назван коэффициентом рассеивания (переизлучения) одиночного заряда в заданном направлении, поскольку он определяет способность заряда переизлучать действующее на него внешнее электрическое поле.

Волне электрического поля (12.5) сопутствует волна тока смещения:

$$j_y(x, t) = \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{e \sin \alpha}{4\pi c^2 x} \frac{\partial^2 v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t^2}.$$

Если заряд осуществляет своё движение под воздействием стороннего электрического поля $E' = E'_0 \sin \omega t$, то ток смещения в дальней зоне записывают:

$$j_y(x, t) = -\frac{e^2 \omega}{4\pi c^2 m x} E'_{y0} \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (12.9)$$

Суммарная волна, которая представляет распространение электрических полей (12.8) и токов смещения (12.9), может быть названа электротоксовой волной. В этой волне ток смещения отстаёт от волны электрического поля на $\frac{\pi}{2}$. Впервые этот термин и определение такой волны было дано в работах [10, 11].

Параллельно с электрическими волнами можно ввести магнитные волны, если положить, что

$$\vec{j} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \text{rot} \vec{H}, \quad (12.10)$$

$$\text{div} \vec{H} = 0$$

Введённое таким образом магнитное поле является вихревым. Сравнивая (12.9) и (12.10) получаем:

$$\frac{\partial H_z(x, t)}{\partial x} = \frac{e^2 \omega \sin \alpha}{4\pi c^2 m x} E'_{y0} \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right).$$

Интегрируя это соотношение по координате, находим значение магнитного поля

$$H_z(x, t) = \frac{e^2 \sin \alpha}{4\pi c m x} E'_{y0} \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (12.11)$$

Таким образом, соотношения (12.8), (12.9) и (12.11) могут быть названы законами электро-электрической индукции, т.к. дают непосредственную связь между прикладываемыми к заряду сторонними электрическими полями и полями и токами индуцируемыми этим зарядом в его окрестности. Сам же заряд выступает в данном случае в роли трансформатора, обеспечивающего такое преизлучение. Магнитное поле, которое можно вычислить при помощи соотношения (12.11), направлено нормально и к электрическому полю и к направлению распространения, а их отношение в каждой точке пространства составляет:

$$\frac{E_y(x,t)}{H_z(x,t)} = \frac{1}{\varepsilon_0 c} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = Z,$$

где Z - волновое сопротивление свободного пространства.

Волновое сопротивление определяет активную мощность потерь на единичной площадке, расположенной нормально к направлению распространения волны:

$$P = \frac{1}{2} Z E^2_{y0}.$$

Поэтому электромагнитная волна, пересекая такую площадку, переносит через неё мощность, определяемую данным соотношением, что находится в согласии с теоремой Пойнтинга о потоке мощности электромагнитной волны. Поэтому, для нахождения всех параметров, характеризующих волновой процесс, распространения и переноса энергии посредством полей, достаточно рассмотрения лишь электромагнитной волны и знания волнового сопротивления пространства. При этом совсем не обязательно вводить такое понятие, как «магнитное поле» и его векторный потенциал, хотя ничего незаконного в этом нет. В такой постановке соотношения, полученные для электрического и магнитного поля, полностью удовлетворяют теореме Гельмгольца. Эта теорема гласит, что всякое однозначное и непрерывное векторное поле \vec{F} , обращающееся в ноль в бесконечности, может быть представлено, и притом единственным образом, в виде суммы градиента некоторой скалярной функции φ и

ротора некоторой векторной функции \vec{C} , дивергенция которой равна нулю:

$$\vec{F} = \text{grad}\varphi + \text{rot}\vec{C},$$

$$\text{div}\vec{C} = 0.$$

Следовательно, должно существовать чёткое разделение полей на градиентные и вихревые. Видно, что в полученных выражениях для индуцируемых полей такое разделение имеется. Электрические поля носят градиентный характер, а магнитные – вихревой.

Таким образом, построение электродинамики нужно было начинать с признания зависимости скалярного потенциала от скорости. Но в том-то и дело, что природа очень глубоко прячет свои секреты, и, чтобы прийти к такому простому выводу, пришлось пройти путь длиной почти в два столетия. Металлические опилки, которые так дружно выстраивались вокруг полюсов магнита, прямым образом указывали на наличие каких-то силовых полей потенциального характера, но на это не обратили внимания, поэтому и оказалось, что все разглядели только верхушку айсберга, значительная часть которого оставалась невидимой почти двести лет.

С учётом всего сказанного следует полагать, что в основе подавляющего большинства статических и динамических явлений в электродинамике лежит одна единственная формула (12.1), предполагающая зависимость скалярного потенциала заряда от скорости его движения. Из неё следует и статическое взаимодействие зарядов, и законы силового взаимодействия в случае их взаимного движения, и законы излучения и рассеивания. Такой подход позволил объяснить с позиций классической электродинамики следующие явления: фазовая абберрация и поперечный эффект Доплера, которые в рамках существующей классической электродинамики объяснения не находили. После всего сказанного можно снять строительные леса, такие как магнитное поле и магнитный векторный потенциал, которые не позволяют вот уже почти двести лет увидеть здание электродинамики во всём его величии и красоте.

Заметим, однако, что одно из основных уравнений индукции (12.4) можно было получить прямо из закона Ампера, ещё задолго до того, как появились уравнения Максвелла. Закон Ампера, выраженный в

векторной форме, определяет магнитное поле в точке x, y, z в следующем виде:

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$$

где I - ток в элементе $d\vec{l}$, \vec{r} - вектор, направленный из $d\vec{l}$ в точку x, y, z .

Можно показать, что

$$\left[\frac{d\vec{r}}{r^3} \right] = \text{grad} \left(\frac{1}{r} \right) \times d\vec{l}$$

и, кроме того, что

$$\text{grad} \left(\frac{1}{r} \right) \times d\vec{l} = \text{rot} \left(\frac{d\vec{l}}{r} \right) - \frac{1}{r} \text{rot} d\vec{l}.$$

Но ротор $d\vec{l}$ равен нулю и поэтому окончательно

$$\vec{H} = \text{rot} \int I \left(\frac{d\vec{l}}{4\pi r} \right) = \text{rot} \vec{A}_H$$

где

$$\vec{A}_H = \int I \left(\frac{d\vec{l}}{4\pi r} \right). \quad (12.12)$$

Замечательным свойством этого выражения является то, что векторный потенциал зависит от расстояния до точки наблюдения как $\frac{1}{r}$. Именно это свойство и позволяет получить законы излучения.

Поскольку $I = gv$, где g количество зарядов, приходящееся на единицу длины проводника, из (12.12) получаем:

$$\vec{A}_H = \int \frac{gv d\vec{l}}{4\pi r}.$$

Для одиночного заряда e это соотношение принимает вид:

$$\vec{A}_H = \frac{e\vec{v}}{4\pi r},$$

а поскольку

$$\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t},$$

то

$$\vec{E} = -\mu \int \frac{g \frac{\partial v}{\partial t} d\vec{l}}{4\pi r} = -\mu \int \frac{ga d\vec{l}}{4\pi r}, \quad (12.13)$$

где a - ускорение заряда.

Для одиночного заряда это соотношение выглядит следующим образом:

$$\vec{E} = -\frac{\mu e \vec{a}}{4\pi r}. \quad (12.14)$$

Если в соотношениях (12.13) и (12.14) учесть, что потенциалы распространяются с конечной скоростью и учесть запаздывание $\left(t - \frac{r}{c}\right)$, и с учётом, что для вакуума $\mu = \frac{1}{\epsilon_0 c^2}$, эти соотношения примут вид:

$$\vec{E} = -\mu \int \frac{ga\left(t - \frac{r}{c}\right) d\vec{l}}{4\pi r} = -\int \frac{ga\left(t - \frac{r}{c}\right) d\vec{l}}{4\pi \epsilon_0 c^2 r}, \quad (12.15)$$

$$\vec{E} = -\frac{e \vec{a}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{4\pi \epsilon_0 c^2 r}. \quad (12.16)$$

Отметим, что эти уравнения являются решением уравнений Максвелла, но в данном случае они получены непосредственно из

закона Ампера, вообще не прибегая к указанным уравнениям. Остаётся только задать вопрос, почему электродинамика в своё время не пошла этим путём?

Важным результатом проведенного рассмотрения является то, что при помощи скалярно-векторного потенциала удалось не только объединить до сих пор разрозненные части электродинамики, но и показать физическую природу таких явлений как излучение электромагнитных волн, фазовая абберация, поперечный эффект Доплера, удалось также объяснить работу униполярного генератора. Ниже будет показано, что используя понятие скалярно-векторного потенциала можно объяснить возникновение электрического импульса ядерного взрыва и канатные трюки.

Данные примеры показывают, как мало продвинулась электродинамика за время своего существования. Явление электромагнитной индукции Фарадей открыл в 1831 г. и уже почти 200 лет его учение не претерпело практически никаких изменений, и физические причины самых элементарных электродинамических явлений до сих пор были не поняты. Конечно, для своего времени Фарадей был гением, но что делали физики после него? Были ещё такие гениальные фигуры как Максвелл и Герц, но даже они не поняли, что основой всей классической электродинамики является зависимость скалярного потенциала заряда от его относительной скорости, и что это тот основополагающий закон, из которого следуют все остальные её законы.

§ 13. Проблема электромагнитного импульса и канатных трюков в концепции скалярно-векторного потенциала

Известно, что проблему ЭМИ вместе со своими учениками пытался решить академик Я. Б. Зельдович [18], однако в научной литературе нет информации о том, что им эта проблема была решена. И только в 2013 году в журнале Инженерная физика появилась публикация, в которой дана попытка объяснения указанного явления [19]. В работе показано, что в результате ядерного взрыва возникает не электромагнитный, а электрический импульс, вектор электрического

поля которого направлен к месту взрыва. Для объяснения физической природы такого импульса используется концепция скалярно-векторного потенциала, предполагающая зависимость скалярного потенциала заряда от его относительной скорости. Основы этой концепции были заложены в работе [2], а своё дальнейшее развитие она получила в работах [10-12].

Во введении на рис. 2 сплошной линией показана зависимость амплитуды импульса от времени, записанная на экране осциллографа, полученная при испытаниях по программе *Starfish*, а пунктирной линией показана форма импульса, скорректированная с учётом параметров входных цепей осциллографа.

При детонации продукты взрыва нагреваются до высокой температуры, а затем происходит их постепенное остывание, при котором энергия взрыва отдаётся внешней среде. Зависимость амплитуды импульса от времени повторяет указанный процесс, и можно предположить, что именно температура плазмы определяет его амплитуду. За время детонации заряда ~ 25 нс имеется резкий рост амплитуды импульса, а затем имеется более медленный процесс, при котором за время ~ 150 нс амплитуда уменьшается в два раза. Будем считать, что сумма этих времён и представляет то время, за которое происходит излучения основного количества энергии, полученной при взрыве.

Если считать, что одна тонна тротила эквивалентна 4.6×10^9 Дж, то при взрыве бомбы с тротильным эквивалентом 1,4 Мт выделяется $\sim 6.4 \times 10^{15}$ Дж. Следовательно мощность взрыва на указанном промежутке времени составит $\sim 3.7 \times 10^{22}$ Вт. Для сравнения укажем, что мощность излучения Солнца $\sim 4 \times 10^{26}$.

Рассмотрим вопрос, куда и каким образом, за столь короткое время, может быть израсходована такая энергия. При взрыве в атмосфере

энергия расходуется на излучение и на создание ударной волны. В космосе ударная волна отсутствует, поэтому энергия взрыва расходуется на создание электромагнитного излучения.

В соответствии с законом Стефана-Больцмана мощность, излучаемая нагретой поверхностью, пропорциональна четвертой степени ее температуры:

$$P = \sigma S T^4,$$

где σ - постоянная Стефана-Больцмана, а S - площадь излучающей поверхности.

Для того чтобы вычислить температуру при известной мощности излучения нужно знать площадь излучающей поверхности. В качестве такой поверхности выберем шар с площадью поверхности $\sim 3 \text{ м}^2$. Зная мощность взрыва и размер излучающей поверхности, находим температуру облака взрыва

$$T = \sqrt[4]{\frac{P}{\sigma S}}.$$

При мощности взрыва $\sim 3.7 \times 10^{22}$ Вт получаем значение температуры равное $\sim 8.6 \times 10^6$ К.

В концепции скалярно-векторного потенциала, скалярный потенциал заряда определяется из соотношения

$$\varphi(r) = \frac{g \, ch \, \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi \, \epsilon_0 r}, \quad (13. 1)$$

где, r – расстояния между зарядом и точкой наблюдения, v_{\perp} – составляющая скорости заряда g , нормальная к вектору \vec{r} , ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

В начальный момент термоядерного взрыва температура плазмы может достигать нескольких десятков миллионов градусов. При таких температурах электронный газ уже не является вырожденным и подчиняется распределению Больцмана. Наиболее вероятная скорость электронов при этом определяется соотношением

$$v = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}, \quad (13.2)$$

где T – температура плазмы, k_B – постоянная Больцмана, m – масса электрона.

Используя соотношения (13.1) и (13.2), и учитывая при разложении в ряд гиперболического косинуса только члены $\sim \frac{v^2}{c^2}$, получаем значение приращения скалярного потенциала в точке наблюдения

$$\Delta\varphi \cong \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r m c^2}, \quad (13.3)$$

где N – количество электронов в облаке взрыва, e – заряд электрона. Напряженность радиального электрического поля, соответствующая такому приращению потенциала, определяем из соотношения

$$E = \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r^2 mc^2} = \frac{\Delta q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (13.4)$$

где

$$\Delta q = \frac{Nek_B T}{mc^2} \quad (13.5)$$

эквивалентный заряд взрыва.

Следует отметить, что при разогреве плазмы ионы тоже приобретают дополнительную скорость, однако, поскольку их масса значительно больше, чем масса электронов, а скорость значительно ниже, их присутствием можно пренебречь.

Для вычисления количества электронов необходимо знать количество атомов, которые при разогреве образовали облако взрыва. Предположим, что общий вес бомбы и ракетносителя, выполненной из металла со средней плотностью атомов $\sim 5 \times 10^{22}$ 1/см³, составляет 1000 кг. При удельном весе металла ~ 8 г/см³ общее количество свободных электронов в образовавшейся плазме, в предположении, что все атомы будут однократно ионизированы, составит $\sim 5 \times 10^{27}$.

В соответствии с формулой (21.4) напряженность радиального электрического поля при температуре облака взрыва $\sim 8.6 \times 10^6$ К составит: в эпицентре взрыва $\sim 6.9 \times 10^4$ В/м, на расстоянии в 870 км от эпицентра $\sim 1.2 \times 10^4$ В/м и на расстоянии 1300 км от эпицентра $\sim 6 \times 10^3$ В/м. Видно, что в эпицентре расчетные значения электрических полей на поверхности земли близки к экспериментальным значениям. Отношение расчётных значений к измеренным составляют: в эпицентре взрыва ~ 1.3 , на расстоянии 870 км от эпицентра ~ 0.4 , на расстоянии 1300 км оно равно ~ 0.25 . Конечно, не известны ни точный размер облака взрыва, ни масса бомбы и ракетносителя, ни

материалы, из которых они изготовлены. Варьируя эти величины, достаточно просто получить значения полей, приближающиеся к экспериментальным значениям в эпицентре. Но расчётная пространственная зависимость полей сильно отличается от экспериментальных результатов. Попытаемся объяснить причину таких расхождений.

Сначала рассмотрим случай, когда заряд находится над металлической проводящей плоскостью (рис. 18). Распределение электрических полей над такой плоскостью хорошо известно [1].

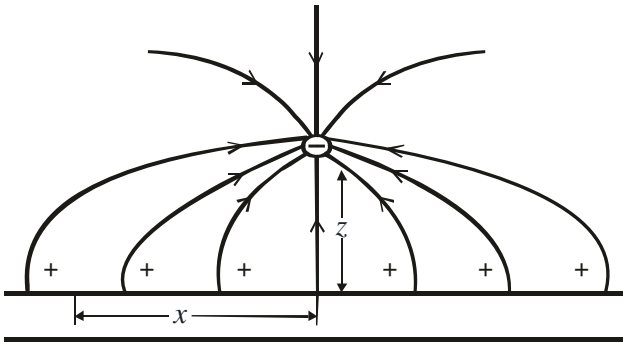


Рис. 18. Отрицательный заряд над безграничной проводящей плоскостью.

Горизонтальная составляющая электрического поля на поверхности плоскости равна нулю, а нормальная составляющая определяется из соотношения

$$E_{\perp} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad (13.6)$$

где q - величина заряда, z - расстояние от заряда до его эпицентра, x - расстояние от точки наблюдения до эпицентра.

Ниже проводящей плоскости электрические поля отсутствуют, но такая конфигурация полей эквивалентна наличию под проводящей плоскостью положительного заряда такой же величины и на таком же расстоянии, как и исходный заряд. Говорят, что в проводящей плоскости заряд видит своё зеркальное отражение. Пара таких зарядов представляет электрический диполь с известным распределением электрических полей. Такая конфигурация полей связана с тем, что заряд, находящийся над проводящей плоскостью, индуцирует в ней такую поверхностную плотность зарядов, которая полностью компенсирует горизонтальную и вертикальную составляющую электрического поля заряда на границе проводящей плоскости. Зависимость величины поверхностной плотности заряда от координаты x также хорошо известна [1]

$$\sigma(x) = \epsilon_0 E_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (13.7)$$

Если проинтегрировать $\sigma(x)$ по координате x , то получим величину заряда, находящегося над проводящей плоскостью. Таким образом, чтобы не пропустить электрические поля заряда q через проводящую плоскость, в ней должно содержаться количество свободных зарядов,

дающих суммарный заряд не менее чем q . При этом могут реализоваться два случая. При низкой плотности зарядов, что имеет место в плохих проводниках, для выполнения поставленного условия придётся передвигать на значительные расстояния значительные количества зарядов. Но в этом случае зарядов может и не хватить для полной компенсации. При высокой плотности зарядов, можно лишь незначительно сдвинуть заряды в плоскости. Этот случай реализуется в металлических проводниках.

Если периодически приближать или удалять заряд от плоскости, то в ней возникнут периодические горизонтальные токи, которые будут создавать перемещение компенсирующих зарядов. Такой же эффект будет наблюдаться, если заряд в данной точке может рождаться и исчезать. Если в заданной точке над плоскостью вдруг за какое-то время возникнет заряд, то, для того, чтобы поля заряда не проникли через проводящую плоскость, за это же время на проводящей плоскости должны появиться компенсирующие поверхностные заряды, соответствующие соотношению (13.7). Это означает, что величина токов, создающих компенсирующие заряды, будет тем больше, чем больше сам заряд и чем меньше время его возникновения. Однако при малой плотности зарядов может реализоваться и другой случай. При очень быстром изменении электрического поля заряды не успеют занять места, соответствующие полной компенсации электрических полей, и тогда поля внешнего заряда частично проникнут через проводник, и компенсация будет не полной. Именно этот случай реализуется в случае взрыва ядерного заряда в космосе, поскольку между ним и земной поверхностью находится ионосфера, обладающая не слишком высокой проводимостью (рис.19).

Если заряд будет возникать в указанной на рисунке точке, и под ним будет находиться ионосфера, то он будет стремиться собрать под

собой имеющиеся в ионосфере свободные заряды противоположного знака для компенсации тех полей, которые он создает в ней. Однако если суммарное количество свободных положительных зарядов в ионосфере будет меньше, чем величина самого заряда, или их перемещение недостаточно, чтобы попасть в нужную точку в заданный момент, то их количества не хватит для полной компенсации полей возникающего заряда и его поля проникнут через ионосферу. При этом проникшие поля, в силу экранирующего действия ионосферы, могут быть на поверхности земли меньше, чем в отсутствии ионосферы. При этом максимальная компенсация полей будет иметь место в области, расположенной непосредственно под зарядом. Этот процесс будет делать зависимость электрических полей от расстояния более плавным, что и наблюдается на эксперименте. Всю эту картину можно описать только качественно, потому что точно не известна ни толщина ионосферы, ни степень ее ионизации по высоте. Но даже если и известны эти параметры, то для решения задачи необходимы громоздкие численные расчёты.

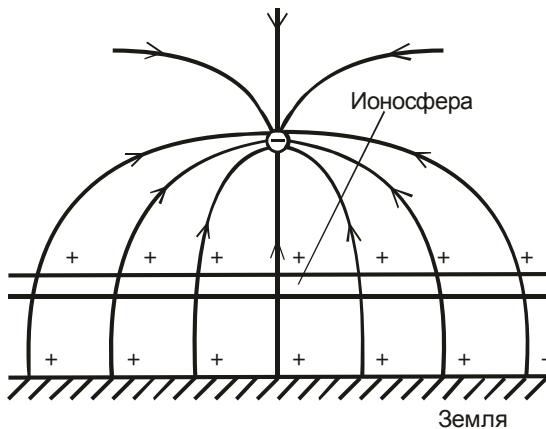


Рис. 19. Отрицательный заряд над поверхностью земли при наличии ионосферы.

Сферичность ионосферы тоже накладывает свои особенности на процесс индукции компенсирующих зарядов. Схематически этот процесс изображен на рис. 20.

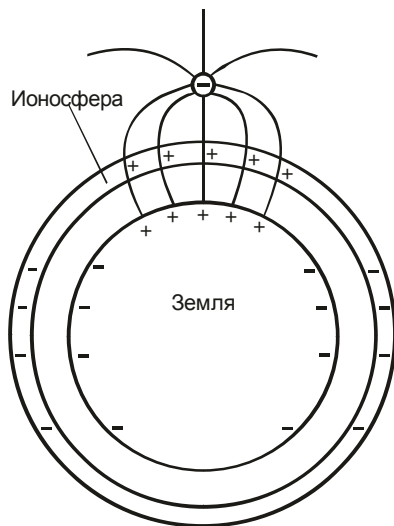


Рис. 20. Отрицательный заряд над поверхностью сферической ионосферы.

Стремление заряда собрать под собой компенсирующие заряды приведет к продольной поляризации значительной части ионосферы. Компенсирующие положительные заряды в ионосфере будут в основном появляться непосредственно в эпицентре, где они будут в избытке, в то время как за пределами прямой видимости в избытке будут отрицательные заряды. И вся система ионосфера – земля получит дополнительный дипольный момент.

Рассмотренная модель говорит о том, что ядерный взрыв приведет не только к возникновению электрического импульса в зоне прямой видимости, но и к глобальному возмущению ионосферы, что и наблюдалось при взрыве бомбы. Легко показать, что в космосе в окрестностях взрыва, где нет экранирующего действия ионосферы, электрические поля имеют большие величины и представляют большую опасность для космических аппаратов.

В соответствии с соотношением (13.4) амплитуда импульса пропорциональна температуре плазмы, следовательно, по графику, изображенному на рис. 2, можно судить о процессах детонации ядерного заряда и последующем охлаждении облака взрыва. Из рисунка видно, что на начальном участке зависимости амплитуды электрического поля видны два пика. Можно предположить, что первый пик представляет детонацию атомной бомбы, второй пик представляет процесс детонации термоядерного заряда. Далее идет быстрый спад, который характеризует процесс охлаждения облака взрыва. Видно, что он происходит очень быстро. Естественно предположить, что это тот период, когда основные потери энергии связаны с лучистыми потерями.

Таким образом, наличие указанного импульса являются свойствами самого взрыва, а не вторичным явлением.

Теперь следует сделать одно замечание по поводу самого термина электромагнитный импульс (ЭМИ), который используется в литературе. Из этого названия следует исключить слово магнитный, и использовать выражение электрический импульс (ЭИ), т.к. данный процесс представляет распространение только радиальных электрических полей, и при этом магнитные поля отсутствуют. Известно, что амплитуда электрического поля импульса может

достигать величин ~ 50000 В/м. Но если бы импульс действительно был электромагнитным, то напряженность магнитного поля составила бы $\sim 1.3 \times 10^2$ А/м (для получения этого значения следует напряженность электрического поля разделить на волновое сопротивление свободного пространства), а его мощность, определяемая вектором Пойтинга, и приходящаяся на 1 м^2 поверхности составила бы ~ 5 МВт, что соизмеримо с мощностью небольшой электростанции.

Нетрудно вычислить и ту энергию, которая при ядерном взрыве расходуется на получение электрического импульса. Длительность импульса составляет ~ 150 нс. Если считать, что импульс распространяется со скоростью света, то его протяженность в свободном пространстве составляет $d = 45$ м. На расстоянии $r = 400$ км от места взрыва напряженность электрического поля составила ~ 50000 В/м. Удельная энергия электрического поля составляет

$$W = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2.$$

Полную энергию U электрического поля импульса получаем путём умножения удельной энергии на объём сферического слоя $4\pi r^2 d$

$$U = 2\pi r^2 d \epsilon_0 E^2.$$

Подставляя в эту формулу указанные значения, получаем энергию $\sim 10^{12}$ Дж. Если считать, что при взрыве выделяется энергия $\sim 6.4 \times 10^{15}$ Дж, то энергия электрического импульса составляет $\sim 0.016\%$ от общей энергии взрыва.

Электрические поля импульса могут наводить токи в окружающих проводящих средах, в том числе и на земной поверхности, и эти токи будут генерировать магнитные поля, но это уже вторичное явление.

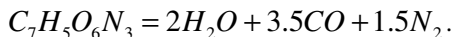
Поскольку напряженность электрических полей вблизи ядерного взрыва велика и может достигать величин пробойного напряжения воздуха (300000 В/м), то при взрывах, осуществляемых в непосредственной близости от земной поверхности, могут образоваться молнии, что и наблюдается на практике.

Концепция скалярно-векторного потенциала может послужить и для объяснения канатных трюков. Действительно, если в процессе возникновения облака взрыва в нём образуется избыточный заряд, то этот заряд по тросам должен стекать в землю, а это в свою очередь приведёт к их дополнительному разогреву.

§ 14. Электрический импульс тротиловых зарядов

Если рассмотренный принцип образования электрического импульса верен, то и взрывы обычных взрывчатых веществ, при которых образуется плазма, должны также сопровождаться возникновением электрического импульса, хотя и менее интенсивного, чем при ядерном взрыве.

Распад молекулы тротила при его детонации происходит по следующей схеме:



Если каждая молекула, выделившаяся при взрыве будет однократно ионизирована, то при распаде молекулы тротила будет выделено 7 свободных электронов. Следовательно, при детонации одного моля тротила будет выделено $7N_A = 4.2 \times 10^{24}$ электронов, где N_A - число

Авогадро. При взрыве тротила температура облака взрыва достигает 3500К. Если бы все молекулы распада тротила получили однократную ионизацию, то максимальная напряженность поля электрического импульса составила бы

$$E = 3.7 \times 10^9 \frac{1}{r^2} \text{ В/м}$$

На расстоянии 100 м от места взрыва напряженность электрического поля была бы равна 3.7×10^5 В/м. Однако при взрыве тротильных зарядов образуется холодная плазма, в которой степень ионизации составляет $\sim 0.1\%$. При этом напряженность электрического поля составит 370 В/м. Важность такого метода заключается в том, что изучая топологию импульса, можно судить о процессах детонации и последующей релаксации облака взрыва. Очевидно, электрический импульс должен сопутствовать и попаданию снаряда в различные твёрдые преграды, т.к. при этом происходит быстрый местный разогрев мишени с образованием плазмы. Следовательно, можно сделать вывод, что в тех местах, где быстро образуется плазма любого вида, должен возникать и электрический импульс.

В научной литературе отсутствуют сообщения о возникновении электрического импульса при взрывах обычных взрывчатых веществ, но это может быть связано с тем, что этот вопрос никто не исследовал.

Известно, что электросварка создаёт сильные помехи радиоприёму, но эти помехи очень быстро убывают с расстоянием. Микровзрывами можно считать и искрение в плохих контактах в электрических сетях, в контактных системах электротранспортных средств или коллекторах двигателей постоянного тока. Но, поскольку амплитуда электрического импульса быстро убывает с расстоянием, то особых помех для радиоприёма эти процессы не вызывают.

Молния также разогревает плазму до высокой температуры и создаёт помехи радиоприёму. Существует мнение, что сам канал молнии служит в качестве антенны, излучающей радиоволны в широком диапазоне частот. Но так ли это? При той длине, которую представляет канал молнии, такая антенна должна была бы иметь прекрасные характеристики и надёжно излучать не только в коротковолновом, но и в длинноволновом радиодиапазоне. А это бы означало, что при любом ударе молнии в любом месте земного шара в наших приёмниках возникали бы помехи. А поскольку ежесекундно на земном шаре бьют сотни молний, то весь эфир был бы заполнен сигналами помех. Этого не происходит по той причине, что плазменный канал молнии излучает не радиоволны, а электрические импульсы теми участками канала, где образуется плазма. При этом, поскольку процесс ионизации канала молнии происходит не одновременно во всех его точках, избыточные заряды, возникшие в различных участках канала, видят своё зеркальное отражение под земной поверхностью, образуя соответствующие диполи, поля которых убывают обратно пропорционально кубу расстояния.

То, что написано в этом параграфе, пока только теоретические предпосылки. Но если они будут подтверждены экспериментально, то будет не только ещё раз подтверждена жизнеспособность концепции скалярно-векторного потенциала, но и откроется путь для разработки новых методик исследования процессов, происходящих при различных взрывах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прошло уже более пятидесяти лет с тех пор, как американцы взорвали в космосе над Тихим океаном водородную бомбу и обнаружили при этом новое физическое явление. Оно заключается в том, что взрыв сопровождается электрическим импульсом очень большой амплитуды и малой длительности. Но до настоящего времени, не смотря на все усилия физиков, не была создана теория, которая смогла бы объяснить этот феномен. Автору настоящей монографии удалось решить эту проблему. Основной предпосылкой разработанной теории является то, что скалярный потенциал заряда зависит от скорости. Такой подход объясняет не только возникновение электрического импульса при ядерных взрывах, но и ряд других физических явлений, которые ранее в электродинамике объяснений не имели. Более того, оказалось, что этот новый закон является основой всех динамических законов электродинамики.

Нельзя не отметить и то обстоятельство, что все запускаемые спутники должны иметь защиту от угрозы, связанной с возможностью поражения электрическим импульсом.

Все замечания, пожелания и вопросы следует отправлять по адресу mende_fedor@mail.ru.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М: Мир, 1977.
2. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений Электромагнитной индукции. - Харьков, депонирована в ВИНТИ, №774-B88 Деп., 1988. –32с.
3. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Колебания и волны в плазменных средах. Изд. Московского университета, 1990. – 272 с.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М: Наука, 1982. – 620 с.
5. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука. 1967 г. - 684 с.
6. Ахиезер А. И. Физика плазмы М: Наука, 1974 –719 с.
7. Тамм И. Е. Основы теории электричества М.: Наука, 1989 –504 с.
8. Арцимович Л. А. Что каждый физик должен знать о плазме. М.: Атомиздат, 1976. –111 с.
9. Менде Ф. Ф., Спицын А. И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев, Наукова думка, 1985. – 240 с.
10. Менде Ф. Ф. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков, Константа, 2003. – 72 с.
11. Менде Ф. Ф. Новая электродинамика. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2012, – 172 с.
12. Mende F. F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.

13. Менде Ф. Ф. Роль и место кинетической индуктивности зарядов в классической электродинамике, Инженерная физика, №11, 2012.
14. Mende F. F. Transversal plasma resonance in a nonmagnetized plasma and possibilities of practical employment of it. arXiv, physics/0506081.
15. Ярив А. Квантовая электродинамика и нелинейная оптика. М: Сов. радио, 1973. – 454 с.
16. Мандельштам Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М: Наука, 1972. – 437 с.
17. Рашевский П. К. Риманова геометрия и тензорный анализ. М.: Наука, 1967, – 664 с.
18. Знакомый и незнакомый Зельдович (в воспоминаниях друзей, коллег, учеников), М: Наука, 1993, 352 с. (под редакцией Герштейна С. С. и Сюняева Р. А.)
19. Менде Ф. Ф. Электрический импульс космического термоядерного взрыва Инженерная физика, №5, 2013