

МЕНДЕ Ф.Ф.

**НЕПРОТИВОРЕЧИВАЯ
ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И УГРОЗА ЯДЕРНОГО
КОСМИЧЕСКОГО ТЕРРОРИЗМА**

Ф. Ф. МЕНДЕ

**НЕПРОТИВОРЕЧИВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И УГРОЗА
ЯДЕРНОГО КОСМИЧЕСКОГО ТЕРРОРИЗМА**



Харьков – 2008

УДК 537.812+537.312.62+621.372.834

Менде Ф. Ф.

Непротиворечивая электродинамика и угроза ядерного космического терроризма. Монография. – Харьков: «НТМТ», 2008, – 156 с., ил. 33, библи. 16.

В работе вводится понятие скалярно-векторного потенциал, предполагающее зависимость заряда от скорости. Вводится закон электроэлектрической индукции, который устанавливает прямую связь между свойствами движущегося заряда и электрическими полями, индуцируемыми этим зарядом в окружающем пространстве. Введение скалярно-векторного потенциала дает возможность объяснить такие явления как фазовая aberrация и поперечный эффект Доплера. Показано, что введение скалярно-векторного потенциала позволяет объяснить образование электромагнитного импульса и возмущений ионосферы, которые имеют место при взрывах ядерных зарядов в космосе, а также ряд других явлений, сопутствующих взрыву, до сих пор не получившие своего объяснения. Экспериментально подтверждена зависимость величины заряда от его скорости. Показано, что в трудах по классической электродинамике и физике сплошных сред имеются методические и физические ошибки. Методической ошибкой является введение частотной дисперсии диэлектрической и магнитной проницаемости. Физической ошибкой является введение на микроскопическом уровне вектора поляризации в проводниках. Показано, что в незамагниченной плазме имеет место поперечный плазменный резонанс на частоте ленгмюровских колебаний, а также то, что в материальных средах, наряду с электромагнитными волнами, распространяются еще и волны, несущие кинетическую и потенциальную энергию. Эти волны могут быть названы магнитоэлектрокинетическими и электромагнитопотенциальными. Вводится понятие кинетической емкости. Предлагается новый метод электролевой термокинетической спектроскопии материальных сред.

Для специалистов в области электродинамики и физики сплошных сред, а также студентов соответствующих специальностей.

Рецензент – заведующий кафедрой прикладной электродинамики Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина доктор физико-математических наук, профессор Н. Н. Горобец.

ISBN 978-966-8603-23-9

©Менде Ф.Ф., 2008
©Издательство «НТМТ», 2008
©«НТМТ» оригинал-макет, 2008

ГЛАВА 1

ОСНОВНЫЕ ПРОТИВОРЕЧИЯ КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

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, мы должны коротко описать существующее положение дел.

Вопросы, касающиеся электродинамики, изложены в большом количестве фундаментальных работ. Во многих из них достаточно подробно изложена физическая сущность рассматриваемых вопросов. К одной из таких работ относится курс «Фейнмановские лекции по физике» [1]. Ниже мы часто будем обращаться к отдельным томам этой работы, т. к. в них достаточно подробно рассматривается не только формальная сторона вопросов, но и уделено большое внимание физической интерпретации рассматриваемых процессов. Мы также постараемся уделять этому вопросу значительное внимание. При записи уравнений мы будем использовать систему единиц СИ.

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

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

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

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

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, а μ_0 и ϵ_0 – маг-

нитная 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 которых

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

Для материальных сред уравнения Максвелла имеют следующий вид:

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

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

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

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

где μ и ϵ — относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости среды, а n , e , и \vec{v} — плотность, величина и скорость зарядов.

Уравнения (1.1 – 1.11) записываются в данной инерциальной системе, и в них отсутствуют правила перехода из одной инерциальной системы в другую. Другими словами, если мы записали волновые уравнения в одной инерциальной системе, то мы не знаем, как записать их в другой инерциальной системе, движущейся относительно первой. Приведенные уравнения также предполагают, что свойства заряда не зависят от скорости, поскольку в первом слагаемом правой части уравнения (1.9) мы в качестве заряда берем его статическое значение. Записанные уравнения также предполагают, что ток может протекать как в электрически нейтральной среде, где имеется равное количество зарядов обоих знаков, так и представлять обособленный поток заряженных частиц, причем обе ситуации являются равнозначными.

В уравнениях Максвелла не содержится указания на то, что является причиной силового взаимодействия токонесящих систем, поэтому вводится экспериментальная аксиома о силе, действующей на движущийся заряд в магнитном поле. Это, так называемая, магнитная часть силы Лоренца:

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

Однако у такой аксиоматики есть один недостаток. Если на движущийся заряд действует сила, то должна иметь место сила реакции, уравновешивающая силу, действующую на заряд, и нам должно быть известно место приложения этой силы. В данном случае магнитное поле, выступая в качестве некоторой самостоятельной субстанции, выступает в роли посредника между движущимися зарядами, и если необходимо найти силу их взаимодействия, то нужно прибегать к услугам этого посредника. Другими словами, нет закона прямого действия, который бы давал сразу ответ на поставленный вопрос, минуя рассмотренную процедуру.

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:

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

где I – ток проводимости.

Следствием соотношения (1.13) является уравнение (1.9), если к току проводимости добавить ток смещения. Как известно, сделать это впервые предложил Максвелл.

Следует особо отметить, что введение понятия магнитного поля не имеет под собой какой-либо физической основы, а является констатацией некоторого набора экспериментальных фактов, которые, при помощи определенных математических процедур, в подавляющем большинстве 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, между ними должно возникать притяжение. Однако если перейти в инерциальную систему, движущуюся вместе с зарядами, то там магнитное поле отсутствует, и притяжение также отсутствует. Этот парадокс в классической электродинамике объяснения не имеет.

При силовом взаимодействии токонесущих систем силы приложены не к движущимся зарядам, а к решетке, но в концепции магнитного поля на этот вопрос ответа также нет, т.к. в уравнениях (1.1 - 1.13) присутствие решетки вообще не учитывается. В то же время, при протекании 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.

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).

Приведем еще одно высказывание из этой же работы. «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, наталкивается на ряд принципиальных трудностей, которые мы обсудим при рассмотрении закона индукции Фарадея.

В классической электродинамике не находит своего объяснения и такое хорошоизвестное физическое явление, как фазовая аберрация света, когда при наблюдении звезд из движущейся инерциальной сис-

темы, которой является, например, Земля, телескоп приходится наклонять на некоторый угол по направлению движения.

Хорошо известно, что диэлектрическая и магнитная проницаемость материальных сред могут зависеть от частоты, т.е. у них может наблюдаться дисперсия. Однако сам создатель основных уравнений электродинамики Максвелл считал, что ни ϵ , ни μ от частоты не зависят, а являются фундаментальными константами.

Как родилась идея дисперсии ϵ и μ , и какой путь она прошла, достаточно красочно характеризует цитата из монографии хорошо известных специалистов в области физики плазмы [2]: «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).

Сразу, забегая несколько вперед, скажем, что прав Максвелл, и диэлектрическая и магнитная проницаемость материальных сред от частоты не зависят, являясь константами. В тех же многочисленных работах, в которых этот вопрос обсуждается, в том числе и в работе [3], допущены физические ошибки.

Все сказанное говорит о том, что в современной классической электродинамике существуют противоречия и ошибки, которые до настоящего времени не нашли своего понимания и объяснения. И уж совсем неловкое положение попала классическая электродинамика при попытке объяснить те явления, которые имели место при взрывах водородных бомб в космосе, но об этом мы более подробно расскажем в пятой главе.

В данной работе будет сделана попытка ответить на поставленные вопросы, а также построить самосогласованную теорию, в которой указанные противоречия устранены. Изложение материала построено таким образом, чтобы была максимально ясна физическая сторо-

на вопроса, т.к. за математическими символами часто этой природы не видно, а неправильная их трактовка приводит к ошибочным выводам. Каждое физическое явление является единственным в своем роде, но математическая интерпретация этого явления зависит от выбранного метода и может быть различной. Таких примеров много. В этом заключается математический дуализм, который очень часто заслоняет от нас физическую сущность происходящего. Когда же мы не можем понять эту сущность, приходится вводить аксиомы или постулаты. Однако их введение означает нашу капитуляцию в сфере физического понимания происходящего.

ГЛАВА 2

ЗАКОНЫ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ИНДУКЦИИ

Первая задача, которую мы рассмотрим, касается возникновения электрических полей, а, следовательно, и сил, действующих на заряд в данной точке пространства, данной инерциальной системы. Это главная задача индукции, т.к. только электрические поля, генерируемые тем или иным способом, оказывают силовые воздействия на заряд. Такие поля можно генерировать, только 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 $\vec{E} = -\text{grad } \phi$, где ϕ – скалярный потенциал в заданной точке, определяемый данной конфигурацией. Если изменить расположение зарядов, 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. Может возникнуть и другая стационарная ситуация, когда, например, после ускорения заряды движутся с постоянной скоростью в окрестностях рассматриваемой точки, например, по круговым, или другим замкнутым траекториям. В этом случае также могут возникать электрические поля – за счет наличия пространственных градиентов скоростей в потоках движущихся зарядов.

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

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

где $\vec{B} = \mu \vec{H}$ – вектор магнитной индукции,
 $\Phi_n = \mu \int \vec{H} d\vec{s}$ – поток магнитной индукции,
 μ – магнитная проницаемость среды.

Из этого закона следует, что циркуляция вектора электрического поля равна изменению потока магнитной индукции через площадку, которую охватывает данный контур. Необходимо подчеркнуть то обстоятельство, что рассматриваемый закон, представляет процессы взаимной индукции, т.к. для получения циркуляции вектора берётся 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, а законом магнитоэлектрической индукции, т.к. изменение магнитных полей приводит к возникновению электрических полей, а не наоборот.

Но здесь необходимо сделать одно замечание. Переход от интегральной формы (2.1) к дифференциальной форме (2.2) не вполне законен. Правомерность такого перехода имеет место только в том случае, когда контур интегрирования в левой части соотношения (2.1) охватывает площадь интегрирования в интеграле правой части. Но опыты, которые провел Фарадей, совсем не предполагают этого, контур интегрирования в левой части, а вернее, проводка, в которой индуцировалась э.д.с., могла не совпадать с границами площадки интегрирования в правой части. Главным условием соблюдения соотношения (2.1) являлось то, что контур интегрирования в правой части должен был охватывать контур интегрирования в левой. Примером тому может быть случай длинного соленоида, когда поток индукции сосредоточен во внутренней его части, а контур интегрирования может проходить за его пределами, где магнитных полей вообще нет. Важно только, чтобы контур интегрирования в левой части соотношения (2.1) охватывал соленоид.

В связи с данным рассмотрением приведем еще одно исключение из правила потока, на которое до сих пор никто не обратил внимания. Оказывается возможен такой 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 части сверхпроводящего цилиндра начнет наводиться незатухающий ток, при этом, однако, величина магнитного потока внутри сверхпроводящего цилиндра всегда будет равен нулю.

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

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

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

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

Вводя вектор \vec{A}_H таким образом, вводим локальную связь между этим вектором и электрическим полем, а также между пространственными производными этого вектора и магнитным полем. Если определить вектор \vec{A}_H , его производную по времени в любой точке пространства, а также его пространственные производные, то определятся сразу и вектор \vec{E} , и вектор \vec{H} . Нетрудно показать, что введенный таким образом вектор \vec{A}_H , связан с магнитным полем следующим соотношением:

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

В тех точках пространства, где

$$\text{rot } \vec{A}_H = 0,$$

магнитное поле отсутствует. Однако на основе рассуждений о векторном потенциале вокруг длинного соленоида, это не означает, что в этих точках отсутствует вектор \vec{A}_H и что в этих точках пространства, как видно из соотношения (2.3), не может генерироваться электрическое поле.

Таким образом, будем считать, что вектор \vec{H} есть следствием наличия вектора \vec{A}_H , но не наоборот. Например, снаружи длинного соленоида $\text{rot } \vec{A}_H = 0$ и магнитные поля отсутствуют, но имеется вектор \vec{A}_H , и при его изменении во времени генерируются электрические поля. В случае сверхпроводящего цилиндра, размещенного внутри соленоида, на его поверхности также могут генерироваться токи, при условии, что на поверхности изменяется векторный потенциал. При таком подходе нам приходится принять то утверждение, что вокруг длинного соленоида существует циркуляция векторного потенциала, и именно она ответственна за появление циркуляции электрического поля при изменении потока индукции в соленоиде. Но, если принимается такая концепция, то необходимо изменить и толкование по поводу причин возникновения электрического поля, заключив, что электрическое поле генерируется не там, где изменяется магнитное поле, а там, где изменяется векторный потенциал.

Если имеется прямой проводник с током, то вокруг него тоже имеется поле векторного потенциала, правда, в этом случае $\text{rot } \vec{A}_H \neq 0$ и, следовательно, в окрестностях такого проводника имеется также и

магнитное поле, которое изменяется при изменении тока в проводнике. Отрезок провода длиной dl , по которому протекает ток I , генерирует в дальней зоне (имеется ввиду, 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 $\frac{1}{r}$, и по этому же закону, в соответствии с соотношением (2.3), убывают и индуцируемые электрические поля. Магнитные же поля, поскольку $\vec{H} = \text{rot } \vec{A}_H$, убывают, как $\frac{1}{r^2}$, и при больших r ими можно пренебречь. Таким образом, на больших расстояниях закон индукции продолжает работать, однако индуцируемые электрические поля уже полностью зависят только от векторного потенциала и, что очень важно, убывают они 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 опять сталкиваемся, то ли с неправильной трактовкой понятия векторного потенциала, то ли с неправильной трактовкой его возникновения. Все привыкли считать, что при наличии электрических полей удельная энергия, связанная с их существованием, находится из соотношения:

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

Однако в данном случае, при такой интерпретации возникновения векторного потенциала вокруг длинного соленоида, мы сталкиваемся с тем фактом, когда электрические поля могут существовать, а энергия в этих полях не аккумулируется. 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 возрастать по линейному закону, и вокруг соленоида, в соответствии с принятой концепцией, 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 поля могут мгновенно возникать и исчезать уже наводит на размышления, более того, в этих полях не накапливается энергия. Об этом свидетельствует тот факт, что при расчете энергии, накопленной в соленоиде, учитываются только магнитные поля внутри самого соленоида. В момент подключения ис-

точника напряжения ток в соленоиде отсутствует, а, значит, отсутствует и накопленная в нем энергия, но циркуляция электрического поля вокруг соленоида уже имеется. И вот здесь опять возникает почти абсурдная ситуация, когда электрические поля есть, а энергия в них не накапливается. Но раз поля возникают мгновенно и не несут в себе энергии, то можно предположить, что и распространяются они с бесконечной скоростью. Кроме того, если соленоид очень длинный (в литературе иногда даже используется выражение «бесконечно длинный соленоид»), то как объяснить тот факт, что во всех точках пространства внутри соленоида магнитное поле растет по одинаковому закону. Это тоже означает, что магнитное поле внутри соленоида имеет в продольном направлении 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 имеет место во всех трудах по электродинамике, в том числе и в работе [1]. Но этот важный вопрос пока рассматриваться не будет, т.к., если этого не сделать, то мы вообще должны отказаться от целого ряда представлений и понятий, которые имеют место в классической электродинамике. Позже будет подробно рассмотрен этого вопрос и будет разъяснение, с чем связаны противоречия.

До сих пор решение вопроса о возникновении электрических полей в движущихся системах можно было осуществлять двумя методами. Первый — заключается в вычислении силы Лоренца, действующей на движущиеся заряды, второй — предполагает измерение изменения магнитного потока через исследуемый контур. Оба метода дают одинаковый результат. Это было непонятно, и мы уже приводили по этому поводу высказывания авторов работы [1]. В связи с непониманием физической природы такого положения дел и начали считать, что униполярный генератор является исключением из правила потока [1]. Рассмотрим эту ситуацию подробнее.

Для того, чтобы ответить на поставленные вопросы, следует несколько изменить соотношение (2.3), заменив в нем частную производную на полную:

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

Штрих возле вектора означает, что поле определяется в движущейся системе координат, в то время как вектор \vec{A}_B определен в неподвижной системе. Таким образом, предполагается, что векторный потенциал может иметь как локальную, так и конвекционную производную, т.е. мо-

жет изменяться, как за счет изменения времени, так и за счет движения в пространственно-меняющемся поле этого потенциала. 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, силу, действующую на заряд в движущейся системе, можно определить из следующего соотношения:

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

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

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:

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

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

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

Первая из составляющих этой силы действует на неподвижный заряд, когда векторный потенциал меняется во времени и имеет локальную производную по времени. Вторая составляющая также определяет временные изменения векторного потенциала, но они связаны уже 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:

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

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 мы возьмем ротор от обеих частей равенства (2.7), попытаюсь получить первое уравнение Максвелла, то мы сразу потеряем 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

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

И окончательно

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

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 $-e \operatorname{grad} \varphi$

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

где φ – скалярный потенциал в точке наблюдения.

Теперь соотношение (2.7) можно переписать следующим образом:

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

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:

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

Если обе части соотношения (2.12) умножить на величину заряда, то будем иметь полную силу, действующую на заряд. От силы Лоренца она будет отличаться силой $-e\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}$. Из соотношения (2.13) видно, что величина $(\mu \vec{v}\vec{A}) - \varphi$ играет роль обобщенного скалярного потенциала. Если взять ротор от обеих частей соотношения (2.13) и учесть, что $\operatorname{rot} \operatorname{grad} = 0$, то получим:

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

Если в данном соотношении заменить полную производную на частную, т.е. считать, что поля определяются в заданной инерциальной системе, то получается первое уравнение Максвелла, т.е. приходим к тому с чего начинали.

Все то, о чем до сих пор говорилось хорошо известно. Этот вопрос специально рассмотрен несколько под другим углом зрения, для того, чтобы разрешить те противоречивые суждения, которые имеют место в фундаментальных трудах по теории электричества. Это максимально проясняет физическую картину происходящего.

Ранее сила Лоренца рассматривалась, как фундаментальный опытный факт, не связанный с законом индукции. Получить расчетным путем последнее слагаемое правой части соотношения (2.11) можно было только в рамках специальной теории относительности (СТО), опять таки введя два постулата самой теории относительности. 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. Это и есть то правило, которое дает возможность, зная поля в одной инерциальной системе, вычислять поля в другой инерциальной системе.

Структуру сил, действующих на движущийся заряд, легко понять на примере случая, когда заряд движется между двумя параллельными плоскостями, по которым протекает ток (рис. 2.1).

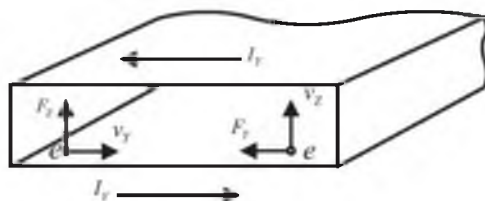


Рис. 2.1. Силы, действующие на заряд, движущийся в поле векторного потенциала

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 рис. 2.1. это соотношение не соблюдено), магнитное поле H_y между ними будет равно удельному току I_y , протекающему по пластинам. Если предположить, 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 электрон двигается в направлении оси y вблизи нижней пластины со скоростью v_y , то сила F_x , действующая на заряд, определяется последним слагаемым соотношения (2.6) и равна:

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

Направлена эта сила от нижней пластины к верхней.

Если заряд движется вдоль оси z от нижней пластины к верхней со скоростью $v_z = v$, 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 по-прежнему будет определяться соотношением (2.11), а сама сила всегда будет нормальной к направлению движения заряда. Раньше мы рассматривали наличие такой силы как действие силы Лоренца, природу которой мы не знали и вводили

ее как некую экспериментальную аксиому. Теперь известно, что она является следствием совместного действия двух сил, различных по своей природе, физический смысл которых нам ясен.

Понимание структуры сил дает 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 соотношениях (2.8) и (2.9) все поля имеют индукционное происхождение, и они связаны или с локальной производной векторного потенциала, или с движением заряда в пространственно-меняющемся поле векторного 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 системах координат. Если речь идет о возникновении электрических полей вне длинного соленоида, где нет магнитных полей, то в этом случае работает первое слагаемое правой части равенства (2.7). 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 указывается в работе [1].

В первой главе, рассматривая действие магнитного поля на движущийся заряд, уже указывалось на посредническую роль этого поля в данном процессе и отсутствия закона прямого действия между дви-

жушимися зарядами. Введение векторного потенциала также не дает ответа на этот вопрос, он по-прежнему играет посредническую роль и не дает ответа о конкретном приложении сил. Особенно непонятен этот вопрос в случае, когда в рассмотренном выше примере электрон движется от нижней проводящей плоскости к верхней.

Сейчас будет показано, что соотношения, полученные при введении магнитного векторного потенциала, могут быть получены и непосредственно из закона Фарадея. Сам Фарадей при проведении своих 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:

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

Данная запись закона указывает на то, что, если определяется циркуляция \vec{E} в движущейся (штрихованной) системе координат, то 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 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 $\oint \vec{E}' d\vec{l}'$, 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 $\vec{B} = \mu \vec{H}$ индукция определена в неподвижной системе координат, а элемент $d\vec{s}'$ определен в движущейся системе.

Учитывая (2.15), из (2.16) получаем:

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

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

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

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 видно, что при движении в магнитном поле возникает дополнительное электрическое поле, определяемое последним слагаемым соотношения (2.18). Заметим, что это соотношение получено не путем введения аксиомы 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:

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

Тогда соотношение (2.17) для индуцируемых полей можно переписать:

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

и далее

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

Видно, что опять получено 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 и магнитного поля и векторного потенциала, все равно пока не ясны.

При рассмотрении сил, действующих на заряд, ограничимся 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 снимаем такое ограничение.

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

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

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, двигающихся 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 [4]. В этом соотношении m , e , и n – масса заряда, его величина и плотность соответственно.

Соотношения (2.21 – 2.23) отражают известный факт существования 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. Необходимо подчеркнуть, что написание соотношений (2.21 – 2.23) предполагает не только наличие тока, но и наличие тех материальных сред, которые могут такие токи пропускать. 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:

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

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

ГЛАВА 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:

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

где $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ – электрическая индукция.

От этого соотношения нетрудно перейти к выражению

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

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, нужно учитывать то обстоятельство, что поток электрической индукции может меняться не только за счет чисто временных изменений электрического поля, 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) можно, как и в случае закона Фарадея, заменить частную производную на полную. Обозначая штрихами поля и элементы контура в движущейся системе координат, получим:

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

и далее

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

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:

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

Если в этом соотношении перейти от контурных интегралов к поверхностным, 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 ввел на основании экспериментов с магнитными полями, то эксперименты по справедливости соотношения (3.2) в то время провести было нельзя, т.к. для проведения такого эксперимента не хватало чувствительности существующих измерительных приборов.

Для случая постоянных электрических полей из (3.3) получаем:

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

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

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

Этот прием был впервые использован в работе [5]. Но введение такого соотношения является, по сути дела, признанием существования магнитных токов. Полемика о наличии таких токов и о возможности существования магнитных диполей в научной литературе ведется давно. Единой точки зрения по этому вопросу пока нет. Но наличие магнитных токов очень легко понять из следующего примера. Предположим, что в нашем распоряжении имеется длинный стержень, выполненный из магнитного материала. Если на один конец стержня надеть соленоид и ввести в него ток, то конец стержня, на котором находится соленоид, намагнитится. Но намагниченность, возникшая на конце стержня, не сразу появится на другом его конце.

Волна намагниченности будет распространяться по стержню 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. Ниже будет показано, что магнитный поток может распространяться с конечной скоростью и в длинном соленоиде или спирали, если такие спирали используются в качестве проводников передающей линии. Теперь соотношение (3.4), с учетом (3.6), запишется:

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

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

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

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

$$\vec{H}' = \epsilon \frac{d\vec{A}_E}{dt} - \epsilon \text{grad}(\vec{v} \vec{A}_E).$$

Конечно, рассмотрение данного вопроса можно было бы, как и в случае закона магнитоэлектрической индукции, начать с введения вектора \vec{A}_E , однако, в данном случае вопрос рассмотрен традиционным способом, начиная с интегрального закона, чтобы показать идентичность процессов для двух различных законов и логическую последовательность введения электрического векторного потенциала. Теперь, поскольку

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}_H, \quad (3.7)$$

$$\vec{E} = \text{rot } \vec{A}_E, \quad (3.8)$$

уравнения Максвелла можно записать в терминах новых потенциалов:

$$\text{rot } \vec{A}_E = -\mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}, \quad (3.9)$$

$$\text{rot } \vec{A}_H = \epsilon \frac{\partial \vec{A}_E}{\partial t} \quad (3.10)$$

Для каждого из них можно получить волновое уравнение и считать, что в пространстве распространяются не магнитные и электрические

поля, а поля векторных потенциалов. Из (3.9) и (3.10) можно получить два отдельных волновых уравнения. Первое из них может быть выражено в терминах вектора \vec{A}_E :

$$\text{rot rot } \vec{A}_E = -\epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{A}_E}{\partial t^2}. \quad (3.11)$$

При этом, как легко видеть из соотношений (3.7 – 3.10), магнитное и электрическое поле определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} \vec{M} &= \epsilon \frac{\partial \vec{A}_E}{\partial t} \\ \vec{E} &= \text{rot } \vec{A}_E \end{aligned} \quad (3.12)$$

Решение волнового уравнения (3.11) дает возможность вычислить магнитное и электрическое поле, определяемое соотношением (3.12). Таким образом, использование только одного электрического векторного потенциала позволяет полностью решить задачу о распространении электрического и магнитного полей. Вектор Пойнтинга при этом можно записать только через вектор:

$$\vec{P} = \epsilon \left[\frac{\partial \vec{A}_E}{\partial t} \times \text{rot } \vec{A}_E \right]$$

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 вектора.

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

$$\text{rot rot } \vec{A}_H = -\epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{A}_H}{\partial t^2}. \quad (3.13)$$

При этом магнитное и электрическое поля будут определяться соотношениями:

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

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

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

Пространственную производную $\text{rot } \vec{A}_H$ и временную производную $\frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}$ вектора \vec{A}_H , как и ранее, мы находим, решая волновое уравнение (3.13).

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

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

Для этих токов тоже могут быть записаны уравнения:

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

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 вектора. Таким образом, существует бесконечное множество возможных записей электрических волновых процессов, но все они равноценны по заключенной в них информации. Это и есть тот математический дуализм, о котором говорилось ранее. При помощи всех этих методов может быть получен один и тот же результат. Но, в конечном итоге, интересно решение задачи в тех физических параметрах, которые поддаются непосредственному измерению, таким параметром является электрическое поле.

До сих пор всегда считалось, что взаимная индукция между токонесящими системами может быть связана только с тем, что магнитные поля одной токонесящей системы пронизывают другую токонесящую систему. Других токонесящих индукционных систем, не имеющих гальванических связей, при помощи которых можно передавать энергию из одной токонесящей системы в другую, не рассматривалось. С введением полный закон электромагнитной индукции (3.4) в дополнение к полному закону магнитоэлектрической индукции (2.34), расширилось понятие взаимной индукции. Эти два симметричные и равноправные закона, дополняя друг друга, дают возможность решать вопросы распространения полей. Поскольку эти законы указывают и на то, каким образом происходит преобразование полей при движении в этих полях, то эти законы должны содержать и правила записи электромагнитных полей в движущихся инерциальных системах, если известны поля в исходной неподвижной системе.

ГЛАВА 4

ЗАКОНЫ САМОИНДУКЦИИ

При рассмотрении законов взаимной индукции, на основе которых и получены уравнения Максвелла, видно, что при наличии переменных электрических или магнитных полей, эти поля распространяются в материальных средах по определенным законам. Однако не рассматривался вопрос, каким образом эти поля создаются. Известно, что причиной возникновения таких полей являются заряды, причем создание переменных полей всегда связано с их движением. Но движение зарядов всегда связано с потреблением энергии от источников, которые заставляют их двигаться. При этом источник питания всегда подключается к какой-то конкретной цепи, в которой находятся заряды. Процессы взаимодействия источников питания с такими структурами регулируются законами самоиндукции. Эти законы дают возможность понять, каким образом осуществляется сам процесс ускорения зарядов в конкретных структурах, а также каким образом движущиеся заряды генерируют в окружающем их пространстве поля. Те же поля, которые генерируются таким способом, подчиняясь волновым уравнениям, распространяются в линиях передач или в окружающем пространстве.

Теперь необходимо еще раз уточнить само понятие самоиндукции. Под самоиндукцией понимают реакцию материальных структур с неизменными параметрами на подключение к ним источников питания. К самоиндукции относят также тот случай, когда при наличии подключенного источника питания или накопленной в системе энергии могут меняться ее параметры. Такую самоиндукцию называют параметрической. При дальнейшем изложении будут использоваться такие понятия как генератор тока и генератор напряжения. Под идеальным генератором напряжения понимают такой источник, который обеспечивает на любой нагрузке заданное напряжение, внутреннее сопротивление у такого генератора равно нулю. Под идеальным генератором тока будем понимать такой источник, который обеспечивает в любой нагрузке заданный ток, внутреннее сопротивление у такого генератора равно бесконечности. Идеальных генераторов тока и напряжения в приро-

де не существует, поскольку и генераторы тока, и генераторы напряжения имеют свое внутреннее сопротивление, которое и ограничивает их возможности.

Если к тому или другому элементу цепи подключить генератор тока или напряжения, то ответной реакцией такого элемента является противодействие изменению своего начального состояния и это противодействие всегда равно приложенному действию, что эквивалентно третьему закону Ньютона.

Рассмотрение вопросов самоиндукции необходимо начать с элементов с сосредоточенными параметрами, к которым применима теория квазистационарных токов.

4.1. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ САМОИНДУКЦИЯ

Если есть ёмкость C , и эта емкость заряжена до разности потенциалов U , тогда заряд Q , накопленный в емкости, определяется соотношением:

$$Q = CU. \quad (4.1)$$

Когда речь идет об изменении заряда, определяемого соотношением (4.1), то эта величина может изменяться путем изменения разности потенциалов при постоянной емкости, или изменением самой емкости при постоянной разности потенциалов, или и того, и другого параметра одновременно. Если величина емкости или разности потенциалов зависят от времени, то можно записать равенство:

$$I = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dU}{dt} + U \frac{dC}{dt}.$$

Для случая, когда емкость C_1 постоянна, получают известное соотношение для значения тока, текущего через емкость:

$$I = C_1 \frac{dU}{dt}. \quad (4.2)$$

В том случае, если изменяется емкость, поддерживая на ней неизменное напряжение U_1 , получают:

$$I = U_1 \frac{dC}{dt}. \quad (4.3)$$

Этот случай относится к параметрической индукции.

Рассмотрим следствия, вытекающие из соотношения (4.2). Если к емкости подключить генератор постоянного тока I_0 , то напряжение на ней будет изменяться по закону:

$$U = \frac{I_0 t}{C_1}. \quad (4.4)$$

Таким образом, емкость, подключенная к источнику постоянного тока, представляет для него активное сопротивление:

$$R = \frac{t}{C_1}, \quad (4.5)$$

которое линейно зависит от времени. С физической точки зрения это понятно, т.к., чтобы заряжать емкость, источник должен расходовать энергию. Мощность, отдаваемая источником тока, определяется в данном случае соотношением:

$$P(t) = \frac{I_0^2 t}{C_1} \quad (4.6)$$

Очевидно, что идеальный генератор напряжения к емкости подключать нельзя, т.к. ввиду наличия начального нулевого сопротивления ток в момент включения будет бесконечным.

Энергию, накопленную емкостью за время t , получим, проинтегрировав соотношение (4.6) по времени:

$$W_c = \frac{I_0^2 t^2}{2C_1}.$$

Подставляя в это соотношение значение тока из (4.4), получим зависимость величины накопленной в емкости энергии от текущего значения напряжения на ней

$$W_c = \frac{1}{2} C_1 U^2.$$

Таким образом, можно заключить, что в том случае, если активное сопротивление элемента при подключении к нему источника постоянного тока меняется по закону, определяемому соотношением (4.5), то таким элементом является емкость.

Введем для рассмотренного случая понятие потока электрической индукции

$$\Phi_D = C U_i = Q(U). \quad (4.7)$$

Тогда, используя соотношение (4.2), получаем:

$$I_0 = \frac{d\Phi_D(U)}{dt} = \frac{dQ(U)}{dt}, \quad (4.8)$$

т.е., если к постоянной емкости подключить источник постоянного тока, то его величина будет равна производной потока электрической

индукции по времени. Ясно, что электрической индукцией в данном случае является заряд.

Теперь будем считать, что поддерживается на ёмкости постоянное напряжение U_1 , а меняется ёмкость, тогда:

$$I = U_1 \frac{dC}{dt}. \quad (4.9)$$

Видно, что величина

$$R_c = \left(\frac{dC}{dt} \right)^{-1} \quad (4.10)$$

играет роль активного сопротивления. Этот результат тоже физически понятен, т.к. при увеличении ёмкости увеличивается накопленная в ней энергия и наоборот. Из соотношения (4.10) видно, что сопротивление (в зависимости от знака производной) может быть как положительным, так и отрицательным. Следовательно, и мощность,

$$P(t) = \frac{dC}{dt} U_1^2, \quad (4.11)$$

расходуемая источником напряжения, тоже может иметь разные знаки. Это означает, что в рассмотренном режиме ёмкость может, как получать энергию от источника, так и отдавать ее ему. Действительно, если ёмкость увеличивается, то энергия, накопленная в ёмкости, увеличивается, и источник, заряжая ёмкость, производит работу. Если ёмкость уменьшается, то накопленная энергия в ней уменьшается, и работа, которую совершают внешние силы, уменьшая ёмкость, производит работу над источником. Это свойство используется для параметрического усиления.

Опять, вводя понятие «поток электрической индукции»

$$\Phi_D(C) = CU_1 = Q(C)$$

и используя соотношение (4.9), получаем

$$I = \frac{\partial \Phi_D(C)}{\partial t}. \quad (4.12)$$

Соотношения (4.8) и (4.12) указывают на то, что, независимо от того, каким способом измеряется поток, его производная по времени всегда равна току.

Рассмотрим еще один процесс, который ранее к законам индукции не относили, однако, он подпадает под наше расширенное определение этого процесса. Из соотношения (4.7) видно, что если поток, т.е. заряд, оставить неизменным (будем называть этот режим режимом замороженного электрического потока), то напряжение на ёмкости

можно изменять путем ее изменения. В этом случае будет выполняться следующее соотношение:

$$CU = C_0 U_0 = const,$$

где C и U — текущие значения, а C_0 и U_0 — начальные значения этих параметров, имеющие место при отключении от ёмкости источника питания.

Напряжение на емкости и энергия, накопленная в ней, будут при этом определяться соотношениями:

$$\begin{aligned} U &= \frac{C_0 U_0}{C} \\ W_c &= \frac{1}{2} \frac{(C_0 U_0)^2}{C} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Естественно, что данный процесс самоиндукции связан с механическим изменением размеров самой ёмкости, если не рассматривать возможность изменения ёмкости за счет ее нелинейных свойств диэлектрика, ее заполняющего.

Таким образом, есть три соотношения, которые определяют процессы электрической самоиндукции, это соотношения (4.8), (4.12) и (4.13). Еще они называются правилами электрического потока. Соотношение (4.8) определяет электрическую самоиндукцию, при которой отсутствуют механические изменения ёмкости, и поэтому эта самоиндукция может быть названа просто электрической самоиндукцией. Соотношения (4.3) и (4.9–4.11) предполагают наличие изменений ёмкости, поэтому процессы, соответствующие этим соотношениями, назовем электрической параметрической самоиндукцией.

4.2. МАГНИТНАЯ САМОИНДУКЦИЯ

Перейдем теперь к рассмотрению процессов, происходящих в индуктивности. В данном случае введем понятие потока магнитной самоиндукции

$$\Phi_B = LI.$$

Если индуктивность закорочена и выполнена из материала, не имеющего активного сопротивления, например, из сверхпроводника, то

$$\Phi_B = L_1 I_1 = const,$$

где L_1 и I_1 — какие-то начальные значения этих параметров, которые мы имеем в момент короткого замыкания индуктивности при нали-

чи в ней тока. Этот режим будем называть режимом «замороженного магнитного потока». Естественно, что в этом случае ток может меняться только за счет изменения индуктивности механическим путем. При этом выполняется соотношение:

$$I = \frac{I_1 L_1}{L}, \quad (4.14)$$

где I и L – текущие значения соответствующих параметров. В рассмотренном режиме поток магнитной индукции остается неизменным, однако в связи с тем, что ток в индуктивности может изменяться при ее изменении, такой процесс подпадает под определение магнитной параметрической самоиндукции. Энергия, накопленная в индуктивности, при этом будет определяться соотношением:

$$W_L = \frac{1}{2} \frac{(L_1 I_1)^2}{L}.$$

Напряжение на индуктивности равно производной потока магнитной индукции по времени, следовательно:

$$U = \frac{d\Phi_B}{dt} = L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt}.$$

Рассмотрим случай, когда индуктивность L_1 постоянна, тогда

$$U = L_1 \frac{dI}{dt}. \quad (4.15)$$

Обозначая

$$\Phi_B(I) = L_1 I,$$

получаем

$$U = \frac{d\Phi_B(I)}{dt}.$$

Проинтегрировав выражение (4.15) по времени, получим:

$$I = \frac{Ut}{L_1}. \quad (4.16)$$

Таким образом, индуктивность, подключенная к источнику постоянного напряжения, представляет для него активное сопротивление:

$$R = \frac{L_1}{t}, \quad (4.17)$$

которое уменьшается со временем. Мощность, расходуемая при этом источником напряжения, определится соотношением:

$$P(t) = \frac{U^2 t}{L_1}. \quad (4.18)$$

Эта мощность линейно зависит от времени. Проинтегрировав соотношение (4.18) по времени, получим энергию, накопленную в индуктивности:

$$W_L = \frac{1}{2} \frac{U^2 t^2}{L_1}. \quad (4.19)$$

Подставив в соотношение (4.19) значение напряжения из соотношения (4.16), получаем:

$$W_L = \frac{1}{2} L_1 I^2.$$

Таким образом, если к элементу подключен источник постоянного напряжения, и его активное сопротивление изменяется в соответствии с соотношением (4.17), то такой элемент является индуктивностью.

Теперь рассмотрим случай, когда ток I_1 , протекающий через индуктивность, постоянен, а сама индуктивность может изменяться. В этом случае имеет место соотношение

$$U = I_1 \frac{dL}{dt}. \quad (4.20)$$

Таким образом, величина

$$R(t) = \frac{dL}{dt} \quad (4.21)$$

играет роль активного сопротивления. Как и в случае электрического потока, активное сопротивление может быть (в зависимости от знака производной), как положительным, так и отрицательным, и подключенный к такой индуктивности источник тока, может или отдавать или получать энергию. Эта особенность, как и в случае замороженного электрического потока, может использоваться для параметрического усиления. Этот случай также относится к магнитной параметрической самоиндукции.

Вводя обозначение:

$$\Phi_B(L) = LI_1$$

и, учитывая (4.20), получаем

$$U = \frac{d\Phi_B(L)}{dt}. \quad (4.22)$$

Соотношения (4.14), (4.19) и (4.22) будем называть правилами магнитной самоиндукции, или правилами магнитного потока. Из соотношений (4.19) и (4.22) видно, что, как и в случае с электрическим потоком, способ изменения магнитного потока не влияет на конечный результат, и его производная по времени всегда равна приложенной разности потенциалов. Соотношение (4.19) определяет магнитную самоиндукцию, при которой отсутствуют механические изменения индуктивности, и поэтому она может быть названа просто магнитной самоиндукцией. Соотношения (4.20–4.21) предполагают наличие изменений индуктивности, поэтому процессы, описываемые этими соотношениями, назовем магнитной параметрической самоиндукцией.

Заканчивая рассмотрение вопросов самоиндукции, отметим, что закон Ома тоже следует отнести к закону самоиндукции, т.к. при протекании через активное сопротивление тока на нем индуцируется напряжение.

4.3. ПРОЦЕССЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В ДЛИННЫХ ЛИНИЯХ

Теперь воспользуемся полученными результатами для рассмотрения процессов, происходящих в длинных линиях, в которых емкость и индуктивность являются распределенными параметрами. Положим что удельная (приходящаяся на единицу длины) емкость и удельная индуктивность такой линии составляют C_0 и L_0 . Теперь предположим, что длина линии по каким-то причинам меняется в соответствии с законом $z = vt$, при этом суммарная величина и емкости линии и ее индуктивности будут также изменяться по закону

$$C = zC_0 = vt C_0,$$

$$L = zL_0 = vt L_0,$$

т.е. мы имеем дело с параметрической самоиндукцией.

Если к такой линии подключен источник напряжения U_1 , то он будет заряжать увеличивающуюся емкость линии, для чего от источника к заряжаемой линии, в соответствии с соотношением (4.9), должен течь ток:

$$I_1 = U_1 \frac{dC}{dt} = vU_1 C_0 \quad (4.23)$$

Этот ток будет течь через проводники линии, обладающие индуктивностью. Но в связи с тем, что сама индуктивность этих проводников тоже увеличивается, то, в соответствии с соотношением (4.20), на ней будет иметь место падение напряжения

$$U = I_1 \frac{dL}{dt} = vI_1 L_0 = v^2 U_1 C_0 L_0.$$

Но падение напряжения на проводниках линии равно напряжению, приложенному к линии, поэтому в последнем выражении следует положить $U = U_1$. С учетом этого сразу находим, что скорость удлинения линии при заданных погонных параметрах и при наличии на ее входе постоянного напряжения U_1 , должна составлять:

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}. \quad (4.24)$$

Следовательно, получено выражение для скорости, с которой будут саморасширяться электрический и магнитный потоки в линии, если к ней приложено напряжение U_1 . Эта скорость равна скорости распространения фронта волны постоянного напряжения и тока. Процесс в линии происходит таким образом, что фронт волны, распространяясь со скоростью v , оставляет за собой линию, заряженную до разности потенциалов U_1 , а на участке линии от источника напряжения до фронта волны течет ток I_1 . Величину тока в линии можно получить, подставив значения скорости распространения фронта волны, определяемого соотношением (4.24), в соотношение (4.23). Сделав эту подстановку, получим:

$$I_1 = U_1 \sqrt{\frac{C_0}{L_0}},$$

где

$$Z = \sqrt{\frac{C_0}{L_0}}$$

есть волновое сопротивление линии.

В данном случае

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = I \frac{dL}{dt} = \frac{U_1}{Z} L_0 v = U_1.$$

Аналогично:

$$\frac{d\Phi_D}{dt} = U_1 \frac{dC}{dt} = I Z C v_0 = I_1.$$

Видно, что правила потоков соблюдаются и в этом случае.

Таким образом, процессы распространения постоянного напряжения и постоянного тока в линии являются связанными и взаимно дополняющими процессами, которые существовать друг без друга не могут. Рассмотренную волну можно называть электротоковой или электромагнитной, а сам процесс можем квалифицировать как электромагнитная параметрическая самоиндукция.

Зная ток и напряжение, можно вычислить энергию, приходящуюся на единицу длины линии, заключенную в электрическом и магнитном потоке. Эти энергии будут определяться соотношениями:

$$W_c = \frac{1}{2} C_0 U_1^2, \quad (4.25)$$

$$W_L = \frac{1}{2} L_0 I_1^2. \quad (4.26)$$

Нетрудно видеть, что $W_c = W_L$.

Обсудим вопросы о длительности фронта электротоковой волны и о том, какое пространство этот фронт будет занимать в самой линии. Ответ на первый вопрос определяется свойствами самого источника

напряжения, т.к. локальная производная $\frac{\partial U}{\partial t}$ зависит только от пере-

ходных процессов в самом источнике. Если процесс установления потенциала на входе линии будет длиться какое-то время Δt , то в линии он займет участок длиной $v\Delta t$. Если к линии приложить напряжение, меняющееся со временем по закону $U(t)$, то это же значение функции будет наблюдаться в любой точке линии на расстоянии z от ее начала с запаздыванием $t = \frac{z}{v}$. Таким образом, функция:

$$U(z) = U\left(t - \frac{z}{v}\right) \quad (4.27)$$

может быть названа функцией распространения, т.к. она устанавливает связь между временными (локальными) и пространственными значениями функции. На основании функции распространения (4.27) можно установить связь между локальными и пространственными производными в длинной линии. Очевидно, что

$$\frac{\partial U(t, z)}{\partial z} = -\frac{1}{v} \frac{\partial U(t, z)}{\partial t}$$

$$\frac{\partial U^2(t, z)}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial U^2(t, z)}{\partial t^2}$$

Данные соотношения записаны только для производных первого и второго порядка, но подобным же образом могут быть найдены и производные более высоких порядков.

Таким образом, получены все те результаты, которые могут быть получены путем решения телеграфных уравнений, и может показаться, что данные решения являются эквивалентными. Это не так. Во-первых, полученные результаты основаны на других принципах, отража-

ющих правила электромагнитной и магнитоэлектрической самоиндукции. Важно отметить, что сам процесс распространения в данном случае обязан саморасширению электрического и магнитного потоков, и поэтому процесс распространения подчиняется параметрическими правилами самоиндукции. Во-вторых, решение волнового уравнения длинных линий

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}, \quad (4.28)$$

полученное из телеграфных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial z} &= -L \frac{\partial I}{\partial t} \\ \frac{\partial I}{\partial z} &= -C \frac{\partial U}{\partial t} \end{aligned}$$

указывает на то, каким образом распространяются в длинной линии производные тока и напряжения, но никак не указывают на то, каким образом распространяются сами функции. Решение уравнения (4.28) производится обычно просто путем подбора подходящей функции, без должного понимания физической природы происходящих процессов. Преимущество проведенного рассмотрения заключается в том, что вырисовывается ясная физическая картина происходящего.

При рассмотрении процессов в длинной линии фигурировали такие понятия как погонная емкость и индуктивность, а также токи и напряжения в линии. Электрический и магнитный поток тоже введены на основе указанных понятий. Однако в электродинамике, основанной на уравнениях Максвелла, нет таких понятий, как емкость и индуктивность, а есть понятия электрической и магнитной проницаемости среды. В проведенном рассмотрении также отсутствовали такие понятия как электрические и магнитные поля.

Попытаемся для одного конкретного примера связать все указанные параметры. Для этого возьмем простейшую конструкцию линии, расположенную в вакууме, состоящую из двух плоскостей с заданной шириной b и расстоянием a между ними (рис. 4.1).

Будем считать, что $b \gg a$ и краевые эффекты можно не учитывать. Тогда между погонными параметрами линии и магнитной и диэлектрической проницаемостями среды, в которой линия расположена, будет существовать следующая связь:

$$L_0 = \mu_0 \frac{a}{b}, \quad (4.29)$$

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{b}{a} \quad (4.30)$$

где μ_0 и ϵ_0 – магнитная и диэлектрическая проницаемость вакуума.

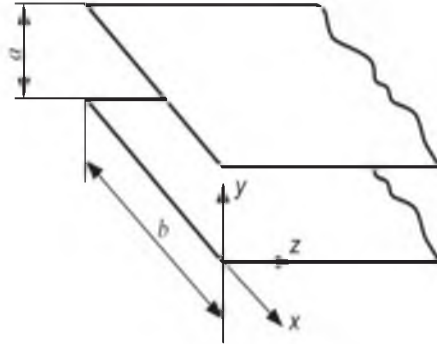


Рис. 4.1. Двухпроводная линия, состоящая из идеально проводящих плоскостей

Фазовая скорость в такой линии будет определяться соотношением:

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c,$$

где c – скорость распространения света в вакууме.

Волновое сопротивление рассмотренной линии будет равно:

$$Z = \frac{a}{b} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \frac{a}{b} Z_0,$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ – волновое сопротивление свободного пространства.

Если $a=b$, то, если не учитывать краевые эффекты, электромагнитная волна, распространяющаяся в такой линии, будет по своим характеристикам эквивалентна плоской волне, распространяющейся в свободном пространстве. Особенностью будет то, что в данной линии, в отличие от свободного пространства, может протекать и постоянный ток. А этот случай не может быть рассмотрен путем решения уравнений Максвелла.

Если к рассмотренной линии бесконечной длины, или линии нагруженной волновым сопротивлением, подключить источник постоянного напряжения U , то напряженность поля в линии составит

$$E_y = \frac{U}{a},$$

а ток, текущий в линии, будет определяться соотношением:

$$I = \frac{U}{Z} = \frac{aE_y}{Z}. \quad (4.31)$$

Магнитное поле в линии будет равно удельному току, протекающему в линии:

$$H_x = \frac{I}{b} = \frac{aE_y}{bZ}$$

Подставляя сюда значение Z , получаем

$$H_x = \frac{E_y}{Z_0} \quad (4.32)$$

Такая же связь между электрическим и магнитным полем имеет место и для случая электромагнитной волны, распространяющейся в свободном пространстве.

Если в (4.32) подставить (4.31), и обе части равенства возвести в квадрат, а затем разделить на два, то получится:

$$\frac{1}{2}\mu_0 H_x^2 = \frac{1}{2}\epsilon_0 E_y^2. \quad (4.33)$$

Это означает, что удельная энергия, накопленная в магнитном и электрическом поле, в такой линии одинакова. Если значения этих энергий умножить на объемы, занимаемые полями, то полученные величины совпадают с выражениями (4.25–4.26).

Таким образом, длинная линия является устройством, которое при подключении к нему источника постоянного напряжения, заполняется двумя видами энергии: электрической и магнитной. Удельные плотности этих энергий равны, а поскольку и электрическая и магнитная энергии заполняют одинаковые объемы, то и общая энергия, запасенная в этих полях, одинакова. Особенностью данной линии является то, что, при протекании в линии постоянного тока, распределение электрического и магнитного полей в ней является однородным. Нетрудно показать, что сила, действующая на проводники такой линии равна нулю. Это следует из соотношения (4.33), в котором его правая и левая части представляют удельные силы, приложенные к плоскостям линии. Но электрическая и магнитная силы имеют разные знаки, поэтому они компенсируют друг друга. Если к линии приложить напряжение, меняющееся со временем по любому закону $U(t) = aE_y(t)$, то по аналогии с (4.27) можно записать:

$$E_y(z) = E_y \left(t - \frac{z}{c} \right).$$

Аналогичное соотношение будет иметь место и для магнитных полей.

Очевидно, что произведение $[I(t) \times U(t)]$ представляет мощность P , передаваемую через поперечное сечение линии в направлении z . Если в этом соотношении ток и напряжение заменить через напряженности магнитного и электрического полей, то получим $P = abE_y H_x$.

Величина $E_y H_x$ – это абсолютная величина вектора Пойнтинга, представляющего удельную мощность, передаваемую через поперечное сечение линии. Конечно, все то, что мы сейчас сделали, можно записать и в векторной форме.

Таким образом, все выводы, полученные нами на основании рассмотрения процессов в длинной линии двумя методами, совпадают. Поэтому мы и в дальнейшем, не рискуя допустить ошибки принципиального характера, можем, для описания процессов в длинных линиях с успехом пользоваться такими параметрами, как распределенная индуктивность и емкость. Конечно, при этом следует понимать, что C_0 и L_0 это некоторые интегральные характеристики, не учитывающие структуры полей, и их вычисление может быть осуществлено только на основе знания такой структуры. Следует отметить, что с практической точки зрения применение параметров C_0 и L_0 имеет важное значение, т.к. при их помощи могут быть приближенно решены задачи, которые при помощи полевого метода решить нельзя. Это, например, случай, когда проводниками передающей линии являются спирали.

4.4. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОТРЕЗКАХ ДЛИННЫХ ЛИНИЙ

Теперь рассмотрим вопрос о том, как будут работать правила потоков на отрезках длинных линий с распределенными параметрами, которые могут представлять или индуктивность (линия, закороченная на конце), или емкость (разомкнутая линия).

Закоротим линию на расстоянии z_1 от ее начала (рис. 4.2).

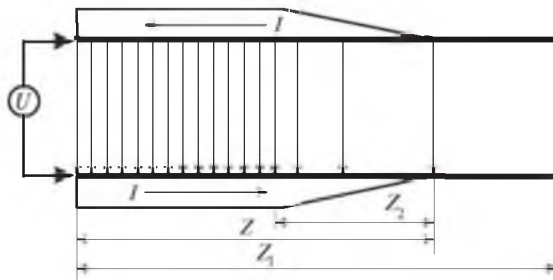


Рис. 4.2. Распространение волны тока и напряжения в длинной линии.

Очевидно, что суммарная индуктивность линии при этом составит величину $z_1 L_0 = z_1 \frac{a}{b} \mu_0$. Если подключить к линии источник постоянного напряжения, в ней начнет распространяться волна тока $I = \frac{U}{Z}$

и напряжения U . В тот момент, когда на коротком замыкании, на котором имеет место граничное условие $U=0$, появляется падающая волна с напряжением U , возникает отраженная волна с напряжением $-U$, бегущая в обратном направлении. Так как ток в этой отраженной волне равен напряжению с отрицательным знаком и движется она в обратном направлении, то суммарный ток, создаваемый этой волной, будет равен $-\left(-\frac{U}{Z}\right) = \frac{U}{Z}$, т.е. он будет течь в том же направлении, что и ток падающей волны. Таким образом, отраженная волна, двигаясь в обратном направлении, будет оставлять после себя ток, равный $\frac{2U}{Z}$, и нулевое напряжение. Когда отраженная волна возвратится к началу линии, она принесет с собой состояние удвоенного начального тока и нулевое напряжение. Источник снова пошлет в линию волну напряжения U и ток $\frac{U}{Z}$. Этот ток сложится с током $\frac{2U}{Z}$, и суммарный ток в линии составит $\frac{3U}{Z}$. Ток и далее будет нарастать ступеньками, добавляя каждый раз к своему прежнему значению величину $\frac{2U}{Z}$. Если отобразить этот процесс во времени, то он будет выглядеть, как показано на рис. 4. 3.

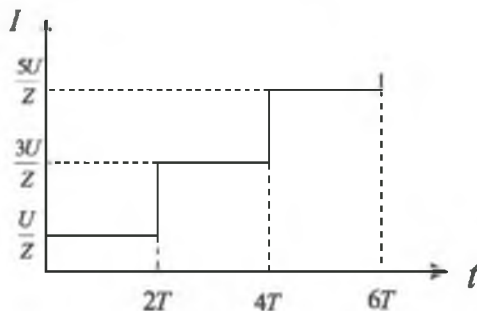


Рис. 4.3 График зависимости входного тока от времени для закороченной линии

На этом рисунке время

$$T = \frac{z_1}{c} = z_1 \sqrt{L_0 C_0} = z_1 \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$$

соответствует времени, за которое волна пробегает по линии в одну сторону.

На рис. 4.2 волна тока в правой своей части на участке z_2 имеет скос. Этот участок соответствует времени переходного процесса $\tau = \frac{z_2}{c}$,

за которое напряжение подключаемого к линии источника достигает своего номинального значения. На этом же участке и ток в линии, и электрическое поле меняет свою величину от нулевого значения до номинального. Очевидно, что именно на этом участке скорость носителей тока меняется от нулевого значения в начале скоса до своего номинального значения в его конце.

Следует обратить внимание на то, что, как видно из рис. 4.3, мощность, отбираемая закороченной линией у источника напряжения, не является линейной функцией, а по истечении, времени равного $2T$ скачком увеличивается на $\frac{2U^2}{Z}$, причем первый скачок равен $\frac{U^2}{Z}$. Нетрудно показать, что магнитный поток в данном случае изменяется по линейному закону (рис. 4.4).

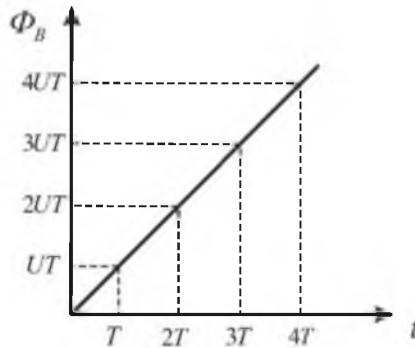


Рис. 4.4. Зависимость магнитного потока от времени для закороченной линии.

Действительно, при прямом ходе волны, до момента времени T , когда волна достигнет закороченного участка, поток будет увеличиваться по линейному закону и к моменту T достигнет величины $\Phi_B = \frac{2z_1}{c} U$. Когда, отразившись от закоротки, волна начнет двигаться в обратном направлении, то поток снова будет возрастать по линейному закону и к моменту прихода волны к источнику напряжения достигнет величины $\Phi_B = \frac{2z_1}{c} U$.

Таким образом, в режиме самоиндукции, как и в случае подключения к источнику питания бесконечно длинной линии, выполняется соотношение

$$U = \frac{d\Phi_B}{dt} = z_1 L_0 \frac{dI}{dt} = L \frac{dI}{dt}$$

Электрический поток в линии тоже будет изменяться по определенному закону (рис. 4.5).

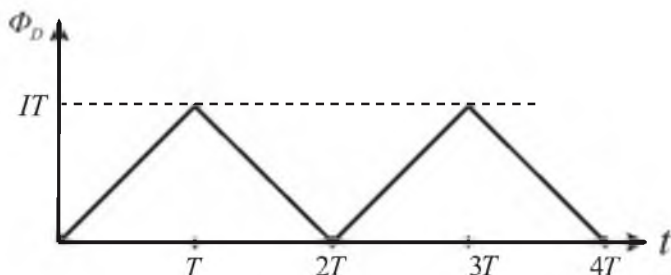


Рис. 4.5. Зависимость электрического потока от времени для закороченной линии

В отличие от магнитного потока, он будет изменяться периодически, то возрастая, то убывая, по линейному закону. Когда волна движется в положительном направлении, одновременно возрастает и магнитный и электрический потоки. При этом как в магнитном, так и в электрическом поле, запасаемая энергия возрастает. Когда волна начинает двигаться в обратном направлении, то электрическое поле начинает исчезать, а его энергия переходит в магнитную энергию обратной волны тока.

После достижения волной источника питания, магнитное поле удваивается по своей величине, а электрическое поле в линии исчезает. Далее цикл повторяется. Следовательно, процессу возрастания магнитного потока в индуктивности, в обязательном порядке сопутствует процесс периодического изменения потока электрической индукции, при котором между плоскостями линии периодически возникает и исчезает электрическое поле.

Теперь рассмотрим вопрос о взаимной индукции, когда в исходной короткозамкнутой длинной линии находится отрезок другой длинной линии меньших размеров. Расположим между плоскостями короткозамкнутой линии короткозамкнутый с обоих концов отрезок другой линии такой же ширины, но с расстоянием $a_1 \ll a$ (рис. 4.6).

Будем считать, что короткозамкнутый отрезок выполнен из сверхпроводника, и токи, возбуждаемые в нем, затухать не могут. Если подключить к линии источник напряжения, то по линии начнет распространяться волна, в которой напряжение источника и ток в линии связаны соотношением $I = \frac{U}{Z}$. Когда волна напряжения достигнет перемычки вложенной линии, то к ней будет приложено напряжение $U_1 = \frac{a_1 U}{a}$. На короткозамыкающей перемычке выполняется гранич-

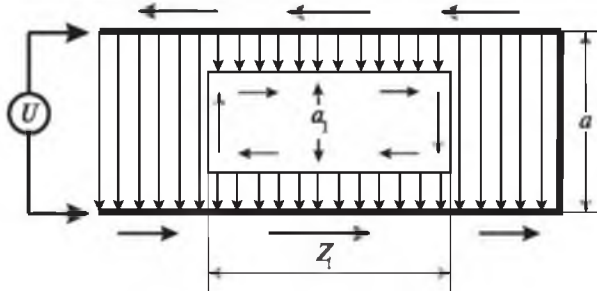


Рис. 4.6. Процессы взаимной индукции в закороченной линии

ное условие $U=0$, поэтому на ней возникнет напряжение обратное U_1 , в связи с этим по перемычке начнут двигаться заряды в направлении, указанном стрелкой. Минувя короткозамкнутую перемычку, волна уже будет двигаться не по одной, а по двум параллельным линиям и токи, текущие по элементам вложенной линии, будут течь в направлении, которое является обратным направлению токам в проводниках основной линии. И вот здесь, несмотря на всю очевидность происходящего, возникает один важный вопрос. Действительно, очевидным является то, что токи во вставной линии текут в обратном направлении, по отношению к основной линии. Но для того, чтобы эти токи начали течь, необходимо, чтобы в области фронта распространяющейся волны заряды во вставной линии ускорились. Но для того, чтобы заряды ускорились, необходимо наличие тангенциальной составляющей электрического поля на плоскостях вставной линии, в то же время в нашем распоряжении имеются только нормальные составляющие этого поля. На рис. 4.2 уже показан тот участок основной линии, где происходит ускорение свободных зарядов. Этот участок движется по основной линии со скоростью света, и именно к этому участку приложено напряжение источника питания, ускоряющее носители тока. Ток во вставной линии движется в обратном направлении и имеет такую же величину, что и в основной линии. Значит, в области фронта двигающейся волны на проводящих плоскостях вставной линии, необходимо наличие тангенциальной составляющей электрического поля, обратного тому полю, которое ускоряет заряды в основной линии. Да, это именно так, но пока нет физических причин, которые смогли бы объяснить появление такого поля. Как раз это и есть основной вопрос индукции. В пятой главе подробно будет рассмотрен этот вопрос и показаны истинные причины появления таких полей, и читатель сможет убедиться, что причиной их появления является не закон Фарадея.

В том случае, если возбуждаемые во вложенной линии токи не затухают, они будут двигаться вслед за электрическими полями. Когда вол-

на минует вложенную линию, то в этой линии останутся незатухающие токи, которые полностью скомпенсируют в ее внутренней полости магнитное поле, а поляризационные заряды, наведенные внешним электрическим полем, полностью скомпенсируют внутри вставной линии электрическое поле. Таким образом, во внутренней части вложенной линии будут отсутствовать как магнитные, так и электрические поля.

В том же случае, если проводники вложенной линии имеют сопротивление, токи, индуцированные в ней, через некоторое время затухнут, и в ее внутреннюю полость проникнет магнитное поле, которое по своей величине будет таким же, как и в основной линии. Но электрическое поле во внутреннюю полость проникнуть не сможет, т.к. на противоположных проводниках вложенной линии наведенные поляризационные заряды останутся. Таким образом, видно, что проникновение во внутреннюю часть вложенной линии магнитного потока обязательно обусловлено наличием потерь в проводниках этой линии. Очевидно, что данному процессу обязательно сопутствуют тепловые омические потери. Но, полученный конечный вариант, по сравнению с линией без вставки, по-прежнему отличается тем, что электрическое поле, присутствующее в остальных частях основной линии, внутри вложенной линии отсутствует. Но установлению такой ситуации предшествовали тепловые омические потери в элементах вставной линии. Оказывается, что эти потери в точности соответствуют величине:

$$\frac{1}{2} a_1 b z_1 \epsilon_0 E^2, \quad (4.34)$$

т.е. той электростатической энергии, которая не проникла внутрь вложенной линии. Возможно ли сделать так, чтобы при наличии полей в основной линии, внутри полости, занимаемой вставной линией появилось электрическое поле? Для этого нужно отсоединить от вставной линии короткозамыкающие перемычки. Но при этом поляризационные заряды на противоположных проводниках вставной линии останутся и по-прежнему будут компенсировать электрические поля основной линии. Чтобы устранить такую компенсацию, нужно сблизить плоскости вставной линии, доведя размер a_1 до нуля, таким образом, практически уничтожив влияние вставной линии на поля основной линии. При этом также будет израсходована работа, определяемая соотношением (4.34). Т.е., когда создавалась ситуация, при которой внутри вставной линии отсутствовали электрические поля, не была затрачена работа, определяемая соотношением (4.34). Теперь же, возвращаясь к нулевому варианту, эти затраты оказались возмещенными.

Теперь можно установить причины и правила взаимной индукции. Токи во вторичном контуре, связанном индуктивно с первичным (генерирующим) контуром, возбуждает не изменение магнитного потока

через вторичный контур, а электрические поля первичного контура. При этом во вторичном контуре генерируются токи, обратные по направлению токам первичного контура, а магнитные поля, генерируемые этими токами, направлены против полей первичного контура. При этом магнитный поток вторичного контура $L_2 I_2$ остается равным нулю, если вторичный контур не имеет активного сопротивления. Изменение магнитного потока вторичного контура возможно только при наличии в его проводящих элементах активных потерь. При этом будет выполняться равенство:

$$\oint \vec{E} d\vec{l}_2 = -\frac{d\Phi_{B2}}{dt} = L_2 \frac{dI_2}{dt}$$

Уменьшение компенсирующего потока вторичного контура, в случае наличия активных потерь, приведет к возрастанию потока первичного контура Φ_{B1} , пронизывающего вторичный контур. Но, поскольку $\Phi_{B2} = -\Phi_{B1}$, то

$$\oint \vec{E} d\vec{l}_2 = -\frac{d\Phi_{B1}}{dt}$$

Т.е., если речь идет о самоиндукции, то знак электрического поля совпадает со знаком производной потока по времени. В случае же взаимной индукции, знаки электрического поля во вторичном контуре и производной внешнего магнитного потока разные. Таким образом, установлено, что действительной причиной индуцирования токов в материальных структурах, расположенных в изменяющихся магнитных полях, является не изменение потока, а движущиеся электрические поля индуцирующей структуры. Однако формально, циркуляция вектора электрического поля совпадает с производной потока магнитной индукции по времени.

Но раз принято концепцию того, что токи во вторичном контуре генерирует не изменение магнитного потока, а движущиеся электрические поля первичного контура, то приходим к парадоксальной ситуации. Снаружи рассматриваемой линии, если не считать краевых эффектов, электрических полей нет. Значит, если разместить вставную линию таким образом, чтобы она находилась не внутри первичной линии, а охватывала ее снаружи, то в ней не будут индуцироваться токи при возрастании потока в первичной линии. Если это так, то это входит в противоречие с законом индукции Фарадея. Так ли это? Это действительно так. Этот случай представлен на рис. 4.7. Возьмем первичную (индуцирующую) линию достаточной ширины и вторичную линию, ширина которой значительно меньше ширины первичной линии, причем сделаем так, чтобы вторичная линия охватывала первичную. Если теперь подключить источник переменного напряжения к первичной линии, то в ней начнет изменяться магнитный поток, и, поскольку этот же

поток охватывает и вторичная линия, то, казалось бы, вольтметр, подсоединенный к вторичной линии должен зарегистрировать напряжение, равное производной этого потока по времени. Но в приведенной схеме эксперимента вольтметр ничего не показывает. Если же вторичный контур расположить внутри первичного контура, как показано на рис. 4.8, то, при подключении к первичному контуру источника переменного напряжения, вольтметр, подключенный к вторичному контуру, показывает напряжение в соответствии с сформулированными выше правилами индукции. Как видно, это еще одно исключение из правила потока. Следовательно, можно сделать вывод, что в области расположения вторичной линии на рис. 4.7, несмотря на изменение магнитного потока через поперечное сечение первичной линии, нет полей векторного потенциала.

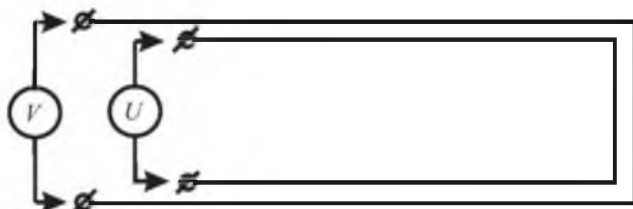


Рис. 4.7. Схема взаимной индукции между контурами с внутренним расположением индуцирующего контура

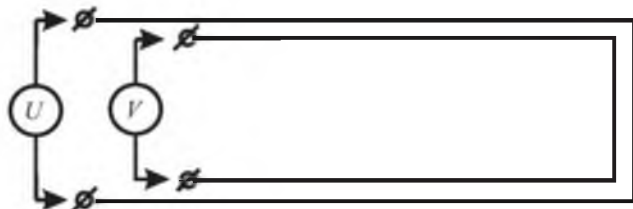


Рис. 4.8. Схема взаимной индукции между контурами с внешним расположением индуцирующего контура

Имеется еще один случай, подтверждающий несостоятельность введения циркуляции векторного потенциала вокруг цилиндрических токонесущих систем. По существующим представлениям, если имеется цилиндрическая токонесущая система, например, длинный соленоид, или длинный сверхпроводящий цилиндр, то вокруг них имеется циркуляция векторного потенциала [1]. Поскольку

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{\partial \int \vec{A} d\vec{l}}{\partial t} = -\frac{\partial \Phi_L}{\partial t} \quad (4.35)$$

то, при изменении тока в соленоиде или цилиндре, будет меняться поток Φ_B , а, следовательно, в проводящей петле, охватывающей соленоид или цилиндр, будет индуцироваться ток. Если такую петлю разорвать и подключить в месте разрыва вольтметр, то, при изменении тока в соленоиде или цилиндре, он должен, в соответствии с соотношением (4.35), показывать индуцированное напряжение. Если проводить эксперименты с соленоидом, то имеется полное соответствие с соотношением (4.35). Для цилиндрического же образца правило индукции не выполняется и в петле его окружающей э.д.с. не индуцируется.

Для выяснения причин такого парадокса, рассмотрим вопрос возникновения электрических полей вокруг длинного соленоида при подключении к нему источника напряжения. Ранее было высказано сомнение по поводу возможности того, что магнитное поле внутри длинного соленоида, при подключении к нему источника питания может возрастать синхронно на протяжении всей его длины. Рассмотрим конкретную схему подключения к длинному соленоиду источника напряжения (рис. 4.9).

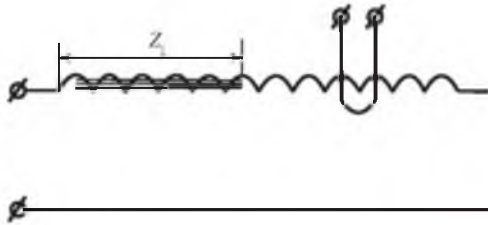


Рис. 4.9. Схема распространения магнитных полей в длинном соленоиде

В данном случае это длинная линия, одним из проводников которой является соленоид. Погонная индуктивность у такого соленоида может быть гораздо больше, чем у прямого провода, следовательно, такая линия будет иметь большое волновое сопротивление, а волна в ней будет распространяться медленнее, чем в свободном пространстве. Но процессы распространения в такой линии ничем не будут отличаться от процессов, рассмотренных выше.

Когда в этой линии волна дойдет до точки с координатой z_1 , то магнитным полем будет заполнена только часть соленоида, расположенная между источником питания и точкой z_1 . Когда волна дойдет до конца соленоида, то магнитным полем заполнится весь соленоид. При обратном ходе волны магнитное поле в соленоиде удвоится, и процесс начнется сначала. Таким образом, магнитный поток в любом поперечном сечении соленоида будет нарастать не плавно, а скачками, и период этих скачков будет определяться временем прохождения волны данного закороченного отрезка соленоида. Предположим теперь,

что в определенном месте соленоид охвачен витком и подключен к нему вольтметр. Напряжение в витке будет индуцироваться только в момент пересечения магнитным полем соленоида окрестностей поперечного сечения, вокруг которого расположен виток. Этот момент будет наступать как при прямом, так и при обратном ходе волны, причем полярность импульсов индуцируемого в витке напряжения в обоих случаях будет одна и та же. Частота импульсов будет зависеть от длины соленоида и будет тем больше, чем короче соленоид. Следовательно, среднее значение индуцированного напряжения будет расти с уменьшением длины соленоида, т.е. его количества витков. Известно, что коэффициент трансформации трансформатора как раз и определяется соотношением витков первичной и вторичной обмоток. Таким образом, сам процесс трансформации происходит совсем не так, как представляли его себе раньше, когда мы полагали, что магнитное поле в соленоиде нарастает плавно и синхронно во всех его поперечных сечениях. И теперь нет никаких оснований говорить о том, что вокруг длинного соленоида на всем его протяжении (впрочем, как и вокруг длинного проводящего цилиндра), при протекании через них постоянного тока существует циркуляция векторного потенциала. Но как же тогда быть с опытами Бома и Аронова, которые такой потенциал обнаружили экспериментально?

ГЛАВА 5

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

5.1. СКАЛЯРНО–ВЕКТОРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

В предыдущих главах было дано объяснение существенной части тех противоречий, которые имеют место в современной классической электродинамике, однако, та часть противоречий, которая касается введения магнитного поля, пока объяснения не получила.

Законы магнитоэлектрической и электромагнитной индукции для свободного пространства имеют полностью симметричную форму:

$$\oint \vec{E}' dl' = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} + \oint [\vec{v} \times \vec{B}] dl' \quad (5.1)$$

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

или

$$\text{rot } \vec{E}' = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \text{rot} [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (5.2)$$

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

Для постоянных полей эти соотношения имеют вид:

$$\vec{E}' = \vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (5.3)$$

$$\vec{H}' = \vec{H} - [\vec{v} \times \vec{D}]$$

Соотношения (5.1–5.3), представляющие законы взаимной индукции, не дают информации о том, каким образом возникли те поля, которые представлены в этих уравнениях. Они описывают только закономерности распространения таких полей и их преобразований в случае движения по отношению к таким полям.

Соотношения (5.3) 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. Эти особенности приводят к дополнительным следствиям, которые в рамках классической электродинамики ранее рассмотрены не были. Для их иллюстрации рассмотрим участок длинного стержня, на единицу длины которого приходится заряд g . Тогда электрическое поле за пределами такого стержня будет убывать по закону $\frac{1}{r}$, где r – расстояние от центральной оси стержня до точки наблюдения. Оно будет ортогонально по отношению к оси, а его абсолютная величина определяется соотношением

$$E = \frac{g}{2\pi\epsilon r}.$$

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

$$E'_v(r) = \frac{gch \frac{v}{c}}{2\pi\epsilon r} = Ech \frac{v}{c}.$$

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

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

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 [6-11]:

$$\varphi'_v(r) = \frac{gch \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi\epsilon r} = \varphi(r) ch \frac{v_{\perp}}{c}, \quad (5.4)$$

где $\varphi(r)$ – скалярный потенциал неподвижного заряда.

Потенциал $\phi'_v(r)$ может быть назван скалярно-векторным, т.к. его величина зависит не только от абсолютной величины заряда, но и от величины скорости и направления движения.

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

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

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

Если применить полученные результаты к электромагнитной волне и обозначить компоненты полей параллельные скорости инерциальной системы, как E_{\uparrow} и H_{\uparrow} , а E_{\perp} и H_{\perp} , как компоненты, нормальные к ней, то преобразования полей запишутся:

$$\begin{aligned} \vec{E}'_{\uparrow} &= \vec{E}_{\uparrow}, \\ \vec{E}'_{\perp} &= \vec{E}_{\perp} ch \frac{v}{c} + \frac{Z}{v} [\vec{v} \times \vec{H}_{\perp}] sh \frac{v}{c}, \\ \vec{H}'_{\uparrow} &= \vec{H}_{\uparrow}, \\ \vec{H}'_{\perp} &= \vec{H}_{\perp} ch \frac{v}{c} - \frac{1}{vZ} [\vec{v} \times \vec{E}_{\perp}] sh \frac{v}{c}, \end{aligned} \quad (5.5)$$

где $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ – импеданс пространства,

$c = \sqrt{\frac{1}{\mu\epsilon}}$ – скорость света в рассматриваемой среде.

5.2. ФАЗОВАЯ АБЕРРАЦИЯ И ПОПЕРЕЧНЫЙ ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА

Теперь покажем, как при помощи соотношений (5.5) можно объяснить явление фазовой аберрации, которое в рамках существующей классической электродинамики объяснений не имело. Будем считать, что имеются компоненты плоской волны H_z и E_x , распространяющейся в направлении z , а штрихованная система движется в направлении оси x со скоростью v_x . Тогда компоненты полей в штрихованной системе координат запишутся:

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

Полученная неоднородная волна, имеющая в направлении распространения компоненту E'_y .

Теперь можно записать суммарное поле E' в движущейся системе

$$E' = \left[(E'_x)^2 + (E'_y)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = E_x ch \frac{v_x}{c}. \quad (5.6)$$

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

$$\alpha \cong sh \frac{v}{c} \cong \frac{v}{c}. \quad (5.7)$$

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

Вектор Пойнтинга теперь направлен уже не по оси y , а находясь в плоскости xu , наклонен к оси y на угол, определяемый соотношениями (5.7). Отношение же абсолютных величин векторов \vec{E}' и \vec{H}' в обеих системах осталось одинаковым. 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 явление тоже понятно. Можно привести пример с дождевыми каплями. Когда они падают вертикально, то энергия у них одна. Но вот 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 (5.6).

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

Полученные волны имеют в направлении своего распространения дополнительные вектора электрического или магнитного поля и в этом они похожи на E и H волны, распространяющиеся в волноводах. Однако, у полученных волн есть и существенное отличие. Волны, распространяющиеся в волноводах, являются суперпозицией плоских волн, у которых вектор Пойнтинга и фазовый фронт волны всегда ортогональны. В данном случае имеет место необычная волна, у которой фазовый фронт наклонен к вектору Пойнтинга на угол, определяемый соотношением (5.7). По сути дела полученная волна является суперпозицией плоской волны с фазовой скоростью $c = \sqrt{\frac{1}{\mu\epsilon}}$ и дополнитель-

ной волны, ортогональной к направлению распространения плоской волны и имеющей бесконечную фазовую скорость.

Рассмотрим еще один случай, когда направление скорости движущейся системы совпадает с направлением распространения электромагнитной волны. Будем считать, что имеются компоненты плоской волны E_x и H_z , а также компоненты скорости $\pm v_y$. Учитывая, что в этом случае выполняется соотношение $E_x = \pm Z_0 H_z$, получаем:

$$E'_x = E_x \left(ch \frac{v_y}{c} - sh \frac{v_y}{c} \right) = E_x \exp \left(\mp \frac{v_y}{c} \right),$$

$$H'_z = H_z \left(ch \frac{v_y}{c} - sh \frac{v_y}{c} \right) = H_z \exp \left(\mp \frac{v_y}{c} \right).$$

Т.е. амплитуды полей экспоненциально убывают или возрастают в зависимости от направления движения.

Теперь рассмотрим вопрос о поперечном эффекте Доплера. Этот вопрос обсуждается достаточно давно, но до сих пор не нашел своего уверенного экспериментального подтверждения. Ранее было показано, что для наблюдения звезды из движущейся системы нужно наклонять телескоп по ходу своего движения на угол, определяемый соотношением (5.7). Но в данном случае та звезда, которая, по нашим наблюдениям, будет расположена точно 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 тоже соотношением (5.7). Но это будет означать, что такая звезда по отношению к нам имеет радиальную составляющую скорости, определяемую соотношением

$$v_r = v \sin \alpha$$

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

$$\omega_{d\perp} = \omega_0 \frac{v^2}{c^2}. \quad (5.8)$$

Данный результат принципиально отличается от результатов СТО, т.к. в СТО считается, что поперечный эффект Доплера, определяемый соотношением (5.8) имеет место на самом деле.

5.3. СИЛОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТОКОНЕСУЩИХ СИСТЕМ

В классической электродинамике для расчета силового взаимодействия токонесущих систем нужно рассчитать магнитное поле в заданной области пространства, а затем, используя силу Лоренца, найти силы, действующие на заряды, движущиеся в заданном поле. При таком под-

ходе неясным остается вопрос о том, к чему приложены силы реакции по отношению к тем силам, которые действуют на движущиеся заряды. Известно, что эти силы приложены, в частности, и 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 не участвует в формировании сил взаимодействия. О том, 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 и сжатие ионов.

Рассмотрим этот вопрос на основе концепции скалярно-векторного потенциала. Будем считать, что скалярно-векторный потенциал одиночного заряда определяется соотношением (5.4), 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 токонесущими проводниками (рис. 5.1). Будем считать, что g_1^+ , g_2^+ и g_1^- , g_2^- представляют неподвижные и движущиеся заряды соответственно, приходящиеся на единицу длины проводника.

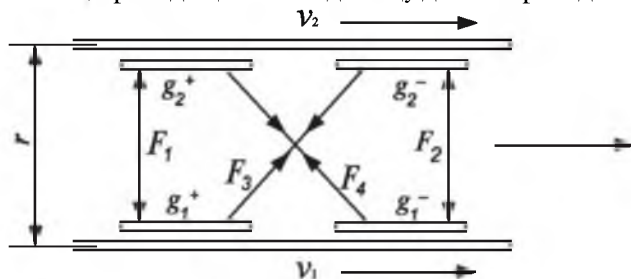


Рис. 5.1. Схема силового взаимодействия токонесущих проводов двухпроводной линии с учетом положительно заряженной решетки

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 электрически нейтральными, то-есть в проводниках имеется две системы взаимно вложенных разноименных зарядов с удельной плотностью g_1^+ , g_1^- и g_2^+ , g_2^- , которые электрически нейтрализуют друг друга. На рис. 5.1 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, обозначен-

ние которых понятно из рисунка. Силы притяжения F_3 и F_4 будем брать со знаком плюс, а силы отталкивания F_1 и F_2 – со знаком минус.

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

$$F_1 = -\frac{g_1^+ g_2^+}{2\pi\epsilon r},$$

$$F_2 = -\frac{g_1^- g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1 - v_2}{c},$$

$$F_3 = +\frac{g_1^- g_2^+}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c},$$

$$F_4 = +\frac{g_1^+ g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_2}{c}.$$

Складывая все четыре силы и учитывая то, что произведение разноименных зарядов соответствует силам притяжения, а одноименных – силам отталкивания, получим величину суммарной силы, приходящейся на единицу длины проводника,

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(ch \frac{v_1}{c} + ch \frac{v_2}{c} - ch \frac{v_1 - v_2}{c} - 1 \right). \quad (5.9)$$

В данном выражении в качестве g_1 и g_2 взяты абсолютные величины зарядов, а знаки сил учтены в выражении в скобках. Считая, что $v \ll c$, 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 (5.9) получаем:

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

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

Получено правило силового взаимодействия токонесущих элементов данной системы, но получено оно не феноменологическим путём, а на основе вполне понятных физических процедур, считая, что скалярный потенциал заряда зависит от скорости. В формировании сил взаимодействия, в данном случае непосредственное участие принимает решетка, чего нет в феноменологической модели магнитного поля. Данное соотношение совпадает с результатами полученными на основе концепции магнитного поля и силы Лоренца. Однако в данном случае взят только первый член разложения в ряд $ch \frac{v}{c}$. Для скоростей $v \sim c$ следует брать все члены разложения.

Ранее было сказано, что 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 положить скорости зарядов в верхнем и нижнем проводе одинаковыми и убрать решетку, то останутся только силы отталкивания, независимо от того, движутся заряды или нет.

Рассмотрим еще один случай силового взаимодействия токонесущих систем. В предыдущих главах был рассмотрен вопрос распространения постоянного тока и разности потенциалов в длинной линии, состоящей из двух параллельных плоскостей, и там было показано, что при этом между плоскостями силы взаимодействия отсутствуют. Покажем, что модель скалярно-векторного потенциала дает такой же результат.

Если между плоскостями линии имеется поле E (имеется ввиду распространение в линии электромагнитной волны), то разность удельных плотностей зарядов на плоскостях линии определяется соотношением:

$$\Delta n = \frac{\epsilon_0 E}{\lambda e}, \quad (5.10)$$

где λ — толщина слоя, занимаемого движущимися зарядами.

Магнитное поле в такой линии связано с электрическим соотношением

$$E = H \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}. \quad (5.11)$$

Учитывая, что в данном случае магнитное поле в линии равно удельному току

$$H = I_0 = n e v \lambda, \quad (5.12)$$

из (5.10 – 5.12) получаем:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{v}{c},$$

где c — скорость света.

Напряженность электрического поля между плоскостями линии, создаваемая зарядами, находящимися на этих плоскостях, однородна и не зависит от расстояния между плоскостями

$$E = \frac{n \lambda e}{\epsilon_0}.$$

Теперь рассмотрим силы взаимодействия между плоскостями линии по принятой схеме:

$$\begin{aligned}
 F_1 &= -\frac{(\lambda e)^2}{\epsilon_0} n^2, \\
 F_2 &= -\frac{(\lambda e)^2}{\epsilon_0} (n - \Delta n)(n + \Delta n), \\
 F_3 &= +\frac{(\lambda e)^2}{\epsilon_0} (n(n - \Delta n)) \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right), \\
 F_4 &= +\frac{(\lambda e)^2}{\epsilon_0} (n(n + \Delta n)) \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right).
 \end{aligned}
 \tag{5.13}$$

Проведя в соотношении (5.13) все необходимые перемножения и сложив все силы, получим для случая $\Delta n \ll n$ и $v \ll c$ нулевое значение суммарной силы. Таким образом, применение скалярно-векторного потенциала для расчета сил в данном случае также дает правильный ответ.

5.4. ЗАКОН ЭЛЕКТРО-ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ИНДУКЦИИ И ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ

В классической электродинамике задача взаимодействия движущихся зарядов решается путем введения магнитного поля или векторного потенциала, которые являются полями-посредниками. На движущийся или неподвижный заряд силовое действие может оказывать только электрическое поле. Поэтому возникает естественный вопрос – а нельзя ли установить законы прямого действия, минуя поля-посредники, которые давали бы ответ о прямом взаимодействии движущихся и неподвижных зарядов? Такой подход сразу давал бы ответ и об источниках и местах приложения сил действия и противодействия. Используя скалярно-векторный потенциал для решения вопросов силового взаимодействия токонесущих систем, показано, что именно такой подход дает возможность понять структуру таких сил и места их приложения. Сейчас применение скалярно-векторного потенциала дает возможность установить прямые законы индукции, когда непосредственно свойства движущегося заряда, без участия каких-либо вспомогательных полей, дают возможность вычислить электрические поля индукции, генерируемые движущимся зарядом.

Рассмотрим диаграмму распространения тока и напряжения в отрезке длинной линии, представленной на рис. 4.2. На этом рисунке сам фронт волны показан скошенным и занимает отрезок линии длиной z_2 , следовательно, время такого переходного процесса равно $t = \frac{z_2}{c}$. Это как раз то время, за которое напряжение на входе линии вырастает от нуля

до своего номинального значения. Длительность данного переходного процесса является регулируемой, и зависит от того, по какому закону увеличивается напряжение на входе линии. Попробуем понять, откуда берется та напряженность поля, которая заставляет заряды в проводниках, расположенных вблизи токонесущих элементов линии, двигаться в направлении противоположном направлению движения зарядов в первичной (индуцирующей) линии. Это как раз тот вопрос, на который не был дан ответ в разделе 4.4 и на который до сих пор нет физического ответа. Предположим, что напряжение на входе линии возрастает по линейному закону и за время Δt достигает своего максимального значения U , после чего его рост прекращается. Тогда в самой линии переходной процесс займет участок $z_1 = c\Delta t$. Изобразим этот участок отдельно, как показано на рис. 5.2.

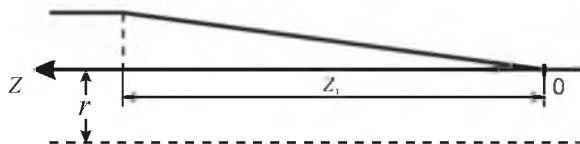


Рис. 5.2. Фронт волны тока, распространяющейся в длинной линии

На участке z_1 происходит ускорение зарядов от их нулевой скорости (правее участка z_1) до значения скорости, определяемого соотношением:

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}},$$

где e и m — заряд и масса носителей тока, а U — падение напряжения на участке z_1 .

Тогда зависимость скорости носителей тока от координаты будет иметь вид:

$$v^2(z) = \frac{2e}{m} \frac{\partial U}{\partial z} z. \quad (5.14)$$

Поскольку была принята линейная зависимость напряжения от времени на входе линии, то имеет место равенство:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{U}{z_2} = E_z,$$

где E_z — напряженность поля, ускоряющая заряды на участке z_1 .

Следовательно, соотношение (5.14) можно переписать:

$$v^2(z) = \frac{2e}{m} E_z z.$$

Теперь, используя соотношение (5.7) для величины скалярно-векторного потенциала, вычислим его значение как функцию z на некотором расстоянии r от линии

$$\varphi(z) = \frac{e}{4\pi \epsilon_0 r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2(z)}{c^2} \right) = \frac{e}{4\pi \epsilon_0 r} \left(1 + \frac{eE_z z}{mc^2} \right) \quad (5.15)$$

Пользуясь формулой $E = -\text{grad } \varphi$, и продифференцировав соотношение (5.15) по z , получаем

$$E'_z = -\frac{e^2 E_z}{4\pi \epsilon_0 r m c^2}, \quad (5.16)$$

где E'_z – электрическое поле, индуцируемое на расстоянии r от проводника линии.

Около E поставлен штрих в связи с тем, что вычисленное поле движется вдоль проводника линии со скоростью света, индуцируя в окружающих линию проводниках индукционные токи. Известно, что ускорение, испытываемое зарядом e в поле E , определяется соотношением

$a_z = \frac{eE_z}{m}$. С учетом этого, из (5.16) получаем:

$$E'_z = -\frac{ea_z}{4\pi \epsilon_0 r c^2} \quad (5.17)$$

Таким образом, заряды, ускоряемые в отрезке линии z_1 , индуцируют на расстоянии r от этого участка электрическое поле, определяемое соотношением (5.17). Направление этого поля обратно полю, приложенному к ускоряемым зарядам. Таким образом, получен закон прямого действия, который указывает на то, какие электрические поля вокруг себя генерирует ускоряемый заряд. Этот закон можно называть «законом электро-электрической индукции», так как он, минуя поля посредники (магнитное поле или векторный потенциал), дает прямой ответ на то, какие электрические поля генерирует вокруг себя движущийся электрический заряд. Данный закон дает также ответ о месте приложения сил взаимодействия между зарядами. Именно это соотношение, а не закон Фарадея, нужно считать основным законом индукции, т.к. именно оно устанавливает причину появления индукционных электрических полей вокруг движущегося заряда.

В чем заключается разница между предлагаемым подходом и ранее существующим. Ранее говорилось, что движущийся заряд генерирует векторный потенциал, а уже изменяющийся векторный потенциал генерирует электрическое поле. Соотношение (5.17) дает возможность исключить эту промежуточную операцию и перейти непосредственно от свойств движущегося заряда к индукционным полям. Покажем, что из соотношения (5.17) следует и введенный ранее феноменологическим

путем векторный потенциал, а, следовательно, и магнитное поле. Поскольку связь между векторным потенциалом и электрическим полем определяется соотношением (2.5), то равенство (5.17) переписываем

$$E_z' = -\frac{e}{4\pi \epsilon_0 r c^2} \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\mu \frac{\partial A_H}{\partial t},$$

откуда, интегрируя по времени, получаем:

$$A_H = \frac{e v_z}{4\pi r}.$$

Это соотношение полностью соответствует определению векторного потенциала. Следовательно векторный потенциал есть прямое следствие зависимости скалярного потенциала от скорости. Введение и векторного потенциала, и магнитного поля – это полезный математический приём, который позволяет упростить решение ряда электродинамических задач, однако, мы должны помнить, что первоосновой введение этих полей является скалярно-векторный потенциал.

Введенные ранее два симметричных закона: закон магнитоэлектрической и электромагнитной индукции. Они дополняют друг друга, что позволяет решать вопросы распространения радиоволн. Вновь введенный закон электро-электрической индукции, по сути дела, объединяет эти два закона в один и исключает необходимость применения двух законов. Скалярно-векторный потенциал получен как обобщение законов электромагнитной и магнитоэлектрической индукции. Из этих же законов следуют и уравнения Максвелла, которые описывают волновые процессы в материальных средах.

Из уравнений Максвелла следует конечность скорости распространения полей, которая равна скорости света. Покажем, что введение скалярно-векторного потенциала, а также знание факта конечности распространения электрических процессов, позволяет решить и проблему электромагнитного излучения на элементарном уровне.

С этой целью введем запаздывающий скалярно-векторный потенциал

$$\varphi(r, t) = \frac{e c h \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi \epsilon_0 r},$$

где v_{\perp} – скорость заряда e в момент времени $t' = t - \frac{r}{c}$, нормальная к вектору \vec{r} , r – расстояния между зарядом e и точкой 2 (см. рис. 5.3), где определяется поле, в момент времени t . Используя соотношение $\vec{E} = -\text{grad}\varphi$, можно найти поле в точке 2. Будем считать, что в момент времени $t - \frac{r}{c}$ заряд находится в начале координат и имеет скорость $v'_{\perp}(t)$ (рис. 5.3). Тогда поле в точке 2 запишется:

$$E_y = -\frac{\partial\varphi(2,t)}{\partial y} = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \frac{\partial}{\partial y} sh \frac{v'_\perp(t)}{c}. \quad (5.18)$$

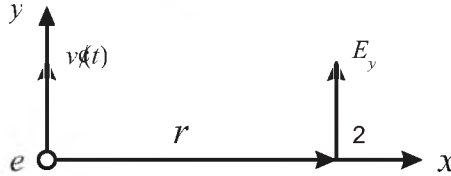


Рис. 5.3. Схема формирования запаздывающего скалярно-векторного потенциала

При дифференцировании будем считать, что r , при больших расстояниях от движущегося заряда, практически не меняется. Тогда из (5.18) получаем:

$$E_y = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 cr} \frac{\partial v'_\perp(t)}{\partial y} sh \frac{v'_\perp(t)}{c} = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 cr} \frac{1}{v'_\perp(t)} \frac{\partial v'_\perp(t)}{\partial t} sh \frac{v'_\perp(t)}{c}. \quad (5.19)$$

Это и есть полный закон излучения движущегося заряда. Если взять только первый член разложения $sh \frac{v'_\perp(t)}{c}$, то из (5.19) получим:

$$E_y = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 cr} \frac{\partial v'_\perp}{\partial t}. \quad (5.20)$$

Этот закон излучения движущегося заряда уже известен [1], только получен он гораздо более сложным путем. Однако уже известное в классической электродинамике соотношение (5.20) отличается от соотношения (5.19). В соотношении (5.19) представлены члены более высоких порядков по $\frac{v'_\perp(t)}{c}$, которые в классической электродинамике отсутствуют. Отметим, что из соотношения (5.20) сразу следует и диаграмма направленности элементарного излучателя. Действительно, если поворачивать вектор скорости в плоскости xu , то зависимость v'_\perp от угла θ , отсчитываемого от оси y , выразится соотношением:

$$v'_\perp = v' \cos\theta.$$

Если подставить это соотношение в (5.20), то получим диаграмму направленности элементарного излучателя

$$E_y = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 cr} \frac{\partial v'_\perp}{\partial t} \cos\theta \quad (5.21)$$

При рассмотрении отражения электромагнитной волны от идеально проводящей поверхности в качестве граничного условия принимаем равенство нулю напряженности электрического поля на этой поверхности, не всегда задумываясь над тем, почему так поступаем. С точки зрения полученного закона индукции это граничное условие становится понятным. Падающее на поверхность электрическое поле ускоряет заряды на этой поверхности, и эти ускоренные заряды индуцируют встречные поля, которые равны по величине падающим электрическим полям. Таким образом, происходит переизлучение падающей энергии, при котором ускоренные на поверхности заряды выступают в качестве вторичного самостоятельного генератора. Именно с этим и связаны дифракционные явления, касающиеся взаимодействия электромагнитных волн с различными материальными объектами.

Одна из концепций нашей Вселенной заключается в том, что в ней количество положительных и отрицательных зарядов одинаково. Если эта концепция верна, то можно предположить, что во время большого взрыва электроны и ядра водорода образовывались попарно, синхронно, в одном и том же месте. Науке пока неизвестны процессы, при которых может образоваться одиночный нескомпенсированный заряд. Но если бы такой заряд смог образоваться, то его скалярный потенциал и радиальные электрические поля распространялись бы от возникающего заряда с конечной скоростью. И в этом случае имело бы место запаздывание скалярного потенциала и электрических радиальных полей, но эти поля убывали бы как $\frac{1}{r^2}$. В электродинамике, однако, мы всегда имеем дело с электрически скомпенсированными системами, в которых отклонения от электронейтральности носят локальный характер. Однако даже такие локальные отклонения (например рождение электрического диполя) дают основания для применения запаздывающего радиального потенциала.

Если имеется ограниченная по размерам линейная проводящая система, то движение в ней зарядов обязательно приводит к появлению дипольного момента. При этом

$$qv = \frac{\partial p}{\partial t},$$

где p — дипольный момент.

Причем, если скорость v одинакова на всех участках проводящей системы, то не скомпенсированные заряды разной полярности будут образовываться только на концах такой системы. Это явление равноценно рождению зарядов разных знаков на значительном удалении друг от друга. Каким может быть это удаление?

Если на линейную проводящую систему падает плоская волна, то напряженность электрического поля на всех участках системы бу-

дет одинаковым. Следовательно, и скорость ускоряемых этим полем зарядов на всех участках системы будет нарастать синхронно и будет одинаковой. В результате этого на концах проводящей системы начнут появляться нескомпенсированные заряды. Очевидно, что линейные размеры проводящей системы при этом могут быть любые, а значит, и расстояние между разнополярными рождающимися зарядами тоже может быть любым. Но если это так, и если линейные размеры данной дипольной системы значительно больше длины волны, то при расчете радиальных полей, создаваемых рождающимися на концах диполя зарядами, следует учитывать запаздывание. Указанные поля, хотя и могут влиять на электрические заряды, окружающие диполь, являются близкодействующими, т.к. убывают по отношению к каждому заряду, их генерирующему, как $\frac{1}{r}$, и всегда направлены радиально по отношению к этим зарядам. Указанные поля и создают поля электрического диполя, которые в динамическом режиме необходимо вычислять с учетом запаздывания. Эти поля не являются полями излучения и называются реактивными. Именно в них и заключена энергия электрического диполя. Если диполь зарядить и дать возможность зарядам свободно колебаться, то энергия, в процессе перезарядки диполя, в конце концов, будет излучена в свободное пространство, но скорость такого излучения зависит от соотношения между длиной волны и линейными размерами диполя. Таким образом, вокруг колеблющегося диполя имеет место суперпозиция электрических полей, которая состоит из полей индукции, убывающих как $\frac{1}{r}$, и квазистатических реактивных полей, убывающих как $\frac{1}{r^2}$, по отношению к каждому заряду, находящемуся на конце диполя. Причем и те, и другие поля являются запаздывающими.

Такая модель идеализированной системы, когда заряды возникают только на концах диполя, позволяет выяснить физическую природу такого процесса. В реальной ситуации (например, в элементах полуволнового вибратора) токовое распределение, а также распределение зарядов вдоль вибратора, не является однородным.

Если же у нас имеется излучатель, состоящий из кольцевого витка, размеры которого значительно меньше излучаемой длины волны, то такой виток дипольного потенциала не имеет, и в нем могут существовать только вынужденные колебания, создаваемые внешним источником. В этом случае расчет излучаемой мощности может производиться путем суммирования полей, создаваемых скалярно-векторным потенциалом, с учетом его запаздывания.

Как ранее показано, ускорение заряда приводит к появлению электрических полей, коллинеарных направлению его движения и эти поля зависят от ускорения заряда, в соответствии с соотношением (5.21).

Необходимо еще знать, какие поля будет генерировать ускоряющийся заряд на оси своего движения. Для описания этого случая следует воспользоваться волновым уравнением для скалярного потенциала:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

Если в начале координат расположен заряд e , двигающийся в направлении r , то запаздывающий потенциал на оси его движения будет иметь вид:

$$\varphi(r, t) = \frac{e \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi\epsilon r}, \quad (5.22)$$

которому соответствуют запаздывающие электрические поля

$$E(r, t) = \frac{e \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi\epsilon r^2}$$

Если заряд движется в направлении r с постоянной скоростью v , то соотношение (5.22) будет иметь вид:

$$\varphi(r_0, t) = \frac{e \left(t - \frac{r_0 - vt}{c} \right)}{4\pi\epsilon (r_0 - vt)}, \quad (5.23)$$

где r_0 — это начальное расстояние от заряда до точки наблюдения.

Если заряд движется с ускорением a , то соотношение (5.22) будет иметь вид:

$$\varphi(r_0, t) = \frac{e \left(t - \frac{r_0 - \frac{at^2}{2}}{c} \right)}{4\pi\epsilon \left(r_0 - \frac{at^2}{2} \right)} \quad (5.24)$$

Чтобы найти запаздывающие электрические поля следует продифференцировать соотношения (5.23) и (5.24) по r_0 .

Таким образом, соотношения (5.21), (5.23) и (5.24) решают все вопросы индукции, опираясь на свойства движущегося заряда без привлечения полей-посредников типа магнитного поля и векторного потенциала.

5.5. ФЕРРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТРАНСФОРМАТОР

В связи с тем, что закон магнитоэлектрической и электромагнитной индукции являются симметричными, то должны существовать и симметричные технические решения. Такие решения имеются. Например, при помощи вращения вектора магнитного поля можно создавать электродвигатели. Для этих же целей можно использовать и вращающееся электрическое поле, и двигатели, использующие этот принцип. Существуют трансформаторы на ферромагнитном сердечнике, в котором, при помощи магнитного потока, передают энергию из одной его обмотки в другую. Симметрия рассмотренных законов указывает на то, что должен существовать и трансформатор, у которого сердечник будет выполнен не из ферромагнетика, а из ферроэлектрика. Рассмотрим возможность создания такого трансформатора. Если на торообразный ферромагнитный сердечник намотать обмотку, то при пропускании через нее тока получится торообразный магнит, при этом весь магнитный поток будет сосредоточен внутри сердечника и силовых линий магнитного поля снаружи обмотки тора не будет. Однако саму обмотку будут окружать концентрические линии векторного потенциала. Указывая на то, что вокруг соленоидальной обмотки может существовать циркуляция векторного потенциала, казалось бы, опять противоречим самим себе. Ведь уже было показано, что таких линий на самом деле нет. Да, это так, и сам процесс индукции в данном случае связан не с существованием циркуляции векторного потенциала, а с тем, что магнитный поток специфическим образом заполняет ферромагнитный сердечник. Но именно в связи с этим обстоятельством и возникла в свое время иллюзия по поводу циркуляции векторного потенциала вокруг длинного соленоида, которая приводила к правильному ответу. Поэтому, для получения правильного технического ответа для соленоидальных систем, этой терминологией и методикой, хотя и с большой натяжкой, пользоваться можно. Но если бы мы рассматривали цилиндрическую систему, то таким приемом пользоваться было бы нельзя.

Теперь возьмем второй тор и расположим его на некотором расстоянии по отношению к первому, как показано на рис. 5.4. Тогда линии векторного потенциала первого тора будут пронизывать и второй тор, и потокосцепление будет уже не по магнитному полю, а по векторному потенциалу. Если подключить источник переменного тока к входу первого тора (вход А) и периодически изменять ток в его обмотке, то начнет изменяться и поток векторного потенциала, пронизывающий поперечное сечение второго тора.

Это, в свою очередь, приведет к возникновению переменного потока электрической индукции через поперечное сечение второго тора.

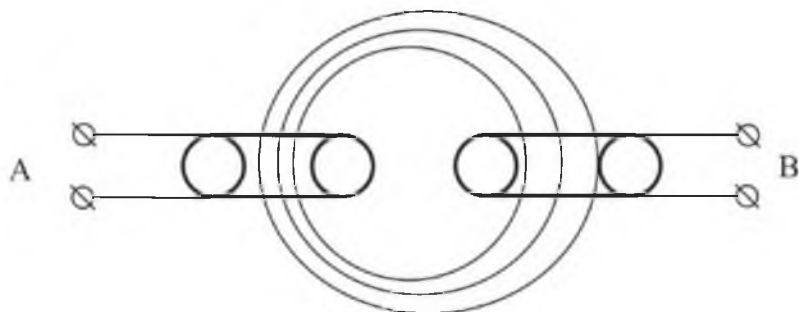


Рис. 5.4. Схема ферроэлектрического трансформатора

Изменение потока электрической индукции через поперечное сечение второго тора приведет к возникновению кольцевых магнитных полей, изменение которых приведет к изменениям магнитного потока в сердечнике второго тора. Таким образом, на выходе соленоида второго тора (зажимы **B**) возникнет напряжение. Следовательно, трансформатор, в котором потокосцепление осуществляется не за счет потока магнитной индукции, а за счет потока электрической индукции, причем возникновение потока электрической индукции обязано изменяющемуся во времени магнитному векторному потенциалу, генерируемому первым тором. Нетрудно догадаться, что, если через оба тора пропустить кольцеобразный ферроэлектрический сердечник с большим ϵ , то потокосцепление возрастет (рис. 5.5).

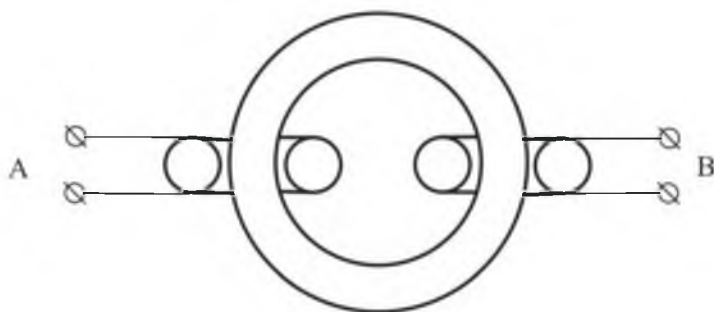


Рис. 5.5. Ферроэлектрический трансформатор

Через такой сердечник будут протекать токи смещения, которые и будут возбуждать магнитный поток в сердечнике второго тора. Такой сердечник будет играть такую же роль, как и магнитный сердечник в обычном трансформаторе, только он будет концентрировать в себе поток не магнитной, а электрической индукции.

5.6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Экспериментальные работы велись в трех направлениях.

Первое направление касалось изучения изменения потенциала образцов, выполненных из ниобий-титанового сплава, при их охлаждении от температуры кипения жидкого азота до температуры кипения жидкого гелия. При этом электрометр с большим внутренним сопротивлением подключался непосредственно к образцу, который был укреплен на изоляторах, имеющих высокое сопротивление относительно земли. При изменении температуры образца в пределах 77-4.2 К наблюдались однотипные зависимости потенциала образца от температуры, одна из которых представлена на рис. 5.6.

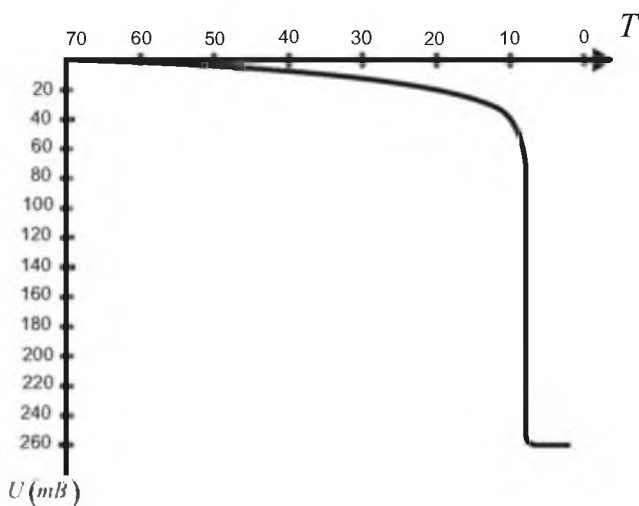


Рис. 5.6. Зависимость потенциала ниобий-титанового образца от температуры

Видно, что при уменьшении температуры отрицательный потенциал растет сначала достаточно медленно, но в области температуры перехода образца в сверхпроводящее состояние, наблюдается резкое падение потенциала.

Второе направление касалось экспериментального исследования возникновения заряда на медных образцах при их растяжении или сжатии. Для этого медная колба с толщиной стенок ~ 3 мм. и объемом около 5 литров помещалась в вакуумную камеру, из которой мог откачиваться воздух. Внутренняя полость колбы при проведении экспериментов находилась под атмосферным давлением. Откачивая или напуская в вакуумную камеру воздух, можно было механически нагружать

стенки колбы. Сама колба была отделена от вакуумной камеры тefлоновой втулкой и, таким образом, имела высокое сопротивление относительно земли. Между колбой и камерой подключался электрометр. Одна из типичных зависимостей представлена на рис. 5.7. Видно, что амплитуда эффекта составляет ~ 100 мВ, зависимость имеет большой гистерезис, причем растяжению стенок колбы соответствует увеличение отрицательного потенциала. Обход по петле гистерезиса осуществлялся по часовой стрелке.

Третье направление касалось изучения реакции сверхпроводящих образцов на введение в них тока. При рассмотрении вопросов силового взаимодействия токонесящих систем в тени остался один важный вопрос.

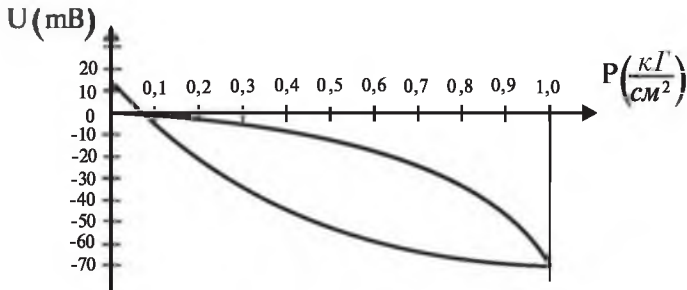


Рис. 5.7. Зависимость потенциала медной колбы от наружного давления

Если в соотношении (5.9) положить $g_2^+ = 0$ и $V_2 = 0$, т.е. рассмотреть случай взаимодействия, например, нижней токонесящей системы с неподвижным зарядом g_2^- , то для силы взаимодействия получим:

$$F_{\Sigma 2} = -\frac{1}{2} \frac{g_1 g_2 v_1^2}{2\pi \epsilon c r^2}.$$

Это означает, что при протекании тока через проводник, он перестает быть электронейтральным, а вокруг проводника образуется радиальное электрическое поле:

$$E_{\perp} = \frac{g_1 v_1^2}{4\pi \epsilon c r^2}, \quad (5.25)$$

что эквивалентно появлению на проводнике дополнительного отрицательного потенциала, что равноценно появлению удельного статического заряда

$$g = 2g_1 \frac{v_1^2}{c^2}. \quad (5.26)$$

Этот факт свидетельствует о том, что принятие концепции скалярно-векторного потенциала означает признание зависимости заряда от ско-

рости. Однако до настоящего времени, никто не получал экспериментального подтверждения справедливости соотношений (5.25) и (5.26).

В то время, когда Фарадеем и Максвеллом были сформулированы основные законы электродинамики, экспериментально подтвердить соотношение (5.25) было невозможно, т.к. плотности токов, достижимые в обычных проводниках, слишком малы для экспериментального обнаружения рассматриваемого эффекта. Таким образом, положение о независимости заряда от скорости и последующее введение магнитного поля, были сделаны на феноменологической основе.

Плотности токов, которые могут быть достигнуты в сверхпроводниках, позволяют экспериментально обнаружить электрические поля, определяемые соотношением (5.25). Экспериментальные данные, публикуемые в данной работе впервые и представленные ниже, свидетельствуют о том, что величина заряда зависит от скорости.

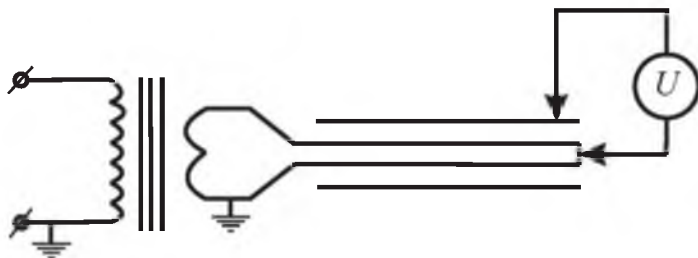


Рис. 5.8. Схема эксперимента по обнаружению зависимости величины скалярного потенциала от скорости носителей тока

Рассмотрим постановку эксперимента, который должен дать ответ на поставленные вопросы.

Схема эксперимента изображена на рис. 5.8. Если сложенную пополам сверхпроводящую проволоку (будем называть ее бифилярной) окружить проводящим цилиндром и ввести в нее ток индукционным способом, то, в случае зависимости заряда от скорости, электрометр, подключенный между цилиндром и проволокой, должен показать наличие отрицательной разности потенциалов. Бесконтактный индукционный ввод тока применяется с той целью, чтобы исключить наличие контактных разностей потенциалов при контактном вводе тока. Трудность проведения такого эксперимента заключается в том, что входная емкость электрометра (обычно несколько десятков пикофард) будет значительно больше, чем емкость между бифилярной петлей и цилиндром. Поскольку измеряется не э.д.с., а разность потенциалов, обусловленную статическими зарядами, то при подключении к такому устройству входной емкости электрометра заряд, наведенный на цилиндре, перераспределится между обеими емкостями. Если счи-

тать, что начальная разность потенциалов между петлей и цилиндром была U_1 , а емкость между ними составляла C_1 , то при подключении между петлей и цилиндром емкости электрометра C_2 разность потенциалов U_2 , которая появится на параллельно включенных емкостях, определится соотношением

$$U_2 = \frac{C_1 U_1}{C_1 + C_2} = k_1 U_1. \quad (5.27)$$

Очевидно, что, если $C_1 \ll C_2$, то и $U_2 \ll U_1$. В конечном итоге получается, что для того, чтобы получить максимальную разность потенциалов на самом электрометре, нам следует увеличивать емкость между петлей и цилиндром, увеличивая длину всей конструкции.

Рассчитаем параметры измерительной системы для обнаружения ожидаемого эффекта. Для этого сначала рассчитаем сам ожидаемый эффект.

Если имеется плоский слой зарядов с плотностью n и толщиной λ , то по обе стороны от такого слоя создается электрическое поле

$$E_{\perp} = \frac{1}{2} \frac{ne\lambda}{\epsilon_0}$$

Пока этот слой зарядов не движется, его электрическое поле полностью скомпенсировано положительными зарядами решетки. Но, когда слой начинает двигаться, создается дополнительное электрическое поле, равное:

$$\Delta E \cong \frac{1}{2} E_{\perp} \frac{v^2}{c^2} \quad (5.28)$$

Скорость движения зарядов связана с магнитным полем на поверхности сверхпроводника соотношением

$$H = nev\lambda.$$

Если, найденную из этого соотношения скорость v подставить в (5.28), то получим

$$\Delta E_{\perp} = \frac{1}{2} \frac{H^2}{\epsilon_0 ne\lambda c^2} = \frac{1}{2} \frac{\mu_0 H^2}{ne\lambda}.$$

Для вычисления максимально ожидаемой величины эффекта в качестве H следует взять значение критического поля для данного вида сверхпроводника. Вычислим максимальную величину такого эффекта для случая сверхпроводящего ниобия, задав значения: $H_c = 1,5 \cdot 10^5 \frac{\text{А}}{\text{м}}$, $\lambda \cong 10^{-7} \text{ м}$, $n \cong 3 \cdot 10^{28} \frac{1}{\text{м}^3}$. При таких значениях указанных параметров получаем $\Delta E_{\perp} \cong 3 \frac{\text{В}}{\text{м}}$.

Будем считать, что диаметр d бифилярной петли составляет удвоенное значение диаметра используемой сверхпроводящей проволоки, диаметр которой 0,25 мм. Если взять диаметр цилиндра D равный 10 мм, то разность потенциалов между бифилярной петлей и цилиндром составит:

$$U = \Delta E_{\perp} \frac{d}{2} \ln \frac{D}{d} \cong 3mB .$$

Погонная емкость рассмотренного коаксиала будет

$$C_0 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{D}{d}\right)} \cong 15 \frac{n\Phi}{M}$$

При проведении экспериментов в нашем распоряжении имелся вибрационный электрометр с входной емкостью ~ 60 пФ и чувствительностью ~ 1 мВ. Чтобы обеспечить хотя бы такую же емкость коаксиала (при этом разность потенциалов на емкости электрометра после его подключения к коаксиалу составит 1.5 мВ) нужно взять длину коаксиала 4 м. Конечно, по техническим причинам такой коаксиал трудно охладить до гелиевых температур, к тому же и сам эффект оказывается недостаточным для его надежного измерения. Поэтому величину эффекта нужно увеличить хотя бы в 100 раз. Это можно сделать увеличив количество центральных проводов коаксиала, доведя его до двухсот, для чего понадобится 400 метров проволоки. Конечно, при этом придется увеличить и диаметр цилиндрической части коаксиала. Можно опять произвести расчет, но использование экспериментального образца с таким коаксиалом все равно неприемлемо ввиду его громоздкости, хотя большим преимуществом такого решения является возможность точного расчета ожидаемого эффекта.

В данном случае нас даже не столько интересует сам точный расчет, сколько надежное обнаружение самого эффекта. Поэтому экспериментальный образец был создан по другой схеме. Для целей введения тока в сверхпроводящую безиндуктивную обмотку был использован охлаждаемый до гелиевых температур трансформатор с железным сердечником. Используя в качестве вторичной обмотки трансформатора сверхпроводящую обмотку, соединенную с безиндуктивным соленоидом, можно без наличия гальванических контактов вводить ток в соленоид. В трансформаторе использовался кольцеобразный сердечник из трансформаторной стали с поперечным сечением 9 см^2 . Первичная и вторичная обмотки трансформатора были намотаны ниобий-титановым проводом с медным покрытием и содержали 150 и 10 витков соответственно. Таким образом, трансформатор имеет коэффициент трансформации 15. Диаметр проволоки составлял 0,25 мм. Вторичная обмотка трансформатора соединена последовательно с безиндуктив-

ным соленоидом, который намотан бифилярно и содержит 2448 витков такого же провода. Общая длина намотки составляет 910 м. Концы соленоида и вторичной обмотки трансформатора сварены при помощи лазерной сварки. Соленоид намотан на тефлоновом каркасе. Внутренний и внешний диаметр обмотки соленоида 35 и 90 мм соответственно, ширина намотки 30 мм. К средней точке соленоида подключен коаксиал, выходящий наружу криостата, такой же коаксиал подключен и к экрану соленоида.

Конструкция безиндуктивного соленоида показана на рис. 5.9. Он намотан на тефлоновом каркасе 8, который вставлен в алюминиевый каркас 1. Снаружи на соленоид надет медный экран 7, который совместно с каркасом 1, является экраном соленоида. К каркасу 1, посредством болта 6 и тефлоновой проставки 2 крепится тефлоновый диск 3, на котором смонтирована скоба 4.

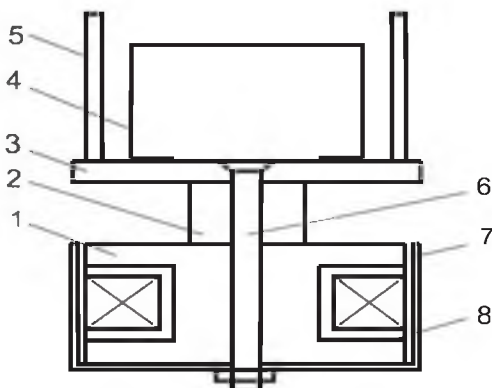


Рис. 5.9. Конструкция безиндуктивного сверхпроводящего соленоида: 1-алюминиевый каркас, 2-тефлоновая проставка, 3-тефлоновый диск, 4-скоба, 5-стойки, 6-болт, 7-медный экран, 8-тефлоновый каркас.

Витки вторичной обмотки трансформатора охватывают скобу 4, через которую, не касаясь ее, проходит магнитопровод трансформатора. Вся конструкция крепится к трансформатору посредством стоек 5. Трансформатор совместно с соленоидом размещается в баке гелиевого криостата.

Схема подключения трансформатора, а также коаксиалов к безиндуктивному соленоиду показана на рис. 5.10. Сопrotивление между заземленными элементами, экраном соленоида и самим соленоидом составляет не менее 10^{14} Ом. Элементы, используемые в конструкции, имели следующие емкости относительно земли: коаксиал 3 – 44 пФ, коаксиал 4 – 27 пФ, емкость экран – земля составляет – 34 пФ, емкость экран – соленоид составляет – 45 пФ.

В качестве электрометра использовался емкостной вибрационный электрометр с входной емкостью 60 пФ и входным сопротивлением 10^{14} Ом.

При такой конструкции сверхпроводящего соленоида и экрана его окружающего, нельзя произвести точный электродинамический расчет электростатических полей, возникающих вокруг соленоида, однако установить наличие самого эффекта такая конструкция позволяет.

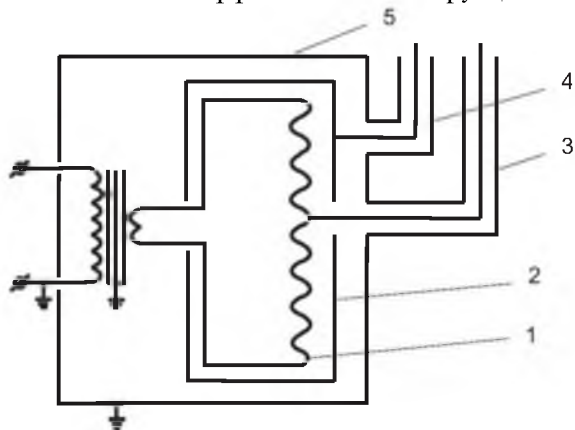


Рис. 5.10. Схема соединения безиндуктивного соленоида:

1-безиндуктивный соленоид, 2-экран соленоида, 3,4-коаксиалы, 5-общий экран, которым является гелиевый бак.

При измерениях электрометр подключался непосредственно к экрану, посредством коаксиала 4, а средняя точка сверхпроводящего соленоида посредством коаксиала 3, заземлялась. Ток в первичную обмотку трансформатора вводился от источника постоянного тока, показания электрометра при этом не зависели от направления тока. При величинах вводимого тока ~ 9 А происходил самопроизвольный сброс показаний электрометра. Это означает, что ток в обмотке соленоида достигал своего критического значения, и обмотка переходила в нормальное состояние. Железный сердечник при этом захватывал магнитный поток, и, при уменьшении вводимого в соленоид тока, кривая зависимости измеряемого потенциала от тока повторялась, и потенциал достигал своего максимального значения при нулевом значении тока. При этом зависимости потенциала от тока оказывались полностью обратимыми, что свидетельствовало о том, что при захвате потока железным сердечником не происходило его магнитное насыщение. Данные эксперимента приведены в таблице № 1, а полученная экспериментальная зависимость измеряемой разности потенциалов приведена на рис. 5.11.

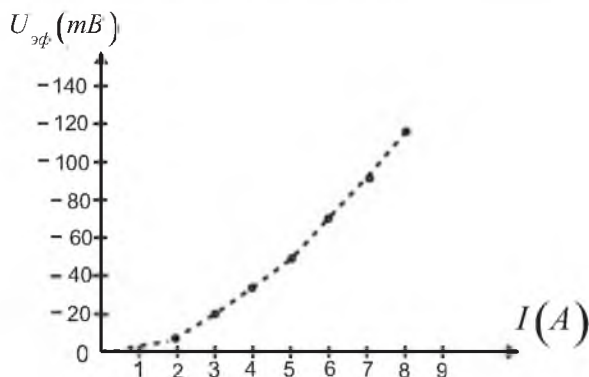


Рис. 5.11. Температурная зависимость приведенной разности потенциалов между экраном и безиндуктивным соленоидом

Таблица №1

$I(A)$	1	2	3	4	5	6	7	8
$I_1(A)$	15	30	45	60	75	90	105	120
$H\left(\frac{A}{m}\right) \cdot 10^4$	1.91	3.82	5.73	7.64	9.55	11.5	14.6	15.3
$-U_2(мВ)$	—	2	6	10	15	21	27	35
$-U_1(мВ)$	—	7	20	34	50	71	90	117
$\frac{U}{I_{эф}^2} \left(\frac{мВ}{А} \right)$	—	1.75	2.22	2.13	2.00	1.94	1.84	1.83

В первой графе таблицы приведены значения вводимого тока I . Во второй графе даны значения тока I_1 в обмотке соленоида, рассчитанные исходя из значения коэффициента трансформации равного 15. При этом предполагается, что во всем диапазоне вводимых токов намагниченность сердечника остается пропорциональной току. В третьей графе даны значения магнитных полей на поверхности сверхпроводящих проводов соленоида. В четвертой графе приведены показания электрометра. В пятой графе приведены эффективные значения разности потенциалов, которые имели бы место между соленоидом и экраном до подключения к экрану емкости коаксиала и емкости электрометра. В шестой графе дан коэффициент $k = \frac{U_{эф}}{I^2}$, указывающий на отклонение полученной зависимости от квадратичной. Коэффициен-

та k_1 составил величину 3.35, он вычислялся по формуле (5.27) исходя из того, что емкость между экраном и соленоидом $C_1 = 45$ пФ, а суммарная емкость C_2 , подключаемая к емкости C_1 и состоящая из емкости коаксиала и емкости электрометра, равна 111 пФ. Среднеквадратичное относительное отклонение коэффициента k от своего среднего значения равного 1.93 составляет 0.13, что дает относительную среднеквадратичную погрешность около 7 %. Таким образом, полученная зависимость между током и измеряемым значением потенциала очень близка к квадратичной. Из таблицы также видно, что при значениях тока в проводниках соленоида порядка 120 А, напряженность поля на их поверхности достигает своего критического значения, которое для используемого сверхпроводника составляет $1.5 \cdot 10^5$ А, с чем и связан сброс показаний электрометра при достижении этих токов.

Таким образом, экспериментальные результаты указывают на то, что величина скалярного потенциала, а, следовательно, и заряда зависит от скорости.

Приведем еще один всем хорошо известный пример, свидетельствующий о зависимости скалярного потенциала от скорости электронов. Покинуть металл может только тот электрон, энергия которого больше работы выхода. Если считать, что работа выхода составляет ~ 1 эВ, то при комнатных температурах, в соответствии с распределением Ферми-Дирака, в металлах таких электронов чрезвычайно мало. С ростом температуры количество этих электронов растет по экспоненциальному закону, и уже при температурах порядка нескольких тысяч градусов количество их становится достаточным для образования вокруг эммитирующей поверхности облака термоэлектронов. Это явление называется термоэлектронной эмиссией. Те электроны, которые образуют термоэлектронное облако, оказываются лишними в толще металла и покидают металл в связи с тем, что увеличился его отрицательный потенциал. Увеличение же отрицательного потенциала связано с увеличением скорости электронов внутри металла. Если раскаленную нить окружить цилиндрическим экраном, то на этом экране начнут собираться термоэлектроны и, в конце концов, между нитью и экраном возникнет равновесное электрическое поле. Это поле препятствует дальнейшему увеличению числа электронов на нем. Всем хорошо известно, что в электронной лампе, даже при отсутствии анодного напряжения, на первой от катода сетке (управляющей сетке) возникает отрицательная разность потенциалов. С ростом температуры катода рассмотренная разность потенциалов растет.

Теперь представим себе ситуацию, когда мгновенно нагрели нить до температуры 100 миллионов градусов (именно такую температуру имеет термоядерная плазма). В таком состоянии электронный газ уже не является вырожденным и подчиняется распределению Больцмана.

В связи с тем, что в состоянии равновесия скорость электронов в такой плазме значительно больше, чем скорость положительных ионов, их отрицательный потенциал тоже будет значительно выше положительного потенциала ионов. Это означает, что возникнет очень большой отрицательный потенциал нити, причем электрические поля, создаваемые этим потенциалом, будут, в соответствии с волновым уравнением для скалярного потенциала, распространяться в радиальном направлении со скоростью света. Одновременно с этим, отрицательный потенциал нити, который будет иметь громадные величины, заставит электроны интенсивно покидать нить. Электроны будут улетать за пределы плазмы нити до тех пор, пока электрохимический потенциал оставшихся электронов и электрохимический потенциал оставшихся ионов не уравниются. При столь высокой температуре, конечно, и положительные ионы начнут разлетаться в радиальном направлении, но они, имея меньшую скорость, будут отставать от электронов. Тот процесс, который мы рассмотрели, равноценен взрыву. Это и есть взрыв, специально рассмотренный в замедленном времени, чтобы в дальнейшем лучше понимать, какие электрические процессы сопутствуют ядерному взрыву.

5.7. ЭЛЕКТРОПОЛЕВАЯ ТЕРМОКИНЕТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

В литературных источниках, где обсуждается вопрос о возможной зависимости заряда от скорости, утверждается, что зависимость величины заряда от этого параметра привела бы при нагревании проводников, к большому увеличению их отрицательного потенциала. Именно это утверждение, неподкрепленное термодинамическими расчетами, постоянно приводится как аргумент того, что заряд не может зависеть от скорости. Если в какой-либо структуре сосуществует несколько термодинамических подсистем, то их химические потенциалы должны быть равны. В проводнике имеется две подсистемы: решетка и электронный газ. Электронный газ в проводниках при обычных температурах является вырожденным и подчиняется статистике Ферми-Дирака, его химический потенциал определяется из соотношения

$$\mu = W_F \left(1 - \frac{\pi^2 (kT)^2}{12W_F^2} \right), \quad (5.29)$$

где

$$W_F = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (5.30)$$

есть энергия Ферми, h – постоянная Планка, а n и m – плотность электронов и их масса.

Из соотношений (5.29) и (5.30) видно, что химический потенциал электронного газа при понижении температуры увеличивается, достигая своего максимального значения при нулевой температуре. Он также зависит от плотности электронов.

В общем виде химический потенциал для какой-либо подсистемы может быть найден из следующих выражений:

$$\mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N} \right)_{S,V} = \left(\frac{\partial F}{\partial N} \right)_{T,V} = \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)_{S,P} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial N} \right)_{T,P}$$

где N – число частиц, а термодинамические потенциалы U , F , W , Φ представляют внутреннюю энергию, свободную энергию, энтальпию и потенциал Гиббса соответственно.

Если найти химический потенциал решетки, пользуясь одним из этих выражений, то увидим, что с понижением температуры этот потенциал уменьшается. Таким образом, получается, что химический потенциал электронов при понижении температуры растет, а у решетки уменьшается. Но как тогда добиться, чтобы они были равны? Выход заключается в том, что химический потенциал электронного газа зависит от числа частиц, и, чтобы этот потенциал при уменьшении температуры тоже уменьшался, должно при понижении температуры уменьшаться количество электронов. Это означает, что для сохранения электронейтральности при охлаждении проводника – от него должен быть обеспечен отток электронов, а при нагревании – обеспечен их приток. Если этого не сделать, то при нагревании на образце будет появляться положительный потенциал, а при охлаждении – отрицательный. Т.е., совсем наоборот, по сравнению с предположениями, высказываемыми по этому поводу.

Для экспериментального подтверждения такого поведения проводников, следует подключить к исследуемому образцу электромметр и начать образец охлаждать. При этом электромметр должен зарегистрировать появление на образце отрицательного потенциала. Особенно сильная зависимость будет наблюдаться при низких температурах, когда теплоемкость электронного газа и решетки одного порядка. Что же должно произойти при переходе образца в сверхпроводящее состояние? Во время перехода часть электронов начнет переходить в сверхпроводящее состояние, и в районе энергии Ферми начнет образовываться энергетическая щель запрещенных состояний. Причем, для оставшихся нормальных электронов это тоже будет запретная зона, поэтому для них останутся разрешенными только места выше верхнего края щели. Это приведет к тому, что свободных мест для оставшихся электронов не будет хватать, поэтому, в случае отсутствия оттока электронов из образца, он приобретет отрицательный потенциал. В предыдущем разделе были продемонстрированы экспериментальные факты,

которые свидетельствуют о таком поведении образца при переходе его в сверхпроводящее состояние (рис. 5.6).

На химический потенциал решетки влияют различные параметры, в том числе напряжения и дислокации. И опять электроны проводимости являются свидетелями изменения таких параметров. Стремление к равенству химических потенциалов опять приведет к появлению избытка или недостатка их количества. Медь является легко деформируемым материалом, в котором уже при небольших нагрузках появляется остаточная деформация, а, следовательно, и дислокации. Эти процессы хорошо отображает график, приведенный на рис. 5.7. При нагружении образца, на нем появляется статический потенциал, причем зависимость имеет сильный гистерезис, что свидетельствует о наличии необратимых процессов, связанных с появлением дислокаций.

Рассмотренные температурные и кинетические эффекты могут лечь в основу нового направления исследований, которое можно назвать электрополевой термокинетической спектроскопией. Суть метода заключается в том, что свободные заряды, будь то электронный газ в металлах, или носители тока в полупроводниках или в плазме, являются участниками превращений, происходящих в этих системах. Но равенство химических потенциалов всех участников процесса всегда будет заставлять свободные заряды подстраиваться под это равенство путем изменения количества своих частиц. Поэтому, наблюдая за зависимостью потенциала исследуемых образцов от различных факторов, можно судить о тех превращениях, которые происходят в них. Это относится и к различным фазовым переходам. Например, в сверхпроводнике, наблюдая за показаниями электрометра, можно отчетливо видеть особенности этого перехода. Электростатический потенциал будет появляться и при механической деформации проводящих образцов, о чем мы уже сказали. Появление дислокаций в образцах также должно приводить к изменению их электростатического потенциала.

5.8. ЯДЕРНЫЕ ВЗРЫВЫ И ОПАСНЫЕ ПРОГНОЗЫ

9 июля 1962 г. по программе «*Starfish*» США взорвали в космосе над Тихим океаном водородную бомбу с тротиловым эквивалентом 1.4 Мт. Это событие поставило перед научной общественностью очень много вопросов. Перед этим, в 1957 г., Нобелевский лауреат доктор Ганс А. Бете (Hans A. Bethe), основываясь на теории дипольного излучения, предсказал, что при подобном взрыве будет наблюдаться электромагнитный импульс (ЭМИ) с вертикальной поляризацией, при этом напряженность поля на поверхности земли составит не более 100 В/м. Поэтому вся измерительная аппаратура, которая должна была регистрировать электромагнитное излучение, была настроена на регистрацию таких напряженностей полей. Но при взрыве бомбы произошло

неожиданное. Напряженность электрических полей, начиная от места, расположенного под эпицентром взрыва, и далее на протяжении более 1000 км, достигла нескольких десятков тысяч вольт на метр. (Карта местности и значения напряженностей полей приведены на рис. 5.12) Этот рисунок и все данные, которые будут приведены в этом разделе, касающиеся испытаний по программам «*Starfish*» и «*Программа К*», взяты с сайта <http://glasstone.blogspot.com/2006/03/emp-radiation-from-nuclear-space.html>.

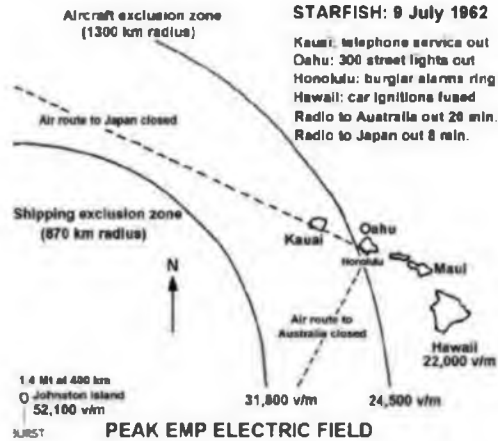


Рис. 5.12. Карта испытаний по программе «*Starfish*»

К сожалению, в материалах данной ссылки не содержится информация о поляризации этих полей. Но, судя по тому, что вся аппаратура была настроена на измерение электрических полей с вертикальной поляризацией, на карте приведены данные об измеренных значениях именно вертикальной составляющей электрического поля. 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 тротильным эквивалентом 300 кт. Карта местности с указанием значений напряженностей полей, полученных при этом взрыве, показана на рис. 5.13.

Сравнивая данные по напряженностям полей, приведенные на этих двух картах, можно видеть, что значения напряженностей полей на рис. 5.12 убывают при увеличении расстояния от эпицентра взрыва, в то время как на карте, изображенной на рис. 5.13, эти значения возрастают. Из этого можно сделать вывод, что на второй карте приведены данные по измерению горизонтальной составляющей напряженностей электрических полей.

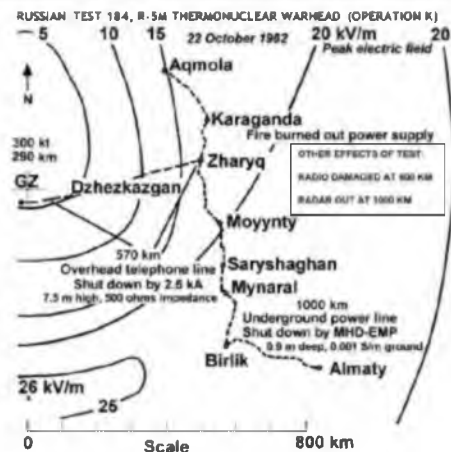


Рис. 5.13. Карта испытаний по программе «Программа К»

Имеется только одна запись формы электрического импульса, сделанная на расстоянии 1300 км от места взрыва (рис. 5.14), полученная при испытаниях по программе «Starfish». Из приведенного рисунка видно, что ЭМИ имеет не только очень большую амплитуду, но и очень малую длительность.

Поскольку прогноз доктора Ганса А. Безе 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.

В последующем, в 1975 г., была разработана модель (Louis W. Seiler, Jr. <http://glasstone.blogspot.com/2006/03/emp-radiation-from-nuclear-space.html>), 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 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.

Эти модели предполагают, 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 последней модели, получив-

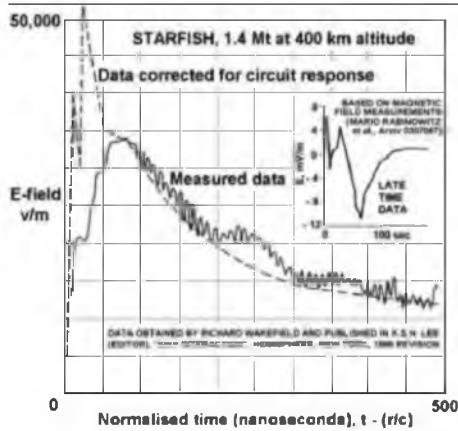


Рис. 5.14. Экспериментальная зависимость амплитуды ЭМИ от времени, полученная при испытаниях по программе «Starfish»

шей наибольшее признание, вытекает, 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 нельзя. Так, после взрыва по программе «Starfish», в течение нескольких десятков минут отсутствовала радиосвязь с Японией и Австралией, и даже на расстоянии в 3200 км от эпицентра взрыва были зафиксированы возмущения ионосферы, которые в несколько раз превышали те, которые бывают обусловлены самыми мощными вспышками на Солнце. Взрыв повлиял и на космические аппараты. Три спутника были сразу выведены из строя электромагнитным импульсом. 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. Воздействие радиационного пояса 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 на низких орбитах в момент взрыва.

При взрыве ядерного заряда по программе «Программа К» радиосвязь и радарные установки были также блокированы на расстоянии до 1000 км. В результате этих испытаний было установлено, что высотные

ЯВ сопровождаются излучением электромагнитного импульса (ЭМИ) в широком диапазоне радиоволн, значительно превышающего по амплитуде величину ЭМИ, излучаемого при приземных взрывах той же мощности. Было обнаружено, что регистрация ЭМИ высотного ЯВ возможна на больших (до 10 тысяч километров) расстояниях от эпицентра взрыва. http://atomas.ru/isp2/1_9.htm.

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 чем, нельзя будет получить такой короткий фронт 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.

Известно, что проблему ЭМИ, вместе со своими учениками пытался решить и Я. Б. Зельдович [12]. Однако в имеющихся источниках по этому вопросу нет информации о том, что им эта проблема была решена. Все это 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 последняя модель? Она заключается в том, что эта модель исключает возможность наличия полей ЭМИ в самом космосе. Известно, что после испытаний по программе «Starfish» у двух спутников, находящихся в то время в космосе неподалеку от зоны взрыва, вышли из строя солнечные батареи. Неизвестно, имеются ли в настоящее время точные данные по поводу причин этих отказов. Предположим, что выдвинутая теория неверна, и, опираясь на нее, как в прошлом на предсказания доктора Ганса А. Безе, будет произведен очередной взрыв ядерного заряда в космосе, который выведет большое количество спутников из строя.

Попытаемся, используя концепцию скалярно-векторного потенциала, объяснить полученные экспериментальные данные, а также покажем, что при взрыве ядерного заряда в космосе, там существуют поля ЭМИ, причем гораздо более значительной величины, чем на земной поверхности.

Рассчитаем возможные величины электрических полей ЭМИ, которые могут иметь место при взрыве ядерного заряда в космосе, исполь-

зую эту концепцию. В начальный момент термоядерного взрыва температура сгустка плазмы может достигать нескольких сот миллионов градусов. При таких температурах электронный газ уже не является вырожденным и подчиняется распределению Больцмана. Положим, что температура образовавшегося при взрыве плазменного сгустка в начальный момент составляет $\sim 10^8$ К, а общий вес бомбы, выполненной из металла со средней плотностью электронов $\sim 5 \times 10^{22}$ 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 $\sim 5 \times 10^{27}$. Наиболее вероятная скорость электронов при указанной температуре определяется из соотношения

$$v = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}},$$

где k_B – постоянная Больцмана, а m – масса электрона.

Теперь, пользуясь соотношением (5.4) для вычисления приращения скалярно-векторного потенциала и учитывая только члены разложения $\sim \frac{v}{c^2}$, получаем

$$\Delta\varphi \cong \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r mc^2}, \quad (5.31)$$

где e – заряд электрона, а r – расстояние от эпицентра взрыва до точки наблюдения.

Напряженность радиального электрического поля, соответствующая такому приращению потенциала, определяется соотношением:

$$E = \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r^2 mc^2} = \frac{\Delta q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (5.32)$$

где

$$\Delta q = \frac{Nek_B T}{mc^2} \quad (5.33)$$

– эквивалентный заряд взрыва.

Под этой величиной нужно понимать превышение заряда электронного газа по сравнению с его равновесным значением при нулевой температуре. Следует сказать, что при нагреве плазмы ионы тоже приобретают дополнительную скорость, однако, поскольку их масса значительно больше, чем масса электронов, приращением их зарядов можно пренебречь и считать их неподвижными.

В соответствии с формулой (5.32), напряженность радиального электрического поля под эпицентром взрыва при заданных выше параметрах составит $\sim 7 \times 10^5$ В/м, на расстоянии в 870 км от этого места она будет $\sim 1.5 \times 10^5$ В/м и на расстоянии 1300 км она составит $\sim 6.5 \times 10^4$ В/м.

Таим образом, расчетные значения электрических полей на поверхности земли превышают значения, полученные во время испытаний. Отношение расчетных значений к измеренным составляют: под эпицентром взрыва – 13.5, на расстоянии 870 км от этого места – 4.5, на расстоянии 1300 км – 2.4. Конечно, не известно ни точной начальной температуры плазменного сгустка, ни массы бомбы и ракетносителя, в котором ее подрывают, ни материалов, из которых изготовлены эти элементы. Корректируя эти данные, достаточно просто можно получить величины полей, приближающиеся к экспериментальным значениям. Больше беспокойство вызывает то, что имеется значительное несоответствие пространственных зависимостей экспериментальных и расчетных данных. Попытаемся объяснить причину таких расхождений.

Сначала рассмотрим случай, когда атмосфера отсутствует (рис. 5.15). Для упрощения задачи будем считать, что поверхностью Земли представляет идеально проводящая безграничная плоскость. Решение задачи распределения полей для заряда, находящегося над такой плоскостью, хорошо известно [1]. Горизонтальная составляющая электрического поля на поверхности такой плоскости равна нулю, а нормальная составляющая определяется соотношением

$$E_{\perp} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}},$$

где q – величина заряда, z – кратчайшее расстояние от заряда до плоскости, x – расстояние от точки наблюдения до точки пересечения вертикали, опущенной из точки, где находится заряд, на плоскость.

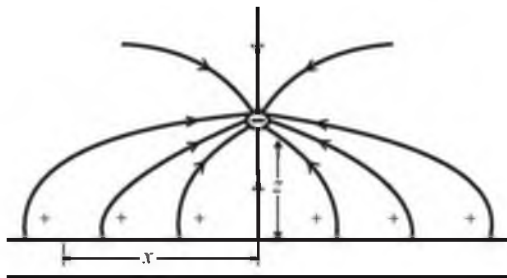


Рис. 5.15. Отрицательный заряд над безграничной проводящей плоскостью

Ниже проводящей плоскости электрические поля отсутствуют. Такая конфигурация полей связана с тем, что заряд, находящийся над проводящей плоскостью, индуцирует в ней такую поверхностную плотность зарядов, которая полностью компенсирует горизонтальную и верти-

кальную составляющую электрического поля заряда в проводящей плоскости. Зависимость величины поверхностного заряда от координаты x определяется в данном случае соотношением:

$$\sigma(x) = \epsilon_0 E_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (5.34)$$

Если проинтегрировать $\sigma(x)$ по координате x , то получаем 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 заряд q . Если периодически приближать и удалять заряд от плоскости, то в ней возникнут периодические горизонтальные токи, которые будут создавать компенсирующие поверхностные заряды. Такой же эффект будет иметь место, 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 заряды, соответствующие соотношению (5.34). Это означает, что величина токов, создающих компенсирующие заряды, будет тем больше, чем больше сам заряд и чем меньше время его возникновения. Если вычислить электрические поля по этой формуле, считая, что при $x=0$ значение напряженности вертикальной составляющей электрического поля на поверхности равно 5.2×10^4 В/м, то на расстоянии 870 км получим значение поля 4×10^3 В/м, а на расстоянии 1300 км — 1.3×10^3 В/м. Видим, что значения расчетных полей и полученных экспериментально опять сильно отличаются от вычисленных. Это связано с тем, что между земной поверхностью и рассматриваемым зарядом существует ионосфера, которая тоже является проводником тока, хотя и не очень совершенным. Рассмотрим этот случай (рис. 5.16).

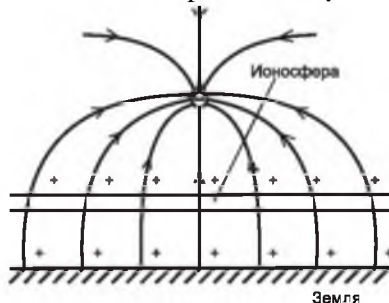


Рис. 5.16. Отрицательный заряд над поверхностью земли при наличии ионосферы

Когда заряд будет приближаться к ионосфере, то он будет собирать 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, то их количества не хватит для полной компенсации полей заряда, и его поля проникнут через ионосферу. При этом проникшие поля, в силу ее экранирующего действия, могут быть значительно меньше, чем поля над самой ионосферой. Всю эту картину можно описать только качественно, потому что не известно точно ни толщина ионосферы, ни степень её ионизации по высоте, более того, такие задачи решаются только численными методами.

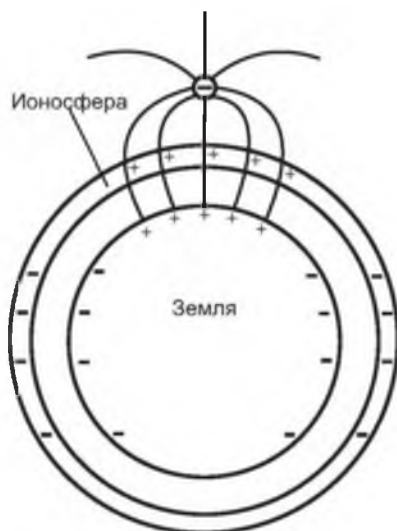


Рис. 5.17. Разделение зарядов в сферической ионосфере

Сферичность ионосферы тоже накладывает свои особенности на процесс индукции компенсирующих зарядов. Схематически этот процесс изображен на рис. 5.17.

Стремление заряда, приближаемого к ионосфере, собрать под собой компенсирующие заряды приведет к поляризации значительной части ионосферы. Компенсирующие положительные заряды будут находиться в ионосфере непосредственно в прямой видимости под зарядом и здесь их будет в избытке, в то время как за пределами прямой видимости в избытке будут отрицательные заряды. И вся система: «заряд – ионосфера – земля» получит дополнительный дипольный момент. Распределение наведенного заряда в ионосфере будет зависеть от высоты, на

которой находится заряд, а также от положения Солнца по отношению к заряду, т.к. от его положения зависит степень ионизации ионосферы.

При ядерном взрыве, синхронно с электрическими радиальными полями, двигающимися от плазменного сгустка со скоростью света, движется и фронт рентгеновского излучения. Это излучение будет ионизировать атмосферу, увеличивая ее проводимость, а это, в свою очередь, увеличит защитные функции атмосферы от проникновения в нее ЭМИ.

Кроме того, поскольку отрицательный потенциал плазменного сгустка в начальный момент взрыва очень большой, то из сгустка будет выброшено большое количество электронов, которые также через некоторое время попадут в ионосферу. Частичная нейтрализация электронов, попавших в ионосферу, произойдет, когда положительные ионы плазменного сгустка достигнут ионосферы. Но это будет касаться только тех ионов, радиальная составляющая скорости которых была направлена в сторону ионосферы. Те же электроны и ионы, радиальная составляющая которых была направлена в сторону от нее, покинут пределы земного тяготения и будут представлять подобие того солнечного ветра, который является следствием испарения солнечной короны или вспышек на солнечной поверхности.

Конечно, это только попытка схематически обрисовать те сложные процессы, которые сопутствуют ядерному взрыву, и предстоит еще большая работа, по воссозданию этих процессов для реальных условий. Очевидно, что сделать это можно только численными методами.

Рассмотренная модель говорит о том, что ядерный взрыв приведет не только к возникновению ЭМИ в зоне прямой видимости, но и к глобальному возмущению ионосферы. Известно, что взрывы по программе «*Starfish*» и по программе «*Программа К*» привели к наличию больших помех радиотехнических и радиолокационных систем. Конечно, электрические поля в космосе, генерируемые таким взрывом в соответствии с соотношением (5.32), имеют в космосе колоссальные величины, и представляют большую опасность для космических аппаратов. Величины максимальных значений напряженностей электрического поля, в зависимости от расстояния от эпицентра ядерного взрыва, для нашего конкретного случая, представлены в таблице № 2.

Таблица №2

г (км)	500	1000	1500	2000	2500	3000
Е (В/м)	$4 \cdot 10^5$	10^5	$4,5 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$

Теперь вернемся к горизонтальной составляющей электрических полей на земной поверхности, генерируемых при взрыве. Этот вопрос практически рассмотрен, и понятно, что эти поля представляют тангенциальную составляющую радиальных полей, идущих от точки взрыва.

Именно эти поля и вызывают компенсирующие токи, которые создают компенсирующие поверхностные заряды. Можно вычислить порядок суммарных токов, которые будут иметь радиальную направленность по отношению к месту, находящемуся под эпицентром взрыва. Для этого вычислим суммарный компенсирующий поверхностный заряд на поверхности земли, который должен образоваться при взрыве атомного заряда. Этот заряд равен заряду плазменного сгустка с обратным знаком:

$$q = 4\pi\epsilon_0 r^2 E.$$

Проведя вычисления по этой формуле, исходя из реально измеренных вертикальных напряженностей электрических полей под эпицентром взрыва (5.2×10^4 В/м), при расстоянии до взрыва 400 км, получаем заряд $\sim 10^6$ Кл. Значение же заряда, вычисленное по формуле (5.33) составит $\sim 1.2 \times 10^7$ Кл. Такое расхождение, может быть связано с экранирующим действием ионосферы. Из данных по топологии ЭМИ, приведенных на рис. 5.14, следует, что время нарастания импульса электрического поля составляет ~ 50 нс. Это означает, что суммарный ток, направленный к месту под эпицентром взрыва, должен составлять $\sim 10^{12}$ А. Конечно, эта цифра несколько завышена, потому что компенсирующие заряды притягиваются не к одной точке под эпицентром взрыва, а к достаточно обширной области под ним. Но, даже если эту величину уменьшить на несколько порядков, все равно величина компенсирующих токов будет очень большой. Теперь понятно, почему на острове Оаху, находящемся на расстоянии 1300 км от места взрыва, погасли 300 уличных фонарей, а близ Джекказгана в воздушной телефонной линии протяженностью 570 км возникли токи ~ 2.5 кА и сгорели все плавкие предохранители. Даже на силовой кабель протяженностью более 1000 км, соединяющий Алма-Ату и Акмолу, и имеющий бронированный экран из свинца, и оплетку из стальной ленты, и закопанный на глубину 0,8 м, возникли такие наводки, что сработали автоматы, отключив от кабеля электростанцию. Конечно, импульс тангенциальных токов, не менее значительный, чем на земной поверхности, будет иметь место и в ионосфере, что приведет к ее возмущению в глобальных масштабах.

Теперь весь процесс формирования ЭМИ при взрыве заряда в космосе, можно описать следующим образом. В момент взрыва, за время детонации ядерного заряда, которое длится несколько наносекунд, образуется плотный сгусток плазмы с температурой в несколько десятков, и даже сотен миллионов градусов. Этот сгусток генерирует мощное гамма-излучение, которое распространяется во все стороны от сгустка со скоростью света. Одновременно генерируется радиальное электрическое поле, которое также распространяется в радиальном направлении от сгустка со скоростью света. Радиальные электрические поля ЭМИ и гамма-излучение достигают ионосферы одновременно.

При своем дальнейшем движении в сторону поверхности земли, если мощности взрыва для этого достаточно, рентгеновское излучение начнет ионизировать и слои атмосферы, находящиеся ниже ионосферы. Процесс ионизации верхних слоев атмосферы и проникновения в них радиального электрического поля, также будут происходить одновременно. В ионизированных слоях, за счет наличия радиального электрического поля и проводимости атмосферы, возникнут радиальные токи, которые приведут к расслоению зарядов и к вертикальной поляризации проводящих слоев. Процессы поляризации атмосферы будут длиться столько времени, сколько будет существовать радиальное поле, а также проводимости ионизированного воздуха. Поскольку ионосфера не сможет обеспечить заряд, необходимый для полной компенсации радиального поля плазменного сгустка, эти поля, хотя и в ослабленном виде, будут продолжать распространяться в направлении земной поверхности. Достигнув земной поверхности, электрические поля создадут мощные радиальные токи. Процесс распространения рентгеновского излучения и радиальных полей через ионосферу, приведет к ее дополнительной ионизации и поляризации, а также к появлению импульса тангенциальных токов. Импульс тангенциальных токов в ионосфере будет распространяться на расстояния, значительно большие, чем зона видимости взрыва, что приведет к глобальным возмущениям ионосферы.

С некоторым запозданием по фазе, ионосферы достигнут и электроны, выброшенные из плазменного сгустка, что приведет к дополнительным ее возмущениям.

Сразу после взрыва, плазменный сгусток начинает интенсивно расширяться, и температура его будет понижаться, будет понижаться и его отрицательный потенциал, однако, к этому моменту, за счет предшествующего этапа поляризации, положительные и отрицательные заряды, особенно в верхних слоях атмосферы, уже будут иметь пространственное разделение. И если мощность взрыва такова, что ионизованными окажутся даже нижние слои атмосферы, то разделение зарядов, а, следовательно, и наведенное за счет разделения зарядов электрическое поле, будет иметь место во всей атмосфере.

К тому моменту, когда поток жесткого гамма-излучения и ионизация атмосферы прекратятся, часть атмосферы, ионизованной ниже, чем существующая граница ионосферы, перестанет быть проводником, а, следовательно, пространственно разделенные заряды окажутся запертыми в ней. Запертые в атмосфере электроны по-прежнему будут создавать какую-то статическую разность потенциалов, которая будет медленно релаксировать в меру наличия какой-то остаточной проводимости атмосферы. Следует отметить, что полярность этого поля будет обратна полярности первоначального ЭМИ. Это означает, что радиальное электрическое поле, наблюдаемое на поверхности земли, сначала

будет направлено от земли к эпицентру взрыва, но в какой-то момент времени оно изменят свою полярность на обратную. Именно такое поведение электрического поля показано на графике, изображенном в верхнем правом углу рис. 5.14.

Становится понятным и то, почему после космического ядерного взрыва еще длительное время наблюдается остаточное свечение атмосферы под местом взрыва. Это свечение обязано тем электронам, которые на первом этапе развития ЭМИ были перемещены из ионосферы в более плотные слои атмосферы, а затем, после прекращения ионизирующего действия гамма излучения, остались запертыми в малопроводящей атмосфере, продолжая ее ионизировать.

Теперь обратимся к рис. 5.14. Поскольку величина радиального поля, в соответствии с соотношением (5.32), пропорциональна произведению количества свободных электронов на температуру плазмы, то по этому графику можно судить о процессах детонации ядерного заряда и последующем охлаждении плазменного сгустка. Из рисунка видно, что наиболее активный процесс формирования ЭМИ длится всего ~ 100 нс. При этом даже рентгеновские лучи, распространяющиеся со скоростью света, успеют уйти от эпицентра взрыва всего на 30 м. На рисунке имеются две зависимости. Сплошной линией обозначена кривая, сфотографированная с экрана осциллографа, пунктирная линия представляет реальную форму импульса, полученную путем обработки сфотографированной кривой с учетом параметров входных цепей осциллографа. На начальном этапе реальной зависимости на протяжении порядка 50 нс, видны два последовательных пика. В соответствии с концепцией электрополевой термокинетической спектроскопии первый пик представляет взрыв атомной бомбы, поджигающей термоядерный заряд, второй пик представляет процесс горения термоядерного топлива. Далее идет быстрый спад, который характеризует процесс охлаждения самого сгустка, он происходит очень быстро. Естественно предположить, что это тот период, когда основные потери энергии связаны с лучистыми потерями, за счет жесткого рентгеновского излучения. На зависимости, изображенной на графике, расположенном в верхнем правом углу рис. 5.14, изображены процессы в промежутке времени, исчисляемом секундами после взрыва. Видно, что интенсивность этих процессов незначительна, однако характерной особенностью является то, что напряженность поля меняет свой знак, этой особенности также было дано объяснение ранее.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что в целом возникновение ЭМИ нужно рассматривать, как быстро протекающее рождение нового отрицательного однополярного заряда в момент детонации ядерного заряда, и последующее, более медленное его исчезновение при охлаждении плазмы.

Таким образом, наличие ЭМИ при ядерном взрыве является свойством самого взрыва, а не вторичным явлениям. Его свойства и характеристики могут быть объяснены в рамках концепции скалярно-векторного потенциала. Изучая же топологию ЭМИ и, пользуясь методом электрополевой термокинетической спектроскопии, можно изучать процессы детонации и горения ядерного топлива при ядерном взрыве, причем данный метод является дистанционным. Изучая топологию ЭМИ на земной поверхности, можно судить также о последующих процессах поляризации и деполяризации атмосферы и земной поверхности. Конечно, наиболее эффективной такая методика может быть осуществлена, если сам взрыв и аппаратура, регистрирующая ЭМИ, расположены вне атмосферы. Если же регистрирующая аппаратура расположена в атмосфере, а взрыв осуществляется в космосе, то атмосфера будет вносить дополнительные специфические процессы в формирование топологии ЭМИ. При взрыве в атмосфере, сам процесс взрыва и его развитие связаны с наличием атмосферы, и это будет также накладывать свои условия на формирование ЭМИ.

Теперь необходимо сделать одно замечание по поводу самого термина ЭМИ. Из этого названия следует исключить слово «магнитный», т.к. данный процесс представляет распространение только радиальных электрических полей, и при таком процессе магнитные поля отсутствуют. Другое дело, что электрические поля могут наводить в окружающих проводящих средах токи, и эти токи будут генерировать магнитные поля, но это уже вторичное явление.

Казалось бы, все очень хорошо сходится, однако, есть один существенный вопрос, который пока не рассмотрен, он касается баланса энергий при взрыве. Если считать, что одна тонна тротила эквивалентна 4.6×10^9 Дж, то при тротиловом эквиваленте бомбы в 1,4 Мт, при ее взрыве выделяется 6.44×10^{15} Дж. Если считать, как следует из рис. 5.14, что время детонации составило 50 нс, то мощность взрыва составляет $\sim 1.3 \times 10^{23}$ Вт. Для примера, мощность излучения Солнца составляет 3.9×10^{26} Вт. Рассмотрим вопрос, куда и каким образом может быть израсходована энергия, выделенная при таком взрыве за столь короткое время.

В соответствии с уравнением Стефана-Больцмана

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

мощность, излучаемая нагретой поверхностью, пропорциональна четвертой степени ее температуры. В данном соотношении $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 К^4}$ – постоянная Стефана-Больцмана, а s – площадь излучающей поверхности. Если взять начальную температуру плазменного сгустка $\sim 10^8$ К, то при начальном его диаметре 1 м (при этом

площадь его поверхности составляет $\sim 3 \text{ м}^2$) вся энергия взрыва будет излучена за время $\sim 0.4 \text{ нс}$. Если же взять начальную температуру $\sim 10^7$, то это время будет составлять уже $\sim 400 \text{ нс}$. Таким образом следует положить, что начальная температура плазменного сгустка находится где-то между взятыми значениями. Длина волны, на которой будет излучено максимальное количество энергии, определяется законом Вина

$$\lambda_{\text{макс}} = \frac{0,28975}{T} \frac{\text{см}}{\text{К}}$$

Если подставить сюда значение температуры $5 \times 10^7 \text{ К}$, то получим длину волны порядка 6 \AA , что соответствует жесткому рентгеновскому излучению. Таким образом, в период самого активного выделения энергии взрыва сам взрыв будет невидимым в видимой части спектра. По мере охлаждения сгустка, его температура начнет падать и $\lambda_{\text{макс}}$ начнет сдвигаться в видимую часть спектра. При этом будет наблюдаться интересное явление, когда температура сгустка будет падать, а видимая яркость будет расти.

Но рассмотренный механизм потерь не является единственным. Поскольку с температурой сгустка однозначно связаны и его электрические поля, то сразу после детонации они будут максимальны, а затем, с падением температуры сгустка начнут уменьшаться пропорционально температуре. Однако энергия, необходимая для их создания, будет падать не так быстро, как энергия, необходимая для создания рентгеновского излучения. Кроме этих потерь будут еще потери на термоэмиссию электронов из плазменного сгустка.

Скорость электронов, которые будут покидать сгусток, значительно меньше, чем скорость электрических полей, т.к. она соответствует температуре сгустка, поэтому фронт этих электронов будет существенно запаздывать относительно фронтов рентгеновского излучения и радиального электрического поля. И только после того, как термоэлектроны покинут сгусток, основной запас энергии ядерного взрыва будет исчерпан, и останутся только ионы с каким-то количеством компенсирующих электронов, которые будут разлетаться в радиальном направлении от места взрыва. Этот оставшийся реликт ядерного взрыва будет представлять из себя шаровую молнию.

Возникает еще один немаловажный вопрос о том, какое количество электронов покинет плазменный сгусток. Для того, чтобы ответить на него, рассмотрим условие электронейтральности плазмы. В тот момент, когда происходит превращение твердого металла в плазму, происходит не только переход вещества из одного агрегатного состояния в другое, но и меняется статистика описания электронного газа. В твердом состоянии — это статистика Ферми-Дирака, а в состоянии плазмы — это статистика Больцмана. Когда электронный газ находился

в твердом проводнике, то в состоянии электронейтральности на каждый ион приходилось по одному свободному электрону. Определим, с точки зрения концепции скалярно-векторного потенциала, какое соотношение должно соблюдаться между электронами и ионами в плазме, чтобы она тоже оставалась электронейтральной. До того, как твердое вещество превратилось в плазму, плотность электронов и ионов была одинаковой и, следовательно, абсолютные величины их зарядов были равны, т.е.

$$eN_e = eN_{np}.$$

После превращения вещества в плазму, общий эквивалентный заряд электронов увеличился, на величину, определяемую соотношением (5.29), а у ионов остался практически прежним. Теперь уже, для соблюдения электронейтральности, должно соблюдаться соотношение:

$$N_{e(na)} \left(1 + \frac{k_B T}{m_e c^2} \right) = N_{np}.$$

где $N_{e(na)}$ – равновесное количество электронов в плазме.

Это равновесное количество меньше, чем до перехода вещества в состояние плазмы. Разница составляет

$$\Delta N = N_{np} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{k_B T}{m_e c^2}} \right). \quad (5.35)$$

Например, при температуре $\sim 10^8$ величина, стоящая в скобках, составляет примерно 0.13. Это означает, что при указанной температуре, для сохранения электронейтральности плазмы, 13 % от общего первоначального количества электронов, должны будут ее покинуть. Будем называть этот эффект «эффектом временно лишних электронов». Слово «временно» используется в том смысле, что временными они являются до тех пор, пока плазма является горячей. В этой связи понятным становится то, откуда, например, на поверхности Солнца возникают мощные магнитные поля, особенно в тех случаях, когда на нем появляются пятна. Эти поля индуцируются теми токами, которые перетекают между областями плазмы, имеющими различную температуру. Обсуждение других результатов, касающихся затронутых вопросов, будет проведено ниже. А сейчас подведем предварительные итоги.

Достаточно подробно рассмотрено поведение статического заряда над проводящей плоскостью, но в действительности имеется не статический заряд, а заряд, который живет всего несколько сот наносекунд. Поэтому и процессы кратковременного рождения и исчезновения заряда отличаются от тех, которые рассмотрены. Проведенный анализ

был направлен на то, чтобы лучше понять кинематику самого процесса. Для описания реального случая следует воспользоваться волновым уравнением для скалярного потенциала:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}. \quad (5.36)$$

Если в начале координат расположен заряд $Q(t)$, зависящий от времени, то решением волнового уравнения является запаздывающий кулоновский потенциал

$$\varphi(r, t) = \frac{Q(t) \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi\epsilon r}, \quad (5.37)$$

которому соответствуют запаздывающие электрические поля:

$$E(r, t) = \frac{Q(t) \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi\epsilon r^2}. \quad (5.38)$$

В соответствии с соотношениями (5.36)–(5.38) короткоживущий заряд порождает столь же кратковременный импульс продольных электрических полей, которые в пространстве распространяются со скоростью света и образуют сферический слой, толщина которого равна времени существования заряда, умноженному на скорость света. Если для нашего случая принять, что время жизни заряда составляет полуширину импульса ЭМИ (где-то около 150 нс), то толщина этого слоя составит около 45 м. Общим для статического заряда и такого распространяющегося слоя электрического поля является то, что соотношение между нормальными и тангенциальными компонентами электрических полей у них будет одинаковым. Поэтому сферический слой, достигнув сначала ионосферы, а затем земли, наведет там такие же радиальные токи, как если бы статический заряд появился и, просуществовав 150 нс, исчез.

Эффект лишних электронов приводит еще к одному явлению, которое пока не было рассмотрено. Как было отмечено, при взрыве заряда в космосе, значительная его энергия расходуется на создание потока жесткого рентгеновского излучения, фронт которого, после взрыва распространяется в радиальных, по отношению к заряду, направлениях. Попадая в атмосферу, этот фронт ее ионизирует и разогревает. Но, если происходит ионизация и разогрев, то сразу же возникают лишние электроны, и в области ионизации появляется отрицательный статический заряд, по обе стороны которого возникают статические электрические поля, которые начинают распространяться, как в направлении земли,

так и в сторону космического пространства. В направлении земли эти поля складываются с полями, создаваемыми зарядом взрыва, усиливая их. По отношению же к космическому пространству, происходит, своего рода, отражение от ионосферы фронта рентгеновского излучения в виде стимулированного этим излучением радиального электрического поля. И это еще один фактор, порождающий ЭМИ в космическом пространстве, но это уже вторичный эффект. Однако, поскольку, энергия рентгеновского излучения ядерного взрыва очень велика, то и этот вторичный эффект может быть значительным. Все дело в том, что самой ионизации еще недостаточно для образования ЭМИ, кроме этого нужен и разогрев самой плазмы. Поэтому следует полагать, что фронт рентгеновского излучения не только ионизирует плазму, но еще ее и разогревает. Кроме этого, разогреву образовавшейся плазмы способствуют и те радиальные электрические поля, которые распространяются синфазно с фронтом рентгеновских лучей, поскольку они создают радиальные токи.

Следуя этой концепции, можно предположить, что при вспышках на Солнце, когда выделяется значительное количество дополнительного рентгеновского излучения, облучающего ионосферу, в ней тоже будут появляться дополнительные лишние заряды, и будет происходить ее дополнительный разогрев. Это означает, что уже примерно через восемь минут после вспышки (время, необходимое, чтобы рентгеновские лучи достигли Земли), начнутся возмущения ионосферы и, в частности, на поверхности Земли появятся дополнительные вертикальные составляющие электрического поля.

Анализируя топологию импульса ЭМИ, можно судить о температуре плазмы и о процессах взаимодействия ЭМИ с атмосферой. Данный метод диагностики может быть использован и для диагностики других видов плазмы. Для самой плазмы нет никакой разницы в том, каким видом энергии ее разогревают, важно только количество свободных электронов, т.е. степень ионизации, и конечная температура плазмы. Перспективным методом ее разогрева, для осуществления термоядерного синтеза, считается лазерный разогрев. При этом исследуемые образцы подвергаются воздействию мощного лазерного импульса. Образец за короткое время превращается в высокотемпературную плазму. Т.е. имеется некое подобие поведения плазмы при ядерном взрыве. Поэтому вполне очевидным является то, что применение, в данном случае, метода электрополевой термокинетической спектроскопии, даст возможность дистанционно диагностировать временной процесс разогрева и последующего охлаждения такой плазмы. Для этих целей достаточно окружить исследуемый образец двумя сферическими проводящими экранами и подключить между ними высокоскоростной осциллографу с высоким входным сопротивлением. Внешний экран при

этом следует заземлить. В момент разогрева плазмы лазерным лучом возникнет ЭМИ. Причём, разность потенциалов между экранами возникнет гораздо раньше, чем материальные частицы плазмы достигнут стенок первого экрана. Изучая затем топологию записанного импульса, можно судить о временных энергетических процессах разогрева плазмы. Нетрудно рассчитать ожидаемую разность потенциалов между экранами, в зависимости от температуры и количества свободных носителей зарядов в разогреваемой плазме. Воспользовавшись соотношением (5.28), получаем:

$$E(r, t) = \frac{Q(t) \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi\epsilon r^2}$$

где r_1 и r_2 – радиусы наружного и внутреннего экранов соответственно, а N – количество свободных электронов в разогреваемой плазме.

Факт наличия лишних электронов следует, по-видимому, учитывать и при осуществлении управляемого термоядерного синтеза, поскольку это явление должно влиять и на устойчивость плазмы при её разогреве.

5.9. КАНАТНЫЕ ТРЮКИ

Следует отметить, что, несмотря на то, что ядерные взрывы изучаются уже довольно давно, однако, до сих пор не все детали развития этого процесса получили свое объяснение. К таким процессам относятся, так называемые, канатные трюки (rope trick), которые исследовал Джон Малик (John Malik). http://en.wikipedia.org/wiki/Rope_trick_effect.

На рис. 5.18 и рис. 5.19 представлены фотографии канатных трюков. Эти фотографии снял американский фотограф Гарольд Эдгертон (Harold Edgerton) автоматической камерой, находящейся на расстоянии 11.2 км от эпицентра взрыва с фокальным расстоянием в 3 метра и периодичностью съемки 100 мс.

На рис. 5.18 представлена начальная фаза развития облака взрыва заряда, расположенного на металлической башне с растяжками из металлических тросов.

Уже на начальной фазе взрыва видно, что в верхней части башни, на границе с облаком взрыва, имеется три шиповидных образования. Такие же шипы особенно хорошо видны на рис. 5.19 (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 растягивающим тросам.

На фотографиях видно, что диаметр шипа растет с увеличением объема облака взрыва. Особенно хорошо это видно на рис. 5.19 (б), когда облако взрыва уже коснулось земли. Шип, расположенный в нижней



Рис. 5.18. Начальная фаза развития облака взрыва.

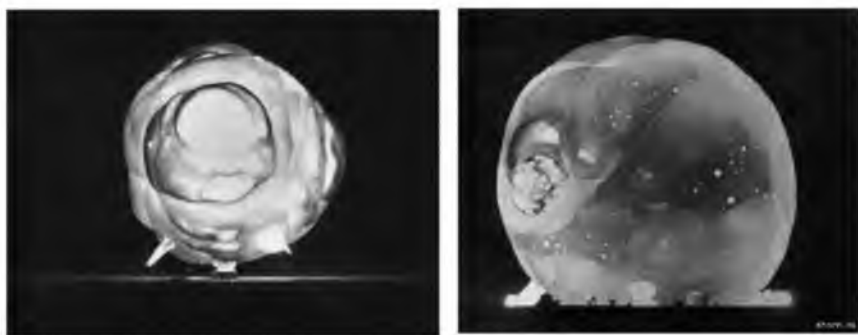


Рис. 5.19. Последующие фазы развития облака взрыва.
Периодичность съемки 100 мс.

левой части облака взрыва, уходящий в землю, имеет уже значительно больший диаметр, чем на верхней фотографии.

Джон Малик пытался объяснить это явление тем, что мощное гамма-излучение облака взрыва плавит тросы, превращая их в плазму. Он даже пытался наносить отражающие покрытия на тросы, что уменьшало, а в некоторых случаях – даже ликвидировало данное 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 рис. 5.19. Более того, эта фотография окончательно снимает версию о том, что тросы разогреваются 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 облака взрыва показан на рис. 5.20.



Рис. 5.20. Вид облака взрыва через 1 мс после детонации ядерного заряда, время экспозиции 1 мкс.

На фотографии отчетливо видно, что температура шипов гораздо выше, чем температура облака взрыва. Их большое количество связано, по-видимому, с существованием дополнительных растяжек на башне, где осуществлялся взрыв, а три толстых шипа в нижней части облака взрыва представляют те шипы, которые распространяются по самой башне.

На фотографиях видно, что все видимые шипы непосредственно касаются облака взрыва. Поэтому можно предположить, что разогрев тросов связан с появлением эквивалентного заряда взрыва, который, как по громоотводу, уходит через тросы в землю, разогревая их. Поскольку часть троса, наиболее близкая к плазменному сгустку, является наиболее горячей, то и удельное сопротивление у этой его части больше, чем у остальных частей. Поэтому, при протекании через трос тока, именно на этот участок будет приходиться основное падение напряжения, а, следовательно, и плавиться он будет начинать с этого места. Более того, те участки троса и самой башни, которые превращаются в плазму, тоже добавляют какое-то количество лишних электронов, которые должны быть куда-то выброшены. Поэтому явление «канатные трюки» связано с возникновением эквивалентного заряда взрыва, который через тросы и башню уходит в землю.

Появление индуцированного эквивалентного заряда взрыва, а он, как показано выше, имеет очень большую величину, будет плавить не только тросы растяжек и башню. На земной поверхности и в радиально направленных, по отношению к взрыву, проводящих элементах, расположенных над земной поверхностью и закопанных в землю, будут наводиться очень большие токи, что представляет определенную опасность при наземном ядерном взрыве.

В подтверждение того, что, при переходе из твердого состояния в состояние плазмы, образуются лишние электроны, приведем еще одно явление, которое связано с взрывом водородных бомб и которое объяснения пока не получило. Во время образования облака взрыва из него в сторону земли бьют молнии. Приведем описание этого явления, имеющееся на сайте http://www.fio.vrn.ru/2005/19/!Physics/2/Page5_7.htm.

Там сказано, что молния была сфотографирована при взрыве водородной бомбы мощностью в 10 Мт, который был произведен в 1952 году на атолле Эниветок и разряды этой молнии ветвились вверх от поверхности моря. Когда расширяющийся огненный шар достиг того места, где перед этим были видны разряды, на его фоне вновь показались извилистые каналы. Заряд, породивший молнии, судя по всему, образовался очень быстро, но почему он образовался, остаётся неясным до сих пор.

Действительно, это явление до сих пор не получило своего объяснения, но, с точки зрения процессов, рассмотренных выше этот феномен имеет простое объяснение. При расширении облака взрыва происходит ионизация и разогрев больших объемов воздуха, при котором молекулы переходят из нейтрального состояния в состояние плазмы, что и приводит к образованию лишних электронов. В тех случаях, когда у облака взрыва нет прямого электрического контакта с землей, избыток зарядов приводит к образованию молний.

5.10. ГРАВИТАЦИОННЫЙ ДЕФЕКТ МАСС

Рассмотрим еще одно явление, которое имеет прямое отношение к случаю высвобождения больших величин энергии. Возьмем случай, когда пробное тело с массой m падает на очень массивное тело с массой M , радиус которого равен R (в дальнейшем тело m и тело M). Предположим, что в начальный момент времени расстояние между телами очень велико и что выполняется соотношение $M \gg m$. Будем считать, что плотность массивного тела ρ . Скорость падения тела m на поверхность тела M при этом может быть найдена из соотношения:

$$v = \sqrt{\frac{2\gamma M}{R}}, \quad (5.39)$$

где γ – гравитационная постоянная.

Если перейти к плотности вещества массивного тела, то соотношение (5.39) можно переписать следующим образом:

$$v = 2R\sqrt{\frac{2\pi\gamma\rho}{R}}. \quad (5.40)$$

Очевидно, что кинетическую энергию, которой обладает падающее тело, оно получила от гравитационного поля тела M . Эта кинетическая энергия, падающего тела, при его падении на поверхность массивного тела превратится в тепловую энергию и будет излучена в окружающее пространство в виде электромагнитных волн.

Из сказанного можно заключить, что конечная суммарная масса двух тел не будет равна сумме масс тел до начала падения:

$$M_{\Sigma} \neq M + m,$$

т.е. существует гравитационный дефект масс. Соотношение между M_{Σ} и $M + m$ можно найти, зная ту кинетическую энергию, которой обладало тело m при падении на тело M . Эту энергию можно вычислить из соотношения:

$$E_k = m_0 c^2 \left(\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right)$$

При записи этого выражения учтено то обстоятельство, что при падении тела в гравитационном поле, ускорение этого тела не зависит от его массы. Поэтому соотношения (5.39) и (5.40) верны даже для релятивистских скоростей. Теперь нетрудно вычислить гравитационный дефект масс.

$$\Delta m = \frac{E_k}{c^2} = m_0 \left(\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right). \quad (5.41)$$

При падении на земную поверхность этот эффект составляет $\sim m \times 10^{-9}$.

Из соотношения (5.41) видно, что прибавка Δm может быть как меньше, так и больше, чем m . Если $\Delta m < m$, то при падении тела суммарная масса увеличивается. Если же $\Delta m = m$, то рост суммарной массы прекращается, и вся масса падающего тела превращается в тепловое излучение. При этом массивное тело превращается в идеальную наковальню, превращающую всю массу падающего тела в энергию электромагнитного излучения.

Как легко видеть из соотношения (5.41), скорость падения (назовем эту скорость «критической») тела m на поверхность тела M определится соотношением:

$$v_{кр} = \frac{c\sqrt{3}}{2} \quad (5.42)$$

т.е. меньше скорости света.

Если известна плотность массивного тела, то, используя соотношения (5.40) и (5.42), нетрудно найти критический радиус этого тела:

$$R_{кр} = \frac{3c}{4\sqrt{2\pi\gamma\rho}}$$

Под этим понятием будем понимать то значение радиуса, при достижении которого дальнейший рост массы тела M становится невозможным.

Может ли иметь место рассмотренная ситуация для космических объектов, например, для нейтронных звезд?

Известно, что нейтронные звезды (пульсары), имеют очень высокую плотность. Так пульсар с массой $\sim 2 \times 10^{30}$ кг (масса Солнца) имел бы радиус всего около 10 км. [16]. Его плотность при этом составила бы $\sim 5 \times 10^{17}$ кг/м³. При такой плотности критический радиус составлял бы около 15 км, а масса составила бы $\sim 3,4$ масс Солнца. Это означает, что при достижении таких размеров и такой массы нейтронная звезда больше не может увеличивать ни своих размеров, ни свою массу, т.к. любые падающие на неё объекты будут полностью превращаться в энергию.

По предварительным подсчетам в нашей галактике насчитывается около 300 тысяч нейтронных звезд [16]. Что случится, если нейтронная звезда столкнется с такой же нейтронной звездой как она сама? Очевидно, что произойдет полная аннигиляция нейтронного вещества и превращение его в энергию. Беря нейтронную звезду с критическим радиусом 15 км. и массой $\sim 3,4$ масс Солнца, получаем величину энер-

гии 5×10^{47} Дж. Это значение энергии очень близко к той энергии, которая характеризует взрыв в ядре галактики NGC 3034 [16]. Во время этого взрыва из ядра галактики было выброшено громадное количество материи по своей массе равное 59×10^6 масс Солнца. Это явления не находит пока своего объяснения, т. к. не известны те источники энергии, которые могут привести к столь грандиозному взрыву. Рассмотренный процесс столкновения нейтронных звезд и может являться именно таким источником.

По своей сути такой взрыв — это взрыв ядерного заряда очень большой мощности. Выделение столь значительных количеств энергии будет сопровождаться разогревом и превращением в плазму больших количеств окружающей материи. Это в свою очередь приведет к возникновению таких же электрических полей, как и при взрыве ядерной бомбы, только гораздо более значительных. Наличие таких полей в окружающем пространстве должны приводить к возникновению специфических поляризационных эффектов. К ним можно отнести поляризацию в электрических полях атомов и молекул и возникновение электрических диполей, что будет приводить к поляризации электромагнитных волн распространяющихся в плазме.

ГЛАВА 6

ДИСПЕРСИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Теперь необходимо остановиться на некоторых ошибках физического характера, которые имеют место в фундаментальных трудах по электродинамике сплошных сред. Эти ошибки рассмотрим на примере работы [3]. Общепринятой точкой зрения является то, что диэлектрическая и магнитная проницаемости материальных сред имеют дисперсию. В первой же главе уже говорилось, что ни диэлектрическая, ни магнитная проницаемость от частоты не зависят, и что существующая точка зрения ошибочна.

Прежде, чем перейти к объяснению данного утверждения, приведем простой пример из теории электрических цепей с сосредоточенными параметрами. Как мы увидим, этот простой пример будет иметь непосредственное отношение к затронутому вопросу и поможет легко понять физическую картину электродинамических процессов в материальных средах, а также сущность допущенных ошибок.

6.1. ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО КОНТУРА

Для параллельного резонансного контура, состоящего из емкости C и индуктивности L , связь между напряжением U , приложенным к контуру, и суммарным током I_{Σ} , протекающим через такую цепь, запишется:

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

где $I_C = C \frac{dU}{dt}$ – ток, текущий через емкость,

$I_L = \frac{1}{L} \int U dt$ – ток, текущий через индуктивность.

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

$$I_{\Sigma} = \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right) U_0 \cos \omega t. \quad (6.1)$$

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 проводимостей

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

Соотношение (6.1) 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.

С математической (подчеркиваем, с математической, но не с физической) точки зрения, можно считать, что рассматриваемая цепь вообще не имеет индуктивности, а состоит только из частотозависимой емкости:

$$C^*(\omega) = C \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right). \quad (6.2)$$

Верна и другая точка зрения. Соотношение (6.1) 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 емкости, а состоит только из частотозависимой индуктивности:

$$L^*(\omega) = \frac{L}{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 \right)}. \quad (6.3)$$

Используя соотношения (6.2) и (6.3), запишем:

$$I_{\Sigma} = \omega C^*(\omega) U \cos \omega t, \quad (6.4)$$

или

$$I_{\Sigma} = - \frac{1}{\omega L^*(\omega)} U_0 \cos \omega t. \quad (6.5)$$

Соотношения (6.4) и (6.5) совершенно эквивалентны, и, по отдельности, математически полностью характеризуют рассмотренную цепь. Но с физической точки зрения ни $C^*(\omega)$, ни $L^*(\omega)$ емкостью 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 суммарную реактивную проводимость данной цепи, деленную на частоту,

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

и $L^*(\omega)$ представляет обратную величину произведения суммарной реактивной проводимости на частоту. Величина $C^*(\omega)$ математически сконструирована таким образом, что в нее одновременно входит и C , и L . То же относится и к $L^*(\omega)$.

Не рассматривая другие примеры, например, последовательный контур, или более сложные цепи, заметим лишь, что, пользуясь рассмотренным методом любую цепь, состоящую из реактивных элементов C и L , можно представить как частотозависимую индуктивность или емкость. Однако это будет лишь способ математического описания реально существующих цепей с постоянными величинами реактивных элементов.

Хорошо известно, что энергия, запасаемая в емкости и индуктивности, определяется из соотношений:

$$W_C = \frac{1}{2}CU^2, \quad (6.6)$$

$$W_L = \frac{1}{2}LI^2. \quad (6.7)$$

Но каким образом следует поступать, если в нашем распоряжении имеются $C^*(\omega)$ и $L^*(\omega)$? Конечно, вставлять эти соотношения в формулы (6.6) и (6.7) нельзя, уже хотя бы потому, что эти величины могут быть как положительными, так и отрицательными. Но все же, если для этих целей пользоваться указанными параметрами, то нетрудно показать, что суммарная энергия, накопленная в рассмотренной цепи, определяется выражениями:

$$W_\Sigma = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_x}{d\omega} U^2, \quad (6.8)$$

или

$$W_{\Sigma} = \frac{1}{2} \frac{d[\omega C^*(\omega)]}{d\omega} U^2, \quad (6.9)$$

или

$$W_{\Sigma} = \frac{1}{2} \frac{d\left(\frac{1}{\omega L^*(\omega)}\right)}{d\omega} U^2. \quad (6.10)$$

Если расписать уравнения (6.8) или (6.9), или (6.10), то получим одинаковый результат, а именно:

$$W_{\Sigma} = \frac{1}{2} C U^2 + \frac{1}{2} L I^2,$$

где U – есть величина напряжения на емкости, а I – ток, текущий через индуктивность.

Теперь давайте представим себе преподавателя, который студентам радиотехнической специальности пытается доказать, что существует только емкость, зависящая от частоты, а индуктивности и в природе не существует. Именно в роли такого преподавателя можно оказаться тогда, когда вводим зависящую от частоты диэлектрическую проницаемость.

6.2. ПРОВОДЯЩИЕ СРЕДЫ

Сверхпроводник является идеальной плазменной средой, в которой носители заряда – электроны – могут двигаться без трения. В этом случае, уравнение движения имеет вид:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}, \quad (6.11)$$

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

Учитывая, что плотность тока

$$\vec{j} = ne\vec{v} \quad (6.12)$$

из (6.11) получаем

$$\vec{j}_L = \frac{ne^2}{m} \int \vec{E} dt. \quad (6.13)$$

В соотношении (6.12) и (6.13) величина n определяет удельную плотность зарядов. Введя обозначение

$$L_k = \frac{m}{ne^2}, \quad (6.14)$$

запишем

$$\vec{j}_L = \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt. \quad (6.15)$$

В данном случае величина L_k представляет удельную кинетическую индуктивность среды [4]. Ее существование связано с тем, что заряд, имея массу, обладает инерционными свойствами.

Для случая гармонических полей $\vec{E} = E_0 \sin \omega t$ соотношение (6.15) примет вид:

$$\vec{j}_L = -\frac{1}{\omega L_k} E_0 \cos \omega t. \quad (6.16)$$

Соотношения (6.15) и (6.16) показывают, что ток j_L представляет из себя индуктивный ток.

Уравнения Максвелла для этого случая имеют вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j}_C + \vec{j}_L = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt, \end{aligned} \quad (6.17)$$

где ϵ_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума, а величины j_C и j_L представляют соответственно ток смещения и проводимости.

Как уже было показано, ток проводимости носит индуктивный характер. Из (6.17) получаем

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \frac{\mu_0}{L_k} \vec{H} = 0. \quad (6.18)$$

Для случая полей, не зависящих от времени, уравнение (6.18) 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.

Из соотношения (6.17) легко видеть, что ни диэлектрическая, ни магнитная, проницаемости рассмотренной плазмы от частоты не зависят, а равны диэлектрической и магнитной проницаемости вакуума. Кроме того, такую плазму характеризует еще один фундаментальный материальный параметр – удельная кинетическая индуктивность.

Соотношения (6.17) верны как для постоянных, так и для переменных полей. Для случая гармонических полей $\vec{E} = E_0 \sin \omega t$, из (6.17) получаем:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \left(\epsilon_0 \omega - \frac{1}{L_k \omega} \right) \vec{E}_0 \cos \omega t. \quad (6.19)$$

Обозначив величину, стоящую в скобках, как удельную реактивную проводимость плазмы σ_x , запишем:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \sigma_x \vec{E}_0 \cos \omega t, \quad (6.20)$$

где

$$\sigma_x = \epsilon_0 \omega - \frac{1}{\omega L_k} = \epsilon_0 \omega \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) = \omega \epsilon^*(\omega), \quad (6.21)$$

а $\epsilon^*(\omega) = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$, где $\omega_p^2 = \frac{1}{\epsilon_0 L_k}$ — плазменная частота.

Теперь соотношение (6.20) можно переписать как

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \omega \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \vec{E}_0 \cos \omega t,$$

или

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \omega \epsilon^*(\omega) \vec{E}_0 \cos \omega t.$$

Величину $\epsilon^*(\omega)$ принято называть зависящей от частоты диэлектрической проницаемостью плазмы. В действительности же, эта величина включает в себя одновременно диэлектрическую проницаемость вакуума и удельную кинетическую индуктивность плазмы и определяется соотношением:

$$\epsilon^*(\omega) = \frac{\sigma_x}{\omega}.$$

Очевидно, что σ_x может быть записана и по-другому:

$$\sigma_x = \epsilon_0 \omega - \frac{1}{\omega L_k} = \frac{1}{\omega L_k} \left(\frac{\omega^2}{\omega_p^2} - 1 \right) = \frac{1}{\omega L_k^*}, \quad (6.22)$$

где

$$L_k^*(\omega) = \frac{L_k}{\left(\frac{\omega^2}{\omega_p^2} - 1 \right)} = \frac{1}{\sigma_x \omega}$$

Записанная таким образом $L_k^*(\omega)$ также включает в себя и ε_0 и L_k . Соотношения (6.21) и (6.22) эквивалентны, и с одинаковым успехом можно утверждать, что плазма характеризуется не частотозависимой диэлектрической проницаемостью $\varepsilon^*(\omega)$, а частотозависимой кинетической индуктивностью $L_k^*(\omega)$.

С использованием параметров $\varepsilon^*(\omega)$ и $L_k^*(\omega)$ уравнение (6.27) можно записать:

$$\text{rot } \vec{H} = \omega \varepsilon^*(\omega) \vec{E}_0 \cos \omega t \quad (6.23)$$

или

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{1}{\omega L_k^*(\omega)} \vec{E}_0 \cos \omega t. \quad (6.24)$$

Записи (6.23) и (6.24) также эквивалентны.

Таким образом, параметр $\varepsilon^*(\omega)$ не является диэлектрической проницаемостью, хотя и имеет ее размерность. То же относится и к $L_k^*(\omega)$. Легко видеть, что

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

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

Эти соотношения и определяют физический смысл параметров $\varepsilon^*(\omega)$ и $L_k^*(\omega)$.

Конечно, пользоваться $\varepsilon^*(\omega)$ и $L_k^*(\omega)$ для нахождения энергии по формулам:

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

и

$$W_J = \frac{1}{2} L_k j_0^2$$

нельзя. Поэтому и была получена формула типа соотношения (6.9), а именно [3]:

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{d(\omega \varepsilon^*(\omega))}{d\omega} E_0^2. \quad (6.25)$$

Из соотношения (6.25) получим:

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

Тот же результат получаем, воспользовавшись формулой

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

Как и в случае параллельного контура, аналогично $C^*(\omega)$ и $L^*(\omega)$ величины $\varepsilon^*(\omega)$ и $L_k^*(\omega)$ по отдельности полностью характеризуют электродинамические свойства плазмы. Случай

$$\varepsilon^*(\omega) = 0$$

$$L_k^*(\omega) = \infty$$

соответствует резонансу плотностей токов, а именно тока смещения и тока проводимости. Ниже будет показано, что при определенных условиях, такой резонанс может быть поперечным по отношению к направлению распространения электромагнитных волн.

Известно, что ленгмюровский резонанс является продольным. О существовании в немагнитиченной плазме каких-либо других резонансов, кроме ленгмюровского, ранее известно не было. Однако оказывается, что в немагнитиченной плазме может существовать и поперечный резонанс, и частота такого резонанса совпадает с частотой ленгмюровского резонанса. Для выяснения условий возбуждения такого резонанса рассмотрим длинную линию, состоящую из двух идеально проводящих плоскостей, как показано на рис. 4.1. Погонная индуктивность и емкость такой линии определяются соотношениями (4.51) и (4.52), 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.

Если в разомкнутую линию поместить плазму, носители заряда в которой могут двигаться без трения, и в поперечном направлении пропустить через плазму ток I , то заряды, двигаясь с определенной скоростью, будут запасать кинетическую энергию. Поскольку плотность тока определяется соотношением:

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

то суммарная кинетическая энергия всех движущихся зарядов запишется:

$$W_{k\Sigma} = \frac{1}{2} \frac{m}{ne^2} abzj^2 = \frac{1}{2} \frac{m}{ne^2} \frac{a}{bz} I^2. \quad (6.26)$$

Соотношение (6.26) связывает энергию, запасенную в линии, с квадратом тока, поэтому коэффициент, стоящий в правой части соотношения (6.26) перед квадратом тока, является суммарной кинетической индуктивностью линии.

$$L_{k\Sigma} = \frac{m}{ne^2} \cdot \frac{a}{bz}. \quad (6.27)$$

Таким образом, величина

$$L_k = \frac{m}{ne^2} \quad (6.28)$$

представляет из себя кинетическую индуктивность. Ранее уже введена эта величина другим способом (см. соотношение (6.14)). Соотношение (6.28) получено для случая постоянного тока, когда токовое распределение является однородным. Величина L_k играет, в данном случае, роль удельной кинетической индуктивности рассматриваемой среды.

В дальнейшем, для большей наглядности полученных результатов, наряду с математическим их представлением будем пользоваться методом эквивалентных схем. Отрезок рассмотренной линии длиной dz , может быть представлен в виде эквивалентной схемы, показанной на рис. 6.1(а).

Из соотношения (6.27) видно, что, в отличие от C_Σ и L_Σ , величина $L_{k\Sigma}$, с ростом z , уменьшается. С физической точки зрения это понятно. Связано это с тем, что с ростом z количество параллельно включенных индуктивных элементов, растет.

Эквивалентная схема линии, заполненной бездиссипативной плазмой, показана на рис. 6.1(б). Сама линия, при этом, будет эквивалентна параллельному контуру с сосредоточенными параметрами:

$$C = \frac{\epsilon_0 bz}{a},$$

$$L = \frac{L_k a}{bz}.$$

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

$$\omega_p^2 = \frac{1}{CL} = \frac{1}{\epsilon_0 L_k} = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m}$$

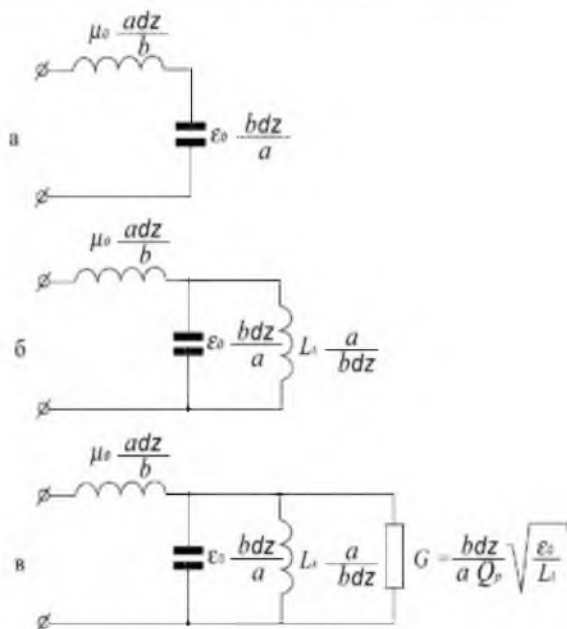


Рис. 6.1. а – эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии; б – эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии, заполненной бесдиссипативной плазмой; в – эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии, заполненной диссипативной плазмой.

Это очень интересный результат, который говорит о том, что резонансная частота рассмотренного макроскопического резонатора не зависит от его размеров. Может создаться впечатление, это ленгмюровский резонанс, т.к. полученное значение резонансной частоты в точности соответствует значению частоты ленгмюровского резонанса. Но известно, что такой резонанс характеризует продольные волны, в то время как в длинной линии распространяется поперечная волна. Для данного случая, величина фазовой скорости в направлении z равна бесконечности и волновой вектор $k = 0$. Данный результат соответствует решению системы уравнений (6.17) для линии с заданной конфигурацией (рис.4.1). Из соотношений (6.18) следует хорошо известный результат. Волновое число определяется соотношением:

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right). \quad (6.29)$$

а групповая и фазовая скорости соотношениями:

$$v_g^2 = c^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad (6.30)$$

$$v_F^2 = \frac{c^2}{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)} \quad (6.31)$$

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

Для такой плазмы фазовая скорость электромагнитной волны равна бесконечности. 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_x не будет оказывать влияния на электродинамические процессы в такой линии, а с другой – то, что в данном случае, вместо проводящих плоскостей, могут быть использованы любые плоскости, ограничивающие плазму сверху и снизу. Отметим, что в данном случае обсуждается только принципиальная сторона вопроса, т.к., например, газоразрядную плазму ограничить для данных целей плоскостями нельзя, т.к. на эти плоскости будут оседать заряды. Возможно, это должна быть плазма в твердом теле, или газоразрядная плазма в магнитной ловушке,

Из соотношений (6.29), (6.30) и (6.31) нетрудно видеть, что в точке $\omega = \omega_p$ имеет место поперечный резонанс с бесконечной добротностью. То, что в отличие от ленгмюровского, данный резонанс является поперечным, будет хорошо видно для случая, когда добротность такого резонанса не будет равна бесконечности. В этом случае $k_z \neq 0$, и в линии будет распространяться поперечная волна, направление распространения которой будет перпендикулярно направлению движения зарядов. Конечно, рассмотрение данной задачи начинается с рассмотрения плазмы, ограниченной с двух сторон плоскостями длинной линии. Но в процессе такого рассмотрения можно прийти к выводу, что наличие такого резонанса вообще от размеров линии не зависит. Значит, резонанс должен наблюдаться и в безграничной среде. Таким образом, в безграничной плазме, кроме ленгмюровского резонанса, характеризующего продольные волны, может существовать и поперечный резонанс. Поскольку частоты этих резонансов совпадают, то они являются вырожденными. Отметим, что факт существования такого резонанса ранее осознан не был. Перед тем, как перейти к более подробному рас-

смотрению данного вопроса, остановимся на энергетических процессах, имеющих место в плазме, в случае отсутствия потерь.

Характеристическое сопротивление плазмы, дающее отношение поперечных компонент электрического и магнитного полей, определяется соотношением:

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

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ – характеристическое сопротивление вакуума.

Полученное значение Z характерно для поперечных электрических волн в волноводах. Видно, что когда $\omega \rightarrow \omega_p$, $Z \rightarrow \infty$, 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 такое 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 волны электрического и магнитного полей, несущей электрическую и магнитную энергию в плазме распространяется еще и третья – кинетическая волна, несущая кинетическую энергию носителей тока. Удельная энергия этой волны записывается

$$W_k = \frac{1}{2} L_k j_0^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\omega^2 L_k} E_0^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} E_0^2.$$

Таким образом, полная удельная энергия записывается так:

$$W_{E,H,J} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_{0y}^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H_{0x}^2 + \frac{1}{2} L_k j_0^2.$$

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

В точке $\omega = \omega_p$ выполняется соотношение:

$$W_H = 0$$

$$W_E = W_k$$

т.е. магнитное поле в плазме отсутствует, и плазма представляет из себя

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 магнитоэлектрокинетической. Кинетическая волна представляет из себя волну плотности тока $\vec{j} = \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt$. Эта волна сдвинута, по отношению к электрической, на $\pi/2$.

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

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (6.32)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \sigma_{p,ef} \vec{E} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt.$$

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

$$C = \epsilon_0 \frac{bz_0}{a}, \quad (6.33)$$

$$L = L_k \frac{a}{bz_0}, \quad (6.34)$$

$$G = \sigma_{p,ef} \frac{bz_0}{a}, \quad (6.35)$$

где G – проводимость, подключенная параллельно C и L .

Проводимость и добротность в таком контуре связаны соотношением:

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

откуда, учитывая (6.33 – 6.35), получаем:

$$\sigma_{p,ef} = \frac{1}{Q_p} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{L_k}} \quad (6.36)$$

Таким образом, измеряя собственную добротность плазменного резонатора, мы можем определить $\sigma_{p,ef}$. Используя (6.36) и (6.32) получим:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \text{rot } \vec{H} &= \frac{1}{Q_p} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{L_k}} \vec{E} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt. \end{aligned} \quad (6.37)$$

Эквивалентная схема данной линии, заполненной диссипативной плазмой, представлена на рис. 6.1 (в).

Рассмотрим решение системы уравнений (6.37) 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:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \text{rot } \vec{H} &= \frac{1}{Q_p} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{L_k}} \vec{E}. \end{aligned} \quad (6.38)$$

Решение этой системы уравнений хорошо известно. Если имеется граница раздела между вакуумом и средой, описываемой уравнениями (6.38), то поверхностный импеданс такой среды записывается:

$$Z = \frac{E_{\text{вг}}}{H_{\text{вг}}} = \sqrt{\frac{\omega_p \mu_0}{2\sigma_{p,ef}}} (1+i),$$

где $\sigma_{p,ef} = \frac{1}{Q_p} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{L_k}}$.

Конечно, в таком подходе имеется некоторая неточность, т.к. поверхностный импеданс зависит от того, какова связь (локальная или нелокальная) между полем и током [4]. Однако, несмотря на такую упрощенность подхода, качественная картина полученных результатов будет верна. Другое дело, что данная задача может быть решена более строго [4].

Волна, уходящая вглубь рассматриваемой среды, убывает по закону

$e^{-\frac{z}{\delta_{p,d}}}$, $e^{-i\frac{z}{\delta_{p,d}}}$, фазовая скорость при этом определяется соотношением:

$$v_F = \omega \sigma_{p.ef},$$

где $\delta_{p.ef}^2 = \frac{2}{\mu_0 \omega_p \sigma_{p.ef}}$ – эффективная глубина проникновения поля в плазму.

Полученные соотношения характеризуют волновой процесс в плазме. Обычно для хороших проводников, $\frac{\sigma_{ef}}{\omega \epsilon_0} \gg 1$, и тогда длина волны в такой среде, $\lambda_g = 2\pi \delta_{p.ef}$ значительно меньше, чем длина волны в свободном пространстве. Для практической реализации плазменного резонанса важен случай достаточно разреженной плазмы, когда в точке $\omega = \omega_p$ $\lambda_g \gg \lambda_0$, т.е. $v_F|_{\omega = \omega_p} \gg c$.

Таким образом, установлено, что величина $\epsilon(\omega)$ не соответствует физическому определению этой величины, а включает в себя два частотонезависимых параметра ϵ_0 и L_k . С чем связано существующее непонимание физической природы параметра $\epsilon(\omega)$? Конечно, в первую очередь, этому способствовало то, что для случая плазмы во втором уравнении Максвелла, в явном виде отсутствовал член вида $\frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt$. Данную ошибку следует считать методической, т.к. с математической точки зрения такой подход вполне оправдан. Но вот с физической точки зрения интерпретация получаемых результатов неверна.

Однако в электродинамике сплошных сред имеются и физические ошибки, которые следует исправить. Например, в работе [3] утверждается, что на очень высоких частотах нет никакой разницы между диэлектриками и проводниками. На этом основании постулируется возможность существования вектора поляризации в проводящих средах, и такой вектор вводится из соотношения:

$$\vec{P} = \sum e \vec{r}_m = n e \vec{r}_m, \quad (6.39)$$

где n – плотность носителей зарядов, \vec{r}_m – текущее смещение зарядов.

Такой подход физически неверен, т.к. поляризоваться и образовывать электрические диполи могут только связанные заряды, когда внешнее поле, преодолевая силы притяжения между связанными зарядами, накапливает в образовавшихся диполях дополнительное количество электростатической энергии. В проводниках заряды не связаны, а, следовательно, сколько их ни сдвигай, дополнительную электростатическую энергию получить нельзя. Это особенно ясно видно, если методом индукции создавать ток, т.е. смещать заряды, в кольцевом проводнике. В этом случае, где бы заряды ни находились, на них не действует никакая возвращающая сила, а, следовательно, невозможна и электрическая поляризация. В работе же [3] для проводящих сред вводится вектор

электрической индукции, в которую вводится вектор поляризации, определенный из соотношения (6.39)

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

Это главная ошибка, из которой вытекают все последующие.

Далее, поскольку для свободных носителей

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

то записывается вектор поляризации для плазмы

$$\vec{P}^*(\omega) = -\frac{ne^2}{m\omega^2} \vec{E},$$

и далее этот вектор поляризации вводится в электрическую индукцию,

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

чего делать нельзя.

Таким образом, для суммарной накопленной энергии имеем:

$$W_\Sigma = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{L_k \omega^2} E^2. \quad (6.40)$$

Но второй член в правой части соотношения (6.40) представляет не потенциальную, как это имеет место в диэлектриках, а кинетическую энергию. А значит, вектор электрической индукции $D^*(\omega)$, введенный таким образом, не соответствует физическому определению этого вектора, т.к. при поляризации диэлектриков, в них не может накапливаться кинетическая энергия.

Физический смысл вектора $\vec{P}^*(\omega)$ введенного таким образом, ясен из выражения

$$\vec{P}^*(\omega) = \frac{\vec{E}}{L_k \omega^2} = \frac{\sigma_L \vec{E}}{\omega} = \frac{\vec{j}_L}{\omega}. \quad (6.41)$$

Здесь необходимо отметить то обстоятельство, что, если введение дисперсии магнитной и диэлектрической проницаемости – это некий математический прием, который не является физической ошибкой, то введение вектора $\vec{P}^*(\omega)$ – это уже физическая ошибка. Она заключается в том, что нет разницы между кинетической и потенциальной энергией при их смешивании. При такой постановке вопроса все энергетические характеристики, касающиеся потенциальной энергии, связанной

с поляризацией диэлектриков, и кинетической, связанной с движением носителей тока, теряют смысл.

Интерпретация величины $\varepsilon(\omega)$, как частотно-зависимой диэлектрической проницаемости, а, тем более, введение вектора поляризации типа соотношения (6.41), нанесла вред, в первую очередь, в правильном физическом толковании рассмотренных процессов, и это привело к тому, что нет возможности выявить ряд физических явлений, которые имеют место в плазме. Как произошла эта ошибка и к чему она привела, мы рассмотрим на примере работы [13]. В этой работе утверждается, что на частотах $\omega > \omega_p$ в плазме распространяются продольные оптические моды, так называемые плазмоны, и предлагаются методы их возбуждения. Конечно, если имеется возможность возбудить продольные однородные электрические колебания необходимой частоты с бесконечной фазовой скоростью в поперечном направлении (бесконечная фазовая скорость в поперечном направлении нужна по той причине, что возбуждение продольных плазменных колебаний должно происходить синхронно на всей торцевой поверхности образца), то появиться возможность возбудить и продольные колебания в плазме. Но продольные электромагнитные волны с такими характеристиками неизвестны. Тогда остаются другие методы возбуждения плазмонов, например, как предлагается в этой же работе, при помощи быстрых электронов. Но возникает главный вопрос: можно ли возбудить плазмоны при помощи поперечных волн? Ответа в трудах по физике плазмы на этот вопрос на сегодняшний день нет. То рассмотрение, которое уже было проведено, дает на этот вопрос ясный ответ. В плазме, ограниченной с двух сторон, в точке $\omega = \omega_p$ может существовать поперечный плазменный резонанс, который может возбуждаться поперечными электромагнитными волнами, падающими на торец плоскостей, ограничивающих плазму. Такой плазменный резонатор может также генерировать поперечные электромагнитные волны, излучая их через ту же торцевую стенку. Возбудить такой резонатор можно, например, ударным способом. Для этого следует создать разность потенциалов между верхней и нижней пластинами, а затем, путем разряда, эту разность ликвидировать, причем, время разряда должно быть меньше периода плазменных колебаний. При этом, в самом резонаторе будут осуществляться электромеханические колебания зарядов между ограничивающими стенками, а, поскольку в этом процессе ток проводимости будет всегда скомпенсирован токами смещения, то магнитное поле в самой плазме будет отсутствовать. В данном случае рассматривается вопрос с принципиальной точки зрения, не рассматривая вопросы, касающиеся видов плазмы, способов ее создания и удержания, поскольку таких способов очень много. К тому же, под ограничивающими плоскостями не обя-

зательно понимать плоскости в прямом смысле этого слова. Эти плоскости должны ограничивать проникновение носителей зарядов и могут быть обычными гранями образца. Известно, что плазменные частоты у легких и щелочных металлов лежат в ультрафиолетовой области [13]. Поэтому на пластинах или пленках таких металлов могут быть созданы узкополосные фильтры и лазеры в этой области частот. Особенно перспективна разработка таких устройств при низких температурах, т.к. при этом можно достичь больших длин пробега носителей тока, значительно превосходящих расстояние между ограничивающими плоскостями. Если, к тому же, путем соответствующей обработки отражающих поверхностей, добиться зеркального отражения носителей тока от них, то можно получить высокие добротности рассматриваемых резонаторов. Отметим, что для создания плазменных резонаторов, на коллективных колебаниях могут использоваться и диэлектрики, поскольку на высоких частотах отклонение связанных зарядов от положения равновесия невелико, и их поведение будет мало чем отличаться от поведения зарядов в проводниках.

Поскольку при помощи плазмы может быть создан макроскопический одночастотный резонатор, то такой резонатор, представляет интерес для разработки и создания электрокинетических лазеров. При достаточно больших значениях Q_p , энергия магнитных полей вблизи поперечного резонанса значительно меньше, чем кинетическая энергия носителей тока и энергии электрических полей. Поэтому, в первом приближении магнитные поля можем не учитывать. Кроме того, при малых потерях, поперечная фазовая скорость всегда будет значительно больше скорости света. Следовательно, можно положить, что

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &\cong 0, \\ \frac{1}{Q_p} \sqrt{\epsilon_0} \vec{E} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt &= \vec{j}_{CT}, \end{aligned} \quad (6.42)$$

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

Проинтегрировав (6.42) по времени и разделив обе части на ϵ_0 , получим:

$$\omega_p^2 \vec{E} + \frac{\omega_p}{Q_p} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial \vec{j}_{CT}}{\partial t}. \quad (6.43)$$

Если (6.43) проинтегрировать по поверхности нормальной к вектору и ввести электрический поток, как $\Phi_E = \int \vec{E} d\vec{S}$ получим:

$$\omega_p^2 \Phi_E + \frac{\omega_p}{Q_p} \cdot \frac{\partial \Phi_E}{\partial t} + \frac{\partial^2 \Phi_E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{\partial I_{CT}}{\partial t}, \quad (6.44)$$

где I_{CT} – сторонний ток.

Уравнение (6.44) является уравнением гармонического осциллятора с правой частью, характерное для двухуровневых лазеров [14]. Если источник возбуждения отключить, то это будет «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 , время релаксации при этом определяется соотношением:

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

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

Если резонатор возбуждается сторонними токами, то такой резонатор для этих токов представляет собой полосовой фильтр с резонансной частотой равной плазменной частоте, с полосой пропускания $\Delta\omega = \frac{\omega_p}{2Q_p}$.

Другим важным практическим применением поперечного плазменного резонанса является возможность его использования для разогрева и диагностики плазмы. Если добротность плазменного резонатора велика, что может быть достигнуто при высокой проводимости плазмы, то в таком резонаторе могут быть получены высокие уровни электрических полей, а, значит, и высокие энергии носителей зарядов.

6.3. ДИЭЛЕКТРИКИ

Наличие в диэлектрике связанных зарядов приводит к их поляризации при наложении на диэлектрик электрических полей. На поляризацию затрачивается дополнительная энергия, которая отбирается у источника поля и, таким образом, в диэлектрике накапливается дополнительная электростатическая энергия.

Для диэлектриков величина смещения поляризуемых зарядов от положения равновесия определяется величиной электрического поля и коэффициентом упругости β , характеризующего упругость сил связи зарядов. Эти величины связаны соотношением:

$$-\omega^2 \vec{r}_m + \frac{\beta}{m} \vec{r}_m = \frac{e}{m} \vec{E}, \quad (6.45)$$

где \vec{r}_m – отклонение зарядов от положения равновесия.

Обозначая резонансную частоту связанных зарядов через ω_0 , и учитывая, что $\omega_0 = \beta/m$, из (6.45) получаем:

$$r_m = -\frac{e^2}{m(\omega^2 - \omega_0^2)}. \quad (6.46)$$

В соотношении (6.46) уже присутствует частота и масса, причем отклонение заряда от положения равновесия обратно пропорционально массе. Это говорит о том, что инерционные свойства колеблющихся зарядов не дают возможности достигнуть тех значений величин r_m , которые имели бы место при наложении постоянного поля, и поэтому не возможно на переменном токе достигнуть того запаса поляризационной энергии диэлектрика, который можно достигнуть на постоянном токе. С этим и связана дисперсия диэлектрической проницаемости. Поэтому опять вводим частотозависимый вектор поляризации, понимая, что в данном случае, не делая физической ошибки, как в случае с плазмой, просто пользуемся уже известным математическим приемом. Такой вектор поляризации имеет вид:

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

Поскольку

$$\vec{P} = \epsilon_0(\epsilon - 1)\vec{E},$$

сразу получаем

$$\epsilon_d^{**}(\omega) = 1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m} \cdot \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2)}.$$

Величину $\epsilon_d^{**}(\omega)$ принято называть относительной диэлектрической проницаемостью диэлектриков, зависящей от частоты. Абсолютная величина диэлектрической проницаемости диэлектрика, зависящей от частоты, определяется, при этом, соотношением:

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_d^{**}(\omega)\epsilon_0 = \epsilon_0 \left(1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2)} \right) \quad (6.47)$$

Посмотрим, что же на самом деле представляет из себя величина $\epsilon_{\partial}^*(\omega)$. Как и ранее, обозначим $L_{\partial} = \frac{m}{ne^2}$ и $\omega_{\rho\partial} = \frac{1}{L_{\partial}\epsilon_0}$. Вводя эти обозначения, следует обратить внимание на то, что колеблющиеся заряды диэлектрика также имеют массу, а, значит, обладают инерционными свойствами, поэтому, при рассмотрении этих процессов, будет проявлять себя и их кинетическая индуктивность. Учитывая принятые обозначения соотношение (6.47) будет иметь вид:

$$\epsilon_{\partial}^*(\omega) = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{\rho\partial}^2}{\omega^2 - \omega_0^2} \right)$$

Рассмотрим два предельных случая, а именно: $\omega \gg \omega_0$ и $\omega \ll \omega_0$. В первом случае, когда $\omega \gg \omega_0$,

$$\epsilon_{\partial}^*(\omega) = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{\rho\partial}^2}{\omega^2} \right),$$

и поведение диэлектрика ничем не отличается от поведения плазмы. Этот предельный переход натолкнул на мысль о том, что между диэлектриками и плазмой на высоких частотах нет никакого различия, что и послужило основанием для введения в проводниках вектора поляризации [3]. В действительности же, коренное отличие в поведении диэлектриков и проводников на высоких частотах все равно остается. Просто в диэлектриках на очень высоких частотах, в связи с наличием инерции, амплитуда колебаний зарядов очень мала, поэтому и вектор поляризации мал, и им можно пренебречь, в то время, как в проводниках он всегда тождественно равен нулю.

Для случая $\omega \ll \omega_0$

$$\epsilon_{\partial}^*(\omega) = \epsilon_0 \left(1 + \frac{\omega_{\rho\partial}^2}{\omega^2} \right),$$

и диэлектрическая проницаемость диэлектрика от частоты не зависит, и она равна статической диэлектрической проницаемости. Данный результат тоже ясен. На рассматриваемых частотах просто уже не сказываются инерционные свойства зарядов, и они успевают следовать за полем, при этом их отклонение от положения равновесия в переменных электрических полях такое же, как и в постоянных.

Эквивалентные схемы для этих двух случаев представлены на рис. 6.2 (а) и 6.2 (б). Нетрудно показать, что для всего спектра частот эквивалентная схема диэлектрика представляет последовательный колебательный контур, подключенный параллельно емкости, образуемой за счет наличия у вакуума диэлектрической проницаемости ϵ_0 . Эта эквивалентная схема представлена на рис. 6.2 (в).

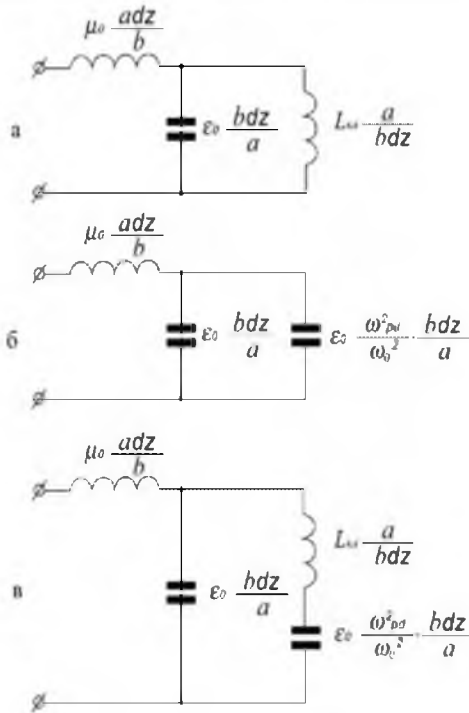


Рис. 6.2. а – эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии, заполненной диэлектриком, для случая $\omega \gg \omega_0$; б – эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии, заполненной диэлектриком, для случая $\omega \gg \omega_0$; в – эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии, заполненной диэлектриком, для всего спектра частот.

Очевидно, что резонансная частота такого последовательного контура определяется соотношением

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_k \epsilon_0 \left(\frac{\omega_{\rho 0}^2}{\omega_0^2} \right)}$$

и, как в случае плазмы, не зависит от размеров линии, т.е. макроскопический резонатор, который резонирует на той же частоте, на которой резонирует отдельно взятая связанная пара зарядов. Этот вывод справедлив только в том случае, когда связь между отдельно взятыми парами связанных зарядов отсутствует. Вот почему в лазерном веществе,

например в рубине, генерирующие атомы должны быть расположены на достаточно большом расстоянии и находиться в матрице неактивного вещества. Такой подход, к принципу действия лазеров, несколько отличается от общепринятой точки зрения, когда лазеры рассматриваются как квантовые устройства, в которых происходит переход частиц с одного энергетического уровня на другой. В принципе, оба подхода равноценны, математическое же описание различно. Но данный подход с физической точки зрения — более понятен. В нашем понимании, лазер — это возбуждаемая внешними источниками резонансная система на коллективных колебаниях, если речь идет, например, о плазме, или набор слабо связанных резонансных систем (примером может служить рубиновый лазер), которые могут синхронно возбуждаться внешним источником. Что касается трехуровневого лазера, в котором накачка происходит на одной частоте, а излучение происходит на другой, то в нашей интерпретации, в процессе такой генерации участвуют все те же резонансные системы, но обмен энергией между ними связан с нелинейностью реактивных элементов, из которых они состоят, в связи с чем, имеет место параметрическое усиление или параметрическая генерация. В этом процессе участвуют реактивные элементы (емкость или индуктивность), величина которых меняется не механическим путем, а за счет нелинейной зависимости этих параметров от напряженности электрических или магнитных полей. Такой подход хорошо демонстрируют соотношения Менли-Роуо. Конечно, название «квантовые генераторы» очень красивое, но сам процесс генерации гораздо более прозаичен.

Введенный выше параметр $\varepsilon_0^*(\omega)$, как и в случае плазмы, представляет удельную реактивную проводимость диэлектрика, деленную на частоту. Однако, в отличие от плазмы, он включает в себя уже три независимые от частоты параметра: ε_0 , L_{kl} и статическую диэлектрическую проницаемость диэлектрика $\varepsilon_0 \frac{\omega_{pd}^2}{\omega_0^2}$. Резонанс в диэлектрике

наступает тогда, когда $\varepsilon_0^*(\omega) \rightarrow -\infty$.

В диэлектрике также распространяется три волны: магнитная, электрическая и кинетическая, каждая из которых переносит свой вид энергии. Зависимость этих энергий от частоты легко рассчитать, однако, с целью сокращения выкладок мы это делать не будем.

6.4. МАГНЕТИКИ

Резонансные процессы в плазме и диэлектриках характеризуются тем, что в процессе колебаний происходит попеременное преобразование электростатической энергии в кинетическую энергию движения зарядов, и наоборот. Такой процесс может быть назван электрокинетическим и все устройства: лазеры, мазеры, фильтры и т.д., которые используют этот процесс, могут быть названы электрокинетическими.

Однако существует и другой тип резонанса — магнитный. Если пользоваться существующими представлениями о зависимости магнитной проницаемости от частоты, то нетрудно показать, что такая зависимость связана с наличием магнитного резонанса. Чтобы показать это рассмотрим конкретный пример ферромагнитного резонанса. Если намагнитить феррит, приложив постоянное поле H_0 параллельно оси z , то по отношению к внешнему переменному полю, среда будет выступать как анизотропный магнетик, с комплексной проницаемостью в виде тензора [15]

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu_T^*(\omega) & -i\alpha & 0 \\ i\alpha & \mu_T^*(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \mu_L \end{pmatrix},$$

где

$$\mu_T^*(\omega) = 1 - \frac{\Omega |\gamma| M_0}{\mu_0(\omega^2 - \Omega^2)}, \quad \alpha = \frac{\omega |\gamma| M_0}{\mu_0(\omega^2 - \Omega^2)}, \quad \mu_L = 1,$$

причем

$$\Omega = |\gamma| H_0 \quad (6.48)$$

есть собственная частота прецессии, а

$$M_0 = \mu_0(\mu - 1)H_0 \quad (6.49)$$

есть намагниченность среды. Учитывая (6.48) и (6.49) для $\mu_T^*(\omega)$, можно записать:

$$\mu_T^*(\omega) = 1 - \frac{\Omega^2(\mu - 1)}{\omega^2 - \Omega^2}. \quad (6.50)$$

Если считать, что электромагнитная волна распространяется вдоль оси x , и имеются компоненты полей H_y и H_z , то первое уравнение Максвелла будет иметь вид:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} = \mu_0 \mu_T \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t}.$$

Учитывая (6.50), получим

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \mu_0 \left[1 - \frac{\Omega^2(\mu - 1)}{\omega^2 - \Omega^2} \right] \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t}.$$

Для случая $\omega \gg \Omega$ имеем:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \mu_0 \left[1 - \frac{\Omega^2(\mu - 1)}{\omega^2} \right] \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t}. \quad (6.51)$$

Полагая $H_y = H_{y0} \sin \omega t$ и учитывая, что в этом случае

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = -\omega^2 \int \vec{H}_y dt,$$

из (6.51) получим

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} + \mu_0 \Omega^2(\mu - 1) \int \vec{H}_y dt,$$

или

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t}.$$

Для случая $\omega \ll \Omega$,

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t}.$$

Величину

$$C_k = \frac{1}{\mu_0 \Omega^2(\mu - 1)}$$

назовем кинетической емкостью. С чем связано существование этого параметра, и каков его физический смысл? Если направление магнитного момента не совпадает с направлением внешнего магнитного поля, то вектор такого момента начинает процессировать вокруг вектора магнитного поля с частотой Ω . Магнитный момент обладает при этом потенциальной энергией $U = -\vec{m} \cdot \vec{B}$. Эта энергия, подобно энергии заряженного конденсатора, является потенциальной, потому что прецессионное движение, хотя и является механическим, однако, оно безинерционно

и мгновенно прекращается при снятии магнитного поля. При наличии же магнитного поля, прецессионное движение продолжается до тех пор, пока не будет израсходована запасенная потенциальная энергия и вектор магнитного момента не станет параллельным вектору \vec{H}_0 . Данное явление хорошо известно и носит название магнитного резонанса. В частности, магнитный ядерный резонанс это явление этого же класса. При таком резонансе в магнитном поле прецессируют магнитные моменты ядер.

Эквивалентная схема рассмотренного случая приведена на рис. 6.3. В точке $\omega = \Omega$ имеет место магнитный резонанс, при этом $\mu_H^*(\omega) \rightarrow -\infty$. Резонансная частота макроскопического магнитного резонатора, как легко видеть из эквивалентной схемы, также не зависит от размеров линии и равна Ω . Таким образом, параметр

$$\mu_H^*(\omega) = \mu_0 \left[1 - \frac{\Omega^2(\mu - 1)}{\omega^2 - \Omega^2} \right]$$

не является частотно зависимой магнитной проницаемостью, а включает в себя μ_0 , μ и C_k , которые включены в соответствии с эквивалентной схемой, изображенной на рис. 6.3.

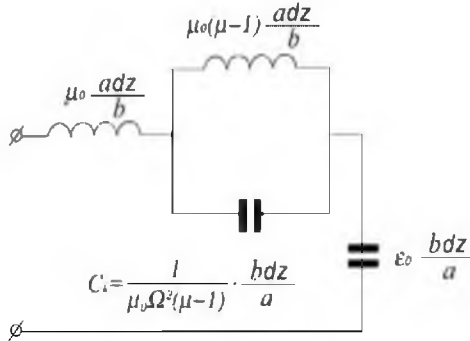


Рис. 6.3. Эквивалентная схема двухпроводной линии, заполненной магнетиком

Нетрудно показать, что в данном случае имеет место распространение трех волн: электрической, магнитной и волны, несущей потенциальную энергию, которая связана с прецессией магнитных моментов вокруг вектора H_0 .

По этой причине, такие волны могут быть названы электро-магнитно-потенциальными. Все устройства, в которых используются такие волны, также могут быть названы электромагнитно-потенциальными.

6.5. КИНЕТИЧЕСКАЯ ИНДУКТИВНОСТЬ – НОВЫЙ, ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЙ ПАРАМЕТР И НОВЫЕ ПОДХОДЫ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ МАТЕРИАЛЬНЫХ СРЕД

Физика знает немало примеров, когда в процессе её развития вводились несуществующие (метафизические) понятия. Например, на ранних этапах развития физики для объяснения тепловых явлений вводилось понятие флогистона. Это понятие предполагало, что изменение температуры тел связано с переливанием из одного тела в другое некой гипотетической жидкости (флогистона). К метафизическим понятиям следует отнести также представления о том, что Земля является центром мира, и что она «не вертится». Введение таких понятий всегда было связано с непониманием физической природы самого явления.

Наука и техника, и в частности физика, достигли в настоящее время таких высот, что, казалось бы, в ней нет места метафизике. Однако это не так, такие понятия в физике имеются, и они пустили очень глубокие корни. На протяжении почти столетия в электродинамике материальных сред используется такое понятие – диспергирующая диэлектрическая проницаемость плазмы (ДДПП), которая зависит от частоты следующим образом:

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right). \quad (6.52)$$

Если учесть, что плазменная частота ω_p может быть найдена из соотношения:

$$\omega_p^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 L_k},$$

где $L_k = \frac{m}{ne^2}$ – удельная кинетическая индуктивность плазмы.

Поэтому выражение (6.52) можно переписать следующим образом:

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

где σ_x – реактивная проводимость плазмы, даваемая соотношением (6.21).

Видно, что в состав параметра $\varepsilon^*(\omega)$, который представляет отношение реактивной проводимости плазмы к частоте, входят сразу три величины, а именно, частота и два не зависящих от частоты параметра: диэлектрическая проницаемость вакуума и удельная кинетическая индуктивность зарядов, представляющих плазму. Таким образом, параметр $\varepsilon^*(\omega)$ никак не может быть назван диспергирующей диэлектрической проницаемостью плазмы. Но, тем не менее, во всех фунда-

ментальных трудах по электродинамике его так называют. Это и есть пример того, как в современную физику проникло метафизическое понятие ДДПП.

Но дело не ограничилось только этим. Понятие диспергирующей диэлектрической проницаемости используется и для описания диэлектриков. И, как было показано в разделе «Диэлектрики», это понятие тоже относится к метафизическим и диспергирующая диэлектрическая проницаемость диэлектриков (ДДПД) не представляет диэлектрическую проницаемость диэлектриков. Как могла произойти такая существенная ошибка? Существующее положение дел связано, прежде всего, с непониманием физики самих процессов, происходящих в материальных средах, а там, где имеется такое непонимание, там и рождаются метафизические понятия.

Давайте на примере плазмы еще раз проследим, как понятие ДДПП проникло в физику.

Если в плазме имеется электрическое поле, то уравнение, связывающее напряженность поля и плотность тока будет выглядеть так:

$$j_L = \frac{ne^2}{m} \int_0^t \vec{E} dt = \frac{ne^2 \vec{E} t}{m} = \frac{\vec{E} t}{L_k}.$$

Особенностью бездиссипативной плазмы является то, что при наложении на неё постоянного электрического поля, ток в ней, как следует из этого соотношения, будет нарастать безгранично по линейному закону.

Далее следует отметить, что вектор поляризации на микроскопическом уровне (т.е. для каждого отдельного атома или молекулы) вводится только в диэлектриках. Для проводников такой вектор вводится только на макроскопическом уровне и только для ограниченных проводников, когда поляризацию определяют поверхностные заряды, которые при наложении электрического поля образуются на противоположных поверхностях проводника. При этом вектор поляризации в точности равен величине приложенного поля и полностью компенсирует его внутри проводника. На микроскопическом уровне вектор поляризации в проводниках в электродинамике не вводится, т.к. заряды свободны и электрических диполей образовывать не могут. Вектор поляризации или поляризованность — это сумма индуцированных электрических дипольных моментов отдельных атомов или молекул:

$$\vec{P}_e = n\vec{p}_e,$$

где \vec{p}_e — индуцированный электрический дипольный момент квазиупругого диполя.

Под термином квазиупругий подразумевается то, что он образован путем деформации упругой электрической системы, которую пред-

ставляет неполярный атом или молекула. Сам же электрический дипольный момент по абсолютной величине есть произведение расстояния между связанными зарядами на величину заряда:

$$\vec{p}_e = q\vec{x},$$

и, следовательно,

$$\vec{P}_e = nq\vec{x}.$$

Эту формулу можно применять только тогда, когда заряды связаны и представляют из себя электрические диполи, т.е. только для диэлектриков.

Уже было отмечено, что вектор поляризации в проводниках вводить нельзя, однако вопреки этому во всех фундаментальных трудах по электродинамике материальных сред, в том числе и в работе [3], такой вектор вводится. При этом находят смещение зарядов при их свободном движении, когда никаких диполей в проводнике нет, потому что заряды свободны и, следовательно, диполей образовывать не могут, и затем вставляют это смещение в дипольный электрический момент квазиупругого диполя, как это делается для диэлектриков. Конечно, это является грубой физической ошибкой. Собственно эта ошибка, и привела к введению в физику метафизического понятия ДДПП, а все дальнейшие ошибки являются следствием уже указанной. Подобная ошибка была допущена и при введении диспергирующей диэлектрической проницаемости диэлектриков ДДПД. Этот вопрос уже был рассмотрен в разделе Диэлектрики. Следует отметить, что указанные метафизические понятия ДДПП и ДДПД настолько прочно укоренились в нашем сознании, что практически все физики до сих пор считают их реальными физическими величинами.

Попробуем теперь на новой основе, с учётом совершенных ошибок, сформулировать основные концепции электродинамики материальных сред не используя такие понятия как ДДПП и ДДПД. При таком подходе, прежде всего, следует учитывать энергетические характеристики. Материальные среды могут находиться как в постоянных, так и в переменных полях и в них могут накапливаться различные виды энергии. Кроме того, в этих средах эти виды энергии могут распространяться в различных направлениях, и задача заключается в том, чтобы определить какие это виды, с какой скоростью они распространяются, и какую частотную дисперсию они имеют. Но для того, чтобы решать эти задачи, нужно четко различать кинетическую энергию от потенциальной, поскольку потенциальная энергия связана с положением зарядов в пространстве, а кинетическая – с их скоростью. За потенциальную энергию в среде несут ответственность её диэлектрические характеристики, а кинетическую энергию, с электродинамической точки зрения, характеризует кинетическая индуктивность среды.

На первый взгляд может показаться, что кинетическая индуктивность может проявлять себя только для случая свободных зарядов, например в плазме, или в проводниках. Однако такое представление является ошибочным, поскольку даже при наличии связанных зарядов такие заряды при распространении в среде электромагнитных волн осуществляют колебательные движения, а, следовательно, накапливают кинетическую энергию, которая и рассчитывается при помощи введения кинетической индуктивности для таких зарядов. Это было убедительно показано на примере рассмотрения электродинамических процессов в диэлектриках. Таким образом, можно заключить, что все электродинамические характеристики материальных немагнитных сред определяют только два параметра: статическая диэлектрическая проницаемость и кинетическая индуктивность зарядов (связанных или свободных), имеющих в материальной среде. Сразу может возникнуть вопрос, почему имеется в виду именно статическая диэлектрическая проницаемость. Это связано с тем, что именно она определяет зависимость потенциальной энергии от взаимного расположения зарядов. Эта энергия максимальна, когда на диэлектрик накладывают постоянное электрическое поле. В этом случае расстояние между связанными зарядами максимально и вектор поляризации тоже максимален. При увеличении частоты переменного поля, в связи с наличием инерции у зарядов, амплитуда колебаний связанных зарядов начинает уменьшаться. Это приводит к тому, что начинает уменьшаться запасаемая потенциальная энергия. Кинетическая энергия зарядов при этом тоже уменьшается. И на очень высоких частотах, в связи с наличием у зарядов инерции, они оказываются практически неподвижными и ни потенциальную, ни кинетическую энергию от электромагнитного поля уже практически не отбирают. Это означает, что в таком режиме электромагнитная волна практически не чувствует среду, а распространяются в ней, как в свободном пространстве.

Уже было показано, что основной физической ошибкой, благодаря которой в физику были введены метафизические понятия дисперсии материальных параметров, было введение в проводниках вектора поляризации на микроскопическом уровне. При рассмотрении электродинамических процессов в материальных средах оказалось, что кинетическая индуктивность является таким же фундаментальным параметром, как и диэлектрическая проницаемость среды, и без использования этого параметра невозможно правильно описать указанные процессы. Отметим, что в связи с тем, что для описания электродинамических процессов в материальных средах повсеместно использовались ДДПП и ДДПД, кинетическая индуктивность присутствовала в электродинамических соотношениях в неявном виде. По этой причине она до настоящего времени не смогла занять принадлежащее ей по праву место фундаментального материального параметра.

До сих пор считалось, что кинетическая индуктивность наиболее эффективно может проявлять себя только в сверхпроводниках и вводилась она феноменологическим способом примерно так, как это имеет место в разделе, касающемся свойств проводников (соотношение (6.14)). Покажем, как можно ввести этот параметр на более строгой основе.

Если имеется материальная среда, на границу которой подает плоская электромагнитная волна, то какая-то часть энергии этой волны проходит в материальную среду, а какая-то отражается. Процесс распространения волны в самой среде связан с её свойствами. Для введения кинетической индуктивности рассмотрим случай, когда частота падающей волны значительно ниже плазменной [4].

Уравнения Максвелла для комплексных амплитуд полей запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -i\omega\mu_0 \vec{H}, & \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j} \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 0, & \operatorname{div} \vec{H} &= 0 \end{aligned} \quad (6.53)$$

Здесь и далее закон изменения электромагнитного поля взят в виде $e^{i\omega t}$.

Поверхностное сопротивление R и поверхностный реактанс X являются численными характеристиками, устанавливающими связь между тангенциальными составляющими электрического и магнитного поля на поверхности, а также определяющими энергетические характеристики взаимодействия поверхности с электромагнитным полем. Комплексные амплитуды тангенциальных составляющих полей на поверхности связаны соотношением:

$$E_T = ZH_T,$$

из которого нетрудно получить связь между реальными полями на поверхности

$$|\vec{E}_T| = |Z| |\vec{H}_T| \cos(\omega t + \varphi),$$

где $Z = \frac{E_x(0)}{H_y(0)} = i\omega\mu_0 \frac{1}{H_y(0)} \int_0^\infty H_y(z) dz$ – поверхностный импеданс поверхности.

Из этого соотношения, в частности, следует, что модуль поверхностного импеданса дает отношение амплитуд тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на поверхности, а фаза – сдвиг фаз между ними.

Для установления связи R и X с энергетическими характеристиками поверхностного слоя возьмём единичный участок поверхности, для которого справедливы граничные условия Леонтовича. Умножим первое уравнение (6.53) на \vec{H}^* , а второе на \vec{E} и почленно вычтем одно из другого. После несложных преобразований получим:

$$\operatorname{div} \vec{P} = -\frac{1}{2} \vec{j}^* \vec{E} - i\omega \frac{\mu_0}{2} \frac{|\vec{H}|^2}{2}, \quad (6.54)$$

где $\vec{P} = \frac{1}{2} [\vec{E} \times \vec{H}^*]$ – комплексный вектор Пойнтинга.

Интегрируя (6.54) по объёму, лежащему под единичной площадкой, после преобразования левой части по формуле Гауса найдем

$$\int_S \vec{P} d\vec{S} = -\frac{1}{2} \int_V \vec{j}^* \vec{E} dSdz - i2\omega \int_V \frac{\mu_0}{4} \frac{|\vec{H}|^2}{4} dSdz, \quad (6.55)$$

где интегрирование ведется по поверхности выделенной площадки, а элемент объёма записан в виде $dSdz$. Будем считать, что в пределах выделенной площадки имеются малые изменения полей в тангенциальном направлении, а также что эти поля обращаются в нуль при $z \rightarrow \infty$.

В поверхностном интеграле в уравнении (6.55)

$$\vec{P} d\vec{S} = -\vec{P} \vec{n} dS = -P_n dS,$$

где вектор \vec{n} направлен вглубь рассматриваемой среды. В соотношении (6.55) существенны только тангенциальные компоненты \vec{E} и \vec{H} . С учетом того, что

$$\vec{E}_T(0) = Z [\vec{H}_T(0) \times \vec{n}]$$

это уравнение приводится к виду:

$$\frac{1}{2} Z |\vec{H}_T(0)|^2 = \frac{1}{2} \int_0^\infty \vec{j}^* \vec{E} dz + i2\omega \int_0^\infty \frac{\mu_0}{4} \frac{|\vec{H}|^2}{4} dz. \quad (6.56)$$

Выделив действительную часть этого равенства, получим:

$$P_R = \frac{1}{2} R |H_T(0)|^2 = \operatorname{Re} \frac{1}{2} \int_0^\infty \vec{j}^* \vec{E} dz.$$

где P_R – средняя мощность потерь на единичный квадрат поверхности.

Выделяя мнимую часть уравнения (6.56), находим

$$P_X = \frac{1}{2} X |H_T(0)|^2 = \operatorname{Im} \frac{1}{2} \int_0^\infty \vec{j}^* \vec{E} dz + 2\omega \int_0^\infty \frac{\mu_0}{4} \frac{|\vec{H}|^2}{4} dz,$$

где P_X – средняя реактивная мощность, приходящаяся на единичный квадрат поверхности.

Видно, что реактивная мощность состоит из двух членов. Первый из них представляет реактивную мощность, связанную с кинетической энергией носителей тока, а второй – даёт реактивную мощность, связанную с наличием в среде магнитного поля.

Граничные условия

$$\vec{E}_T(0) = Z [\vec{H}_T(0) \times \vec{n}],$$

где

$$Z = R + iX$$

применительно к действительным величинам полей \vec{E}_T и \vec{H}_T можно записать в виде:

$$\vec{E}_T = R\vec{H}_T + L \frac{d\vec{H}}{dt}$$

где $L = \frac{X}{\omega}$ — поверхностная индуктивность поверхности.

Теперь можно ввести кинетическую и полевую поверхностную индуктивности

$$L_K = \frac{1}{\omega |\vec{H}_T(0)|^2} \text{Im} \int_0^\infty \vec{j}^* \vec{E} dz.$$

$$L_H = \frac{1}{|\vec{H}_T(0)|^2} \int_0^\infty |\vec{H}_T|^2 dz.$$

Эти соотношения справедливы для случая произвольной связи между током и полем как в нормальных металлах, так и в сверхпроводниках.

Рассмотрение кинетических процессов в проводниках и диэлектриках выявило одну интересную особенность. Если заряды свободны, то в такой системе могут существовать только коллективные колебания, при которых все заряды, участвующие в колебательном процессе, совершенно равноправны. Все они находятся в одном и том же энергетическом состоянии и, если не учитывать потери, то сумма кинетической и потенциальной энергии в любой момент времени у них одинакова. Этот вывод полностью справедлив для случая сверхпроводников и холодной плазмы.

Но наиболее интересные результаты применения новых подходов имеют место 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

данного сорта пар. 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 концепции ДДПД.

6.6. ЛУЧИСТАЯ АНТИГРАВИТАЦИЯ И УДАРНАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ ВОЛНА

В соответствии с законом всемирного тяготения две массы M и m_0 притягиваются с силой

$$F_g = \gamma \frac{Mm_0}{r^2}. \quad (6.57)$$

Однако если какая-то масса излучает ещё и лучистую энергию, то такое излучение будет отталкивать другую массу, притягиваемую гравитационным полем. Это явление можно назвать лучистой антигравитацией. Вычислим численные характеристики такого процесса.

Будем считать, что масса m_0 является сферой с радиусом r_0 . Будем также считать, что вся лучистая энергия, падающая на эту сферу, полностью ею поглощается. При этом её эффективное поперечное сечение составит πr_0^2 . Если удельная мощность, падающего на неё излучения, равна P , то сила светового давления, оказываемая этим излучением на сферу, будет равна:

$$F_p = \frac{P\pi r_0^2}{c}.$$

При достаточно мощном излучении может оказаться так, что сила гравитационного притяжения и лучистого отталкивания станут равны, и тогда силовое взаимодействие между массами будет отсутствовать. Это условие соблюдается, когда $F_g = F_p$, и определяет мощность такого излучения

$$P = \frac{Mm_0 c}{\pi r_0^2 r^2} \quad (6.58)$$

Если выразить массу тела m_0 через его плотность, то соотношение (6.58) запишется:

$$P = \frac{4Mc\alpha_0\rho}{3r^2}$$

При ядерных реакциях значительная часть массы превращается в лучистую энергию, которая излучается в окружающее пространство. В этом случае суммарная мощность, излучаемая в окружающее пространство, будет определяться соотношением

$$P_{\Sigma} = \frac{dM}{dt}c^2,$$

а удельная мощность на расстоянии r от источника составит:

$$P = \frac{P_{\Sigma}}{4\pi r^2} = \frac{c^2}{4\pi r^2} \frac{dM}{dt}.$$

Конечно, процесс лучистого воздействия будет запаздывать на время $\frac{r}{c}$. А удельная сила давления, сопутствующая такому процессу будет равна:

$$F_P = \frac{c}{4\pi r^2} \frac{dM}{dt}.$$

С другой стороны, изменение массы в процессе её аннигиляции приведет к изменению гравитационного потенциала по закону

$$\Phi_g(t) = \gamma \frac{M(t)}{r}.$$

При этом производная гравитационного потенциала по времени будет зависеть от производной массы по времени

$$\frac{\partial \Phi_g(t)}{\partial t} = \gamma \frac{\partial M(t)}{\partial t},$$

т.е. от скорости детонации ядерного заряда. Это изменение потенциала будет также распространяться с конечной скоростью равной скорости света, запаздывать на время $\frac{r}{c}$ и может быть названо ударной гравитационной волной. Интересной особенностью такого синхронного процесса распространения электромагнитной энергии и гравитационного потенциала является то, что, двигаясь с одинаковой скоростью, и лучистая энергия и изменение гравитационного потенциала достигнут массы m_0 одновременно. При этом их силовое действие будет направлено в одну сторону, т.е. световое давление на массу увеличится, в то время как сила притяжения уменьшится.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наиболее важным результатом работ [6-9] является то, что в них и теоретически показано, и экспериментально подтверждено, что скалярный потенциал заряда, а также его величина, зависят от скорости. Данная работа лишь детализирует те идеи, которые высказаны в этих работах. Полученные результаты меняют идеологическую основу классической электродинамики, указывая на то, что значительная часть динамических явлений, которые есть в электродинамике, являются следствиями такой зависимости. Конечно, принятие такой концепции — это очень ответственный шаг. Но, с физической точки зрения, он понятен. Ведь главным параметром заряда является не его величина, а те энергетические характеристики, которыми он обладает. При ускорении заряда также растет его энергия относительно неподвижной системы, и увеличение этой энергии приводит к относительному изменению полей. Т.е., движущийся заряд по своим энергетическим характеристикам, соответствует неподвижному заряду с несколькими измененными электрическими полями.

Зависимость скалярного потенциала от скорости приводит к тому, что в его окрестностях генерируются электрические поля, обратные полям, ускоряющим заряд. Причем эти поля убывают, как $\frac{1}{r}$, и запаздывают на время, равное расстоянию до рассматриваемой точки, деленному на скорость света. Такие динамические свойства заряда позволяют, вместо двух симметричных законов — магнитоэлектрической и электромагнитной индукции, ввести один закон электро-электрической индукции, который и является основным законом индукции. Этот метод дает возможность непосредственно решать все задачи индукции, не прибегая к применению таких полей посредников, как векторный потенциал и магнитное поле. Введение скалярно-векторного потенциала объясняет ряд явлений (например, фазовую aberrацию и поперечный эффект Доплера), которые ранее в классической электродинамике объяснения не имели. И очень важно то, что зависимость заряда от скорости имеет экспериментальное подтверждение. Прямым

подтверждением зависимости заряда от скорости является также возникновение электромагнитного импульса при взрыве ядерной бомбы. Очень похоже на то, что ядерные взрывы в космосе, проведенные в начале 60-х годов, открыли новую страницу не только в ядерных технологиях, но и в фундаментальной физике, и придется признать зависимость скалярного потенциала и величины заряда от скорости, а физики хорошо понимают, что это означает.

Следует отметить, что в классической электродинамике до появления преобразований, представленных соотношениями (5.5), не было правил преобразования полей при переходе из одной инерциальной системы в другую. Эти правила получены путем использования очень понятных физических процедур, а не путем введения постулатов.

Однако оказывается, что с точностью до членов $\sim \frac{v^2}{c^2}$ эти преобразования совпадают с результатами СТО. Следует отметить, что СТО, как и соотношение (5.4), тоже предполагает зависимость скалярного потенциала от скорости, и эти результаты тоже совпадают с точностью до членов $\sim \frac{v^2}{c^2}$. При этом нельзя не отметить, что экспериментальная

проверка СТО в настоящее время проведена не точнее, чем указанные порядки. Если продолжать сравнение, то следует указать, что предлагаемая теория допускает возможность существования скоростей больших скорости света, а также предполагает зависимость заряда от скорости. В СТО заряд является инвариантом скорости. Экспериментально подтверждению зависимости заряда от скорости в работе уделено значительное место и экспериментально показано, что такая зависимость существует.

В работе показано также, что, наряду с фундаментальными параметрами $\epsilon\epsilon_0$ и $\mu\mu_0$, которые характеризуют определенные виды энергии, накапливаемые или переносимые в среде, а именно: электрическую и магнитную энергии, существует еще два фундаментальных материальных параметра L_k и C_k . С этими параметрами связаны два вида энергии, а именно: кинетическая и потенциальная, которые могут накапливаться или переноситься в материальных средах. Если параметр L_k иногда и использовался при описании некоторых физических явлений, например, в сверхпроводниках [4], то о существовании C_k , до появления работ [9-11], известно не было. Использование всех четырех фундаментальных параметров $\epsilon\epsilon_0$, $\mu\mu_0$, L_k и C_k дает ясную физическую картину волновых и резонансных процессов, имеющих место в материальных средах при наличии в них электромагнитных полей, и позволяет решать все существующие задачи электродинамики для

линейных сред. Ранее всегда считалось, что в материальных средах распространяются электромагнитные волны и только эти волны переносят энергию. Однако эта терминология не полная. В действительности, в материальных средах распространяются магнитоэлектрокинетические или электромагнитопотенциальные волны, в которых часть энергии переносится чисто механическим путем. Резонансы в материальных средах тоже носят свою специфику. В отличие от электромагнитных резонансов, в замкнутых плоскостях, когда обмен энергией происходит между магнитными и электрическими полями, в материальных средах есть два вида резонансов. Первый – электрокинетический, когда энергия электрического поля превращается в кинетическую энергию носителей зарядов, и наоборот, а магнитных полей вообще нет. Второй – магнитно-потенциальный, когда потенциальная энергия, накопленная в прецессионном движении, может отдаваться во внешнее пространство на частоте прецессии.

Следует обратить внимание еще и на то, что физическая интерпретация некоторых математических понятий, которые касаются электродинамических процессов, требует определенной осторожности. Так, математически очень просто из двух, независимых от частоты физических величин сконструировать математический символ, который будет зависеть от частоты. Именно это и произошло, когда были введены понятия дисперсии диэлектрической и магнитной проницаемости. Однако оказалось, что такие понятия, как дисперсия этих величин, физически необоснованны, хотя параметры $\epsilon^*(\omega)$ и $\mu^*(\omega)$, и удобны для математического описания процессов, имеющих место в материальных средах.

Следует отметить, что мы являемся свидетелями одного очень интересного феномена, когда математика родила новый физический параметр, которого в природе не существует. И, самое интересное заключается в том, что все физики в существование такого параметра поверили и верят до сих пор. Речь идет о частотозависимой диэлектрической проницаемости. Такого физического параметра в природе не существует. Как возникла эта ошибка? Известно, что существует дисперсия электромагнитных волн, при прохождении ими через материальные среды. Вот все и начали думать, что эта дисперсия порождена дисперсией диэлектрической проницаемости. Оказывается все совсем не так, и дисперсия электромагнитных волн является следствием не дисперсии диэлектрической проницаемости, а дисперсией проводимости материальных сред. Для плазмы это соотношение (6.21). И формируют эту дисперсию сразу несколько независимых от частоты параметров. Для плазмы ими являются: диэлектрическая проницаемость вакуума и кинетическая индуктивность носителей зарядов, представляющих плазму. В диэлектриках этот процесс несколько сложнее, потому что,

наряду с диэлектрической проницаемостью вакуума и кинетической индуктивностью связанных зарядов, представляющих плазму, в этом процессе принимают участие поляризационные или ориентационные свойства электрических диполей, имеющихся в диэлектрике. Однако дисперсия электромагнитных волн, наблюдаемая при их прохождении через диэлектрики, связана не с дисперсией несуществующего параметра, которым является частотозависимая диэлектрическая проницаемость, а с дисперсией проводимости диэлектриков. В формировании этой дисперсии принимают участие уже указанные параметры, которые от частоты не зависят.

Таким образом, развеялся очень красивый миф (такой же красивый как радуга) о дисперсии диэлектрической проницаемости материальных сред, который просуществовал почти столетие. Отметим, что этот миф и начинался именно с такой загадочной и красивой радуги. Следует отметить, что указанная терминологическая, физическая и методическая ошибка присутствует во всех без исключения фундаментальных трудах по электродинамике сплошных сред и физике плазмы. Естественно она имеет место и во всех публикациях, где обсуждаются эти вопросы.

Но если утверждение о наличии дисперсии у диэлектрической и магнитной проницаемости можно, в какой-то мере, еще считать методической ошибкой, то в электродинамике сплошных сред имеют место и ошибки более принципиального характера. Это тот случай, когда в проводящих средах вводится вектор поляризации, подобно тому, как это делается в диэлектриках. Это грубая физическая ошибка, поскольку вектора поляризации в проводящих структурах быть не может по определению, т.к. в проводящих структурах заряды являются свободными и образуют электрические диполи не могут. В результате таких методических и физических ошибок, незамеченным оказалось то обстоятельство, что в незамагниченной ограниченной плазме, наряду с продольным ленгмюровским резонансом, может иметь место и поперечный плазменный резонанс, причем частоты у этих резонансов совпадают. А это означает, что пропущено целое научное направление, имеющие, в первую очередь, важное прикладное значение, т.к. на его основе могут быть созданы лазеры на коллективных колебаниях плазмы.

Методическое значение имеет тот факт, что при исследованиях, направленных на подтверждение факта зависимости заряда от скорости, было обнаружено, что при нагревании или охлаждении проводящих тел, на них появляется статический заряд. Оказалось, что это явление связано с необходимостью поддержания равенства химических потенциалов различных подсистем, из которых состоит образец. Это открывает путь к развитию нового направления исследований, которое можно

назвать электрополевой термокинетической спектроскопией. Данная методика основана на том, что свободные заряды, находящиеся в материальной среде, вынуждены уравнивать свой химический потенциал с другими подсистемами, а, значит, они являются участниками всех изменений и превращений, которые могут иметь место в таких средах (изменение температуры, фазовые переходы, механические напряжения, появление дислокаций и пр.). Причем методика измерения оказывается очень простой, и для её осуществления требуется всего лишь высокоомный электромметр. В работе показано, как хорошо данная методика фиксирует фазовый переход в сверхпроводящее состояние или динамику механических нагрузок. Конечно, это только первые шаги по разработке данного метода исследования, но представляется, что это достаточно перспективное направление.

И теперь, пожалуй, о самом главном. Ведь, если какая-либо ядерная держава или террористы взорвут в космосе ядерный заряд, то значительная часть спутников выйдет из строя. Совершенно понятно, что после этого случится. Уже в свое время были предсказания Нобелевского лауреата Ханса Альбрехта Бете. Они не оправдались, хотя с точки зрения понятий существующей классической электродинамики, они полностью обоснованы. Сейчас существует теория Louis W. Seiler, Jr., но она не выдерживает критики. Что, если опять, опираясь на эту теорию, будет произведен ядерный взрыв в космосе каким-либо ядерным государством, или террористами, в результате чего будет погублена вся спутниковая информационная система? Тогда оправдываться уже будет поздно. Со времени публикации работы [9] прошло уже пять лет, но ни один из спутников, запущенных за это время, не снабжен системой защиты против ЭМИ. Хотя в работе [9] уже имеются все необходимые данные для получения результатов, приведенных в данной работе, тем не менее, пришлось написать новую книгу, чтобы в более развернутом виде показать накопившиеся проблемы. И я призываю научную общественность более серьезно отнестись к этой проблеме, а государства, имеющие ядерное оружие и свои спутники в космосе, учесть серьезность сложившейся ситуации. Какие неотложные меры следует предпринять в данном случае?

1. Отныне каждый запускаемый спутник должен быть снабжен системой защиты от ЭМИ.
2. Необходимо на основе концепции скалярно-векторного потенциала разработать полную теорию возникновения и проникновения ЭМИ ядерного взрыва с учетом конкретных параметров окружающей среды, а это непростой вопрос, требующий значительных усилий квалифицированных теоретиков и программистов.

3. Следует провести обширные экспериментальные исследования, включая создание имитаторов ЭМИ ядерного взрыва на горячей плазме, а также провести экспериментальные ядерные взрывы для уточнения разработанной теории.
4. Необходимо заключить международные соглашения, регулирующие эту проблему.

Конечно, наиболее важные результаты, касающиеся результатов испытаний по «Программе К», по-видимому, являются до сих пор засекреченными. Этих результатов я не знаю. Но с большой уверенностью могу сказать, что в процессе испытаний по этой программе были измерены параметры ЭМИ не только на земле и в атмосфере, но и в космосе. Теория комптоновских электронов (Louis W. Seiler, Jr., A Calculational Model for High Altitude EMP, report AD-A009208, March 1975) не предполагает наличие ЭМИ в космосе. Но я уверен, что измерения полей ЭМИ в космосе, которые, как я предполагаю, были все-таки проведены при испытаниях по «Программе К», показали наличие в космосе очень больших величин полей ЭМИ, значительно превосходящих те, которые наблюдались на земной поверхности. И, если это действительно так, то предлагаемая здесь теория, основанная на концепции скалярно-векторного потенциала верна. А, значит те рекомендации, которые содержатся в выше названных четырех пунктах, нужно в обязательном порядке срочно претворять в жизнь.

Поскольку новые идеи и концепции, изложенные в этой монографии, подпадают под категорию интеллектуальной собственности, то перепечатка этих материалов и их использование для реализации практических проектов может осуществляться только с моего согласия.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение выражаю свою признательность и благодарность Академику АН УССР Виктору Петровичу Шестопалову, с которым автор неоднократно обсуждал вопросы, затронутые в монографии, и от которого всегда неизменно получал и идейную, и моральную поддержку. Хочу поблагодарить также дирекцию Физико-технического института низких температур АН УССР в лице его бывшего директора Академика АН УССР Бориса Иеремиевича Веркина и Академика АН УССР Виктора Валентиновича Еременко за ту помощь, которую они оказывали мне на протяжении всей моей деятельности в институте. Выражаю свою глубокую признательность профессору Николаю Николаевичу Горобцу и доктору Вячеславу Дмитриевичу Филю за полезные обсуждения материалов работы, а также Игорю Алексеевичу Шурупову, Алексею Ивановичу Гордиенко и Шурупову Алексею Игоревичу за помощь в подготовке и оформлении рукописи. Я также благодарен моей жене Менде Галине Тимофеевне за ту моральную поддержку, которую она всегда мне оказывала, и за её долготерпение к моей научной деятельности.

Все замечания и пожелания по данной монографии автор примет с благодарностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. В 9-и т. – М.: Мир, 1977.
2. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Колебания и волны в плазменных средах. Изд. Московского университета, 1990. – 272 с.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – М: Физматгиз, 1973. – 454 с.
4. Менде Ф. Ф., Спицын А. И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев, Наукова думка, 1985. – 240 с.
5. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений электромагнитной индукции. – Харьков, депонирована в ВИНТИ, № 774-В88 Деп., 1988. – 32с.
6. Менде Ф.Ф. К вопросу о возникновении вторичных электрических полей при протекании через сверхпроводники постоянных токов. – Харьков, 1992. – 28 с. Рукопись депонирована в ВИНТИ 05.11.92, № 3182-В92. Деп.
7. Менде Ф.Ф. К вопросу о зависимости величины заряда электронов от их скорости при протекании через сверхпроводники постоянных токов. Препринт 1–93. Малое государственное предприятие «Научно-исследовательский институт криогенного приборостроения» при Физико-техническом институте низких температур АН Украины, 1993 г. - 45 с.
8. Mende F. F. Experimental corroboration and theoretical interpretation of dependence of charge value on DC flow velocity through superconductors. Proceedings International Conference «Physics in Ukraine», Kiev, 1992.
9. Mende F. F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.
10. Mende F. F. Conception of the scalar-vector potential in contemporary electrodynamics, arXiv, physics/0506083.
11. Менде Ф. Ф. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков, Константа, 2003.- 72 с.
12. Знакомый и незнакомый Зельдович (в воспоминаниях друзей, коллег, учеников), М: Наука, 1993, 352 с. (под редакцией С. С. Герштейна и Р.А. Сюняева)
13. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М: Физматгиз, 1963. – 696 с.
14. Ярив А. Квантовая электродинамика и нелинейная оптика. – М: Сов. радио, 1973.- 454 с.
15. Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн. М: Наука, 1989.- 543 с.
16. Агекян Т. А., Звезды галактики метagalaktika. Изд. Наука, 1981. – 415 с.

Приложение №1

Новая система единиц

Мы часто произносим слова: масса, пространство, время. Однако в литературных источниках нет точного определения этих понятий. Если говорить о массе, то нам, по крайней мере, известны три её свойства, которые характеризуют её как массу. Первое свойство заключается в том, что любая масса имеет линейные размеры. У массы имеется еще два фундаментальных свойства, в связи с чем вводится такое понятие, как сила. На это понятие указывает закон всемирного тяготения. Действительно, в соответствии с этим законом две массы всегда притягиваются. Это свойство является следствием того, что вокруг массы имеется потенциальное поле, градиент которого и ответственен за появление такой силы. Это, в свою очередь означает, что система из двух удаленных тел обладает потенциальной энергией. Третьим фундаментальным свойством массы являются её инерционные свойства, которые указывают на то, что для того, чтобы ускорить массу, нужно приложить силу. Из этого свойства вытекает то обстоятельство, что движущаяся масса обладает кинетической энергией. Таким образом, масса как физическое понятие обладает следующими фундаментальными свойствами: она имеет линейные размеры, обладает гравитационными и инерционными свойствами, а также, при определенных условиях, может обладать потенциальной и кинетической энергией.

Понятие пространства связано с понятием линейных размеров или длины, пространство является трехмерным. Для реализации этого понятия вводятся координатные системы. Но у пространства есть еще одна характеристика, которую можно назвать принципом несовместимости. Этот принцип заключается в том, что в одной и той же точке пространства в данный момент времени, не могут находиться две различных объекта. Собственно этот принцип и определяет одну из характеристик такого понятия как время, свидетельствующий о том, что

разные тела одновременно могут находиться только в разных точках пространства.

Что такое время, как и почему оно течет, ученые и философы спорят до сих пор. Известно, что время во все системы единиц, наравне с массой и длиной, входит как первичная, ни от чего не зависящая, величина. Однако мы также знаем, что для того чтобы измерить время, нам всегда необходимы часы. Существует много типов различных часов, но все их объединяет одна особенность. Оказывается, что во всех мыслимых часах, всегда имеет место взаимодействие других первичных физических величин, таких, например, как массы, длины и силы. В маятниковых часах их ход определяется массой Земли и длиной маятника. Это же относится и к спутникам, вращающимся вокруг своих звезд или планет. В часах с механическими пружинами ход определяется массой и размерами маятника, а также упругими свойствами пружины. В качестве часов могут быть использованы механические резонансные системы, но и здесь в обязательном порядке имеет место взаимодействие трех первичных параметров: силы, массы и длины. Электромагнитные резонансные системы также могут быть использованы в качестве часов, но и здесь их ход будет зависеть от размеров резонатора, а также от диэлектрических и магнитных свойств среды.

Но давайте представим себе, что в данной инерциальной системе вдруг по каким-то причинам изменилась гравитационная постоянная, или изменились инерционные свойства массы, или, наконец, изменились электродинамические свойства среды – все это повлечет за собой изменение темпа хода часов. Таким образом, напрашивается вывод о том, что время не является первичной физической величиной, как, например, масса длина и сила, а непосредственно зависит от указанных величин и может быть через них выражено.

Немаловажным является вопрос о том, в какую сторону, и как быстро течет время. Впервые указание на то, что время в разных инерциальных системах может течь не одинаково (так называемый парадокс близнецов), дала специальная теория относительности. Но это и не странно, т.к. эта теория предполагает и относительное изменение и длины, и массы в различных инерциальных системах.

Известно, что практически все законы микромира инвариантны по отношению к изменению знака времени, поэтому для этих законов не имеет значения, в какую сторону течет время – вперед или назад.

Если мы имеем систему отсчета, которая переходит из одной инерциальной системы в другую, что неизбежно связано с процессами замедления или ускорения этой системы, то в такой системе должен

происходить и процесс замедления или ускорения времени. Таким образом, можно считать, что время может течь неравномерно, то ускоряясь, то замедляясь. Но если это так, то возникает вопрос, а может ли время вообще остановиться, или поменять свое направление. Почти очевидным является тот факт, что, если бы вдруг прекратилось всякое движение, и все тела, включая и атомы, вдруг замерли на своих местах, то и понятие времени потеряло бы свой смысл. То же самое произошло бы в том случае, если бы Вселенная была абсолютна пуста. Таким образом, мы приходим к выводу, что понятие времени является следствием существования материальных объектов и их свойств.

Известно, что обращение времени, т.е. изменение знака времени не меняет вида уравнений движения. Это означает, что для любого возможного движения системы может осуществляться обращенное во времени движение, когда система последовательно проходит в обратном порядке состояния, симметричные состояниям, проходившим в предыдущем движении. В такой постановке вопроса естественно предположить, что, когда в системе не происходит никаких изменений, то время для такой системы вообще не течет. Когда же в системе происходят какие-то обратимые изменения, т.е. она после некоторой эволюции возвращается обратимым путем в свое исходное состояние, то время течет сначала в одном, а затем в другом направлении. Поскольку в данном случае понятие времени использовано в применении к данной конкретной системе, то можно ввести собственное времени системы, т.е. полагать, что у каждой отдельно взятой системы существует свое собственное время. Симметричные по времени состояния отличаются противоположными направлениями скоростей (импульсов) частиц и магнитного поля. Временная инвариантность приводит к определенным соотношениям между вероятностями прямых и обратных реакций, к запрету некоторых состояний поляризации частиц в реакциях, к равенству нулю электрического дипольного момента элементарных частиц и т. д. Из общих принципов квантовой теории поля следует, что все процессы в природе симметричны относительно произведения трех операций: обращения времени, пространственной инверсии и зарядового сопряжения.

Однако существующие системы единиц не предполагают применения времени с разными знаками. Почему так случилось? Скорее всего, потому что время как физическая величина было введено не на основании каких-либо глубоких физических принципов, а на основании решений палаты мер и весов. Просто для измерения времени были взяты

существующие в природе периодические процессы, часто имеющие различную природу.

Как было сказано, часы, при помощи которых измеряют время, обязательно оперирует с другими физическими величинами, такими, например, как масса, длина и сила. И если выразить время через эти параметры, то их сочетание окажется под корнем, а значит и время сможет принимать, как положительные, так и отрицательные значения. Но, хоть масса, длина и сила и существуют как первичные объективные физические величины, мы столкнемся с той трудностью, что в существующих системах единиц сама сила выражается через уже введенное время. Существует ли путь преодоления этой трудности? Да, такой путь существует.

Сама масса в соответствии с законом всемирного тяготения является носителем силы, т.к. две массы, разнесенные в пространстве, притягиваются. С другой стороны известно, что существует принцип эквивалентности тяжелой (гравитационной) и инертной массы. Причем, экспериментально показано, что этот принцип соблюдается с очень высокой степенью точности. Именно эти два принципа и могут быть взяты в качестве фундаментальных основ для введения времени как физической величины.

Если имеются две одинаковые массы m , расположенные на расстоянии $2r$, то, в соответствии с законом всемирного тяготения, сила их притяжения запишется:

$$F_g = \frac{mm}{4r^2}$$

Пока не будем вводить каких-либо переводных коэффициентов, т.к. строится новая система единиц. Ниже будет показано, какие нужно использовать переводные коэффициенты, чтобы перейти к привычным нам единицам времени.

Если указанные массы вращаются вокруг общего центра масс и действует принцип эквивалентности гравитационной и инертной массы, то будет верно равенство:

$$T = 4\pi \sqrt{\frac{r^3}{m}} \quad (1)$$

где T – период обращения масс вокруг центра.

Соотношение (1) включает в себя сразу два закона: закон всемирного тяготения и принцип эквивалентности гравитационной и инертной массы. Оно также определяет размерность времени. Естественно, такая

размерность нам несколько непривычна, но привыкли же к другим размерностям в физике, в которые входит непонятно откуда взятая секунда. Преимуществом такого подхода является то, что время как физическая величина введено на основе фундаментальных законов физики и, как следствие этого, соответствует принципу обращения времени.

Если в качестве единицы длины взять метр, а в качестве единицы массы – килограмм, единицей времени в данной системе будет величина 4л с соответствующей размерностью. Чтобы перевести эту величину в секунды, следует разделить её на корень квадратный из гравитационной постоянной. Если это проделать, то можно увидеть, что вновь введенная единица времени примерно на пять порядков больше, чем секунда. Это, конечно, не очень удобно, но чтобы этих неудобств избежать, можно ввести безразмерный коэффициент, равный корню квадратному из абсолютной величины гравитационной постоянной. При этом соотношения между значениями всех физических величин сохранятся, хотя и размерности у них будут другими. Все механические величины при этом будут выражаться только через длину и массу.

Поскольку время теперь имеет свою собственную размерность, то переход к электрическим системам единиц также не составляет труда, просто в соответствующие размерности единиц нужно вставить новую размерность времени с выбранным безразмерным переходным коэффициентом. Если для измерения электрических единиц использовать Гаусову систему и выразить в ней время в единицах массы и длины, то все электрические и магнитные единицы будут также выражены в единицах массы и длины.

Необходимо заметить, что если применять такое незначительное нововведение, то это может привести к серьёзной перестройке наших физических взглядов.

Приложение № 2

Уже после того, как данная монография была написана и находилась в издательстве её автору стало известно, что исследования вопросов симметризации уравнений индукции проводились независимо А. М. Сидоровичем. На этом пути им были достигнуты существенные успехи. И, поскольку в самом тексте монографии уже нельзя ничего изменить, привожу в качестве приложения личные комментарии автора этих работ и их список, любезно предоставленные А. М. Сидоровичем:

Явление действительной «Электромагнитной индукции» замечено в природе достаточно давно (XVI век, со времени первых наблюдений и записей в судовых журналах фактов влияния ударов молнии на магнитную стрелку, намагничивания железа или перемагничивания стрелки компаса). М. Фарадей, считая это явление известным (также и по опытам Г. Х. Эрстеда 1820 г.), искал и открыл в 1831 г. симметричное ему явление «Магнитоэлектрической индукции». Несмотря на это симметрия явлений динамической индукции применительно к уравнениям Максвелла ещё долгое время (до 80-х годов XX столетия) не находила должного отображения, ввиду последовавшей затем путаницы (в XIX – XX веках) в физике индукционных явлений и терминологии. Тем не менее, это обстоятельство симметрии явлений индукции неоднократно отмечалось многими авторами (хотя и в запутанной терминологии) в научно-технической и научно-популярной литературе (как до 1980 г., так и позднее).

На этом тернистом пути симметризации явлений динамической индукции многие «жертвами пали в борьбе роковой», внося достойный вклад в разработку идеи или окончательно заблудившись в ответвлениях-лабиринтах тупиковых ошибочных направлений (к примеру, акад. А. Г. Иосифьян, А. А. Бальчитис и др.).

Однако симметрия явлений динамической индукции не ограничивается только симметрией основных явлений «Электромагнитной индукции (1751 – 1862 - 1980)» и «Магнитоэлектрической индукции (1831)», но и отображается также симметрией явлений взаимоиндукции – «Электрической взаимоиндукции (1831)» и «Магнитной взаимоиндукции (1980)» или соответственно «электрической трансформации» и «магнитной трансформации». Хотя, например, магнитный трансформатор с диэлектрическим сердечником, как прямой физический аналог электрического трансформатора с магнитным сердечником, до сих пор не реализован, несмотря на то, что все технические возможности для этого вполне имеются.

Весьма показательна, в этом отношении, также симметрия понятий индуктивности и взаимоиндуктивности, где электрической индуктивности и взаимоиндуктивности (измеряемых в «генри»), соответствуют непривычные новые понятия магнитной индуктивности и взаимоиндуктивности (измеряемых в «фарадах»).

Однако многие более интересные события и результаты на этом пути ещё впереди. Поэтому каждый дальнейший шаг в данном направлении можно только приветствовать.

1. Сидорович А. М. К бинарно-инверсной интерпретации уравнений Максвелла и индукционных явлений. *Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук*, 1980, № 3, с. 126. (Деп. в ВИНТИ, № 4119-79 Деп.).

2. Sidorovich A. M. Electromagnetic Induction (New Conception). *Proc. Int. Symp. (ISEF'87), Pavia, Italy, 23 - 25 September 1987*, p. 25. 27.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1. Основные противоречия классической электродинамики	3
Глава 2. Законы магнитоэлектрической индукции	9
Глава 3. Законы электромагнитной индукции	22
Глава 4. Законы самоиндукции	27
4.1. Электрическая самоиндукция	28
4.2. Магнитная самоиндукция	31
4.3. Процессы распространения в длинных линиях	34
4.4. Переходные процессы в отрезках длинных линий	40
Глава 5. Новые результаты и экспериментальные данные	50
5.1. Скалярно-векторный потенциал	50
5.2. Фазовая абберация и поперечный эффект Доплера	52
5.3. Силовое взаимодействие токонесущих систем	54
5.4. Закон электро-электрической индукции и запаздывающие потенциалы	58
5.5. Ферроэлектрический трансформатор	66
5.6. Экспериментальные данные	68
5.7. Электрополевая термокинетическая спектроскопия	77
5.8. Ядерные взрывы и опасные прогнозы	79
5.9. Канатные тросы	97
5.10. Гравитационный дефект масс	100
Глава 6. Дисперсия диэлектрической и магнитной проницаемости	104
6.1. Дисперсионные соотношения для колебательного контура	104
6.2. Проводящие среды	106
6.3. Диэлектрики	122
6.4. Магнетики	126

6.5. Кинетическая индуктивность – новый фундаментальный параметр и новые подходы в электродинамике материальных сред.....	129
6.6. Лучистая антигравитация и ударная гравитационная волна	136
Заключение	138
Благодарности.....	144
Список литературы.....	145
Приложения	166

УДК 537.812+537.312.62+621.372.834

Менде Ф. Ф.
М 50 Непротиворечивая электродинамика. Монография. – Харьков:
«НТМТ», 2008, – 152 с., ил. 33, библ. 16. ISBN 978-966-8603-23-5

ББК 22.632

Self-consistent electrodynamics

In this book a concept of scalar-vector potential is introduced which assumes that the charge is dependent on velocity. A law of electro-electric induction is formulated which directly relates properties of a moving charge and electric fields induced by this charge in the ambient space. Introducing the scalar-vector potential allows to explain such phenomena as phase aberration and the lateral Doppler effect. Dependence of the charge quantity on its velocity is confirmed experimentally. It is shown that published studies on classical electrodynamics and physics of continuum contain mistakes of methodological and physical nature. In particular, introducing the frequency dispersion of dielectric and magnetic permeability is a methodological mistake. Introducing the polarization vector in conductors at the microscopic level is a physical mistake. It is shown that in a nonmagnetized plasma a lateral plasma resonance at the Langmuir oscillation frequency takes place, and also that in material media, together with electromagnetic waves, waves carrying kinetic and potential energy propagate as well. These can be termed magneto-electrokinetic and electromagnetopotential waves, respectively. A concept of kinetic capacity is introduced. A new method of electrofield thermokinetic spectroscopy of material media is proposed.

The book is intended for specialists in the areas of electrodynamics and physics of continuum, as well as for students of the corresponding specialties.

Менде Фёдор Фёдорович

НЕПРОТИВОРЕЧИВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Ответственный за выпуск
Компьютерная верстка

Карпенко Н.П.
Макеева Н.В.

Подписано к печати 16.01. 2008 г. Формат 64x90/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура Newton7С.
Усл. печат. листов 4.875. Зак. № 128 /2008-56.
Тираж 500 экз.

Издательство «НТМТ»

Свидетельство о Государственной регистрации ДК № 1748 от 15.04.2005 г.
61072, г. Харьков, пр. Ленина, 58, к. 106
Тел./факс: 763-03-72; тел.: 763-03-80, 763-03-87
E-mail: ntmt@tns.org.ua
