Ф. Ф. Менде

НОВЫЕ ИДЕИ В СОВРЕМЕННОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Ф. Ф. МЕНДЕ

НОВЫЕ ИДЕИ В СОВРЕМЕННОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

ХАРЬКОВ – 2012

УДК 537.812+537.312.62+621.372.834

Менде Ф. Ф.

Новые идеи в современной электродинамике. Монография. – Харьков: 2012, - 105с., ил. 26, библ. 15.

Физика заканчивается там, где начинаются постулаты. Их использование говорит о непонимании физических явлений и замену этих явлений суррогатом постулатов. Всё прошлое столетие ознаменовано величайшим кризисом в физике, когда на смену материалистическому пониманию действительности пришла математика, которая сама начала создавать свои физические законы. Закованная в кандалы желтой науки и желтой прессы, физика на протяжении прошлого столетия практически стояла на месте, что и породило глубочайший кризис. Всё новое отбрасывалось и поддавалось бичеванию, и транснациональные научные кланы без особых усилий наживались на этом. Сейчас ситуация в физике очень напоминает ту, которая предшествовала падению системы Птолемея.

Типичным примером таких подходов явилось введение метафизического понятия частотной дисперсии таких материальных параметров как диэлектрическая и магнитная проницаемость материальных сред. Эти метафизические подходы породили целое метафизическое направление в электродинамике материальных сред, именуемое частотной дисперсией материальных параметров.

Оказалось также, что закон электромагнитной индукции Фарадея несостоятелен, а значит несостоятельно и первое уравнение Максвелла, которое из него следует. Это означает, что в природе не существует вихревых электрических полей. Показано, что электрические поля могут иметь только градиентную природу.

В работе проведен анализ ошибок и неточностей, которые имеют место в классической электродинамике. Представлена критика допущенных ошибок, и указан путь к их исправлению. Показано, что в основу современной классической электродинамики должна быть положена концепция зависимости скалярного потенциала заряда от относительной скорости его движения. Такой подход открывает путь к построению непротиворечивой единой электродинамики без парадоксов и ошибок.

Для специалистов в области электродинамики, радиофизики, электроники и радиотехники, а также студентов соответствующих специальностей.

ВЕДЕНИЕ

Физика заканчивается там, где начинаются постулаты, ибо их использование говорит о непонимании физических явлений и замену этих явлений суррогатом постулатов. Всё прошлое столетие ознаменовано величайшим кризисом в физике, когда на смену материалистическому пониманию действительности пришла схоластическая математика, которая сама начала создавать свои физические законы. Типичным примером таких подходов явилось введение метафизического понятия частотной дисперсии таких материальных параметров как диэлектрическая и магнитная проницаемость материальных сред. Эти метафизические подходы породили целое метафизическое направление в электродинамике материальных сред, именуемое дисперсией материальных параметров. К внедрению этих понятий в физику много усилий приложили такие учёные как Ландау и Гинзбург.

Метафизации физики способствовало создание транснациональных шовинистических кланов, которые захватили власть в науке и превратили её в собственную кормушку. Типичным примером такого процесса служит создание культа Эйнштейна и Хокинга. Закованная в кандалы желтой науки и желтой прессы, физика на протяжении прошлого столетия практически стояла на месте, что и породило в ней глубочайший кризис. Всё новое схоластами отбрасывалось и поддавалось бичеванию, в то время как транснациональные кланы без особых усилий наживались на этом. Но такое состояние физики не может продолжаться вечно. Сейчас ситуация в физике очень напоминает ту, которая предшествовала падению системы Птолемея.

Но если говорить о падении старых отживших представлений, то должны быть представлены прогрессивные идеи и результаты, которые придут на смену обветшалым догмам. Есть ли такие результаты?

Специальная теория относительности (СТО) в своё время возникла по той причине, что в классической электродинамике не было преобразований полей при переходе из одной инерциальной системы отсчёта (ИСО) в другую. Путь к решению этой проблемы указал ещё Герц, обратив внимание на то, что запись законов индукции должна вестись путём использования полных производных, однако на эту его гениальную прозорливость никто внимания не обратил. Сам же Герц погиб, когда ему было всего 36 лет, и довести своё дело до конца не смог. И после его гибели электродинамика оказалась на распутьи. И здесь появляется известный клерк из патентного бюро, который (в его интерпретации) на голом месте создаёт теорию, от которой до сих пор содрогается вся физика. Это всем известная СТО. Эта теория путём внедрения в физику известных постулатов угадала несколько результатов, которые хорошо совпали с экспериментами. Все начали кричать ура и возносить нового мессию до небес, тем более что этот мессия был представителем всем известных кланов. Физическая абсурдность этой теории очевидна. Например, она предполагает, что твёрдые тела могут сжиматься до нулевых размеров при приближении их скорости к скорости света, или один из близнецов может жить по сравнению с другим бесконечно долго при полёте в космическом корабле со световой скоростью. Но эти

физические абсурды не очень трогали те кланы, которые внедряли их в жизнь, т.к. они понимали, что внедрение в науку живого бога принесёт колоссальные дивиденды.

Но, критикуя весь этот абсурд и произвол, мы должны указать выход из сложившейся ситуации, если он на сегодняшний день имеется. Да, такой выход есть, хотя и вызывает он бешеный отпор со стороны, прежде всего, указанных кланов.

Основываясь на идеях об учёте полных производных полей при записи законов индукции, можно получить такие законы электродинамики, которые объясняют все существующие электродинамические явления и дают возможность в рамках преобразований Галилея записать правила преобразования полей при переходе из одной ИСО в другую. Из таких законов следует, что главным основополагающим законом электродинамики, из которого следуют все остальные её законы, является зависимость скалярного потенциала заряда от его относительной скорости. И это есть революция в современной физике.

Вторым важным обстоятельством, которое является следствием такой зависимости, является то, что несостоятельными оказываются уравнения Максвелла и в природе отсутствуют вихревые электрические поля, а существуют только градиентные и это тоже часть той революции в физике, о которой пойдёт речь.

ЧАСТЬ I

СТАРАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

1. Введение.

В классической электродинамике роль векторов электрического и магнитного поля является определяющей, они входят в основные её уравнения, именуемые уравнениями Максвелла. Но если к электрическому полю с точки зрения его физического содержания претензий нет, то к магнитному полю такие претензии имеются. Дело в том, что электрическое поле нельзя уничтожить путём выбора инерциальной системы отсчёта, а магнитное можно. Из этого следует, что электрическое поле является материальным понятием, а магнитное – таким не является, поскольку материю уничтожить нельзя

Векторный анализ является основным математическим аппаратом, используемым в электродинамике. Такие векторные величины, как сила, скорость, ускорение, электрическое поле и ток хорошо демонстрируют физический характер этих величин. Однако при использовании векторного аппарата для описания физических процессов вводятся и такие вектора, которые не отражают физической сущности тех процессов, которые они описывают и вводятся на основании определённых физических процедур по договорённости. Такие векторы будем называть математическими или векторами-фантомами. Приведём несколько примеров.

Если имеется диск, вращающийся с угловой скоростью ω, то этот процесс изображают в качестве вектора, который совпадает с осью вращения диска и опирается на его центр. Спрашивается, существует ли такой вектор на самом деле и что он представляет? Нет сомнения в том, что по договоренности такой вектор можно ввести, но какого-либо физического смысла, как, например, вектор скорости, он не имеет. Таким точно образом вводится вектор механического момента. Этот вектор тоже совпадает с осью вращения, опирается на центр плоскости вращения и равен произведению радиальной скорости на радиус. Подобным образом вводится и вектор магнитного дипольного момента, который для кругового тока равен произведению величины тока на площадь обтекаемого током круга. Этот вектор совпадает с осью вращения круга и опирается на его плоскость. Но какого-либо физического смысла эти вектора не имеют.

Вспомним, что такое вектор, представляющий ротор. Этот вектор вводится следующим образом:

$$rot\,\vec{a} = \begin{pmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \dfrac{\partial}{\partial x} & \dfrac{\partial}{\partial y} & \dfrac{\partial}{\partial z} \\ a_x & a_y & a_z \end{pmatrix}$$

Чтобы выяснить геометрический смысл ротора рассмотрим твердое тело, которое вращается с угловой скоростью ω вокруг оси z. Тогда линейная скорость тела v в точке (x, y, z) будет численно равна

$$v = \omega r = \omega\sqrt{x^2 + y^2},$$

а слагающие её по осям, для правовинтовой системы координат, будут равны

$$v_x = -\frac{vy}{\sqrt{x^2 + y^2}} = -\omega y,$$

$$v_y = -\frac{vx}{\sqrt{x^2 + y^2}} = -\omega x,$$

$$v_z = 0.$$

Слагающие вектора $rot\ v$ при этом определяться соотношениями:

$$rot_x v = rot_y v = 0$$

$$rot_z v = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} = 2\omega$$

И снова получен вектор, направленный параллельно оси вращения и нормальный к плоскости вращения. Этот вектор тоже вводится на основании описанной математической процедуры по договорённости и какого-либо физического смысла не имеет.

Те же рассуждения можно распространить и на векторное произведение.

Таким образом, при использовании векторного исчисления для описания физических явлений вводятся два типа векторов. Первый из них представляет реальные физические вектора, которые характеризуют саму физическую величину с учётом её величины и направления (например, вектора силы, скорости, ускорения, напряженности электрического поля и тока). Другая же категория векторов – это те вектора, которые можно представить с помощью операции ротора или векторного произведения. Эти физические вектора не представляют физические величины и вводятся по договорённости, являясь векторами-фантомами.

Магнитное поле вводят или при помощи ротора электрического поля

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} rot\vec{E},$$

или как ротор векторного потенциала

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

Это означает, что магнитное поле является вектором, представляющим фиктивное поле.

Что же происходит дальше? При записи уравнений Максвелла ротор от магнитного поля приравнивают полному току

$$rot\vec{H} = \vec{j}_\Sigma$$

и получается так, что ротор от вектора, который вводят по договорённости, даёт реальный физический вектор.

Можно привести и другой пример. Силу Лоренца, действующую на движущийся заряд, определяют векторным произведением реального вектора скорости и магнитного поля:

$$\vec{F} = \mu\left[\vec{v} \times \vec{H}\right]$$

Опять получается так, что в операции векторного произведения, которая сама по себе физического смысла не имеет, участвует фиктивный вектор магнитного поля, и это даёт реальную физическую силу с учётом её величины и направления. В этом и состоит смысл введения векторов фантомов в векторном исчислении. Если посмотреть на математический аппарат физики применительно к векторному исчислению, то оказывается, что этот аппарат представляет смесь реальных физических векторов и векторов фантомов.

Но тогда возникает вопрос, а можно ли вообще исключить из обихода векторы-фантомы, которые вводят только по договорённости и построить электродинамику без их использования. В работах [1-5] показано, что вся электродинамика может быть построена без использования такого понятия как магнитное поле. При этом в её основу должны быть положены такие фундаментальные понятия как электрическое поле, которое является градиентом скалярного потенциала, а также векторный потенциал магнитного поля, причиной появления которого есть зависимость скалярного потенциала заряда от скорости его относительного движения. Такой подход ставит во главу классической электродинамики скалярный потенциал заряда и его зависимость от скорости и лишает магнитное поле прав физического поля. Но возникает один серьёзный вопрос. Магнитное поле входит в закон электромагнитной индукции Фарадея, который является одним из основных законов электродинамики. Как здесь быть?

2. Закон электромагнитной индукции Фарадея и его проблемы.

Скоро исполниться 200 лет с тех пор как в 1831 году Фарадей открыл свой знаменитый закон электромагнитной индукции, который до настоящего времени является одним из основных законов классической электродинамики. Но этот закон до настоящего времени является и одним из самых противоречивых, прежде всего по той причине, что из него имеются исключения (например, униполярная индукция). Приведём по этому поводу цитату из шестого тома Фейнмановских лекций [6]. На стр. 52 читаем "..."правило потока", согласно которому э.д.с. в контуре равна взятой с обратным знаком скорости, с которой меняется магнитный поток через контур, 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: $\left[\vec{V} \times \vec{B}\right]$ для "движущегося контура" и $\nabla \times \vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ для "меняющегося поля". И далее: "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). Но физика это не грамматика, и если из закона имеются исключения, то закон или не верен, или не полон. Когда Фарадей открыл свой закон, ещё не были известны уравнения Максвелла, не были известны электромагнитные волны, не были известны и законы распространения электромагнитных волн в длинных линиях. И сейчас, когда эти уравнения и законы известны, настало время рассмотрения указанных противоречий. Остаётся только удивляться, почему указанные вопросы, которые лежат практически на поверхности, до настоящего времени рассмотрены не были.

Запишем закон Фарадея:

$$\oint \vec{E}\, d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\int \frac{d\vec{B}}{dt}\, d\vec{s} = -\mu_0 \int \frac{d\vec{H}}{dt}\, d\vec{s} \tag{2.1}$$

где $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ - вектор магнитной индукции, $\Phi_B = \mu_0 \int \vec{H}\, d\vec{s}$ - поток магнитной индукции, μ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума.

Соотношение (2.1) можно переписать следующим образом [2]

$$\oint \vec{E}' dl' = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} + \oint \left[\vec{v} \times \vec{B}\right] dl', \tag{2.2}$$

или

$$rot\vec{E}' = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + rot\left[\vec{v} \times \vec{B}\right]. \tag{2.3}$$

При движении в магнитном поле, не зависящем от времени, имеем:

$$\vec{E}' = \left[\vec{v} \times \vec{B}\right] = \mu_0 \left[\vec{v} \times \vec{H}\right]. \tag{2.4}$$

Если в магнитном поле движется заряд e, то на него действует сила

$$\vec{F} = e\left[\vec{v} \times \vec{B}\right].$$

Это и есть сила Лоренца. Ранее это понятие вводилось при помощи постулата, но теперь мы видим, что сила Лоренца является следствием закона индукции Фарадея. В соотношениях (2.2-2.4), предполагающих справедливость преобразований Галилея, штрихованные и не штрихованные величины представляют поля и элементы в движущейся и неподвижной ИСО соответственно. Следует заметить, что преобразования (2.4) ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

Соотношения (2.2-2.4), представляющие закон индукции Фарадея, не дают информации о том, каким образом возникли поля в исходной неподвижной ИСО. Они описывают только закономерности преобразования полей в случае движения по отношению к уже существующим полям.

Продемонстрируем, как ведёт себя соотношение (2.4) на практике. Возьмём длинный соленоид (рис. 1.), диаметр которого значительно меньше его длины и введём в его обмотку ток.

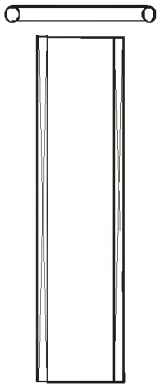

Рис. 1. Соленоид со сверхпроводящим кольцом.

При этом внутри соленоида и на его концах появятся силовые линии магнитного поля. И если внутри соленоида, вдали от концов, магнитный поток буде во всех сечениях практически одинаков, то вблизи концов линии магнитного поля будут иметь очень неоднородное распределение по сечению.

Возьмём сверхпроводящее кольцо и начнём его одевать на соленоид. Если посмотреть на соленоид и кольцо сверху, то магнитные поля соленоида и токи в соленоиде и кольце будут выглядеть, как показано на Рис. 2.

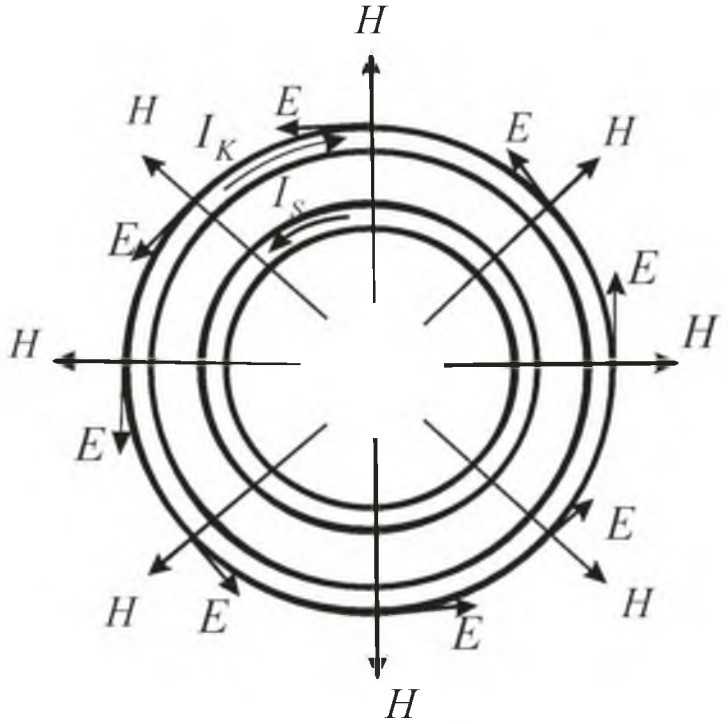

Рис. 2. Соленоид со сверхпроводящим кольцом (вид сверху).

На рисунке радиальными векторами обозначены радиальные составляющие магнитного поля вблизи верхнего края соленоида. Если опускать кольцо с какой-то скоростью $\vec{v}$, то на заряды в кольце будет действовать электрическое поле (2.4), которое и будет ускорять заряды в нём. Ясно, что можно добиться такого эффекта не только одевая кольцо на соленоид, но и вдвигать соленоид в кольцо.

При такой процедуре вдоль контура кольца будет наблюдаться циркуляция электрического поля

$$\oint \vec{E}\, d\vec{l} = \oint \left[\vec{v} \times \mu_0 \vec{H} \right] d\vec{l}$$

Если кольцо разомкнуть, и подключить к его концам вольтметр, то он зафиксирует э.д.с. индукции. Такая индукция может быть названа электромеханической, поскольку наступает она в результате механических перемещений. Этот принцип используется во всех электромеханических генераторах.

В законе (2.1) используется полная производная по времени. Это означает, что для получения циркуляции электрического поля не важен способ изменения магнитного потока, т.е. магнитный поток может изменяться как за счёт движения контура в пространственно меняющемся магнитном поле, так и за счёт локального изменения времени.

Рассмотрим случай, когда магнитное поле, а, следовательно, и магнитный поток могут меняться только за счёт локального изменения времени. Для этого случая закон Фарадея будет иметь вид:

$$\oint \vec{E}\, d\vec{l} = -\frac{\partial \Phi_B}{\partial t} = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\, d\vec{s} = -\mu_0 \int \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\, d\vec{s}\,. \qquad (2.5)$$

Именно из этого закона и получено первое уравнение Максвелла. Чтобы перейти от интегральных соотношений к локальным, введём векторный потенциал магнитного поля:

$$\Phi_B = \mu_0 \oint \vec{A}_H\, d\vec{l} \qquad (2.6)$$

Из (2.5) и (2.6) получаем:

$$\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} \qquad (2.7)$$

Следует отметить, что в некоторых учебниках, например в [1], векторный потенциал вводится при помощи соотношения

$$\Phi_B = \oint \vec{A}_H\, d\vec{l}\ , \qquad (2.6.а)$$

тогда

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} \qquad (2.7.б)$$

Поскольку вектор $\vec{A}_H$ связан с вектором напряженности электрического поля не векторным произведением и не операцией ротора, то этот вектор тоже следует считать реальным.

Опять возьмём длинный соленоид и окружим его разомкнутым витком (рис. 3.)

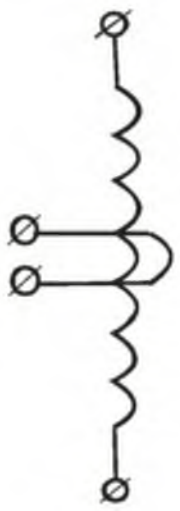

Рис. 3. Длинный соленоид, окруженный разомкнутым витком.

Поскольку магнитное поле внутри соленоида определяется соотношением

$$H = nI$$

где I - ток в соленоиде, а n - количество витков не единицу его длины. Магнитный поток внутри соленоида определиться как

$$\Phi_B = \pi r_0^2 \mu_0 nI ,$$

где r_0 - радиус соленоида.

Используя соотношение (2.6.а), получаем:

$$\oint \vec{A}_H \, d\vec{l} = \pi r_0^2 \mu_0 nI$$

Из этого соотношения следует, что в любой точке r вне соленоида абсолютное значение векторного потенциала будет определяться равенством

$$A_H = \frac{\mu_0 n r_0^2 I}{2r} \qquad (2.8)$$

Это означает, что длинный соленоид опоясывают концентрические окружности циркуляции векторного потенциала. При этом магнитное поле имеется только внутри соленоида, а снаружи его нет.

Пользуясь соотношениями (2.7, 2.8), получаем электрические индукционные поля вне соленоида:

$$E = -\frac{\mu_0 n r_0^2}{2r} \frac{dI}{dt} \qquad (2.9)$$

Посмотрим, что по поводу схемы формирования электрических полей индукции вокруг длинного соленоида написано в Фейнмановских лекциях по физике [1]. В пятом томе на стр. 286 даётся формула (14.27) для векторного потенциала вне длинного соленоида. Видно, что она совпадает с равенством (2.8). Открываем шестой том и на стр. 21 читаем: «Вы помните, что если имеется длинный соленоид, по которому течёт электрический ток,

то поле $\vec{B}$ существует внутри него, а снаружи поля нет, тогда как множество векторов $\vec{A}$ циркулируют снаружи соленоида (фиг.15.6)» (конец цитаты). На фигуре нарисован длинный соленоид, через поперечное сечение которого проходят силовые линии магнитной индукции, а вокруг соленоида нарисованы концентрические окружности циркуляции векторного потенциала. Как при этом получаются электрические поля индукции мы уже показали, получив соотношение (2.9). И такая точка зрения о природе полей индукции имеет место во всех учебниках. Но верна ли такая точка зрения?

Если к соленоиду подключить источник напряжения U, то, как считалось ранее, ток в нём начнёт расти по линейному закону

$$I = \frac{Ut}{L},$$

где L - индутивность соленоида.

Беря производную тока по времени и подставляя её в равенство (2.9), получаем:

$$E = -\frac{\mu_0 n r_0^2}{2r}\frac{U}{L}$$

Это означает, что как только к соленоиду подключен источник напряжения и ток в нём начал расти по линейному закону, мгновенно вокруг соленоида возникает циркуляции электрического поля. Этот факт вызывает недоумение. Более того, при расчёте энергии, запасённой в соленоиде, учитываются только магнитные поля, а энергия электрических полей, возникших таким загадочным способом, не учитывается. Следовательно, эти загадочные поля и энергией не обладают. Конечно, такая интерпретация возникновения электрических полей индукции вокруг соленоида, а, следовательно, и э.д.с. в витке, окружающем соленоид, не приемлема. Этот абсурдный результат связан с тем, что мы предположили, что тока во всех витках соленоида, какую бы он длину не имел, растёт синхронно. Это, в свою очередь, означает возможность передачи информации вдоль витков соленоида с бесконечной скоростью.

Всё это означает, что закон индукции Фарадея (2.5), записанный в частных производных по времени в том варианте, как его понимают, не верен. Но как же тогда быть с первым уравнением Максвелла, которое из него следует? Это очень важные принципиальные вопросы, на которые в классической электродинамике ответа нет. Как же выйти из этой непростой ситуации?

2.1. Законы распространения сигналов в длинных линиях.

Под самоиндукцией будем понимать реакцию таких элементов как ёмкость и индуктивность с неизменными или изменяющимися параметрами на подключение к ним источников напряжения или тока.

Если величина емкости или разности потенциалов на ёмкости зависят от времени, то величина тока, текущего через эту ёмкость, определяется соотношением

$$I = C\frac{dU}{dt} + U\frac{dC}{dt}. \qquad (2.1.1)$$

Это выражение определяет закон электрической самоиндукции. Таким образом, ток в цепи, содержащей ёмкость, можно получить двумя способами: изменяя напряжение на ёмкости при постоянной ёмкости или изменяя саму ёмкость при неизменном напряжении на ней, или производить изменение обоих параметров одновременно.

Для случая, когда емкость C зависит от времени, из (2.1.1), получаем выражение для тока, текущего через емкость:

$$I = U\frac{dC}{dt}. \qquad (2.1.2)$$

Этот случай относиться к параметрической электрической самоиндукции, поскольку наличие тока связано с изменением такого параметра как ёмкость. Видно, что величина

$$R_C = \left(\frac{dC}{dt}\right)^{-1}$$

играет роль активного сопротивления. В зависимости от знака производной, ёмкость может или отбирать энергию от источника, или отдавать её во внешнюю цепь.

Напряжение на индуктивности определяется соотношением

$$U = L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}. \qquad (2.1.3)$$

Рассмотрим случай, когда ток I, текущий через индуктивность, постоянен, а сама индуктивность может изменяться. В этом случае из (2.1.3) получаем:

$$U = I\frac{dL}{dt}. \qquad (2.1.4)$$

Таким образом, величина

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

играет роль активного сопротивления. Это активное сопротивление тоже может быть (в зависимости от знака производной), как положительным, так и отрицательным. Это означает, что индуктивность может, как получать энергию извне, так и отдавать её во внешние цепи.

Рассмотренные процессы касаются цепей с сосредоточенными параметрами, когда распределение разностей потенциалов и токов в рассмотренных элементах можно считать пространственно однородным. Однако имеются цепи, например длинные линии, в которых это условие не выполняется, в них процессы описываются волновыми уравнениями, которые могут быть получены из уравнений Максвелла или при помощи телеграфных уравнений.

Покажем ещё один путь получения волнового уравнения для длинных линий.

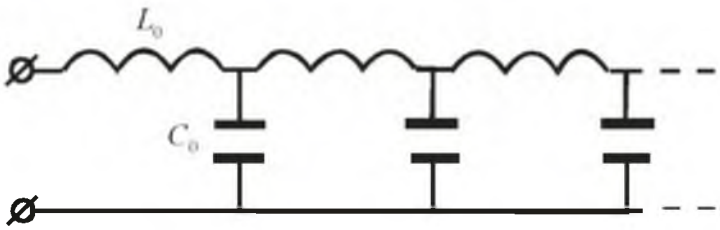

Рис. 4. Эквивалентная схема длинной линии.

Длинная линия имеет погонную (приходящуюся на единицу длины) индуктивность L_0 и ёмкость C_0. В связи с этим эквивалентная схема участка длинной линии может быть изображена как последовательное включение единичных участков с погонными параметрами (рис. 4).

Если к такой линии подключить источник постоянного напряжения U, то его фронт будет распространяться в линии с какой-то скоростью v, и текущая координата этого фронта определится соотношением $z = vt$. При этом суммарная величина заряженной ёмкости и величина суммарной индуктивности, по которой протекает ток, отсчитываемые от начала линии до места нахождения фронта напряжения, будут изменяться по закону:

$$C(t) = zC_0 = vt\ C_0,$$

$$L(t) = zL_0 = vt\ L_0.$$

Источник напряжения будет при этом заряжать увеличивающуюся емкость линии, для чего от источника к заряжаемой линии в соответствии с соотношением (2.1.2) должен течь ток

$$I = U\frac{dC(t)}{dt} = vUC_0. \qquad (2.1.5)$$

Этот ток будет течь через проводники линии, обладающие индуктивностью. Но, поскольку в связи с движением фронта напряжения индуктивность линии тоже увеличивается, то в соответствии с соотношением (2.4), на ней будет наблюдаться падение напряжения

$$U_1 = I\frac{dL(t)}{dt} = vIL_0 = v^2UC_0L_0.$$

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

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0C_0}}. \qquad (2.1.6)$$

Это известное выражение даёт скорость распространения электромагнитной волны в самой линии. Следовательно, если к бесконечно длинной линии подключить источник апряжения, то в ней будет иметь место саморасширение электрических полей и токов, заполняющих линию энергией, а скорость фронта постоянного напряжения и тока будет равна скорости распространения электромагнитных колебаний в такой линии. Такую волну будем называть

электротоковой. Интересно отметить, что полученный результат не зависит от вида функции U, т.е. к линии может быть подключен как источник постоянного напряжения, так и источник, напряжение которого меняется по любому закону. Во всех этих случаях величина локального значения напряжения на входе линии будет распространяться вдоль неё со скоростью описываемой соотношением (2.1.6) . Этот результат мог быть до сих пор получен только путём решения волнового уравнения, но в данном случае рассмотрение указывает на физическую причину такого распространения, и даёт физическую картину самого процесса. Он показывает, что сам процесс распространения связан с энергетическими процессами заполнения линии электрической и токовой энергией. Этот процесс происходит таким образом, что фронт волны, распространяясь со скоростью v, оставляет за собой линию, заряженную до разности потенциалов U, что соответствует заполнению линии электростатической энергией электрического поля. На участке же линии от источника напряжения и до самого фронта волны течет ток I, что соответствует заполнению линии на этом участке энергией, которая связана с движением зарядов по проводникам линии, обладающих индуктивностью.

Величину тока в линии можно получить, подставив значения скорости распространения фронта волны, определяемого соотношением (2.1.6), в соотношение (2.1.5). Сделав эту подстановку, получим:

$$I = U\sqrt{\frac{C_0}{L_0}},$$

где $Z = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$ - волновое сопротивление линии.

Таким образом, процессы распространения разности потенциалов вдоль проводников длинной линии и постоянного тока в них являются взаимно связанными, и существовать по отдельности не могут. Такой процесс можно называть электротоковой самопроизвольной параметрической самоиндукцией. Такое название связано с тем, что распространение напряжения и тока происходят самопроизвольно и характеризует скорость процесса заполнения линии энергией. Из выше изложенного становится понятной связь между энергетическими процессами и скоростью распространения фронтов волны в длинных линиях.

Зная ток и напряжение в линии, можно вычислить удельную энергию, заключенную в погонной ёмкости и индуктивности линии. Эти энергии будут определяться соотношениями:

$$W_C = \frac{1}{2}C_0 U_1^2, \tag{2.1.7}$$

$$W_L = \frac{1}{2}L_0 I_1^2. \tag{2.1.8}$$

Нетрудно видеть, что $W_C = W_L$.

Теперь обсудим вопрос 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 $\frac{\partial U}{\partial t}$ на входе линии зависит от переходных процессов в самом источнике и в том устройстве, при помощи которого такой источник подключается к линии. Если процесс установления напряжения 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 расстоU$(t)z$ от ее начала с запаздыванием $t = \frac{z}{v}$. Таким образом, функция

$$U(t,z) = U\left(t - \frac{z}{v}\right) \tag{2.1.9}$$

может быть названа функцией распространения, т.к. она устанавливает связь между локальными временными и пространственными значениями напряжения в линии. Длинная линия является устройством, которое локальные производные напряжения на её входе превращает в пространственные производные в самой линии.

На основании функции распространения (2.1.9) можно установить связь между локальными и пространственными производными в длинной линии. Очевидно, что

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

Если воспользоваться телеграфными уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial z} &= -L_0 \frac{\partial I}{\partial t} \\ \frac{\partial I}{\partial z} &= -C_0 \frac{\partial U}{\partial t} \end{aligned},$$

то можно получить волновые уравнения для напряжений и токов

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} &= \frac{1}{v^2}\,\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 I}{\partial z^2} &= \frac{1}{v^2}\,\frac{\partial^2 I}{\partial t^2} \end{aligned}, \tag{2.1.10}$$

но в данном случае требуется знание вторых производных напряжений и токов.

Но как быть, если на вход линии подаётся напряжение, у которого вторая производная равна нулю (случай, когда напряжение источника меняется по линейному закону)? Ответа на этот вопрос уравнения (2.1.10) не дают. Рассмотренный метод даёт ответ на этот вопрос.

При рассмотрении процессов в длинной линии фигурировали такие понятия как погонная емкость и индуктивность, а также токи и напряжения в линии. 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. Покажем, как перейти от таких категорий как «погонная индуктивность и ёмкость», «ток» и «напряжение» к таким понятиям как «диэлектрическая и магнитная проницаемость», а также «электрическое и магнитное поле». Для этого возьмем простейшую конструкцию линии, расположенную в вакууме, как показано на рис. 5.

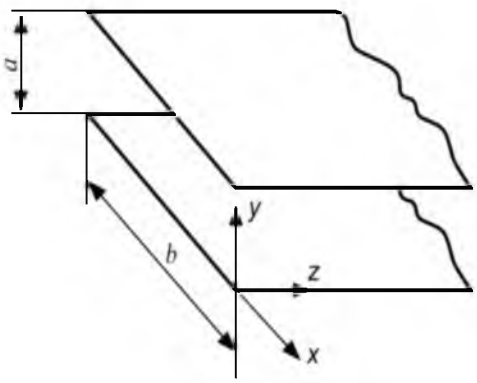

Рис. 5. Двухпроводная линия, состоящая из двух идеально проводящих плоскостей.

Будем считать, что $b >> a$ и краевые эффекты можно не учитывать. Тогда между погонными параметрами линии и магнитной и диэлектрической проницаемостями будет иметь место следующая связь:

$$L_0 = \mu_0 \frac{a}{b}, \tag{2.1.11}$$

$$C_0 = \varepsilon_0 \frac{b}{a} \tag{2.1.12}$$

где μ_0 и ε_0 - магнитная и диэлектрическая проницаемость вакуума.

Фазовая скорость в такой линии будет определяться соотношением:

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} = c,$$

где c - скорость распространения света в вакууме.
Волновое сопротивление рассмотренной линии будет равно:

$$Z = \frac{a}{b}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{a}{b} Z_0,$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ - волновое сопротивление свободного пространства.

При соблюдении условия $a = b$ получаем равенство $L_0 = \mu_0$. Это означает, что магнитная проницаемость μ_0 играет роль продольной удельной индуктивности вакуума. В этом случае соблюдается также равенство $C_0 = \varepsilon_0$. Это означает, что диэлектрическая проницаемость ε_0 играет роль поперечной удельной ёмкости вакуума. В такой интерпретации и μ_0, и ε_0 приобретают ясный физический смысл, обеспечивая процесс распространения электромагнитной волны в свободном пространстве. Эквивалентная схема участка свободного пространства с единичным поперечным сечением, в котором распространяется ТЕМ волна, может быть представлена в виде эквивалентной схемы, как показано на рис. 6.

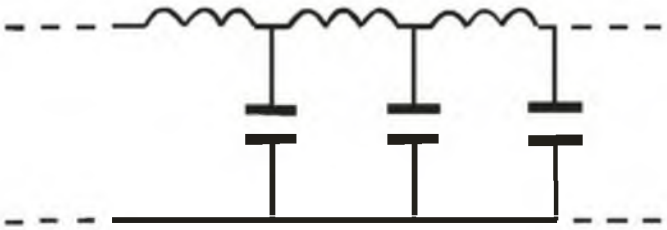

Рис. 6. Эквивалентная схема элемента свободного пространства.

На рис. 6 изображены три последовательных единичных объёма свободного пространства, каждому из которых может быть сопоставлена индуктивность и ёмкость равная магнитной и диэлектрической проницаемости вакуума. В имеющейся литературе магнитная и диэлектрическая проницаемость вакуума входят в уравнения как некоторые коэффициенты, однако на то, что в свободном пространстве они могут быть представлены в виде эквивалентной схемы, представляющую длинную линию, нигде не говорится. Данное рассмотрение показало, что свободное пространство является своеобразной длинной линией, в которой магнитная и диэлектрическая проницаемость играют роль её погонной индуктивности и ёмкости.

Распространение электромагнитной волны в длинной линии можно рассматривать как заполнение пространства, находящегося между её проводниками, особым видом материи,

которую представляют электрические и магнитные поля. Математически можно считать, что эти поля сами обладают удельной энергией и при их помощи можно передавать энергию по линиям передач. Если же рассматривать процессы, протекающие при излучении электромагнитных волн при помощи какой-либо антенны, то его можно рассматривать также как заполнение свободного пространства этим видом материи. Однако геометрический вид полей и токов в этом случае будет сложнее, поскольку всегда будут присутствовать как поперечные, так и продольные составляющие полей.

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 линию от источника питания, будет определяться соотношением:

$$I = \frac{U}{Z} = \frac{aE_y}{Z}. \qquad (2.1.13)$$

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

$$H_x = \frac{E_y}{Z_0}. \qquad (2.1.14)$$

Такая же связь между электрическим и магнитным полем существует и для случая поперечных электромагнитных волн, распространяющихся в свободном пространстве.

Сравнивая выражения для энергий, нетрудно видеть, что удельные энергии могут быть выражены через электрические и магнитные поля

$$\frac{1}{2}\mu_0 H_x^{\ 2} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E_y^{\ 2}. \qquad (2.1.15)$$

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 (2.1.7,2.18).

Таким образом, приходим к выводу, что в рассмотренной линии распространяются такие же поперечные плоские волны, как и в свободном пространстве. Причем этот вывод получен не путём решения уравнений Максвелла, а путём рассмотрения динамических процессов, которые отнесены к разряду параметрической самоиндукции. Особенностью

такой линии будет то, что она, в отличие от свободного пространства, может заполняться постоянными магнитными и электрическими полями.

Нетрудно показать, что сила, действующая на проводники такой линии, равна нулю. Это следует из соотношения (2.1.15), 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. Этот вывод касается и передающих линий любой другой конфигурации.

Если к линии приложить напряжение, меняющееся со временем по любому закону $U(t) = aE_y(t)$, то по аналогии с (2.1.9) можно записать

$$E_y(z) = E_y\left(t - \frac{z}{c}\right). \qquad (2.1.16)$$

Аналогичное соотношение будет иметь место и для магнитных полей.

Произведение $I(t)U(t)$ представляет мощность P, передаваемую через линию в направлении z. Если в этом соотношении ток и напряжение заменить через напряженности магнитного и электрического полей, то получим $P = abE_yH_x$. Произведение E_yH_x представляет абсолютную величину вектора Пойтнинга, представляющего удельную мощность, передаваемую через единичную площадку поперечное сечение линии. Конечно, все это можно записать и в векторной форме.

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

2.2. Процессы распространения в закороченных длинных линиях.

Если линию (рис. 7) закоротить на расстоянии z_1 от ее начала, то суммарная индуктивность линии составит величину $L_\Sigma = z_1L_0$. Если подключить к линии источник постоянного напряжения, в ней начнет распространяться волна тока $I = \dfrac{U}{Z}$ и разности потенциалов U, как показано на рис. 7 .

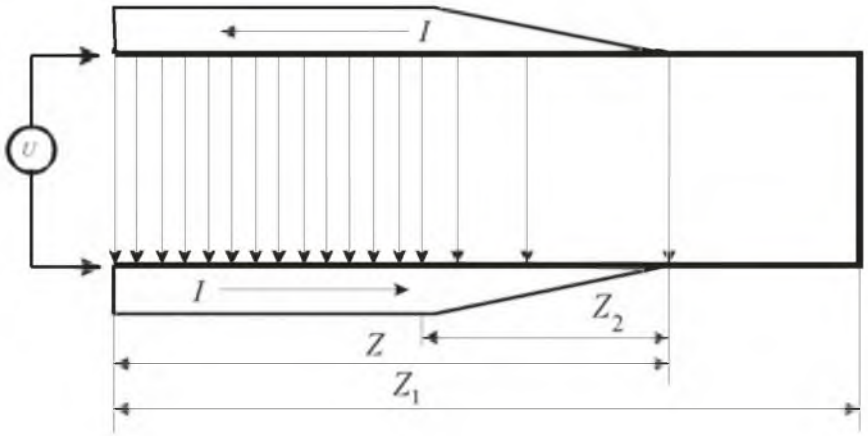

Рис. 7. Распространение волны тока и напряжения в закороченной длинной линии.

Волна тока в правой своей части имеет переходной участок z_2, который именуется фронтом волны. Этот участок соответствует времени переходного процесса $\tau = \frac{z_2}{c}$, за которое напряжение источника, подключаемого к линии, достигает на её входе своего номинального значения.

В линии изображены два переходных участка в верхнем и в нижнем проводнике. В верхнем проводнике на этом участке происходит ускорение электронов от нулевой скорости (правее начала переходного участка) до его номинального значения левее этого участка. В процессе такого ускорения меняется и плотность электронов. Правее участка она больше, левее – меньше. В нижнем проводе происходит обратный процесс, на этом переходном участке скорость электронов уменьшается, а их плотность растёт. Разность плотностей электронов в верхнем и нижнем проводе и создаёт разность потенциалов между этими проводами, равную напряжению источника питания, а приобретённая в процессе ускорения скорость электронов создаёт ток в проводах линии.

$$I = \frac{U}{Z}.$$

К переходному участку, где происходит ускорение электронов и приложена э.д.с. источника питания. В данном случае принято, что во время переходного процесса нарастания э.д.с. на входе линии происходит по линейному закону (хотя в общем случае оно может нарастать по любому другому закону). Примем также, что время этого переходного процесса значительно меньше, чем время, за которое фронт напряжения пробегает по линии в одну сторону. Это означает, что z_1 значительно больше, чем z_2

В том месте, где линия закорочена, выполняется условие $U = 0$, и когда в этом месте появляется фронт U, возникает отраженная волна с напряжением $-U$, бегущая в обратном направлении. Так как ток в этой отраженной волне равен напряжению с отрицательным знаком и двигается 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 фронт U возвратиться к началу линии, он принесет с собой состояние удвоенного начального тока и нулевое напряжение. Источник снова пошлет в линию фронт 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 очередной раз к своему прежнему значению величину $\frac{2U}{Z}$. Если этот процесс отобразить во времени, то он будет выглядеть, как показано на рис. 8.

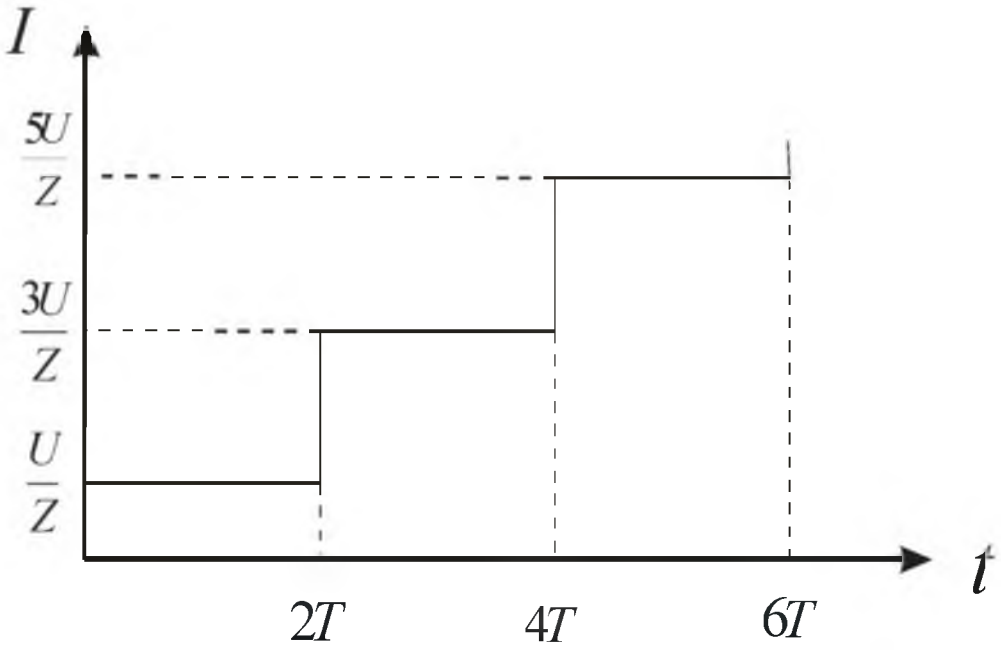

Рис. 8. График зависимости тока от времени на входе закороченной линии.

На этом рисунке время

$$T=\frac{z_1}{c}=z_1\sqrt{L_0C_0}$$

равно времени, за которое фронт напряжения пробегает по линии в одну сторону от её начала до закороченного участка.

Особенностью такого процесса является то, что отбор энергии от источника напряжения не будет подчиняться линейному закону, а будет иметь скачкообразный характер. Мощность, отбираемая на интервале времени от нуля до $2T$, будет составлять $\frac{U^2}{Z}$. Но на

каждом последующем интервале времени, равном $2T$, она будет возрастать уже на величину $\frac{2U^2}{Z}$. При этом первый скачек соответствует отбираемой мощности, равной $\frac{U^2}{Z}$.

Указанный процесс имеет место при любой длине линии. При малой её длине скачки следуют через малые промежутки времени и зависимость тока от времени приближенно можно считать линейной, что и характерно для элементов с сосредоточенными параметрами.

Для выяснения процессов распространения полей в длинном соленоиде заменим верхний проводник длинной линии соленоидом (рис. 9).

Если к линии подключить источник напряжения, то процесс распространения полей в ней ничем не будет отличаться от рассмотренного с той лишь разницей, что погонная индуктивность линии теперь будет определяться погонной индуктивностью соленоида, а погонная ёмкость - ёмкостью между соленоидом и нижним проводом.

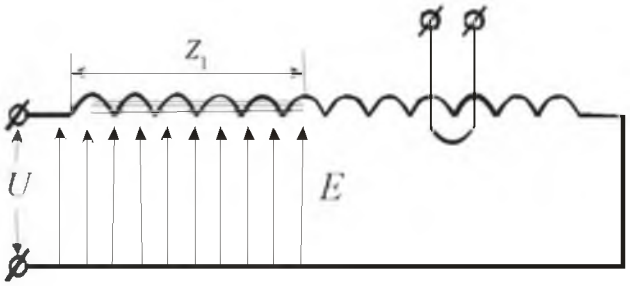

Рис. 9. Схема распространения магнитных полей в длинном соленоиде, охваченном индукционным витком.

Когда в рассмотренной линии фронт волны дойдет до точки с координатой z_1, то магнитным полем будет заполнена только часть соленоида, расположенная между источником питания и точкой z_1, и только когда фронт магнитного поля в соленоиде достигнет плоскости витка, на его клемах появится э.д.с.. Когда фронт волны дойдет до конца соленоида, то магнитным полем он будет заполнен полностью. При обратном ходе ток и 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 волной закороченного отрезка соленоида.

Перемещаясь вдоль соленоида, фронт магнитного поля будет пронизывать плоскость витка, подобно тому, как это происходит при механическом введении соленоида в окружающий его виток и в момент пересечения фронтом плоскости витка в нём будет возникать циркуляция электрического поля, создавая э.д.с. на его клемах. Конечно, скорость движения фронта такого магнитного потока в данном случае несоизмеримо больше, чем при механическом введении, и равна скорости распространения фронта магнитного поля, но оба процесса имеют одинаковую природу. И сколь бы не был короток

соленоид, процесс нарастания магнитного поля в любом его поперечном сечении будет скачкообразным.

Таким образом, циркуляция электрического поля вне такого соленоида порождается не частной производной по времени магнитного, как считалось ранее, а работает соотношение (2.1.4), в котором в качестве скорости следует взять скорость распространения фронта магнитного поля в соленоиде. Этими процессами и объясняется механизм возникновения электромагнитной индукции. При небольшой длине соленоида расстояние между импульсами мало, поэтому они, сливаясь, образуют почти постоянное напряжение. Если в качестве охватывающего витка взять сверхпроводящее кольцо, то ток в нём будет нарастать скачками, увеличиваясь каждый раз в момент прохождения через плоскость его сечения фронта магнитного поля.

Рассмотрение показало, что ток во всех витках соленоида не может нарастать одновременно этим и снимается парадокс наличия вокруг длинного соленоида циркуляции векторного потенциала. Таким образом, закон Фарадея в частных производных по времени не отражает физику возникновения индукционных электрических полей снаружи соленоида.

При разработке закона индукции следует, в первую очередь, выяснить причину образования электрические поля вблизи тех прямолинейных проводников, по которым протекают переменные токи. Если потом свернуть такие проводники в спирали или соленоиды, то от этого упомянуты законы не изменятся, а при их использовании лишь будет необходимо учесть изменение геометрии указанных проводников. На данном этапе развития электродинамики эти вопросы решены лишь на феноменологическом уровне путём введения векторного магнитного потенциала, производная по времени от которого и представляет электрические поля индукции.

3. Векторный потенциал магнитного поля в классической электродинамике.

Магнитное поле в своё время было введено Ампером феноменологическим путём на основе наблюдения силового взаимодействия между проводниками, по которым течёт ток. Закон Ампера, выраженный в векторной форме, определяет магнитное поле в точке наблюдения в следующим образом (рис. 10):

Рис. 10. Формирование векторного потенциала элементом проводника dl, по которому течёт ток I.

$$\vec{H} = \int \frac{I\left[d\vec{l}\,\vec{r}\right]}{4\pi r^3}$$

где I - ток в элементе $d\vec{l}$, $\vec{r}$ - вектор, направленный из $d\vec{l}$ в точку наблюдения. Можно показать, что

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

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

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

где

$$\vec{A}_H = \int \frac{I d\vec{l}}{4\pi r} \qquad (3.1)$$

векторный потенциал магнитного поля. При непрерывном распределении тока по рассматриваемой области, векторный потенциал можно выразить через локальную плотность токов $\vec{i}$:

$$\vec{A}_H = \int \frac{\vec{i} dV}{4\pi r} \qquad (3.1.a)$$

Замечательным свойством этого выражения является то, что зависимость векторного потенциал обратно пропорциональна расстоянию до точки наблюдения, что характерно для законов излучения.

Поскольку $I = gv$, где g количество зарядов, приходящееся на единицу длины проводника, из (3.1) получаем:

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

Если размер элемента $d\vec{l}$, по которому течёт ток, значительно меньше, чем расстояние до точки наблюдения, то векторный потенциал, порождаемый элементом $d\vec{l}$, по которому течёт ток $I = gv$, имеет вид

$$\vec{A}_H = \frac{gv\ d\vec{l}}{4\pi r} \qquad (3.2)$$

Из этого соотношения следует интересный факт. Даже на постоянном токе зависимость векторного потенциала от расстояния соответствует законам излучения. И, казалось бы, что, меняя скачками ток в коротком отрезке провода, и измеряя векторный потенциал в удалённой точке, можно передавать информацию в эту точку по законам излучения. Но

этому мешает то обстоятельство, что цепь постоянного тока всегда замкнута на локальный источник питания и поэтому всегда есть как прямой, так и обратный провод. Эта особенность приводит к тому, что скалярный потенциал в дальней зоне оказывается обратно пропорциональным квадрату расстояния до наблюдаемой точки. Это легко показать на примере двух параллельных элементов проводника, расположенных на расстоянии d (рис. 11), в которых текут встречные токи.

В этом случае векторный потенциал в удалённой зоне определяется как сумма векторных потенциалов, создаваемых в дальней зоне каждым токовым элементом в отдельности.

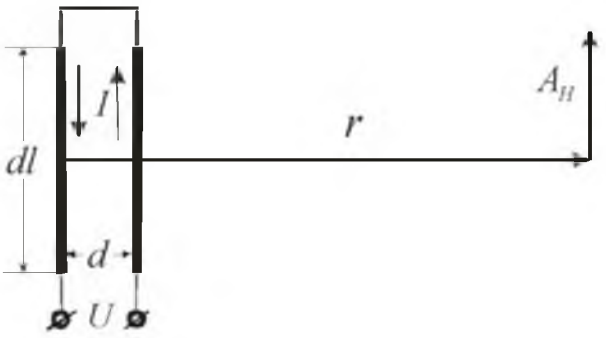

Рис. 11. Формирование векторного потенциала двумя параллельными участками проводников, по которым текут встречные токи.

При условии, что r значительно больше d получаем:

$$\vec{A}_H = \frac{gv\, d\vec{l}}{4\pi r} - \frac{gv\, d\vec{l}}{4\pi(r+d)} \cong \frac{gv\, d\vec{l}\, d}{4\pi r^2}. \qquad (3.3)$$

Поскольку

$$\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}, \qquad (3.4)$$

то для случая, изображенного на рис. 8, находим:

$$\vec{E}_1 = -\frac{\mu_0 ga\, d\vec{l}}{4\pi r}. \qquad (3.5)$$

А для случая, изображенного на рис.9, соответственно:

$$\vec{E}_2 = -\frac{\mu_0 ga\, d\vec{l} d}{4\pi r^2} \qquad (3.6)$$

где $a = \frac{dv}{dt}$ - ускорение зарядов.

Поскольку скорость света определяется соотношением

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}. \tag{3.7}$$

где ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, то равенства (3.5) и (3.6) можно переписать:

$$\vec{E}_1 = -\frac{ga\, d\vec{l}}{4\pi\varepsilon_0 c^2\, r}. \tag{3.8}$$

$$\vec{E}_2 = -\frac{ga\, d\vec{l}d}{4\pi\varepsilon_0 c^2\, r^2}. \tag{3.9}$$

Если имеется точечный заряд e, то эти соотношения принимают вид:

$$\vec{E}_1 = -\frac{e\vec{a}}{4\pi\varepsilon_0 c^2\, r}$$

$$\vec{E}_2 = -\frac{e\vec{a}\, d}{4\pi\varepsilon_0 c^2\, r^2}$$

Основная задача законов индукции заключается в выяснении причин появления в пространстве индукционных электрических полей, а, следовательно, и сил действующих на заряд. Это главная задача индукции, т.к. только электрические поля, генерируемые тем или иным способом, оказывают силовые воздействия на заряд.

Мы уже вводили связь между производной векторного потенциала и индуцированным электрическим полем

$$\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}. \tag{3.10}$$

Такое введение обеспечивает локальную связь между производной этого вектора и индуцируемым электрическим полем. Зная производную вектора $\vec{A}_H$ по координатам, можно определить также индуцируемое магнитное поле, поскольку

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

До сих пор решение вопроса о возникновении электрических полей в движущихся системах можно было осуществлять двумя путями. Первый - заключался в вычислении силы Лоренца, действующей на движущиеся заряды, второй путь заключался в измерении изменения магнитного потока через исследуемый контур. Оба метода давали одинаковый результат. Это было непонятно. В связи с непониманием физической природы такого положения дел и начали считать, что униполярный генератор является исключением из правила потока [6]. Рассмотрим эту ситуацию подробнее.

Для того чтобы ответить на поставленный вопрос, следует несколько изменить соотношение (3.10), заменив в нём частную производную на полную:

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{d\vec{A}_H}{dt}. \qquad (3.11)$$

Штрих около вектора $\vec{E}$ означает, что это поле определяется в движущейся системе координат, в то время как вектор $\vec{A}_H$ определен в неподвижной системе. Таким образом, предполагается, что векторный потенциал может иметь, как локальную, так и конвекционную производную, т.е. может меняться, как за счет изменения локального времени, так и за счет движения в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Соотношение (3.11) можно переписать следующим образом:

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - \mu_0 \left(\vec{v}\nabla\right) \vec{A}_H ,$$

где $\vec{v}$ - скорость штрихованной системы.

Следовательно, дополнительная сила, действующая на заряд в движущейся системе, запишется

$$\vec{F}'_{v,1} = -\mu_0 e \left(\vec{v}\nabla\right) \vec{A}_H .$$

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

Заряд, движущийся в поле векторного потенциала $\vec{A}_H$ со скоростью $\vec{v}$, обладает также потенциальной энергией [6]

$$W = -e\mu_0 \left(\vec{v}\vec{A}_H\right).$$

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

$$\vec{F}'_{v,2} = -grad\ W = e\mu_0 grad\left(\vec{v}\vec{A}_H\right).$$

Таким образом, величина $\mu_0\left(\vec{v}\vec{A}_H\right)$ играет такую же роль, что и скалярный потенциал φ, градиент которого дает электрическое поле. Следовательно, суммарная сила, которая действует на заряд, движущийся в поле векторного потенциала, может иметь три составляющие и запишется как

$$\vec{F}' = -e\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - e\mu_0 \left(\vec{v}\nabla\right) \vec{A}_H + e\mu_0 grad\left(\vec{v}\vec{A}_H\right). \qquad (3.12)$$

Первая из составляющих этой силы действует на неподвижный заряд, когда векторный потенциал имеет локальную производную по времени. Вторая составляющая также определяет изменения векторного потенциала во времени, но они связаны уже с движением заряда в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Совсем иная природа у силы, которая определяется последним слагаемым соотношения (3.12). Она связана с тем, что заряд, двигающийся в поле векторного потенциала, обладает потенциальной энергией, градиент которой и дает силу. Из соотношения (3.12) следует

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - \mu_0 \left(\vec{v}\nabla\right)\vec{A}_H + \mu_0 grad\left(\vec{v}\vec{A}_H\right). \qquad (3.13)$$

Это и есть полный закон 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. Этот закон без всяких исключений дает ответ на все вопросы, касающиеся взаимной индукции. Показательно, что, если взять ротор от обеих частей равенства (3.13), пытаясь получить первое уравнение Максвелла, то сразу будет потеряна существенная часть информации, т.к. ротор от градиента тождественно равен нулю.

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

$$\mu_0 grad\left(\vec{v}\vec{A}_H\right) - \mu_0 \left(\vec{v}\nabla\right)\vec{A}_H = \mu_0 \left[\vec{v} \times rot\ \vec{A}_H\right],$$

то из (3.12) получим

$$\vec{F}_v' = e\mu_0 \left[\vec{v} \times rot\ \vec{A}_H\right]. \qquad (3.14)$$

Учитывая (3.10), запишем:

$$\vec{F}_v' = e\mu_0 \left[\vec{v} \times \vec{H}\right]. \qquad (3.15)$$

Это соотношение определяет магнитную часть силы Лоренца.

Далее получаем:

$$\vec{E}_v' = \mu_0 \left[\vec{v} \times \vec{H}\right]. \qquad (3.16)$$

Окончательно:

$$\vec{F}' = e\vec{E} + e\vec{E}_v' = -e\frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} + e\mu_0 \left[\vec{v} \times \vec{H}\right]. \qquad (3.17)$$

Может показаться, что соотношение (3.17) представляет силу Лоренца, однако, это не так. В этом соотношении и поле $\vec{E}$, и поле $\vec{E}_v'$ являются индуцированными, первое связано с локальной производной векторного потенциала по времени, второе же обязано движению заряда в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Чтобы получить полную силу, действующую на заряд, необходимо для случая, когда система не является электронейтральной, к правой части соотношения (3.17) добавить слагаемое $-e\ grad\ \varphi$:

$$\vec{F}_\Sigma' = -e\ grad\ \varphi + e\vec{E} + e\mu_0 \left[\vec{v} \times \vec{H}\right],$$

где φ - скалярный потенциал, создаваемый в точке наблюдения нескомпенсированными зарядами.

Теперь соотношение (3.13) можно переписать следующим образом:

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - \mu_0 \left(\vec{v}\nabla\right)\vec{A}_H + \mu_0 grad\left(\vec{v}\vec{A}_H\right) - grad\ \varphi, \qquad (3.18)$$

или, собрав первые два члена в полную производную векторного потенциала по времени, и, внеся под знак градиента два последних члена правой части соотношения (3.18), получим:

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{d\vec{A}_H}{dt} + grad\left(\mu_0\left(\vec{v}\vec{A}\right) - \varphi\right). \qquad (3.19)$$

Если обе части соотношения (3.19) умножить на величину заряда, то можно получить полную силу, действующую на заряд. От силы Лоренца она будет отличаться силой $-e\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}$. Из соотношения (3.13) видно, что величина $\left(\mu_0 \vec{v}\vec{A}\right) - \varphi$ играет роль обобщенного скалярного потенциала. Если взять ротор от обеих частей соотношения (3.19) и учесть, что $rot\ grad = 0$, то получим:

$$rot\ E' = -\mu_0 \frac{d\vec{H}}{dt}.$$

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

Ранее сила Лоренца вводилась при помощи постулата. Получить расчетным путем последнее слагаемое правой части соотношения (3.17) можно было только в рамках СТО. В данном случае все слагаемые соотношение (3.17) получены из закона индукции в рамках преобразований Галилея. Причем соотношение (3.17) это и есть полный закон взаимной индукции, если его записать в терминах векторного потенциала. Это есть как раз то правило, которое дает возможность, зная поля в одной ИСО, вычислять поля в другой инерциальной системе, и этого правила до сих пор не было в классической электродинамике.

Структуру сил, действующих на движущийся заряд, легко понять на примере, когда заряд движется между двумя параллельными плоскостями, по которым протекает ток (рис. 12). 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 рисунке это соотношение не соблюдено), магнитное

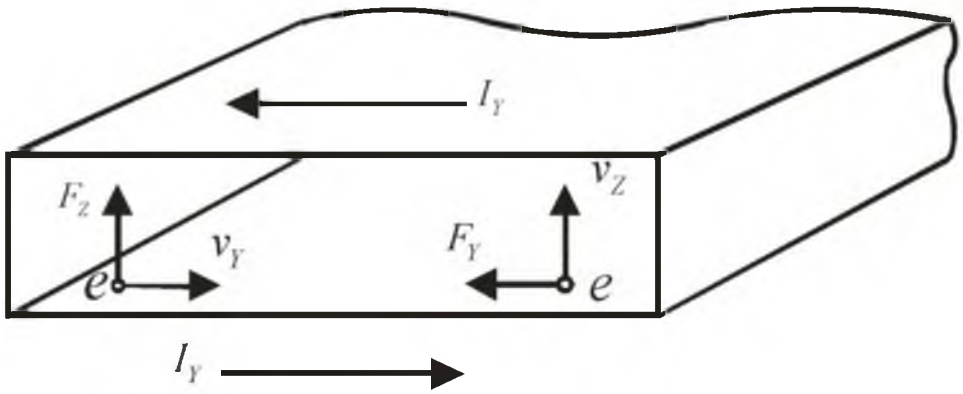

Рис. 12. Силы, действующие на заряд, движущийся в поле векторного потенциала.

поле H_x между ними будет равно удельному току I_y, протекающему по пластинам. Если положить, что векторный потенциал на нижней пластине равен нулю, то его y – компонента, отсчитываемая от нижней пластины, будет возрастать по закону $A_y = I_y z$. Если электрон двигается в направлении оси y вблизи нижней пластины со скоростью v_y, то сила F_z, действующая на заряд, определяется последним слагаемым соотношения (3.12) и равна

$$F_z = e\mu v_y I_y. \tag{3.20}$$

Направлена эта сила от нижней пластины к верхней.

Если заряд двигается вдоль оси z от нижней пластины к верхней со скоростью $v_z = v_y$, то для нахождения силы следует использовать уже второе слагаемое правой части соотношения (3.12). Эта сила по абсолютной величине опять равна силе, определяемой соотношением (3.20), и направлена в сторону противоположную оси y. При любых других направлениях движения суммарная сила будет векторной суммой двух сил, представляемых последними слагаемыми соотношения (3.12). Суммарная же величина этой силы по-прежнему будет определяться соотношением (3.17), а сама сила всегда будет нормальной к направлению движения заряда. Ранее наличие такой силы рассматривалось как действие силы Лоренца, природа которой была неизвестна и вводилась как некая экспериментальная аксиома. Теперь понятно, что она является следствием совместного действия двух сил, различных по своей природе, физический смысл которых теперь определён. Однако в данном случае возникает один существенный вопрос. С точки зрения третьего закона Ньютона, если на заряд действует сила, то должна быть и равнодействующая ей сила и место приложение такой силы должно быть известно. Концепция магнитного поля ответа на этот вопрос не даёт, поскольку и магнитное поле, и векторный потенциал выступают в качестве самостоятельной субстанции, с которой и происходит такое взаимодействие.

С точки зрения существующей теории электромагнетизма силы взаимодействия проводников можно найти двумя путями. Первый из них заключается в том, что один из проводников (например, нижний) создает в месте расположения верхнего проводника магнитное поле

$$H(r) = \frac{g_1 v_1}{2\pi r}, \tag{3.21}$$

где g_1 - количество движущихся зарядов, приходящееся на единицу длины проводника, а v_1 - скорость зарядов. В системе координат, двигающейся вместе с зарядами верхнего проводника, возникает сила Лоренца

$$F = g_2 v_2 \mu_0 H(r), \tag{3.22}$$

Значение этой силы, приходящейся на единицу длины проводника, записывается как:

$$F = \frac{\mu\, g_1 V_1\, g_2 V_2}{2\pi\, r} = \frac{I_1\, I_2}{2\pi\, \varepsilon\, c^2\, r} \quad . \tag{3.23}$$

Соотношение (3.23) можно получить и другим способом. Можно считать, что нижний проводник создает в районе расположения верхней проволоки векторный потенциал, z компонента которого запишется

$$A_Z = -\frac{g_1 V_1\, \ln r}{2\pi\, \varepsilon\, c^2} = -\frac{I_1\, \ln r}{2\pi\, \varepsilon\, c^2} \quad . \tag{3.24}$$

Потенциальная энергия единичного участка верхнего проводника, по которому течет ток I_2 в поле векторного потенциала A_z определятся соотношением

$$W = I_2 A_Z = -\frac{I_1\, I_2 \ln r}{2\pi\, \varepsilon\, c^2} \quad . \tag{3.8}$$

Поскольку сила определяется как производная потенциальной энергии по координате, взятая с обратным знаком, то она запишется

$$F = \frac{\partial W}{\partial r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi\varepsilon c^2 r} \quad . \tag{3.9}$$

Оба рассмотренных метода дают одинаковый результат, но второй метод с точки зрения понимания физики процесса полностью прозрачен, в то время как наличие силы, направленной нормально к прямолинейному движению заряда, что предполагает сила Лоренца, с точки зрения физики совершенно непонятно.

Понимание природы рассмотренных 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, 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 (3.12) это будет приводить к взаимному их притяжению.

Следует подчеркнуть, что в соотношении (3.14) и (3.19) все поля имеют индукционное происхождение, и они связаны то ли с локальной производной векторного потенциала, то ли с движением заряда в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Если поля во времени не изменяются, то в правой части соотношений (3.14) и (3.15) остаются только последние слагаемые, и они объясняют работу всех существующих электрогенераторов с движущимися механическими частями, в том числе и работу униполярного генератора.

Соотношение (3.13) дает возможность физически объяснить все составляющие напряженности электрического поля, возникающего в неподвижной и движущейся ИСО. В случае униполярного генератора в формировании силы, действующей на заряд, принимают участие два последних слагаемых правой части равенства (3.13), внося одинаковые вклады. Теперь ясно, что представление закона индукции в терминах векторного потенциала это и есть тот „основополагающий принцип", об отсутствии котрого говорится в работе [1].
При рассмотрении действия магнитного поля на движущийся заряд уже отмечалась его посредническая роль и отсутствие закона прямого действия между движущимися зарядами. Введения векторного потенциала, хотя и проясняет физическую картину происходящего, однако также не дает ответа на этот вопрос, т.к. этот потенциал по-прежнему играет посредническую роль и не отвечает на вопрос о конкретном месте приложения сил к зарядам.

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

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

$$rot\ rot\vec{A}_H = \vec{j}\left(\vec{A}_H\right). \tag{3.10}$$

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

$$\vec{j}(\vec{A}_H) = rot\ rot\vec{A}_H = -\sigma\mu\frac{\partial\vec{A}_H}{\partial t}\ . \tag{3.11}$$

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

$$\vec{j}(\vec{A}_H) = rot\ rot\vec{A}_H = \frac{\mu}{L_k}\vec{A}_H\ , \tag{3.12}$$

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

Для токов проводимости выполняется условие (3.1.а), поэтому $div\vec{A}_H = 0$. Поэтому соотношения (3.11) и (3.12) можно переписать:

$$\nabla^2\vec{A}_H = \sigma\mu\frac{\partial\vec{A}_H}{\partial t} \tag{3.11.а}$$

$$\nabla^2\vec{A}_H = -\frac{\mu}{L_k}\vec{A}_H \tag{3.12.б}$$

Соотношения (3.11.а) и (3.12.б) представляют волновые уравнения для векторного потенциала в нормальных металлах и сверхпроводниках.
Для свободного пространства имеет место соотношение

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

В данном случае нельзя полагать, что $div\vec{A}_H = 0$, поэтому требуется полное решение этого уравнения.

Всё сказанное свидетельствует о том, что в классической электродинамике векторный потенциал играет очень важную роль. Его использование проливает свет на многие физические явления в электродинамике, которые ранее понятны не были. Зная законы его формирования и распространения можно решить все задачи электродинамики, начиная от волновых процессов и заканчивая силовым взаимодействием токонесущих систем. В этом случае отпадает необходимость использования первого уравнения Максвелла и введения постулата о силе Лоренца. Но физические принципы формирования этого потенциала пока не ясны. И, если удастся выяснить его физическую природу, то буде решена очень важная задача как теоретического, так и прикладного плана.

4. Роль и место кинетической индуктивности в классической электродинамике.

Диэлектрическая и магнитная проницаемость материальных сред являются фундаметальными параметрами, которые используются при записи уравнений Максвелла. Однако оказывается, что существует ещё один не менее важный материальный параметр, а именно кинетическая индуктивность зарядов, который имеет не менее важную роль, чем указанные параметры. К сожалению, важность и фундаментальность этого параметра до сих пор не осознаны, и кинетическая индуктивность присутствует во всех уравнениях электродинамики в неявном виде и играет не менее важную роль, чем диэлектрическая и магнитная проницаемость.

В существующей научной литературе имеет место лишь эпизодические упоминания о том, что представляет из себя кинетическая индуктивность носителей зарядов и какова её роль и место в электродинамике материальных сред.

Пожалуй, наиболее подробно физическая сущность этого параметра и её место в описании электродинамических свойств проводников в приложении к поверхностному импедансу металлических поверхностей рассмотрена в работе [9]. В этой работе вводится понятие поверхностной кинетической и полевой индуктивности

$$L_K = \frac{1}{\omega|\vec{H}_T(0)|^2}\mathrm{Im}\int_0^\infty \vec{j}^*\vec{E}dz,$$

$$L_H = \frac{1}{|\vec{H}_T(0)|^2}\int_0^\infty |\vec{H}_T|^2\,dz,$$

где L_K и L_H - поверхностная кинетическая и полевая индуктивность, $\vec{E}$ - напряженность электрического поля, $\vec{j}^*$ - комплексно сопряженная величина плотности

тока, $\vec{H}_T$ - напряженность магнитного поля, $\vec{H}_T(0)$ - значение напряжённости магнитного поля на поверхности, ω - частота приложенного поля. Эти соотношения справедливы для случая произвольной связи между током и полем как в нормальных металлах, так и в сверхпроводниках. Они раскрывают физическую сущность поверхностной кинетической и полевой индуктивности в данном конкретном случае. Однако роль этого параметра в общих подходах к электродинамике материальных сред требует дальнейших уточнений.

4.1. Бездиссипативные проводящие среды

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

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}, \tag{4.1.1}$$

где m и e – масса и заряд электрона, $\vec{E}$ – напряженность электрического поля, $\vec{v}$ – скорость движения заряда. В работе [10] показано, что данное уравнение может быть использовано и для описания движения электронов в горячей плазме.

Используя выражение для плотности тока

$$\vec{j} = ne\vec{v}, \tag{4.1.2}$$

из (4.1.1) получаем ток проводимости

$$\vec{j}_L = \frac{ne^2}{m}\int \vec{E}\, dt\ . \tag{4.1.3}$$

В соотношении (4.1.2) и (4.1.3) величина n представляет удельную плотность зарядов. Введя обозначение

$$L_k = \frac{m}{ne^2}\ , \tag{4.1.4}$$

находим

$$\vec{j}_L = \frac{1}{L_k}\int \vec{E}\, dt\ . \tag{4.1.5}$$

В данном случае величина L_k представляет удельную кинетическую индуктивность носителей заряда. Ее существование связано с тем, что заряд, имея массу, обладает инерцией.

Для случая гармонических полей $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin\omega t$ соотношение (4.1.5) запишется

$$\vec{j}_L = -\frac{1}{\omega L_k}\vec{E}_0 \cos\omega t\,. \tag{4.1.6}$$

Здесь и далее вместо комплексных величин будем использовать тригонометрические функции с тем, чтобы были хорошо видны фазовые соотношения между векторами, представляющими электрические поля и токи.

Из соотношения (4.1.5) и (4.1.6) видно, что $\vec{j}_L$ представляет индуктивный ток, т.к. его фаза запаздывает по отношению к напряжённости электрического поля на угол равный $\frac{\pi}{2}$.

Если рассматриваемые электроны находятся в вакууме, то при нахождении суммарного тока нужно учитывать ток смещения

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

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

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

или

$$\vec{j}_\Sigma = \left(\omega \varepsilon_0 - \frac{1}{\omega L_k} \right) \vec{E}_0 \cos \omega t . \qquad (4.1.7)$$

Если электроны находятся в материальной среде, то следует учитывать и наличие положительно заряженных ионов. Однако при рассмотрении свойств сред в переменных полях, в связи с тем, что масса ионов значительно больше массы электронов, их наличие не учитывается. Величина, стоящая в скобках, представляет суммарную реактивную проводимость σ_Σ и состоит, в свою очередь, из емкостной σ_C и индуктивной σ_L проводимостей

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

Соотношение (2.9) можно переписать и по-другому

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

где

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_k \varepsilon_0}}$$

плазменная частота ленгмюровских колебаний.

И здесь возникает большой соблазн назвать величину

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

зависящей от частоты диэлектрической проницаемостью плазмы. Но это неправильно, т.к. данный математический символ является сборным параметром, в который одновременно входит диэлектрическая проницаемость вакуума и удельная кинетическая индуктивность зарядов. Верна и другая точка зрения. Соотношение (4.1.7) можно переписать и по-другому:

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

и ввести другой математический символ

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

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

Таким образом

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

или, что - то же самое

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

Но это всего лишь символическая математическая запись одного и того же соотношения (4.1.9) с использованием символов $\varepsilon^*(\omega)$ и $L^*(\omega)$. Оба уравнения совершенно эквивалентны, и по отдельности математически полностью характеризуют рассмотренную среду. Но с физической точки зрения ни $\varepsilon^*(\omega)$, ни $L^*(\omega)$ диэлектрической проницаемостью или индуктивностью не являются. Физический смысл их названий заключается в следующем:

$$\varepsilon^*(\omega) = \frac{\sigma_X}{\omega} \ , \qquad (2.8)$$

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

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

представляет обратную величину произведения реактивной проводимости на частоту.

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

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

и кинетическую энергию носителей зарядов

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

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

$$W_\Sigma = \frac{1}{2}\cdot\frac{d\left(\omega\varepsilon^*(\omega)\right)}{d\omega}E_0^2 \ , \tag{4.1.9}$$

откуда получаем

$$W_\Sigma = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E_0^2 + \frac{1}{2}\ \frac{1}{\omega^2 L_k}\ E_0^2 = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E_0^2 + \frac{1}{2}L_k j_0^2 \ . \tag{4.1.10}$$

Тот же результат получим, воспользовавшись формулой

$$W = \frac{1}{2}\ \frac{d\left[\dfrac{1}{\omega L_k{}^*(\omega)}\right]}{d\omega}\ E_0^2 . \tag{4.1.11}$$

Приведенные соотношения показывают, что энергия, заключённая в единичном объёме проводника состоит из потенциальной энергии электрических полей и кинетической энергии носителей зарядов. Однако, глядя на соотношения (4.1.9) и (4.1.11), на первый взгляд может показаться, что энергия является функцией только электрических полей.

При рассмотрении любых сред важной задачей является нахождение волнового уравнения. В данном случае эта задача уже практически решена. Уравнения Максвелла для этого случая имеют вид:

$$\begin{aligned} rot\ \vec{E} &= -\mu_0\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}, \\ rot\ \vec{H} &= \varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k}\int\vec{E}\,dt, \end{aligned} \tag{4.1.12}$$

где ε_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума. Система уравнений (4.1.12) полностью описывает все свойства бездиссипативных проводников. Из неё получаем

$$rot\ rot\ \vec{H} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} + \frac{\mu_0}{L_k}\vec{H} = 0. \tag{4.1.13}$$

Для случая полей, не зависящих от времени, уравнение (4.1.13) переходит в уравнение Лондонов

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

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

Таким образом, можно заключить, что уравнения Лондонов являясь частным случаем уравнения (4.1.13), и не учитывают токов смещения в сверхпроводниках.

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

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

Для постоянных полей можно записать

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

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

$$\vec{j}_C = \frac{1}{L_k} \int \vec{E}\, dt,$$

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

Таким образом, получены все необходимые характеристики, характеризующие процесс распространения электромагнитных волн в рассмотренных средах. Однако в отличие от общепринятой методики [11-14] при таком рассмотрении нигде не вводился вектор поляризации в проводниках, а в основу рассмотрения положено уравнение движения, и при этом во втором уравнении Максвелла выписываются все составляющие плотностей токов в явном виде.

Теперь на примере работы [11] рассмотрим вопрос о том, каким образом решаются подобные задачи, когда для их решения вводится понятие вектора поляризации. Параграф 59 этой работы, где рассматривается этот вопрос, начинается словами: «Мы переходим теперь к изучению важнейшего вопроса о быстропеременных электрических полях, частоты которых не ограничены условием малости по сравнению с частотами, характерными для установления электрической и магнитной поляризации вещества» (конец цитаты). Эти слова означают, что рассматривается та область частот, где в связи с наличием инерционных свойств носителей зарядов поляризация вещества не будет достигать её статических значений. При дальнейшем рассмотрении вопроса делается заключение, что «в любом переменном поле, в том числе при наличии дисперсии вектор поляризации $\vec{P} = \vec{D} - \varepsilon_0 \vec{E}$ (здесь и далее все цитируемые формулы записываются в системе СИ) сохраняет свой физический смысл электрического момента единицы объёма вещества» (конец цитаты). Приведём ещё одну цитату: «Оказывается возможным установить справедливый для любых тел (безразлично – металлов или диэлектриков) предельный вид

функции $\varepsilon(\omega)$ при больших частотах. Именно частота поля должна быть велика по сравнению с «частотами» движения всех (или, по крайней мере, большинства) электронов в атомах данного вещества. При соблюдении этого условия можно при вычислении поляризации вещества рассматривать электроны как свободные, пренебрегая их взаимодействием друг с другом и с ядрами атомов» (конец цитаты).

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

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

откуда находится его смещение

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

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

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

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

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

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

$$\vec{D}=\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P}=\varepsilon_0\vec{E}-\frac{ne^2\vec{E}}{m\omega^2}=\varepsilon_0\left(1-\frac{1}{\varepsilon_0 L_k\omega^2}\right)\vec{E},$$

а поскольку плазменная частота определяется соотношением

$$\omega_p{}^2=\frac{1}{\varepsilon_0 L_k},$$

сразу записывается вектор индукции

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

При таком подходе получается, что коэффициент пропорциональности

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

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

Именно такой подход и привёл к тому, что все начали считать, что величина, стоящая в этом соотношении перед вектором электрического поля, есть зависящая от частоты диэлектрическая проницаемость, и электрическая индукция, в свою очередь, тоже зависит от частоты. И об этом говорится во всех, без исключения, фундаментальных работах по электродинамике материальных сред [11-14].

Но, как было показано выше (см. соотношения (4.1.18)), этот параметр не является диэлектрической проницаемостью, а представляет суммарную реактивную проводимость среды, деленную на частоту. Таким образом, традиционный подход к решению данной задачи с физической точки зрения является ошибочным, хотя формально с математической точки зрения такой подход вполне законен. Так в электродинамику было внедрено понятие зависящей от частоты диэлектрической проницаемости, и родилась точка зрения о том, что диэлектрическая проницаемость плазмы зависит от частоты. На самом же деле такой электрический параметр, как диэлектрическая проницаемость плазмы представляет диэлектрическая проницаемость вакуума. И с этим параметром связано накопление в плазме потенциальной энергии электрических полей. Кроме того, плазму характеризует такой физический параметр, как удельная кинетическая индуктивность электронов, с которым связано накопление кинетической индуктивности в этой среде.

Далее в §61 работы [11] рассматривается вопрос об энергии электрического и магнитного поля в диспергирующих средах. При этом делается вывод о том, что для энергии таких полей

$$W=\frac{1}{2}\left(\varepsilon E_0{}^2+\mu H_0{}^2\right), \qquad (4.1.14)$$

имеющей точный термодинамический смысл в обычных средах, при наличии дисперсии такое толкование уже невозможно. Эти слова означают, что знание реальных электрических и магнитных полей в диспергирующей среде недостаточно для определения разности внутренней энергии в единице объёма вещества при наличии полей в их отсутствии. После

таких заявлений приводится формула, дающая правильный результат для вычисления удельной энергии электрических и магнитных полей при наличии дисперсии

$$W=\frac{1}{2}\frac{d\left(\omega\varepsilon(\omega)\right)}{d\omega}E_0^2+\frac{1}{2}\frac{d\left(\omega\mu(\omega)\right)}{d\omega}H_0^2 \qquad (2.15)$$

Но если сравнить первую часть выражения в правой части соотношения (4.1.15) с соотношением (4.1.9), то можно видеть что они совпадают. Это означает, что в соотношении (4.1.15) этот член представляет полную энергию, включающую не только потенциальную энергию электрических полей, но и кинетическую энергию движущихся зарядов.

Поэтому вывод о невозможности толкования формулы (4.1.14), как внутренней энергии электрических и магнитных полей в диспергирующих средах является правильным. Однако это обстоятельство заключается не в том, что такая интерпретация в таких средах является вообще невозможной. Она заключается в том, что для определения величины удельной энергии как термодинамического параметра в данном случае необходимо правильно вычислить эту энергию, учитывая не только электрическое поле, которое накапливает потенциальную энергию (4.1.14), но и ток электронов проводимости, которые в связи с наличием массы, накапливают кинетическую энергию движения зарядов (4.1.10). Вывод, который теперь можно сделать, заключается в том, что, вводя в обиход некоторые математические символы, без понимания их истинного физического смысла, и, тем более, присвоение этим символам несвойственных им физических наименований, может в конечном итоге привести к существенным ошибкам.

В радиотехнике и радиофизике существует очень наглядный метод представления радиотехнических элементов и материальных сред при помощи эквивалентных схем. Этот метод является очень наглядным и даёт возможность представлять в виде таких схем элементы, как с сосредоточенными, так и с распределёнными параметрами. Сейчас использование этого метода позволит нам ещё лучше понять то, в связи с чем и почему были допущены такие существенные физические ошибки при введении такого понятия как зависящая от частоты диэлектрическая проницаемость плазмы.

Покажем, что единичный объём проводника или плазмы по своим электродинамическим характеристикам эквивалентен параллельному резонансному контуру с сосредоточенными параметрами. Для этого рассмотрим параллельный резонансный контур, состоящий из емкости C и индуктивности L. Связь между напряжением U, приложенным к контуру, и суммарным током I_Σ, протекающим через такую цепь, имеет вид

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

где $I_C = C\dfrac{dU}{dt}$ – ток, текущий через емкость, а $I_L = \dfrac{1}{L}\int U\ dt$ – ток, текущий через индуктивность. Для случая гармонического напряжения $U = U_0 \sin \omega t$ получаем

$$I_\Sigma = \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) U_0 \cos \omega t. \qquad (4.1.16)$$

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 (4.1.16) можно переписать следующим образом:

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

где ${\omega_0}^2 = \dfrac{1}{LC}$ – резонансная частота параллельного контура.
И здесь также возникает соблазн назвать величину

$$C^*(\omega) = C\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) = C - \frac{1}{\omega^2 L}\ , \qquad (4.1.17)$$

которая является сборным параметром, зависящей от частоты ёмкостью. Опять же, с математической точки зрения ведении такого символа естественно, однако недопустимым является присвоение ему предлагаемого названия, т.к. этот параметр никакого отношения к истинной ёмкости не имеет.

Верна и другая точка зрения. Соотношение (4.1.16) можно переписать и по-другому:

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

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

$$L^*(\omega) = \frac{L}{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)} = \frac{L}{\omega^2 LC - 1} \ . \qquad (4.1.18)$$

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

Используя выражения (4.1.17) и (4.1.18), запишем:

$$I_\Sigma = \omega C^*(\omega)\ U_0 \cos\omega t\,, \qquad (4.1.19)$$

или

$$I_\Sigma = -\frac{1}{\omega L^*(\omega)}\ U_0 \cos\omega t\,. \qquad (4.1.20)$$

Соотношения (4.1.19) и (4.1.20) 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, а

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

является обратной величиной произведения суммарной реактивной проводимости на частоту.

Запасаемая в емкости и индуктивности энергия, определяется из соотношений

$$W_C = \frac{1}{2} C U_0^{\ 2}\ , \qquad (4.1.21)$$

$$W_L = \frac{1}{2} L I_0^{\ 2}\ . \qquad (4.1.22)$$

Но каким образом следует поступать, если в нашем распоряжении имеются $C^*(\omega)$ и $L^*(\omega)$? Конечно, вставлять эти соотношения в формулы (4.1.21) и (4.1.22) нельзя уже хотя бы потому, что эти величины могут быть как положительными, так и отрицательными,

а энергия, запасённая в емкости и индуктивности всегда положительна. Но если для этих целей пользоваться указанными параметрами, то нетрудно показать, что суммарная энергия, накопленная в рассмотренной цепи, определяется выражениями:

$$W_{\Sigma} = \frac{1}{2}\,\frac{d\sigma_X}{d\omega}\,U_0^{\,2}\ , \tag{4.1.23}$$

или

$$W_{\Sigma} = \frac{1}{2}\,\frac{d\left[\omega C^*(\omega)\right]}{d\omega}\,U_0^{\,2}\ , \tag{4.1.24}$$

или

$$W_{\Sigma} = \frac{1}{2}\,\frac{d\left(\dfrac{1}{\omega L^*(\omega)}\right)}{d\omega}\,U_0^{\,2}\ . \tag{4.1.25}$$

Если расписать уравнения (4.1.23) или (4.1.24) и (4.1.25), то получим одинаковый результат, а именно:

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

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

Если сравнить соотношения для параллельного резонансного контура и для проводников, то можно видеть, что они совершенно идентичны если сделать замены: $E_0 \to U_0$, $j_0 \to I_0$, $\varepsilon_0 \to C$ и $L_k \to L$. Таким образом, единичный объём проводника при однородном распределении электрических полей и плотностей токов в нём эквивалентен параллельному резонансному контуру с сосредоточенными параметрами, если ёмкость и индуктивность его численно равна диэлектрической проницаемости вакуума, а индуктивность равна удельной кинетической индуктивности электронов.

4.2. Поперечный плазменный резонанс.

Теперь покажем, как плохое понимание физики процессов в проводящих средах привело к тому, что оказалось незамеченным интересное физическое явление поперечный плазменный резонанс в незамагниченной плазме, которое может иметь важные технические приложения [3-5].

Известно, что ленгмюровский резонанс является продольным. Но продольный резонанс не может излучать поперечные радиоволны. Однако при взрывах ядерных зарядов, в результате которых образуется горячая плазма, имеет место электромагнитное излучение в очень широком диапазоне часто, вплоть до длинноволнового радиодиапазона. Но на сегодняшний день нет тех физических механизмов, которые смогли бы объяснить

возникновение такого излучения. О существовании в незамагниченной плазме каких-либо других резонансов, кроме ленгмюровского, ранее известно не было. Однако оказывается, что в ограниченной плазме может существовать и поперечный резонанс, и частота такого резонанса совпадает с частотой ленгмюровского резонанса. Именно этот резонанс и может быть причиной излучения радиоволн при взрывах ядерных зарядов.

Для выяснения условий возбуждения такого резонанса рассмотрим длинную линию, состоящую из двух идеально проводящих плоскостей, как показано на рис.5
Погонная индуктивность и емкость такой линии без учёта краевых эффектов определяются соотношениями : $C_0 = \varepsilon_0 \dfrac{b}{a}$ и $L_0 = \mu_0 \dfrac{a}{b}$. Поэтому с ростом длины линии ее суммарная емкость $C_\Sigma = \varepsilon_0 \dfrac{b}{a} z$ и суммарная индуктивность $L_\Sigma = \mu_0 \dfrac{a}{b} z$ увеличиваются пропорционально её 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. Заметим, что здесь не рассматриваются технические вопросы, как и каким образом можно разместить плазму между плоскостями линии. Это могут быть, например, магнитные ловушки или направленные потоки плазмы. Может рассматриваться случай других сред такого типа как полупроводники. В данном случае рассматриваются только принципиальные вопросы, касающиеся ранее неизвестного поперечного плазменного резонанса в незамагниченной плазме.

Поскольку плотность тока в такой линии определяется соотношением $j = \dfrac{I}{bz} = nev,$ то суммарная кинетическая энергия всех движущихся зарядов запишется

$$W_{k\Sigma} = \frac{1}{2}\ \frac{m}{ne^2}\ abzj^2 = \frac{1}{2}\ \frac{m}{ne^2}\ \frac{a}{bz} I^2 . \qquad (4.2.1)$$

Соотношение (4.2.1) связывает энергию, запасенную в линии, с квадратом тока, поэтому коэффициент, стоящий в правой части соотношения (4.2.1) перед квадратом тока, является суммарной кинетической индуктивностью линии.

$$L_{k\Sigma} = \frac{m}{ne^2} \cdot \frac{a}{bz}. \qquad (4.2.2)$$

таким образом, величина

$$L_k = \frac{m}{ne^2} \qquad (4.2.3)$$

представляет удельную кинетическую индуктивность. Мы уже ранее ввели эту величину другим способом (см. соотношение (4.1.4)). Соотношение (4.2.3) получено для случая постоянного тока, когда токовое распределение является однородным.

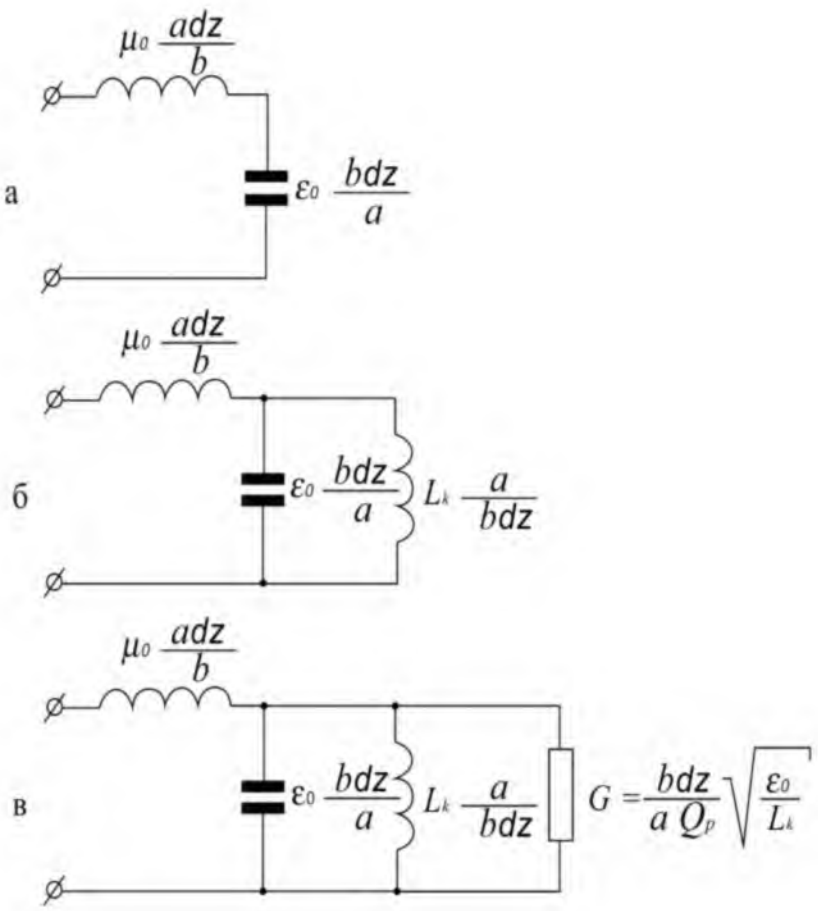

Рис. 13. а – эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии; б – эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии, заполненной бесдиссипативной плазмой; в - эквивалентная схема отрезка двухпроводной линии, заполненной диссипативной плазмой.

В дальнейшем для большей наглядности полученных результатов наряду с математическим их представлением будем пользоваться методом эквивалентных схем. Отрезок рассмотренной линии длинной dz может быть представлен в виде эквивалентной схемы, показанной на рис. 13(а).

Из соотношения (3.2) 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. Сама линия при этом будет эквивалентна параллельному контуру с сосредоточенными параметрами:

$C = \dfrac{\varepsilon_0 bz}{a}$, $L = \dfrac{L_k a}{bz}$, последовательно с которым включена индуктивность $\mu_0 \dfrac{adz}{b}$.

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

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

Получен очень интересный результат, который говорит о том, что резонансная частота рассмотренного макроскопического резонатора не зависит от его размеров. Может создаться впечатление, что это ленгмюровский резонансом, т.к. полученное значение резонансной частоты в точности соответствует значению частоты такого резонанса. Но известно, что ленгмюровский резонанс характеризует продольные волны, в то время как в длинной линии распространяются только поперечные волны. Для данного случая величина фазовой скорости в направлении z равна бесконечности и волновой вектор $\vec{k} = 0$. Данный результат соответствует решению системы уравнений (2.12) для линии с заданной конфигурацией. Волновое число в данном случае определяется соотношением

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right), \tag{4.2.4}$$

а групповая и фазовая скорости

$$v_g^2 = c^2\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right), \tag{4.2.5}$$

$$v_F^2 = \frac{c^2}{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)}, \tag{4.2.6}$$

где $c = \left(\frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0}\right)^{1/2}$ - скорость света в вакууме.

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

Из соотношений (4.2.4 -4.2.6) нетрудно видеть, что в точке $\omega = \omega_p$ мы имеем дело с поперечным резонансом 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. Рассмотрение данной задачи было начато с рассмотрения плазмы, ограниченной с двух сторон плоскостями длинной линии. Но в процессе такого рассмотрения можно сделать вывод, что частота такого резонанса вообще от размеров линии не зависит. Отметим, что факт существования такого резонанса ранее осознан не был.

Перед тем, как перейти к более подробному рассмотрению данного вопроса, остановимся на энергетических процессах, имеющих место в рассмотренной линии в случае отсутствия потерь. Характеристическое сопротивление плазмы, дающее отношение поперечных компонент электрического и магнитного полей, определяется соотношением

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

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ - характеристическое сопротивление вакуума. Полученное значение Z характерно для поперечных электрических волн в волноводах. Видно, что когда $\omega \to \omega_p$, $Z \to \infty$, $H_x \to 0$. В том случае, когда $\omega > \omega_p$ в плазме существует и электрическая и магнитная составляющая поля. Удельная энергия этих полей запишется

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

Таким образом, энергия, заключенная в магнитном поле, в $\left(1 - \frac{\omega_\rho^2}{\omega^2}\right)$ 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, существует еще и третья - кинетическая волна, несущая кинетическую энергию носителей тока. Удельная энергия этой волны записывается

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

Следовательно, полная удельная энергия, запасённая в плазме записывается как

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

Таким образом, для нахождения полной 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 макроскопический электромеханический резонатор с бесконечной добротностью, резонирующий на частоте ω_p.

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

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

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

$$rot\ \vec{H} = \sigma_{p.ef}\vec{E} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k}\int \vec{E}\, dt.$$

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

$$C = \varepsilon_0 \frac{bz_0}{a}, \tag{4.2.8}$$

$$L = L_k \frac{a}{bz_0}, \tag{4.2.9}$$

$$G = \sigma_{\rho.ef} \frac{bz_0}{a}, \tag{3.10}$$

где G – проводимость, подключенная параллельно C и L.
Проводимость и добротность в таком контуре связаны соотношением

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

откуда, учитывая (4.2.8 – 4.2.10), получаем

$$\sigma_{\rho.ef} = \frac{1}{Q_\rho}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{L_k}} \ . \tag{4.2.11}$$

Таким образом, измеряя собственную добротность плазменного резонатора, можно определить $\sigma_{p.ef}$. Используя (4.2.11) и (4.2.7) получим

$$\begin{aligned} rot\ \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ rot\ \vec{H} &= \frac{1}{Q_\rho}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{L_k}}\ \vec{E} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k}\int \vec{E}\ dt. \end{aligned} \tag{4.2.12}$$

Эквивалентная схема данной линии, заполненной диссипативной плазмой, представлена на рис. 13 (в).

Рассмотрим решение системы уравнений (4.2.12) в точке $\omega = \omega_p$, при этом, поскольку

$$\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k}\int \vec{E}\ dt = 0,$$

получаем

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

$$rot\ \vec{H} = \frac{1}{Q_P}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{L_k}}\ \vec{E}.$$

Эти соотношения и определяют волновые процессы в точке резонанса.
Если потери в плазме, заполняющей линию малы, а к линии подключен сторонний источник тока, то можно положить

$$rot\ \vec{E} \cong 0,$$

$$\frac{1}{Q_p}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{L_k}}\ \vec{E} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k}\int \vec{E}\ dt = \vec{j}_{CT}, \tag{4.2.13}$$

где $\vec{j}_{CT}$ – плотность сторонних токов. Проинтегрировав (4.2.13) по времени и разделив обе части на ε_0, получим

$$\omega_p^2\ \vec{E} + \frac{\omega_p}{Q_p}\cdot\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0}\cdot\frac{\partial \vec{j}_{CT}}{\partial t}. \tag{4.2.14}$$

Если (4.2.32) проинтегрировать по поверхности нормальной к вектору $\vec{E}$ и ввести электрический поток как $P_E = \int \vec{E} d\vec{S}$, получим

$$\omega_p^2 P_E + \frac{\omega_p}{Q_p}\cdot\frac{\partial P_E}{\partial t} + \frac{\partial^2 P_E}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0}\cdot\frac{\partial I_{CT}}{\partial t}, \tag{4.2.15}$$

где I_{CT} – сторонний ток. Уравнение (3.15) является уравнением гармонического осциллятора с правой частью, характерное для двухуровневых лазеров. Если источник возбуждения отключить, то мы будем иметь дело с “холодным” лазерным резонатором, в котором колебания будут затухать по экспоненциальному закону

$$P_E(t) = P_E(0)\ e^{i\omega_P t}\cdot e^{-\frac{\omega_P}{2Q_P}t},$$

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

$$\tau = \frac{2Q_P}{\omega_P}.$$

Задача создания лазера на коллективных колебаниях плазмы заключается теперь лишь в умении возбудить такой резонатор.

Если резонатор возбуждается сторонними токами, то такой резонатор представляет полосовой фильтр с резонансной частотой равной плазменной частоте с полосой пропускания $\Delta\omega = \dfrac{\omega_p}{2Q_p}$.

Другим важным практическим применением поперечного плазменного резонанса является возможность его использование для разогрева и диагностики плазмы. Если добротность плазменного резонатора велика, что может быть получены высокие уровни электрических полей, а значит и высокие энергии носителей зарядов.

4. 3. Диэлектрики

Нигде в существующей литературе нет указаний на то, что кинетическая индуктивность носителей зарядов играет какую-то роль в электродинамических процессах в диэлектриках. Однако это не так. Оказывается, что этот параметр в электродинамике диэлектриков играет не менее важную роль, чем в проводниках.

Рассмотрим наиболее простой случай, когда колебательные процессы в атомах или молекулах диэлектрика подчиняются законам механического осциллятора.

$$\left(\frac{\beta}{m}-\omega^2\right)\vec{r}_m=\frac{e}{m}\vec{E}, \tag{4.3.1}$$

где $\vec{r}_m, \beta$ - параметры, первый из которых это отклонение зарядов от положения равновесия, а второй - представляет коэффициентом упругости, характеризующий упругость электрических сил связи зарядов в атомах и молекулах. Вводя резонансную частоту связанных зарядов

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

из (4.1) получаем

$$\vec{r}_m=-\frac{e\ \vec{E}}{m(\omega^2-\omega_o^2)}. \tag{4.3.2}$$

Видно, что в соотношении (4.3.2) как параметр уже присутствует частота собственных колебаний, в которую входит масса заряда. Это говорит о том, что инерционные свойства колеблющихся зарядов будут влиять на колебательные процессы поляризуемых атомов и молекул.

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

$$rot\vec{H}=\vec{j}_\Sigma=\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}+ne\vec{v},$$

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

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

из соотношения (4.3.3) находим

$$rot\vec{H}=\vec{j}_\Sigma=\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}-\frac{1}{L_{kd}(\omega^2-\omega_0{}^2)}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}. \tag{4.3.3}$$

Но величина

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

представляет ни что иное, как плазменную частоту зарядов входящих в состав атомов или молекул диэлектриков в том случае, если их считать свободными. Поэтому соотношение (4.6) можно переписать

$$rot\vec{H} = \vec{j}_{\Sigma} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_0 L_{kd} (\omega^2 - \omega_0{}^2)} \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \qquad (4.3.4)$$

Но, поскольку величина

$$\frac{1}{\varepsilon_0 L_{kd}} = \omega_{pd}{}^2$$

представляет плазменную частоту зарядов в атомах и молекулах диэлектрика, если считать эти заряды свободными, то соотношение (4.4) можно переписать

$$rot\vec{H} = \vec{j}_{\Sigma} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega^2{}_{pd}}{(\omega^2 - \omega_0{}^2)} \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad (4.3.5)$$

И, конечно, опять возникает соблазн назвать величину

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega^2{}_{pd}}{(\omega^2 - \omega_0{}^2)} \right) \qquad (4.3.6)$$

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

Рассмотрим два предельных случая.

Если ω значительно меньше, чем ω_0 то из (4.3.5) получаем

$$rot\vec{H} = \vec{j}_{\Sigma} = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{\omega_{pd}{}^2}{\omega_0{}^2} \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \qquad (4.3.7)$$

В этом случае коэффициент, стоящий перед производной, от частоты не зависит, и представляет статическую диэлектрическую проницаемость диэлектрика. Как видим, она зависит от собственной частоты колебаний и от плазменной частоты. Этот результат понятен. Частота в данном случае оказывается настолько малой, что инерционные свойства зарядов не сказываются и выражение в скобках в правой части соотношения (4.7) представляет статическую диэлектрическую проницаемость диэлектрика. Как видно она зависит от собственной частоты колебаний самих атомов или молекул диэлектрика и от плазменной частоты. Отсюда сразу имеем рецепт для создания диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью. Чтобы достичь этого, следует в заданном объёме

пространства упаковать максимальное количество молекул с максимально мягкими связями между зарядами внутри самой молекулы.

Показательным является случай, когда ω значительно больше, чем ω_0. Тогда

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

и на наших глазах диэлектрик превратился в проводник т.к. полученное соотношение в точности совпадает со случаем плазмы.

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

Из соотношения (4.3.5) видно, что в случае выполнения равенства $\omega = \omega_0$ амплитуда колебаний равна бесконечности. Это означает наличие резонанса в этой точке. Бесконечная амплитуда колебаний имеет место по причине того, что не учитывались потерь в резонансной системе, при этом её добротность равна бесконечности. В каком-то приближении мы можем считать, что значительно ниже указанной точки мы имеем дело с диэлектриком, у которого диэлектрическая проницаемость равна её статическому значению. Выше этой точки мы имеем дело уже фактически с металлом, у которого плотность носителей тока равна плотности атомов или молекул в диэлектрике.

Теперь можно с электродинамической точки зрения рассмотреть вопрос о том, почему диэлектрическая призма разлагает полихроматический свет на монохроматические составляющие. Для того чтобы это имело место необходимо иметь частотную зависимость фазовой скорости (дисперсию) электромагнитных волн в рассматриваемой среде. Если к соотношению (4.3.5) добавить первое уравнение Максвелла

$$\begin{aligned} rot\vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ rot\vec{H} &= \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega^2{}_{pd}}{(\omega^2 - \omega_0{}^2)} \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned}, \qquad (4.7)$$

сразу получаем волновое уравнение

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

Если учесть, что

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

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

Теперь покажем, где и какие ошибки подстерегают нас, если при решении рассмотренной задачи использовать понятие вектора поляризации. Введем вектор поляризации в диэлектрике подобно тому, как это делалось для проводников, взяв смешение связанного заряда из соотношения (4.3.2)

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

Зависимость вектора поляризации от частоты, связана с наличием массы у зарядов и их инерционность не позволяет этому вектору точно следовать за электрическим полем, достигая того значения, которое он имеет в статических полях.

Поскольку электрическая индукция определяется соотношением

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} - \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2)} \vec{E}, \qquad (4.3.8)$$

то введённая таким образом электрическая индукция зависит от частоты. Но мы уже рассматривали истинный смысл этого параметра.

Если введённую таким способом электрическую индукцию ввести во второе уравнение Максвелла, то оно примет вид:

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

или

$$rot\vec{H} = j_\Sigma = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \frac{ne^2}{m} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2)} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \qquad (4.3.9)$$

где j_Σ - суммарный ток, протекающий через образец. В выражении (4.3.9) первый член правой части представляет ток смещения в вакууме, а второй – ток, связанный с наличием связанных зарядов в атомах или молекулах диэлектрика. В этом выражении снова появилась удельная кинетическая индуктивность зарядов, участвующих в колебательном процессе

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

Данная кинетическая индуктивность определяет кинетическую индуктивность связанных зарядов. С учётом этого соотношение (4.3.9) можно переписать

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

Таким образом, получено выражение в точности совпадающее с соотношением (4.3.3). Следовательно, конечный результат рассмотрения обоими способами совпадает, и с математической точки зрения никаких претензий к методу, при котором вводится вектор поляризации, быть не может. Но с физической точки зрения, и особенно в части присвоения параметру, введённому в соответствии с соотношением (4.3.8) наименования электрической индукции, имеются большие претензии, которые мы уже обсудили. Конечно, это не электрическая индукция, а некий сборный параметр, но, не разобравшись в сути вопроса, все начали считать, что диэлектрическая проницаемость диэлектриков зависит от частоты. И об этом написано во всех литературных источниках, начиная с Большой советской энциклопедии и кончая любым электротехническим справочником. По сути, физически обоснованным является введение электрической индукции в диэлектриках только в статических электрических полях.

С целью сокращения объёма мы не будем здесь проводить выкладки для установления эквивалентной электрической схемы диэлектрика. Эти вопросы рассмотрены в работах [2-5]. Заметим лишь, что эквивалентная схема диэлектрика представляет последовательный резонансный контур, у которого индуктивностью является кинетическая индуктивность L_{kd}, а ёмкость равна статической диэлектрической проницаемости диэлектрика за вычетом ёмкости равной диэлектрической проницаемости вакуума. При этом сам контур оказывается зашунтированным ёмкостью, равной диэлектрической проницаемости вакуума.

4.4. Выводы

В данном разделе показано, что закон индукции Фарадея, записанный в частных производных по времени физически не состоятелен, а, значит, несостоятельным является и первое уравнение Максвелла. Выход из этой кризисной ситуации лежит в использовании для описания электродинамических процессов векторного потенциала. Такой подход даёт возможность решить не только задачи распространения, что исключает необходимость использования системы уравнений Максвелла, но и получить законы силового взаимодействия токонесущих систем. Однако до настоящего времени векторный потенциал вводится феноменологическим путём и его физическая природа формирования пока неизвестна. Этому вопросу и будет посвящена вторая часть монографии.

Данное рассмотрение показало, что такой параметр как кинетическая индуктивность зарядов характеризует любые электромагнитные процессы в материальных средах, будь то проводники или диэлектрики. Он имеет такое же фундаментальное значение, как диэлектрическая и магнитная проницаемость среды. Почему он до сих пор не был замечен, и почему ему не было отведено должное место? Это связано, повидимому, прежде всего с тем, что физики часто привыкли мыслить в основном математическими понятиями, не сильно вникая в суть самих физических процессов.

Приведено строгое решение электродинамической задачи для идеальны проводников, идеальных диэлектриков, в которых отсутствуют потери, и для диссипативной плазмы. Принципиальной особенностью данного рассмотрения является то, что строгое решение получено только на основе уравнения движения зарядов в исследуемых средах и не использовались такие понятия как вектор поляризации среды и понятие частотной дисперсии такого материального параметра как диэлектрическая проницаемость.

Сам создатель основных уравнений электродинамики Максвелл считал, что ни диэлектрическая, ни магнитная проницаемости от частоты не зависят, а являются фундаментальными константами. Как родилась идея дисперсии диэлектрической и магнитной проницаемости, и какой путь она прошла, достаточно красочно характеризует цитата из монографии хорошо известных специалистов в области физики плазмы [15]: «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).

Теперь ясно, что прав Максвелл, и диэлектрическая проницаемость материальных сред от частоты не зависит. В ряде же фундаментальных трудов по электродинамике материальных сред [11-14] допущены методические и физические ошибки, в результате которых в физику проникло и прочно в ней закрепилось такое метафизические понятие, как частотная дисперсия диэлектрической проницаемости плазмы. Распространение этой концепции на диэлектрики привело к тому, что все начали считать, что и диэлектрическая проницаемость диэлектриков тоже зависит от частоты. Эти физические заблуждения проникли во все сферы физики и техники и прочно в ней закрепились.

Такое же понятие, как кинетическая индуктивность, до сих пор находится в тени и пока отсутствует понимание того, что этот параметр в электродинамике материальных сред не менее важен, чем диэлектрическая и магнитная проницаемость, и без него невозможно грамотное, физически обоснованное, описание материальных сред.

ЧАСТЬ II

НОВЫЕ ИДЕИ В КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ.

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

5. Динамические потенциалы и поля движущихся зарядов.

При распространении волны в длинной линии она заполняется двумя видами энергии, которые могут быть определены через токи и напряжения или через электрические и магнитные поля в линии. И только после того, как волна заполнит электромагнитной энергией всё пространство между генератором и нагрузкой в ней начнёт выделяться

энергия. Т.е. то время, на которое задерживается этот процесс, генератор расходовал свою мощность на заполнение энергией участка линии между генератором и нагрузкой. Но если начать нагрузку удалять от входа линии, то количество выделяемой на ней энергии уменьшится, т.к. часть энергии, расходуемой источником, уйдёт на заполнение энергией дополнительной длины линии, связанной с движением нагрузки. Если нагрузка будет приближаться к источнику, то она будет получать дополнительное количество энергии за счёт сокращения её длины. Но если нагрузкой линии является активное сопротивление, то увеличение или уменьшение расходуемой в нём мощности может быть связано только с изменением напряжения на таком сопротивлении. Поэтому приходим к выводу, что при движении наблюдателя относительно уже существующих в линии полей должно приводить к их изменению. Продуктивность такого подхода с применением преобразований Галилея и будет продемонстрирована в данной главе.

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

Как уже отмечалось, в классической электродинамике отсутствуют правила преобразования электрических и магнитных полей при переходе из одной инерциальной системы в другую. Этот недостаток устраняет СТО, основой которой являются ковариантные преобразования Лоренца. При всей математической обоснованности такого подхода физическая сущность таких преобразований до настоящего времени остаётся невыясненной [8].

В данном разделе будет сделана попытка найти именно физически обоснованные пути получения преобразований полей при переходе из одной ИСО в другую, а также выяснить какие динамические потенциалы и поля могут генерировать движущиеся заряды. Первый шаг, продемонстрированный в работах [2,3,5], был сделан в этом направлении путём введения симметричных законов магнитоэлектрической и электромагнитной индукции. Эти законы записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \oint \vec{E}'dl' &= -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} + \oint \left[\vec{v} \times \vec{B}\right] dl' \\ \oint \vec{H}'dl' &= \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{s} - \oint \left[\vec{v} \times \vec{D}\right] dl' \end{aligned}, \qquad (5.1)$$

или

$$\begin{aligned} rot\vec{E}' &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + rot\left[\vec{v} \times \vec{B}\right] \\ rot\vec{H}' &= \frac{\partial \vec{D}}{dt} - rot\left[\vec{v} \times \vec{D}\right] \end{aligned}. \qquad (5.2)$$

Для постоянных полей эти соотношения имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= \left[\vec{v} \times \vec{B}\right] \\ \vec{H}' &= -\left[\vec{v} \times \vec{D}\right] \end{aligned} . \qquad (5.3)$$

В соотношениях (5.1-5.3), предполагающих справедливость преобразований Галилея, штрихованные и не штрихованные величины представляют поля и элементы в движущейся и неподвижной ИСО соответственно. Следует заметить, что преобразования (15.3) ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

Соотношения (5.1–5.3), представляющие законы индукции, не дают информации о том, каким образом возникли поля в исходной неподвижной ИСО. Они описывают только закономерности распространения и преобразования полей в случае движения по отношению к уже существующим полям.

Соотношения (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. Из этих соотношений вытекают дополнительные следствия, которые впервые были рассмотрены в работе [1]. Электрическое поле $E = \dfrac{g}{2\pi\varepsilon r}$ за пределами заряженного длинного стержня, на единицу длины которого приходится заряд g, убывает по закону $\dfrac{1}{r}$, где r - расстояние от центральной оси стержня до точки наблюдения.

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

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

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

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

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

Выражение для скалярного потенциала, создаваемого движущимся зарядом, для этого случая запишется следующим образом [2,3,5]:

$$\varphi'(r,v_\perp)=\frac{ech\frac{v_\perp}{c}}{4\pi\varepsilon r}=\varphi(r)ch\frac{v_\perp}{c}, \tag{5.4}$$

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

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

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

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

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

$$\begin{aligned}
&\vec{E}'_\uparrow=\vec{E}_\uparrow,\\
&\vec{E}'_\perp=\vec{E}_\perp ch\frac{v}{c}+\frac{Z_0}{v}\left[\vec{v}\times\vec{H}_\perp\right]sh\frac{v}{c},\\
&\vec{H}'_\uparrow=\vec{H}_\uparrow,\\
&\vec{H}'_\perp=\vec{H}_\perp ch\frac{v}{c}-\frac{1}{vZ_0}\left[\vec{v}\times\vec{E}_\perp\right]sh\frac{v}{c},
\end{aligned} \tag{5.5}$$

где $Z_0=\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ – импеданс свободного пространства, $c=\sqrt{\frac{1}{\mu_0\varepsilon_0}}$ – скорость света.

Преобразования полей (5.5) были впервые получены в работе [1].

6. Фазовая аберрация и поперечный эффект Доплера.

В этом параграфе будет показано, 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 y, а штрихованная система движется в направлении оси x со скоростью v_x. Тогда компоненты полей в штрихованной системе координат в соответствии с соотношениями (5.5) запишутся:

$$E'_x = E_x,$$

$$E'_y = H_z sh\frac{v_x}{c},$$

$$H'_z = H_z ch\frac{v_x}{c}.$$

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

Запишем суммарное поле E' в движущейся ИСО:

$$E' = \left[\left(E'_x\right)^2 + \left(E'_y\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} = E_x ch\frac{v_x}{c}. \qquad (6.1)$$

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

$$\alpha \cong sh\frac{v}{c} \cong \frac{v}{c}. \qquad (6.2)$$

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

Вектор Пойнтинга теперь также направлен уже не по оси y, а находясь в плоскости xy, наклонен к оси y на угол, определяемый соотношениями (6.2). Отношение же абсолютных величин векторов $\vec{E}'$ и $\vec{H}'$ в обеих системах остались одинаковыми. Однако абсолютная величина самого вектора Пойнтинга увеличилась. Таким образом, даже поперечное движение инерциальной системы по отношению к направлению распространения волны увеличивает ее энергию в движущейся системе. С физической точки зрения это явление понятно. Можно привести пример с дождевыми каплями. Когда они падают вертикально, то энергия у них одна. Но в инерциальной системе, двигающейся нормально к вектору их скорости, к этой скорости добавляется вектор скорости инерциальной системы. При этом абсолютная величина скорости капель в инерциальной

системе будет равна корню квадратному из суммы квадратов указанных скоростей. Такой же результат дает нам и соотношение (6.1).

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

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. В данном случае возникает необычная волна, у которой фазовый фронт наклонен к вектору Пойнтинга на угол, определяемый соотношением (6.2). По сути дела полученная волна является суперпозицией плоской волны с фазовой скоростью $c = \sqrt{\dfrac{1}{\mu\varepsilon}}$ и дополнительной 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.

Волновому уравнению удовлетворяет волна напряжённости электрического (или магнитного) поля типа:

$$E(t, y) = E_0 \sin(\omega t - ky),$$

где $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число.

При переходе в инерциальную систему, движущуюся со скоростью $\pm v_y$, наблюдается доплеровский сдвиг частоты.

Поперечный эффект Доплера, который обсуждается достаточно давно, до сих пор не нашел своего уверенного экспериментального подтверждения. Для наблюдения звезды из движущейся ИСО необходимо наклонять телескоп по ходу движения на угол,

определяемый соотношением (6.2). Но в данном случае та звезда, наблюдаемая при помощи телескопа в зените, будет в действительности находиться несколько позади видимого положения по отношению к направлению движения. Ее угловое смещение от видимого положения при этом будет определяться тоже соотношением (6.2). 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 $\sin\alpha \cong \alpha$, а $\alpha = \frac{v}{c}$, то доплеровский сдвиг частоты составит

$$\omega_{d\perp} = \omega_0 \frac{v^2}{c^2}. \qquad (6.3)$$

Данный результат численно совпадает с результатами СТО, но он принципиально отличается от её результатов тем, что в СТО считается, что поперечный эффект Доплера, определяемый соотношением (6.3), существует на самом деле, в то время как в данном случае это только кажущийся эффект. Если сравнить результаты преобразований полей (6.5) с преобразованиями СТО, то нетрудно увидеть, что они совпадают с точностью до квадратичных членов отношения скорости движения заряда к скорости света.

Преобразования СТО, хотя и были основаны на постулатах, но смогли правильно объяснить достаточно точно многие физические явления, которые до этого объяснения не имели. С этим обстоятельством и связан такой большой успех данной теории. Преобразования (6.4) и (6.5) получены на физической основе без использования постулатов и оказалось, что они с высокой точностью совпали с СТО. Отличием является то, что в преобразованиях (6.5) нет ограничений по скорости для материальных частиц, а также то, что заряд не является инвариантом скорости. Экспериментальное подтверждение указанного факта и может послужить подтверждением правильности предлагаемых преобразований.

7. Силовое взаимодействие токонесущих систем, униполярная индукция и пондеромоторные силы.

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

Концепция магнитного поля возникла в значительной степени благодаря наблюдениям за силовым взаимодействием токонесущих и намагниченных систем. Особенно

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

Экспериментально известно, что силы взаимодействия в токонесущих системах приложены к тем проводникам, движущиеся заряды которых создают магнитное поле. Однако в существующей концепции силового взаимодействия токонесущих систем, основанной на понятиях магнитного поля и силы Лоренца, положительно заряженная решетка, которая является остовом проводника и к которой приложены силы, не участвует в формировании сил взаимодействия. То, что положительно заряженные ионы принимают непосредственное участие в силовых процессах, говорит уже, хотя бы, тот факт, что в процессе сжатия плазмы, при протекании через нее постоянного тока происходит сжатие и ионов (так называемый пинч-эффект).

Рассмотрим этот вопрос на основе концепции скалярно-векторного потенциала. Будем считать, что скалярно-векторный потенциал одиночного заряда определяется соотношением (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 проводниками (рис. 14), по которым протекают токи. Будем считать, что g_1^+, g_2^+ и g_1^-, g_2^- представляют соответственно неподвижные и движущиеся заряды, приходящиеся на единицу длины проводника.

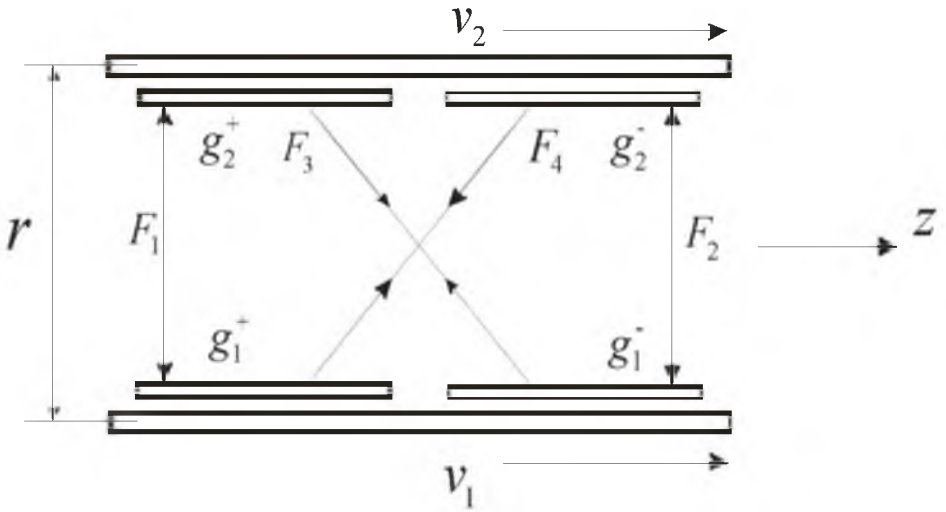

Рис. 14. Схема силового взаимодействия токонесущих проводов двухпроводной линии с учетом положительно заряженной решетки.

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 электронейтральными, т.е. в проводниках имеется две системы взаимно вложенных разноименных зарядов с удельной плотностью на g_1^+, g_1^- и g_2^+, g_2^-, которые электрически нейтрализуют друг друга. На рис. 14 эти системы для большего удобства рассмотрения сил взаимодействия раздвинуты по оси *z*. Подсистемы с отрицательным зарядом (электроны) могут двигаться со скоростями v_1 и v_2. Силу взаимодействия между нижним и верхним проводниками будем искать как сумму четырех сил, обозначение которых понятно из рисунка. Силы отталкивания F_1 и F_2 будем брать со знаком минус, а силы притяжения F_3 и F_4 будем брать со знаком плюс.

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

$$
\begin{aligned}
F_1 &= -\frac{g_1^+ g_2^+}{2\pi\varepsilon r}, \\
F_2 &= -\frac{g_1^- g_2^-}{2\pi\varepsilon r} ch\frac{v_1 - v_2}{c}, \\
F_3 &= +\frac{g_1^- g_2^+}{2\pi\varepsilon r} ch\frac{v_1}{c}, \\
F_4 &= +\frac{g_1^+ g_2^-}{2\pi\varepsilon r} ch\frac{v_2}{c}.
\end{aligned}
\tag{7.1}
$$

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

$$
F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\varepsilon r}\left(ch\frac{v_1}{c} + ch\frac{v_2}{c} - ch\frac{v_1 - v_2}{c} - 1 \right). \tag{7.2}
$$

В данном выражении в качестве g_1 и g_2 взяты абсолютные величины зарядов, а знаки сил учтены в выражении в скобках. Для случая $v << c$, 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 (7.2) получаем

$$
F_{\Sigma 1} = \frac{g_1 v_1 g_2 v_2}{2\pi\varepsilon c^2 r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi\varepsilon c^2 r}, \tag{7,3}
$$

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

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

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

то из соотношения (7.3) получаем:

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

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

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

где H_2 - магнитное поле, создаваемое верхним проводником в районе расположения нижнего проводника. Эти соотношения полностью совпадают с результатами, полученными на основании концепции магнитного поля.

Соотношение (7.3) представляет известное правило силового взаимодействия токонесущих систем, но получено оно не феноменологическим путем на основании введения феноменологического магнитного поля, а на основе вполне понятных физических процедур, в предположении того, что скалярный потенциал заряда зависит от скорости. В формировании сил взаимодействия в данном случае непосредственное участие принимает решетка, чего нет в модели магнитного поля. В рассмотренной модели хорошо видны места приложения сил. Полученные соотношения совпадают с результатами, полученными на основе концепции магнитного поля и аксиоматически введённой силой Лоренца. В данном случае взят только первый член разложения в ряд $ch\frac{v}{c}$. Для скоростей $v \sim c$ следует брать все члены разложения. Этим предлагаемый метод отличается от метода расчёта силовых взаимодействий на основе концепции магнитного поля. Если учесть это обстоятельство, то связь между силами взаимодействия и скоростями зарядов оказывается нелинейной. Это, в частности приводит к тому, что закон силового взаимодействия токонесущих систем является асимметричным. При одинаковых значениях токов, но при разных их направлениях, силы притяжения и отталкивания становятся неодинаковыми. Силы отталкивания оказываются большими, чем силы притяжения. Эта разница невелика и определяется выражением

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

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

Уберем решетку верхнего проводника (рис. 14), оставив только свободный электронный поток. При этом исчезнут силы F_1 и F_3, и это будет означать взаимодействие нижнего проводника с потоком свободных электронов, движущихся со скоростью v_2 на месте расположения верхнего проводника. При этом значение силы взаимодействия определяется как:

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\varepsilon r}\left(ch\frac{v_2}{c} - ch\frac{v_1 - v_2}{c} \right). \tag{7.4}$$

Сила Лоренца предполагает линейную зависимость между силой, действующей на заряд, движущийся в магнитном поле, и его скоростью. Однако в полученном соотношении зависимость величины силы от скорости электронного потока будет нелинейной. Из соотношения (7.4) нетрудно видеть, что с ростом v_2 отклонение от линейного закона увеличивается, и в случае, когда $v_2 >> v_1$, сила взаимодействия стремятся к нулю. Это очень важный результат. Именно этот феномен и наблюдали в своих известных экспериментах Томпсон и Кауфман, когда заметили, что с ростом скорости электронного пучка он хуже отклоняется магнитным полем. Результаты своих наблюдений они связали с ростом массы электрона. Как видим причина здесь другая.

Отметим ещё один интересный результат. Из соотношения (7.3), с точностью до квадратичных членов, сила взаимодействия электронного потока с прямолинейным проводником, по которому протекает ток, можно определить по следующей зависимости:

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\varepsilon r}\left(\frac{v_1 v_2}{c^2} - \frac{1}{2}\frac{v_1^2}{c^2} \right). \tag{7.5}$$

Из выражения (17.5) следует, что при однонаправленном движении электронов в проводнике и в электронном потоке сила взаимодействия при выполнении условия $v_1 = \frac{1}{2} v_2$ отсутствует.

Поскольку скорость электронного потока обычно гораздо выше скорости носителей тока в проводнике, то вторым членом в скобках в соотношении (7.5) можно пренебречь. Тогда, поскольку

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

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

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

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

Учитывая, что

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

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

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

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

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

Продемонстрируем ещё один подход к проблеме силового взаимодействия токонесущих систем. Констатация факта наличия сил между токонесущими системами указывает на то, что существует какое-то поле скалярного потенциала, градиент которого и обеспечивает указанную силу. Но что это за поле? Соотношение (7.3) даёт только значение силы, но не говорит о том, градиент какого скалярного потенциала эти силы обеспечивает. Будем поддерживать постоянными токи I_1 и I_2, и начнём сближать или удалять проводники. Работа, которая при этом будет затрачена, и есть тот потенциал, градиент которого даёт силу. Проинтегрировав соотношение (7.3) по r, получаем величину энергии:

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

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

Соотношение для энергии можно переписать и так:

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

где

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

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

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

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

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

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

Рассмотрим ещё один случай, когда одиночный отрицательный заряд e движется со скоростью v_2 параллельно проводнику, по которому со скоростью v_1 двигаются электроны, удельная плотность которых, приходящаяся на единицу длины провода, составляет q_1^- (рис.15). Будем считать, что проводник до начала движения электронов был электронейтральным и удельная плотность положительных ионов и электронов были равны. Элемент заряда, приходящийся на отрезок dz проводника с током, при этом составит $q_1^- dz$. Элемент силы действия движущегося заряда e на элемент $q_1^- dz$ определится соотношением:

$$dF = \frac{eg_1 dz}{4\pi\varepsilon r^2}\left(\frac{v_{1n}v_{2n}}{c^2} - \frac{1}{2}\frac{v_{1n}^2}{c^2}\right),$$

где v_{1n} и v_{2n} - компоненты соответствующих скоростей, нормальные к радиусу, соединяющему движущийся заряд с элементом заряда $q_1^- dz$. Скорость движения электрона v_{2n} значительно больше, чем скорость движения зарядов в проводнике v_{2n}, поэтому последним членом в скобках в этом соотношении можно пренебречь.

Поскольку $v_{1n} = v_1 \sin\alpha$ и $v_{2n} = v_2 \sin\alpha$, а также, учитывая, что $r_0 = r \sin\alpha$ и

$$dz = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2\alpha},$$

можно записать:

$$dF = \frac{q_1 v_1 e v_2}{4\pi\varepsilon c^2 r_0} d\alpha .$$

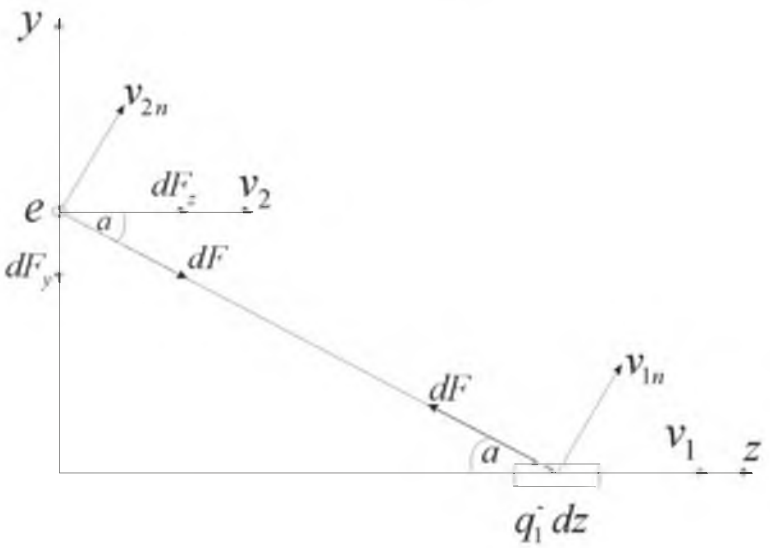

Рис. 15. Схема взаимодействия движущегося точечного заряда с проводником, по которому течёт ток.

Полученная сила - это сила притяжения. Элемент этой силы, параллельной r_0, запишется как:

$$dF_y = \frac{q_1 v_1 e v_2}{4\pi\varepsilon c^2 r_0} \sin\alpha \, d\alpha \,, \tag{7.6}$$

а элемент силы, нормальной к r_0 - как:

$$dF_x = \frac{q_1 v_1 e v_2}{4\pi\varepsilon c^2 r_0} \cos\alpha \, d\alpha \,. \tag{7.7}$$

Проинтегрировав соотношение (7.6) и учитывая, что ток, текущий по нижнему проводнику определяется соотношением $I = q_1 v_1$, запишем силу, действующую на одиночный движущийся заряд e со стороны правой части проволоки:

$$F = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{I e v_2}{4\pi\varepsilon c^2 r_0} \sin\alpha \, d\alpha = \frac{I e v_2}{4\pi\varepsilon c^2 r_0} \,. \tag{7.8}$$

Если учесть также взаимодействие с левой её частью проволоки, то сила, действующая параллельно r_0 и определяемая соотношением (7.8), удвоится, а силы, действующие по нормали к r_0, компенсируются. Таким образом, суммарная сила, действующая на заряд, движущийся параллельно проволоке, запишется:

$$F_\Sigma = \frac{I e v_2}{2\pi\varepsilon c^2 r_0} \,. \tag{7.9}$$

Поскольку магнитное поле, создаваемое нижним проводником с током в точке нахождения движущегося заряда, определяется соотношением

$$H = \frac{I}{2\pi r_0} \,,$$

а магнитная проницаемость $\mu = \dfrac{1}{\varepsilon c^2}$, то из соотношения (7.8) получаем

$$F_\Sigma = e v_2 \mu H$$

Эта сила в точности равна силе Лоренца.

Теперь рассмотрим случай, когда заряд движется между двумя безграничными параллельными пластинами, по которым протекает удельный ток I, приходящийся на единицу ширины пластин (рис. 16). Этот ток течёт по нормали к плоскости рисунка. При этом заряд движется параллельно току, протекающему в пластинах.

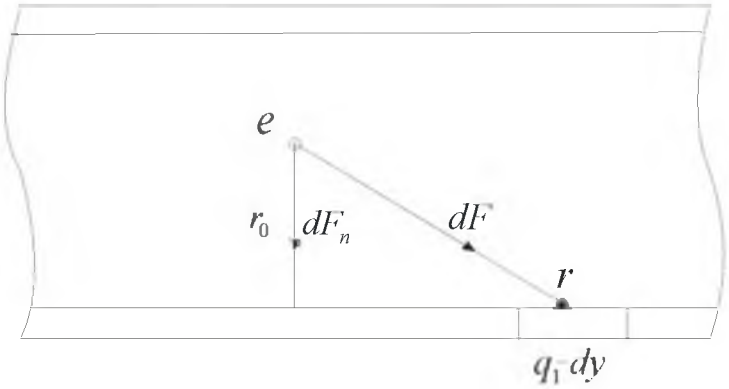

Рис.16. Схема взаимодействия движущегося точечного заряда с токами, текущими по параллельным проводящим пластинам.

Учитывая соотношение (7.9), запишем элемент силы, действующей на движущийся заряд со стороны элемента тока, текущего нормально к элементу dy

$$dF = \frac{dz\ dy\ nv_1 q_2 v_2}{2\pi\varepsilon c^2 r}. \tag{7.10}$$

В этом соотношении dz это толщина слоя, по которому течёт ток, а n - плотность электронов.

Перепишем соотношение (7.10), учитывая что $dy = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2\alpha}$, $r = \frac{r_0}{\sin\alpha}$, а также то, что $\frac{dF_n}{dF} = \sin\alpha$, где dF - элемент силы, направленный параллельно r, а dF_n - элемент силы, направленный нормально к r_0:

$$dF_n = \frac{dz\ nv_1 g_2 v_2 d\alpha}{2\pi\varepsilon_0 c^2}.$$

Проинтегрировав это выражение, получим полную силу, действующую на движущийся заряд со стороны одной полуплоскости:

$$F = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{dz\ nv_1 g_2 v_2 d\alpha}{2\pi\varepsilon_0 c^2} = \frac{dz\ nv_1 g_2 v_2}{4\varepsilon_0 c^2}.$$

Учитывая, что в случае, когда элемент dz равен единичной длине, выполняется соотношение $dz\ nv_1 = I = H$, а также то, что на заряд действуют силы со стороны

четырёх полуплоскостей (две со стороны нижней пластины и две со стороны верхней), окончательно получаем:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_2 v_2 H}{\varepsilon_0 c^2} = \mu g_2 v_2 H \ .$$

И опять конечный результат в точности совпал с результатами концепции магнитного поля.

Таким образом, результаты, полученные с учётом введения скалярно-векторного потенциала и концепции магнитного поля, полностью совпадают, если учитывать только квадратичные члены разложения гиперболического косинуса в ряд. В случае учёта членов разложения более высоких порядков, когда скорости движения зарядов велики, такого совпадения не будет и связь между силой и скоростью становится нелинейной, и концепция магнитного поля уже не даст правильных результатов.

Достоинством данного метода рассмотрения взаимодействия между токонесущими системами и зарядами является то, что он указывает на конкретные места приложения сил, действующих между их элементами и движущимися зарядами, чего нет в концепции магнитного поля. Рассмотренный подход даёт возможность определить силы взаимодействия между любыми токонесущими системами при любой их конфигурации, и показывает, что такие понятия, как магнитный векторный потенциал и магнитное поле для стационарных процессов это следствие зависимости скалярного потенциала заряда от скорости его движения. В случае же нестационарных процессов, когда возникает ускорение заряда, при решении задачи следует учитывать эффекты запаздывания.

Теперь можно проверить работает ли рассмотренный механизм взаимодействия токонесущих систем в случае длинной линии (рис.5), по которой распространяется электротоковая волна. Напряженность электрического поля между плоскостями линии определяется соотношением:

$$E = \frac{g_{\square}}{\varepsilon_0}, \qquad (7.11)$$

$g_{\square}$ - заряд, приходящийся на единичный квадрат поверхности длинной линии.

Удельный ток, приходящийся на единицу ширины линии, магнитное и электрическое поле в ней связаны соотношением

$$I = g_{\square} v = H = \frac{E}{Z_0}. \qquad (7.12)$$

Из этого соотношения получаем

$$v = \frac{E}{g_{\square} Z_0}. \qquad (7.13)$$

Поскольку токи в плоскостях линии направлены в противоположных направлениях, то, учитывая соотношения (7.11 – 7.13), значение силы отталкивания, приходящейся на единичный квадрат поверхности, запишем:

$$F_{\square} = \frac{g_{\square}^{\ 2} v^2}{2\varepsilon_0 c^2} = \frac{1}{2}\mu_0 H^2 .$$

Таким образом, концепция скалярно-векторного потенциала и в данном случае даёт правильный ответ.

Рассмотрим ещё одно интересное следствие, вытекающее из приведенного рассмотрения. Если в качестве плоскостей длинной линии использовать сверхпроводник, то магнитное поле на его поверхности, равное удельному току, можно определить из соотношения:

$$H = nev\lambda, \tag{7.14}$$

где $\lambda = \sqrt{\dfrac{m}{ne^2\mu}}$ - глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Если подставить значение глубины проникновения в соотношение (7.14), то получим неожиданный результат:

$$H = v\sqrt{\frac{nm}{\mu}}.$$

Оказывается, что величина магнитного поля вовсе не зависит от величины зарядов носителей тока, а зависит от их массы.

Таким образом, удельная энергия магнитных полей

$$W_H = \frac{1}{2}\mu H^2 = \frac{nmv^2}{2} \tag{7.15}$$

равна удельной кинетической энергия движения зарядов. Но магнитное поле, связанное с движением носителей тока в поверхностном слое сверхпроводника, существует не только на его поверхности и в скинслое. Объём, занимаемый магнитными полями, несоизмеримо больший, чем объём этого слоя. Если обозначить длину линии, изображённой на рис. 1, как l, то объём скинслоя в сверхпроводящих плоскостях линии составит $2lb\lambda$. Энергию магнитных полей в этом объёме определяем из соотношения:

$$W_{H,\lambda} = nmv^2 lb\lambda,$$

энергия же магнитных полей, накопленная между плоскостями линии, составит:

$$W_{H,a} = \frac{nmv^2 lba}{2} = \frac{1}{2}lba\mu_0 H. \tag{7.16}$$

Если учесть, что глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводниках составляет несколько сотен ангстрем, то при макроскопических размерах линии можно считать, что полную энергию магнитных полей в ней определяют соотношением (7.16). Поэтому, образование магнитных полей H между плоскостями линии, которые возникают в связи с движением зарядов в скинслое, требует таких же затрат энергии, как если бы весь объём линии был заполнен частицами, движущимися со скоростью v, плотность которых и масса составляют соответственно n и m.

Очевидно, что эффективная масса электрона по сравнению с массой свободного электрона возрастает при этом в $\dfrac{a}{2\lambda}$ раз. Это является следствием того, что механическое

движение электронов приводит не только к накоплению их кинетической энергии в скинслое, но, ввиду зависимости их скалярного потенциала от скорости, в линии происходит также накопление потенциальной энергии, градиент которой даёт силу, действующую на проводящие плоскости линии. Таким образом, становится понятной природа таких параметров как индуктивность и эффективная масса электрона, которые в данном случае зависят, в основном, не от массы свободных электронов, а от конфигурации проводников, по которым эти электроны двигаются.

Униполярная индукция была открыта ещё Фарадеем почти 200 лет тому назад, но в классической электродинамике окончательного ответа на то, как и почему работает униполярный генератор, нет до настоящего времени [6]. Особо непонятен случай, когда имеется вращающийся намагниченный проводящий цилиндр, при движении которого между неподвижными контактами, подключёнными к его оси и образующей, возникает э.д.с. Ещё более непонятен случай, когда вместе с цилиндрическим магнитом вращается проводящий диск, а неподвижные контакты подключены к оси диска и его образующей. В некоторых источниках говорится, что ответ может быть получен в рамках СТО, но нет конкретных ссылок, как именно СТО объясняет указанные случаи. Далее будет показано, что конкретные ответы на все эти вопросы могут быть получены в рамках концепции зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости.

Рассмотрим случай, когда имеется одиночный длинный проводник, по которому течёт ток. Будем по-прежнему считать, что в проводнике имеется система взаимно вложенных зарядов положительной решетки g^+ и свободных электронов g^-, которые в отсутствие тока нейтрализуют друг друга (рис.17).

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

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\varepsilon r} \tag{7.18}$$

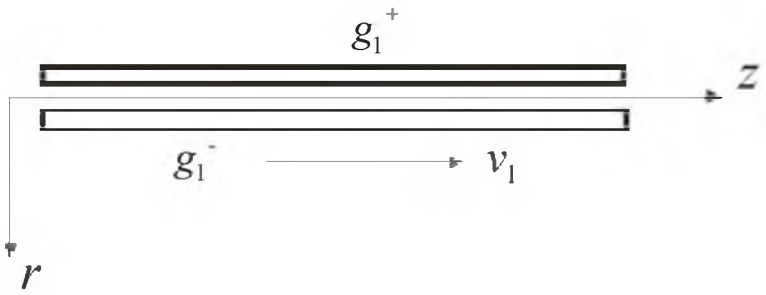

Рис. 17. Проводник, по которому течёт ток.

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

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\varepsilon r} ch\frac{v_1}{c} \approx -\frac{g^-}{2\pi\varepsilon r}\left(1+\frac{1}{2}\frac{v_1^2}{c^2}\right). \qquad (7.19)$$

Складывая (7.18) и (7.19), получаем:

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

Это означает, что вокруг проводника с током имеется электрическое поле, соответствующее отрицательному заряду проводника. Однако это поле имеет очень незначительную величину, поскольку в реальных проводниках v значительно меньше c Это поле может быть обнаружено только при плотностях токов, которые могут быть достигнуты в сверхпроводниках, что экспериментально подтверждено в работах [2, 5].

Рассмотрим случай, когда проводник, по которому со скоростью v_1 текут электроны, движется в обратном направлении со скоростью v (Рис. 18). В этом случае соотношения (7.18) и (7.19) примут вид:

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\varepsilon r}\left(1+\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right) \qquad (7.20)$$

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\varepsilon r}\left(1+\frac{1}{2}\frac{(v_1-v)^2}{c^2}\right) \qquad (7.21)$$

Рис. 18. Движущийся проводник с током.

Складывая (7.20) и (7.21), получаем:

$$E^+ = \frac{g}{2\pi\varepsilon r}\left(\frac{v_1 v}{c^2}-\frac{1}{2}\frac{v_1^2}{c^2}\right) \qquad (7.22)$$

В данном соотношении в качестве удельного заряда взята его абсолютная величина. Поскольку скорость механического движения проводника значительно больше, чем дрейфовая скорость электронов, вторым членом в скобках можно пренебречь. При этом из (7.22) получаем

$$E^{+} = \frac{g v_1 v}{2\pi\varepsilon c^2 r} \tag{7.23}$$

Полученный результат означает, что вокруг движущегося проводника, по которому течёт ток, образуется электрическое поле, определяемое соотношением (7.23), что равнозначно появлению на этом проводнике удельного положительного заряда равного

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

Если проводник свернуть в кольцо и вращать его так, чтобы линейная скорость его частей была равна v, то вокруг такого кольца появится электрическое поле, соответствующее наличию на кольце указанного удельного заряда. Но это означает, что вращающийся виток, который и является вращающимся магнитом, приобретает удельный электрический заряд на самой проволоке, из которой он состоит. При движении линейного проводника с током электрическое поле будет наблюдаться по отношению к неподвижному наблюдателю, но если наблюдатель будет двигаться вместе с проводником, то такие поля будут отсутствовать.

Как получается униполярная индукция, при которой на неподвижных контактах получается разность потенциалов, легко понять из рис. 19.

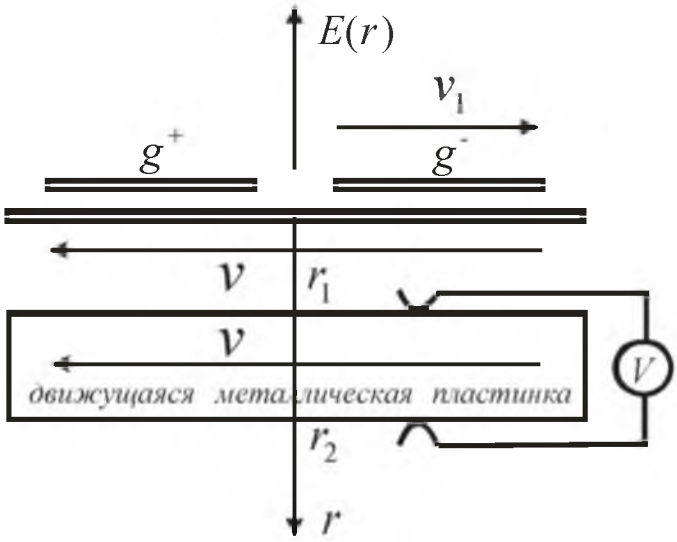

Рис. 19. Схема формирования э.д.с. униполярной индукции.

Будем считать, что r_1 и r_2 координаты точек касания подвижных контактов, которые скользят по металлической пластине, движущейся с такой же скоростью что и проводник, по которому течёт ток. Эти контакты подключены к вольтметру, который также неподвижен. Тогда, можно вычислить разность потенциалов между этими контактами, проинтегрировав соотношение (7.23):

$$U = \frac{g v_1 v}{2\pi\varepsilon c^2}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r} = \frac{g v_1 v}{2\pi\varepsilon c^2}\ln\frac{r_2}{r_1}$$

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

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

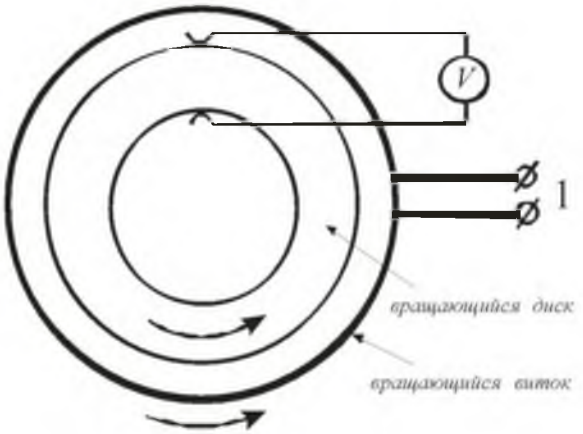

Рис. 20. Схема униполярного генератора с вращающимся магнитом и вращающимся проводящим кольцом.

Возможны различные сочетания вращающихся магнитов и дисков

Случай с неподвижным магнитом и вращающимся проводящим диском характеризуется следующей схемой (рис. 21), если проводящую пластину свернуть в кольцо:

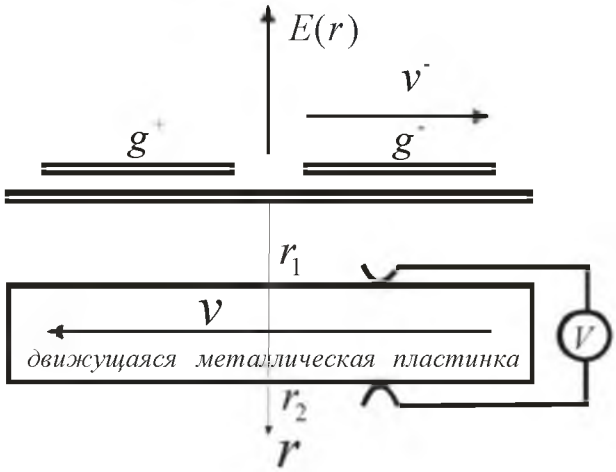

Рис. 21. Случай неподвижного магнита и вращающегося диска.

В этом случае выполняются следующие соотношения.

Электрическое поле, генерируемое во вращающемся диске движущимися электронами определяется соотношением

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

а неподвижными ионами

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

Суммарная напряженность электрического поля при этом составит

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

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

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

Поскольку в неподвижной по отношению к магниту цепи вольтметра индуцированная разность потенциалов отсутствует, то указанная разность потенциалов и будет равна э.д.с. рассмотренного генератора. Как и ранее движущуюся проводящую пластинку можно свернуть в диск с отверстием, а проволоку, по которой течёт ток в кольцо с током, которое является эквивалентом магнита, намагниченного в торцевом направлении.
Таким образом, концепция зависимости скалярного потенциала заряда от относительной скорости даёт ответы на все поставленные вопросы и СТО здесь не нужна.

В контексте сказанного следует обратить внимание ещё на одно физическое явление, которое до настоящего времени не нашло в рамках классической электродинамики своего физического обоснования и объяснения. Природа пондеромоторного (механического) действия электрических и магнитных полей приложенных к поверхности образцов до сих пор остаётся неясной. В большинстве учебных пособий авторы обходят этот вопрос, в тех же источниках, где этот вопрос обсуждается, например [14], автор опирается на те экспериментальные факты, которые свидетельствуют о наличии пондеромотрных сил, произнося слова: «Как показывает опыт .....». Далее следует подробный разбор экспериментальных фактов действия магнитных полей на токонесущие структуры без раскрытия физической сущности происходящего. При этом, как и во всех остальных учебных пособиях, вводится постулат о силе Лоренца и на этом «физическое» объяснение пондеромоторных взаимодействий заканчивается. Учитывая всё сказанное ранее теперь ясно, почему до настоящего времени нет физического объяснения этих процессов. Тамм хоть и указывает на потенциальную функцию тока в магнитном поле, но не указывает, что градиенты этой функции и являются следствием возникновения пондеромоторных сил. Из соотношений, полученных в работе [14], следует, что в процессах пондеромоторного взаимодействия очень важную роль играет векторный потенциал, но физическая природа возникновения этого потенциала, так и не раскрывается. Что же касается пондеромоторного действия электромагнитных волн, то это феномен с точки зрения уравнений электродинамики вообще не рассматривается, а электромагнитной волне приписывается механический импульс и далее этот вопрос рассматривается с точки зрения закона сохранения импульса. При таком подходе оказывается, что природа пондеромоторного действия постоянных полей и электромагнитных волн различна.

Пондеромотроные силы возникают на границе раздела двух сред, которая может быть резкой, когда электродинамические характеристики среды меняются скачкообразно. Но такие силы возникают и при плавном изменении характеристик среды, и как в этом случае пользоваться законом сохранения импульса, при прохождении через такую границу ЭМ волн, не ясно.

При падении волны на границу раздела на ней возникают токи, которые приводят толи к полному, толи к частичному отражению волны или изменению её направления. В свою очередь, наличие таких токов приводит к тому, что на границе в некоторой области возникают градиенты потенциальной энергии, которые и приводят к силовым действиям в области границы. Такой подход не только с физической точки зрения ясен и понятен, но его применение не делает различия между постоянными и переменными полями, наводящими токи в области границы. К тому же он меняет идеологический подход к

возникновению пондеромоторных сил при падении на границу раздела ЭМ волны. Этот эффект рассматривается не как следствие наличия у ЭМ волны механического импульса, а как следствие действия тех токов, которые в области границы наводит падающая на эту границу волна.

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

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

8. Законы электро-электрической индукции.

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

$$\varphi(r,t) = \frac{g\ ch\dfrac{v_{\perp}\left(t-\dfrac{r}{c}\right)}{c}}{4\pi\ \varepsilon_0 r}, \tag{8.1}$$

где $v_{\perp}\left(t-\dfrac{r}{c}\right)$ – составляющая скорости заряда g, нормальная к вектору $\vec{r}$ в момент времени $t' = t - \dfrac{r}{c}$, r – расстояния между зарядом и точкой, в которой определяется поле, в момент времени t.

Но возникает вопрос, на каких основаниях, если не использовать уравнения Максвелла, из которого следует волновое уравнение, вводится запаздывающий скалярно-векторный потенциал? Этот вопрос рассматривался в тринадцатом параграфе, когда определялась скорость распространения фронта волны напряжённости магнитного и электрического поля в длинной линии. Там, не прибегая к уравнениям Максвелла, было показано, что электрическое и магнитное поле распространяются с конечной скоростью, которая в

вакуумной линии равна скорости света. Следовательно, такие поля запаздывают на время $\frac{r}{c}$. Такое же запаздывание вводим в данном случае и для скалярно-векторного потенциала, который является носителем электрических полей.

Используя соотношение $\vec{E} = -grad\ \varphi(r,t)$, найдём поле в точке 1 (рис. 22) .

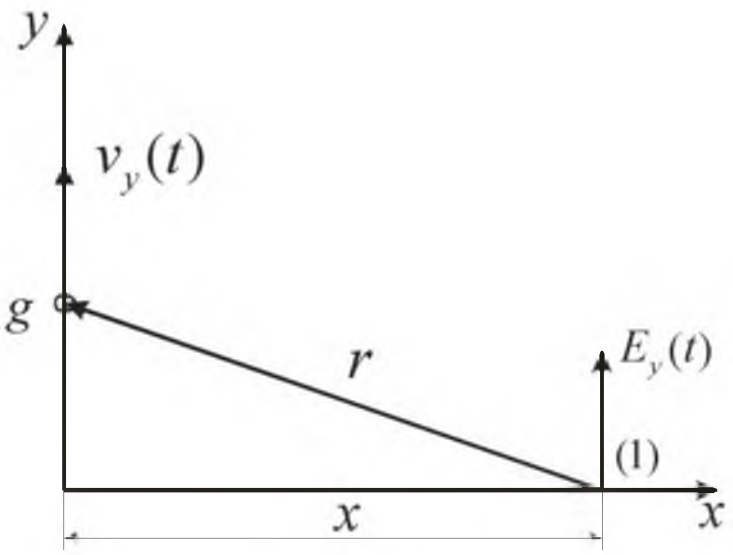

Рис. 22. Схема формирования индуцированного электрического поля.

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

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

$$E_y(1) = -\frac{\partial \varphi_\perp(r,t)}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y}\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 r(y,t)}\ ch\frac{v_y\left(t-\frac{r(y,t)}{c}\right)}{c}$$

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

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 cx}\frac{\partial v_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}{\partial y} sh\frac{v_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}{c}, \qquad (8.2)$$

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

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

из (8.2) получаем:

$$E_y(x,t) = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 cx}\frac{1}{v_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}\frac{\partial v_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}{\partial t} sh\frac{v_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}{c}. \qquad (8.3)$$

Это и есть полный закон излучения движущегося заряда.

Если взять только первый член разложения $sh\frac{v_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}{c}$, то из (8.3) получим

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 c^2 x}\frac{\partial v_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}{\partial t} = -\frac{ea_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}{4\pi\varepsilon_0 c^2 x}, \qquad (8.4)$$

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

Если в качестве направления излучения взять вектор, лежащий в плоскости xy, и составляющий с осью y угол α, то соотношение (8.4) принимает вид:

$$E_y(x,t,\alpha) = -\frac{ea_y\left(t-\frac{x}{c}\right)\sin\alpha}{4\pi\varepsilon_0 c^2 x}. \qquad (8.5)$$

Соотношение (8.5) определяет диаграмму направленности излучения. Поскольку в данном случае есть осевая симметрия относительно оси y, то можно вычислить полную диаграмму направленности рассмотренного излучателя. Эта диаграмма соответствует диаграмме направленности дипольного излучателя.

Поскольку $\frac{ev_z\left(t-\frac{x}{c}\right)}{4\pi x} = A_H\left(t-\frac{x}{c}\right)$ - запаздывающий векторный потенциал, то соотношение (8.5) можно переписать

$$E_y(x,t,\alpha) = -\frac{ea_y\left(t-\frac{x}{c}\right)\sin\alpha}{4\pi\varepsilon_0 c^2 x} = -\frac{1}{\varepsilon_0 c^2}\frac{\partial A_H\left(t-\frac{x}{c}\right)}{\partial t} = -\mu_0\frac{\partial A_H\left(t-\frac{x}{c}\right)}{\partial t}$$

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

Продемонстрируем ещё одну возможность, которую открывает соотношение (8.5). Известно, что в электродинамике существует такое понятие, как электрический диполь и дипольное излучение, когда заряды, колеблющиеся в электрическом диполе, излучают электромагнитные волны. Два заряда с противоположными знаками имеют дипольный момент:

$$\vec{p} = e\vec{d}, \qquad (8.6)$$

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

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

Следовательно

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

и

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

Подставляя данное соотношение в выражение (8.5), получаем закон излучения колеблющегося диполя.

$$\vec{E} = -\frac{1}{4\pi r \varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 p(t - \frac{r}{c})}{\partial t^2}. \qquad (8.7)$$

Это также очень хорошо известное соотношение [6].

Таким образом, в процессе колебания электрического диполя создаются электрические поля двух видов. Во-первых, это электрические индукционные поля излучения, представляемые соотношениями (8.4), (8.5) и (8.6), связанные с ускорением заряда. С другой стороны, вокруг колеблющегося диполя образуются электрические поля статического диполя, которые изменяются во времени в связи с тем, что расстояние между зарядами зависит от времени. Именно энергия этих полей для свободно колеблющегося диполя и расходуется на излучение. Суммарное же значение поля вокруг такого диполя в любой момент времени определяют как суперпозицию полей статического диполя и полей излучения.

Законы (8.4), (8.5), (8.7) - это законы прямого действия, в которых уже нет ни магнитных полей, ни векторных потенциалов. Т.е. те строительные леса, которыми являлись магнитное поле и магнитный векторный потенциал, уже сняты и они нам больше не нужны.

Используя соотношение (8.5) можно получить законы отражения и рассеивания как для одиночных зарядов, так и, для любого их количества. Если какой-либо заряд или группа зарядов подвергаются действию внешнего (стороннего) электрического поля, то такие заряды начинают осуществлять вынужденное движение, и каждый из них излучает электрические поля в соответствии с соотношением (8.5). Суперпозиция электрических полей, излучаемых всеми зарядами, является электрической волной.

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

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

С учётом этого соотношение (18.5) принимает вид

$$E_y(x,t,\alpha) = \frac{e^2 \sin\alpha}{4\pi\varepsilon_0 c^2 m x} E'_{y0} \sin\omega(t - \frac{x}{c}) = \frac{K}{x} E'_{y0} \sin\omega(t - \frac{x}{c}), \qquad (8.8)$$

где коэффициент $K = \frac{e^2 \sin\alpha}{4\pi\varepsilon_0 c^2 m}$ может быть назван коэффициентом рассеивания (переизлучения) одиночного заряда в заданном направлении, поскольку он определяет способность заряда переизлучать действующее на него внешнее электрическое поле.

Волне электрического поля (8.5) сопутствует волна тока смещения:

$$j_y(x,t) = \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{e\sin\alpha}{4\pi c^2 x} \frac{\partial^2 v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t^2}.$$

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

$$j_y(x,t) = -\frac{e^2\omega}{4\pi c^2 mx} E'_{y0} \cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right). \tag{8.9}$$

Суммарная волна, которая представляет распространение электрических полей (8.8) и токов смещения (8.9), может быть названа электротоковой. В этой волне ток смещения отстаёт от волны электрического поля на $\frac{\pi}{2}$. Впервые этот термин и определение такой волны было дано в работах [2, 4].

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

$$\vec{j} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = rot\vec{H}, \tag{8.16}$$

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

Введённое таким образом магнитное поле является вихревым. Сравнивая (8.9) и (8.10) получаем:

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

Интегрируя это соотношение по координате, находим значение магнитного поля

$$H_z(x,t) = \frac{e^2 \ \sin\alpha}{4\pi cmx} E'_{y0} \sin\omega\left(t - \frac{x}{c}\right). \tag{8.11}$$

Таким образом, соотношения (8.8), (8.9) и (8.11) могут быть названы законами электро-электрической индукции, т.к. дают непосредственную связь между прикладываемыми к заряду сторонними электрическими полями и полями и токами индуцируемыми этим зарядом в его окрестности. Сам же заряд выступает в данном случае в роли трансформатора, обеспечивающего такое преизлучение. Магнитное поле, которое можно вычислить при помощи соотношения (8.11), направлено нормально и к электрическому полю и к направлению распространения, а их отношение в каждой точке пространства составляет:

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

где Z - волновое сопротивление свободного пространства.

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

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

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

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

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

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

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

С учётом всего сказанного следует полагать, что в основе подавляющего большинства статических и динамических явлений в электродинамике лежит одна единственная формула (8.1), предполагающая зависимость скалярного потенциала заряда от скорости его движения. Из неё следует и статическое взаимодействие зарядов, и законы силового взаимодействия в случае их взаимного движения, и законы излучения и рассеивания. Такой подход позволил объяснить с позиций классической электродинамики следующие явления: фазовая аберрация и поперечный эффект Доплера, которые в рамках существующей классической электродинамики объяснения не находили. После всего сказанного можно снять строительные леса, такие как магнитное поле и магнитный векторный потенциал, которые не позволяют вот уже почти двести лет увидеть здание электродинамики во всём его величии и красоте.

9. Формирование электрических полей индукции и магнитного векторного потенциала.

Ранее уже указывалось на то, что решение задач взаимодействия движущихся зарядов в классической электродинамике мы решаем 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, мы уже показали, что именно такой подход дает возможность понять структуру таких сил и места их приложения. Сейчас мы покажем, что применение скалярно-векторного потенциала дает возможность установить и 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. 7. На этом рисунке сам фронт волны показан скошенным и занимает отрезок линии длинной 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 мы увеличиваем напряжение на входе линии, Сейчас мы попытаемся 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 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. 23. 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:

$$v^2(z) = \frac{2e}{m}\frac{\partial U}{\partial z} z. \qquad (9.1)$$

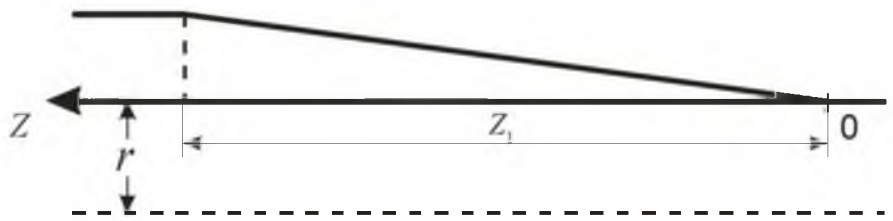

Рис. 23. Фронт волны тока, распространяющейся в длинной линии

Поскольку мы приняли линейную 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 (9.1) мы можем переписать

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

Используя для величины салярно-векторного потенциала соотношение (5.4), вычислим его как функцию z на некотором расстоянии r от линии

$$\varphi(z) = \frac{e}{4\pi\ \varepsilon_0 r}\left(1 + \frac{1}{2}\ \frac{v^2(z)}{c^2}\right) = \frac{e}{4\pi\ \varepsilon_0 r}\left(1 + \frac{eE_z z}{mc^2}\right). \qquad (9.2)$$

При записи соотношения (9.2) использованы только первые два члена разложения гиперболического косинуса в ряд.

Пользуясь формулой $E = -grad\ \varphi$, и продифференцировав соотношение (9.2) по z, получаем

$$E_z{}' = -\frac{e^2 E_z}{4\pi\ \varepsilon_0 rmc^2}, \qquad (9.3)$$

где $E_z{}'$ - электрическое поле, индуцируемое на расстоянии r от проводника линии. Около E мы поставили штрих в связи с тем, что вычисленное поле движется вдоль проводника линии со скоростью света, индуцируя в окружающих линию проводниках индукционные токи, противоположные тем, которые текут в индуцирующей линии. Известно, что ускорение a, испытуемое зарядом e в поле E, определяется соотношением $a_z = \frac{eE_z}{m}$. С учетом этого из (9.3) получаем

$$E_z{}' = -\frac{ea_z}{4\pi\ \varepsilon_0 rc^2}\ . \qquad (9.4)$$

Таким образом, заряды, ускоряемые в отрезке линии z_1, индуцируют на расстоянии r от этого участка электрическое поле, определяемое соотношением (9.4). Направление этого поля обратно полю, приложенного к ускоряемым зарядам. Таким образом, получен закон прямого действия, который указывает на то, какие электрические поля генерируют вокруг себя заряды, ускоряемые в проводнике. 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, мы должны 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 мы говорили, что движущийся заряд генерирует векторный потенциал, а уже изменяющийся векторный потенциал генерирует электрическое поле. Соотношение (9.4) дает возможность исключить эту промежуточную операцию и перейти непосредственно от свойств движущегося заряда к индукционным полям. Покажем, что из этого соотношению следует и введенный ранее феноменологическим путем векторный потенциал, а, следовательно, и магнитное поле. Поскольку связь между векторным потенциалом и электрическим полем определяется соотношением (2.7), то равенство (9.4) мы можем переписать

$$E_z' = -\frac{e}{4\pi\ \varepsilon_0 r c^2}\frac{\partial v_z}{\partial t} = -\mu\frac{\partial A_H}{\partial t},$$

откуда, интегрируя по времени, получаем

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

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

10. Экспериментальное подтверждение зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости

Однако в данной схеме эксперимента имеет место непосредственное гальваническое подключение электрометра к сверхпроводящему соленоиду. Это может вызвать вопросы, а не являются ли причиной возникновения разности потенциалов между соленоидом и экраном какие-то контактные явления в месте контакта провода, соединяющего электрометр с соленоидом? Для ответа на этот вопрос были проведены эксперименты со сверхпроводящим ниобиевым тором.

Схема эксперимента показана на рис. 24.

Если внутри проводящего экрана разместить второй проводящий экран, и между ними подключим электрометр, то в том случае, когда внутри внутреннего экрана появится заряд, между внутренним и наружным экраном появится разность потенциалов. В эксперименте, в качестве наружного экрана 1, использовалось ярмо трансформатора, выполненное из трансформаторной стали. На центральном стержне этого ярма располагалась первичная

обмотка 2, намотанная ниобий-титановым проводом, содержащая 1860 витков. На этом же стержне располагался торообразный металлический экран 3, выполненный из меди. Внутри этого экрана был расположен тор 4, выполненный из ниобия. Наружный диаметр ниобиевого тора составлял 76 мм, а внутренний 49 мм. Трансформатор размещался в баке гелиевого криостата и охлаждался до гелиевой температуры, при этом ярмо трансформатора и гелиевый бак заземлялись. При введении постоянного тока в первичную обмотку трансформатора в сверхпроводящем торе индуцировался ток, и электрометр фиксировал появление между экраном 3 и ярмом трансформатора разность потенциалов U. Это означает, что ниобиевый тор, расположенный внутри экрана 3 при введении в него постоянного тока перестаёт быть электронейтральным. Величина постоянного тока в сверхпроводящем торе в 1860 раз превышала ток, вводимый в первичную обмотку трансформатора.

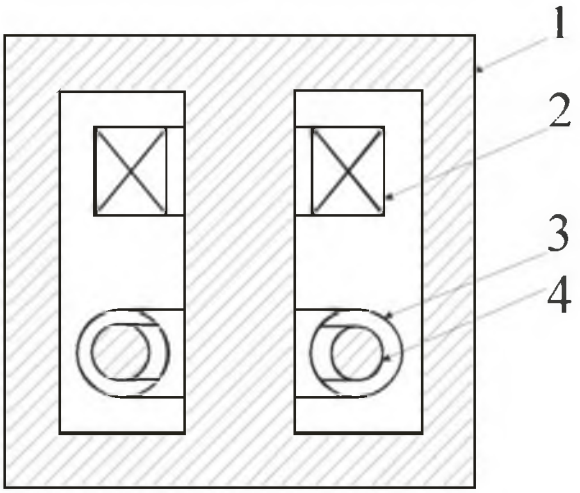

Рис. 24. Схема эксперимента со сверхпроводящим тором.

Зависимость разности потенциалов U от тока I, вводимого в первичную обмотку трансформатора, показана на рис. 25.

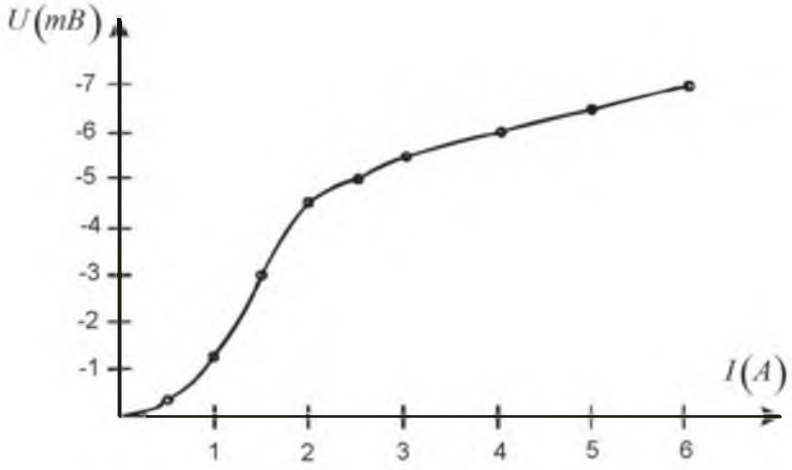

Рис. 25. Зависимость разности потенциалов межу экраном 3 и ярмом трансформатора 1 от тока, вводимого в первичную обмотку трансформатора.

Полученные значения разности потенциалов, по сравнению со случаем сверхпроводящей проволочной обмотки, оказались значительно меньшими, это связано со значительно меньшей поверхностью тора, по сравнению с поверхностью проволочной обмотки. Вид зависимости разности потенциалов от вводимого тока также сильно отличается. Квадратичный участок наблюдается только на очень небольшом начальном участке вплоть до значений токов около 2 ампер, вводимых в первичную обмотку. Далее эта зависимость становится прямолинейной с малым углом наклона по отношению к оси абсцисс. К тому же срыва показаний электрометра в данном случае не наблюдалось.

С чем связаны такие отличия поведения разности потенциалов по сравнению с проволочным вариантом? В случае проволочного соленоида сверхпроводящий ток равномерно распределён по поверхности проволоки и достигает своего критического значения на всех её участках одновременно, с чем и связан одновременный переход всей обмотки соленоида в нормальное состояние, при достижении в проволоке на каком то участке критического значения тока.

В случае тора процесс установления сверхпроводящего тока на его поверхности происходит по-другому. Вводимый в сверхпроводящий тор постоянный ток очень неравномерно распределён по его поверхности. Максимальные плотности тока имеют место на внутренней поверхности тора, а на периферии они значительно меньше. С этим связано то, что внутренние поверхности тора начинают переходить в нормальное состояние раньше, чем наружные. Процесс перехода тора в нормальное состояние происходит таким образом, что при увеличении тока в торе в нормальное состояние переходят сначала внутренние области и нормальная фаза начинает перемещаться от внутренних областей к наружным. Процесс длится до тех пор, пока весь тор не перейдёт в нормальное состояние. Но почему при этом к моменту перехода тора в нормальное состояние не происходит сброс тока, как это имеет место в случае проволочного соленоида? Это связано с тем, что ниобий является сверхпроводником второго рода и он не сразу скачком переходит в нормальное состояние, а у него имеется достаточно значительная область плотностей токов, при которых он находится в смешанном состоянии, когда внутрь массивного проводника проникают вихри Абрикосова. Следовательно, то обстоятельство, что показания электрометра не имеют сброса показаний, указывает на то, что сверхпроводящий тор находится в смешанном состоянии, а вихревые структуры, которые также представляют сверхпроводящие токи, приводят к тому, что тор перестаёт быть электронейтральным. Из вышеперечисленного можно сделать вывод, что вихри несут на себе не только кванты магнитного потока, но ещё и квантованные электрические заряды.

Если изменить направление тока в первичной обмотке, то зависимость, подобная изображённой на рис. 25, повторяется, однако, наблюдается сильный гистерезис. Это связано с тем, что вихри, проникшие вглубь сверхпроводника, закрепляются на дефектах кристаллической структуры, попадая в потенциальные ямы, что и приводит к гистерезису.

Таким образом, результаты проведенных экспериментов однозначно указывают на зависимость скалярного потенциала и величины зарядов от их скорости, что было предсказано ещё в работе [1] и экспериментально подтверждено в работах [3,5].

Все указанные эксперименты были проведены в начале 90-х годов в МГП НИИ криогенного приборостроения при ФТИНТ НАН Украины.

11. Феномен кинетической энергии и инерции материальных тел.

Хорошо известно, что для ускорения материальных тел нужно выполнить работу для чего к ним нужно приложить силу. Выполненная работа переходит в кинетическую энергию движения. При торможении тело отдаёт эту энергию окружающим телам, для чего требуются силы, обратные тем, которые тело ускоряли. Это и есть феномен инерции.
Ясно, что процесс ускорения накапливает в самом теле какой-то вид энергии, который и возвращается потом во внешнюю среду при его торможении. Но ни одна из существующих в настоящее время теорий не даёт ответ на вопрос, что это за энергия и каким образом она накапливается и отдаётся. У заряженных тел и у самих зарядов имеются электрические поля, обладающие энергией. Можно было ожидать, что зависимость этих полей от скорости могла бы пролить свет на этот вопрос. В специальной теории относительности (СТО) электрические поля зарядов зависят от скорости, и, казалось бы, эта теория должна была дать ответ на этот злободневный вопрос. Но в СТО заряд является инвариантом скорости. Его поля хоть и изменяются в процессе ускорения, но эти изменения происходят таким образом, что увеличению полей нормальных к направлению движения компенсируется уменьшением продольных полей, и поток электрических полей через поверхность, окружающую заряд, не зависит от движения заряда и остаётся постоянным.
В работах [1-5], показано, что в рамках преобразований Галилея скалярный потенциал заряда зависит от его относительной скорости. При этом электрические поля, нормальные к направлению его движения, увеличиваются, в то время как продольные поля остаются неизменными. Такой подход дал возможность объяснить и феномен кинетической энергии и феномен инерции.
Электрон имеет электрические поля, энергию которых легко вычислить. Удельная энергия электрических полей записывается как

$$w = \frac{1}{2}\varepsilon E^2 .$$

Напряженность электрических полей электрона определяется равенством:

$$E = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 r^2} .$$

Используя элемент объёма $4\pi r^2 dr$, получаем энергию полей покоящегося электрона:

$$W = \int_a^\infty \frac{e^2 dr}{8\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a},$$

где e заряд электрона, а a - его радиус.

В работах [1-4] показано, что скалярный потенциал заряда, а следовательно и его поля, специфическим образом зависят от его относительной скорости. Если электрон движется со скоростью v, то его электрические поля, нормальные к направлению движения увеличиваются:

$$E_\perp = Ech\frac{v}{c} \approx E\left(1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right).$$

Запишем электрические поля, нормальные к направлению движения в системе координат, представленной на рис 26:

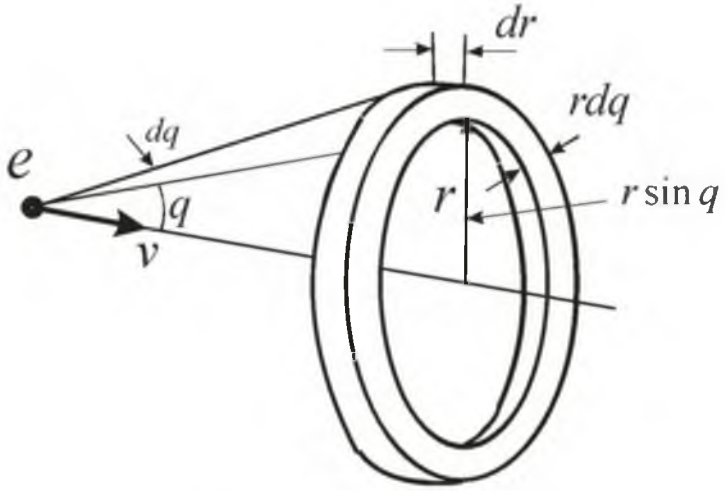

Рис. 26. Элемент объёма $2\pi r^2 \sin q\ dq\ dr$, используемый для вычисления энергии полей движущегося электрона.

$$E_\perp = E\left(1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right)\sin q$$

Тогда энергия полей движущегося электрона запишется

$$W_v = \left(1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right)^2 \int \frac{e^2 \sin^3 q\ dqdr}{8\pi\varepsilon_0 r^2}$$

Интегрирование по углу даёт

$$\int_0^{\pi} \sin^3 q\ dq = -\int_0^{\pi} (1-\cos^2 q) d(\cos q) = -\cos q + \frac{\cos^3 q}{3} = \frac{4}{3}$$

Поэтому

$$W_v = \frac{4}{3}\left(1+\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right)^2 \int_a^{\infty} \frac{e^2 dr}{8\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{4}{3}\left(1+\frac{v^2}{c^2}+\frac{1}{4}\frac{v^4}{c^4}\right)\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a}$$

Для скоростей значительно меньших скорости света членом $\frac{1}{4}\frac{v^2}{c^2}$ можно пренебречь, поэтому

$$W_v = \frac{4}{3}\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right)\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a}.$$

Связь между энергией полей и массой покоя электрона даётся равенством [6]:

$$W = \frac{4}{3}\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a} = mc^2$$

следовательно дополнительная энергия электрона , связанная с тем, что его поля зависят от скорости, определиться соотношением

$$W_v = mv^2$$

Это и есть кинетическая энергия движения электрона. Она отличается от общепринятого значения коэффициентом $\frac{1}{2}$, но это означает лишь то, что официально принятое значение массы электрона нужно уменьшить в два раза.

Таким образом, мы установили физическую причину наличия у движущихся тел кинетической энергии, а, следовательно, и их инерционных свойств. Эти свойства связаны с зависимостью скалярного потенциала зарядов, из которых состоят все материальные тела, от относительной скорости зарядов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Наиболее важным результатом работ [1-5] является то, что в них и теоретически показано, и экспериментально подтверждено то, что скалярный потенциал заряда зависит от его относительной 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 наблюдаемых в электродинамике динамических явлений, это следствиями такой зависимости. Конечно, принятие такой концепции является очень ответственным шагом. Но с физической точки

зрения он прозрачен и понятен. Ведь главным параметром заряда являются те энергетические характеристики, которыми он обладает и то, каким образом он влияет на окружающие заряды не только в статическом положении, но и во время своего движения. При ускорении заряда растет его энергия относительно неподвижной системы, и увеличение этой энергии связано с относительным изменением электрических полей. Т.е. движущийся заряд по своим электрическим характеристикам соответствует неподвижному заряду с несколько изменёнными 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 и излучения, не прибегая к применению таких полей посредников, как векторный потенциал и магнитное поле. Он также позволяет физически объяснить происхождение сил взаимодействия между токонесущими системами. Введение скалярно-векторного потенциала объясняет ряд явлений (например, фазовую аберрацию и поперечный эффект Доплера), которые ранее в классической электродинамике объяснения не имели. И очень важно то, что зависимость скалярного потенциала от скорости имеет экспериментальное подтверждение. Прямым подтверждением такой зависимости является также возникновение импульса электрического поля при взрыве ядерных зарядов. Ядерные взрывы в космосе, проведенные в начале 60-х годов, открыли новую страницу не только в ядерных технологиях, но и в фундаментальной физике, и нам придется признать зависимость скалярного потенциала от скорости, а физики хорошо понимают, что это означает.

До настоящего времени в классической электродинамике существовали два не связанные друг с другом раздела. С одной стороны это уравнения Максвелла, из которых следуют волновые уравнения для электромагнитных полей, а с другой - соотношения, определяющие силовое взаимодействие токонесущих систем. Для объяснения этого феномена аксиоматическим путём вводилась сила Лоренца. Введение зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости, который вводится в рамках преобразований Галилея, а не ковариантных преобразований Лоренца, прокладывает мостик между этими, до настоящего времени не связанными между собой, разделами классической электродинамики. Таким образом, классическая электродинамика приобретает вид стройной единой науки, имеющей единую идеологическую основу.

Следует отметить, что в классической электродинамике до появления преобразований, представленных соотношениями (5.5), не было правил преобразования полей при переходе из одной ИСО в другую. Эти правила получены путем использования очень понятных физических процедур, а не путем введения постулатов. Однако оказывается, что с

точностью до членов $\sim \frac{v^2}{c^2}$ преобразования (5.5) совпадают с результатами СТО. Следует отметить, что СТО, как и соотношение (5.5), 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 заметить, что экспериментальная проверка СТО в настоящее время проведена не точнее, чем указанные порядки. Если продолжать сравнения, то следует указать, что предлагаемая теория допускает возможность существование скоростей материальных тел больших, чем скорость света, а также предполагает зависимость заряда от скорости, что противоречит СТО. Экспериментальному подтверждению зависимости заряда от скорости в работе уделено значительное место и экспериментально показано, что такая зависимость существует.

Давайте ещё раз оглянемся на то, как развивалась классическая электродинамика, и проанализируем вопрос о том, почему в своё время не была введена зависимость скалярного потенциала от скорости. Буквально в нескольких шагах от такого решения был Генрих Герц. Он первый указал на то, что для нахождения правил преобразования полей при переходе из одной ИСО в другую необходимо использовать полные производные полей. Однако Герц не заметил, что такой подход сразу даёт возможность из уравнений индукции получить силу Лоренца. Ошибочной точкой зрения Герца было и то, что он считал поля инвариантными при переходе из одной ИСО в другую.

После Герца электродинамика и физика пошла по метафизическому пути, используя принцип – «не важен метод, важен результат». Без должного понимания физики, а путём подгонок и введения постулатов была разработана специальная теория относительности, которая смогла дать правильный ответ на ряд экспериментальных фактов. Это случилось по той причине, что в СТО также предполагается зависимость скалярного потенциала заряда от его скорости. Но такой ответ был получен не на основе физических предпосылок и понимания физики самих процессов, а, по сути дела, был угадан. Но польза от таких подходов меркнет перед теми отрицательными последствиями, которые принес в физику такой принцип решения физических задач. Это известный принцип Маха, который господствует в физике и до сих пор.

В работе показано, что наряду с фундаментальными параметрами ε_0 и μ_0, которые характеризуют определенные виды энергии, накопленные или переносимые в среде, а именно: электрическую и магнитную энергии; существуют еще фундаментальный материальный параметр кинетическая индуктивность L_k.

Следует обратить внимание еще и на то, что физическая интерпретация некоторых математических понятий, которые касаются электродинамических процессов, требуют определенной осторожности. Так математически очень просто из двух, не зависящих 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 параметр $\varepsilon^*(\omega)$ и удобен для математического описания процессов, существующих в материальных средах.

Мы являемся свидетелями 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 их через материальные среды. Вот все и начали думать, что эта дисперсия порождена дисперсией диэлектрической проницаемости. Оказывается все совсем не так. Дисперсия электромагнитных волн является следствием не дисперсии диэлектрической проницаемости, а дисперсии фазовой скорости электромагнитных волн. 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, в этом процессе принимают участие поляризационные или ориентационные свойства электрических диполей, имеющихся в диэлектрике. Следовательно, дисперсия электромагнитных волн, наблюдающаяся при их распространении в диэлектриках, связана не с дисперсией несуществующего параметра, которым считалась 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 физики плазмы. Естественно, она имеется и во всех публикациях, где обсуждаются эти вопросы.

Но если утверждение о наличии дисперсии у диэлектрической и магнитной проницаемости можно в какой-то мере считать методической ошибкой, то в электродинамике сплошных сред есть ошибки и более принципиального характера. Это тот случай, когда в проводящих средах на микроскопическом уровне вводится вектор поляризации подобно тому, как это делается в диэлектриках [11]. Это грубая физическая ошибка, поскольку вектора поляризации в проводящих структурах на микроскопическом уровне быть не может, поскольку в проводниках заряды являются свободными, и образовывать 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, т.е. они являются вырожденными. А это означает, что пропущено целое научное направление, имеющее важное прикладное значение, т.к. на его основе могут быть созданы

лазеры на коллективных колебаниях плазмы, резонансные фильтры, а также указанное явление может быть использовано для разогрева плазмы.

Следует обратить внимание ещё на одно немаловажное обстоятельство. Мы часто употребляем понятие кинетической энергии движущихся тел и говорим, что при этом движущееся тело накапливает кинетическую энергию. В СТО это явление связывается с увеличением массы движущегося тела. Но ни та, ни другая констатация этого факта не имеет смысла до тех пор, пока не определены те физические параметры материального тела, которые отвечают за накопление энергии движущимся телом. Очень похоже, что при ускорении тела относительные изменения претерпевают все те поля которые собственно и представляют саму массу и имеющиеся в ней заряды. Но если это так, то и гравитационное взаимодействие движущихся тел должно отличаться от их статического взаимодействия. Но эти вопросы выходят за рамки данной монографии и требуют отдельного обсуждения.

Главным результатом данной работы является то, что в ней показана необходимость революционных преобразований в самой электродинамике. Эта необходимость назревала уже давно. Многие исследователи понимали, и это наиболее чётко сказано в работе [6], что ненормальной является та ситуация, когда в физическом законе, которым является закон Фарадея, имеются исключения. Когда в электродинамику приходится аксиоматическим путём вводить такое понятие, как сила Лоренца. Когда по сути дела существует две не связанные между собой электродинамики, с одной стороны уравнения Максвелла, а с другой силовые взаимодействия токонесущих систем, постулированное путём введения силы Лоренца. Когда для того, чтобы получить правила преобразования полей при переходе из одной ИСО в другую приходится пользоваться постулатами. Все эти противоречия и необходимость вводить в электродинамику аксиомы и постулаты устраняет признание зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости в рамках преобразований Галилея. На этой основе может быть построена единая непротиворечивая электродинамика, исходящая из такого понятия, как скалярный потенциал и его зависимость от относительной скорости заряда. Более того, в данной работе показана не только продуктивность такой идеи, но и приведены экспериментальные доказательства такой зависимости.

Что же мешает внедрению в практику столь продуктивных идей? А мешает то, что в своё время мешало признанию правильными идей Галилея и Копрерника, когда метафизика Птолемея долгое время считалась официальной наукой, мешает то, за что в своё время сожгли Джордано Бруно. В предисловии мы уже говорили о пагубности политизации науки. Именно она и стоит до сих пор, и будет всегда стоять на пути прогресса в науке. Наша задача, задача учёных, пробить эту непробиваемую стену. И мы это сделаем.

Автору данной работы, с целью популяризации высказанных идей, приходится участвовать в работе научных форумов, которые работают на официальных сайтах государственных организаций ФИАН, МГУ, МИФИ. И нельзя не видеть с каким фанатизмом борются за свои права те, кто науку превратили в доходный бизнес, кто защищает не науку, а клановые интересы, кому не нужны никакие перемены.

Как же случилось так, что почти двести лет электродинамика блуждала среди метафизических понятий, таких как магнитное поле и вихревые электрические поля. Ведь

на самой заре её развития Вебер категорически возражал против введения такого понятия, как магнитное поле и указывал на то, что силовое взаимодействие токонесущих систем связано не с каким-то мифическим магнитным полем, а с тем, что сам заряд меняет свои свойства в процессе ускорения. Веберу не поверили и, как очень часто бывает, победила бездумная математическая схоластика. Слишком заворожили тогда всю научную элиту металлические опилки вокруг полюсов магнита.

Но все-таки давайте попытаемся представить, что бы могло быть, если бы поверили Веберу. Ведь не нужно было бы тогда ждать постулата о силе Лоренца и уравнений Максвелла, а все законы, которые лежат в основе работы электродвигателей и радиосвязи были бы известны уже тогда. Не понадобилась бы и теория относительности. Т.е. у человечества имелась совершенно реальная возможность обогнать время почти на столетие. Но не случилось. А жаль!

Что же происходит с физикой сейчас? Положение ещё хуже, чем это было двести лет назад. Физика в полном тупике, нет новых рациональных идей, нет новых подходов. Власть в физике захватили математические схоласты, которые к физике никакого отношения не имеют. За примерами ходить далеко не нужно. Ландау нечаянно перепутал производную и интеграл гармонической функции, и все физики начали дружно внедрять в жизнь идеи частотной дисперсии таких материальных параметров, как диэлектрическая и магнитная проницаемость. Вот пример того безумия, которое творят в физике математические схоласты. У них и электроны в атоме с уровня на уровень прыгают, и время, если очень хочется, растягивается. А сама математика при этом начала изобретать даже новые физические законы.

Но научное сообщество уже со всей отчётливость ощутило пагубность схоластических математических подходов, которое как татаро-монгольское иго поработило науку. И недалёк тот час, когда найдутся Донские и Невские и сбросят это позорное иго, и буде ещё и Казань и проломная стена.

Список литературы.

1. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений элетромагнитной индукции. - Харьков, депонирована в ВИНИТИ, №774-В88 Деп., 1988.-32с.
2. Менде Ф. Ф. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков, Константа, 2003.- 72 с.
3. Менде Ф. Ф. Непротиворечивая электродинамика. Харьков, НТМТ, 2008, – 153 с.
4. Mende F. F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.
5. Менде Ф. Ф. Великие заблуждения и ошибки физиков XIX-XX столетий. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2010, – 176 с..
6. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М: Мир, 1977.
7. Дж. Джексон, Классическая электродинамика, Мир, Москва, 1965, 702
8. Рашевский П. К. Риманова геометрия и тензорный анализ. М.: Наука, 1967, - 664 - с.
9. Менде Ф. Ф., Спицын А. И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев, Наукова думка, 1985.- 240 с.
10. Арцимович Л. А. Что каждый физик должен знать о плазме. М.: Атомиздат, 1976. -111 с.
11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М: Физматгиз, 1973.- 454 с.
12. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука. 1967 г. - 684 с.
13. Ахиезер А. И. Физика плазмы. М: Наука, 1974 – 719 с.
14. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1989 – 504 с.
15. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Колебания и волны в плазменных средах. Изд. Московского университета, 1990.- 272 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВЕДЕНИЕ……3

ЧАСТЬ I
СТАРАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА……5
1.Введение……5
2. Закон электромагнитной индукции Фарадея и его проблемы……7
2.1. Законы распространения сигналов в длинных линиях……..12

2.2. Процессы распространения в закороченных длинных линиях……20
3. Векторный потенциал магнитного поля в классической электродинамике.....24
4. Роль и место кинетической индуктивности в классической электродинамике……..34
4.1. Бездиссипативные проводящие среды……35
4.2. Поперечный плазменный резонанс…….....45
4.2. Поперечный плазменный резонанс……...53
4.4.Выводы……57

ЧАСТЬ II
НОВЫЕ ИДЕИ В КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ……...59
5. Динамические потенциалы и поля движущихся зарядов……..59
6. Фазовая аберрация и поперечный эффект Доплера……...63
7. Силовое взаимодействие токонесущих систем, униполярная индукция и пондеромоторные силы……65
8. Законы электро-электрической индукции……..83
9. Формирование электрических полей индукции и магнитного векторного потенциала……90
10. Экспериментальное подтверждение зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости……93
11. Феномен кинетической энергии и инерции материальных тел……....96
ЗАКЛЮЧЕНИЕ……..98
Список литературы…….....104