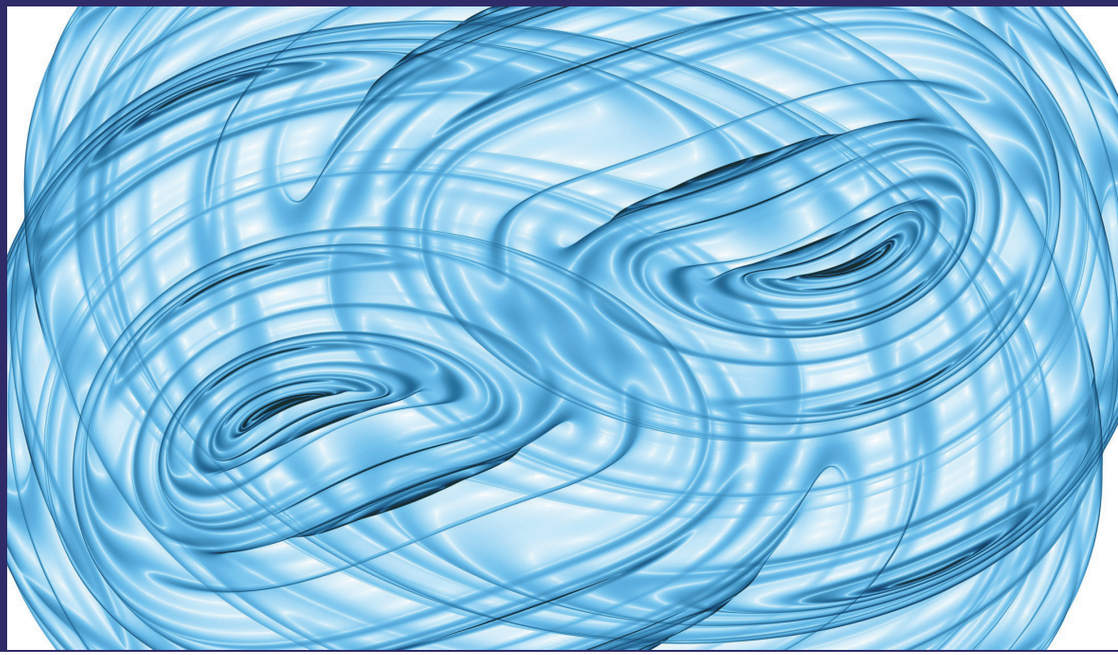
Магнитное поле является одним из основных понятий электродинамики. Оно входит в большинство её уравнений. В его существовании убеждает нас магнитная стрелка компаса, которая всегда поворачивается в определённом направлении. И, казалось бы, в существования реального материального магнитного поля сомневаться не приходится. Однако если вспомнить те времена, когда магнитное поле приобрело официальный статус, а вводится магнитное поле феноменологическим закон Ампера, то нельзя не заметить, что между Ампером и Вебером происходила оживлённая полемика по поводу природы этого явления. Если Вебер придерживался той точки зрения, что магнитное поле является следствием изменения свойств самих зарядов, определяемых их движением, то точка зрения Ампера сводилась к тому, что магнитное поле является самостоятельным материальным понятием. В данной монографии и пойдёт речь, кто же из них оказался прав.



Фёдор Менде

Фёдор Фёдорович Менде всю жизнь проработал в НТК ФТИНТ АН УССР, доктор технических наук. В списке его научных работ более 200 наименований, среди которых 8 монографий, имеет правительственные и ведомственные награды.

978-3-659-44308-4

Фёдор Менде

Существует ли магнитное поле?

Материально ли магнитное поле?

LAMBERT Academic Publishing

Фёдор Менде

Существует ли магнитное поле?

Фёдор Менде

Существует ли магнитное поле?

Материально ли магнитное поле?

LAP LAMBERT Academic Publishing

Impressum / Выходные данные
Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek: Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.d-nb.de abrufbar.
Alle in diesem Buch genannten Marken und Produktnamen unterliegen warenzeichen-, marken- oder patentrechtlichem Schutz bzw. sind Warenzeichen oder eingetragene Warenzeichen der jeweiligen Inhaber. Die Wiedergabe von Marken, Produktnamen, Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen u.s.w. in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutzgesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

Библиографическая информация, изданная Немецкой Национальной Библиотекой. Немецкая Национальная Библиотека включает данную публикацию в Немецкий Книжный Каталог; с подробными библиографическими данными можно ознакомиться в Интернете по адресу http://dnb.d-nb.de.
Любые названия марок и брендов, упомянутые в этой книге, принадлежат торговой марке, бренду или запатентованы и являются брендами соответствующих правообладателей. Использование названий брендов, названий товаров, торговых марок, описаний товаров, общих имён, и т.д. даже без точного упоминания в этой работе не является основанием того, что данные названия можно считать незарегистрированными под каким-либо брендом и не защищены законом о брендах и их можно использовать всем без ограничений.

Coverbild / Изображение на обложке предоставлено: www.ingimage.com

Verlag / Издатель:
LAP LAMBERT Academic Publishing
ist ein Imprint der / является торговой маркой
AV Akademikerverlag GmbH & Co. KG
Heinrich-Böcking-Str. 6-8, 66121 Saarbrücken, Deutschland / Германия
Email / электронная почта: info@lap-publishing.com

Herstellung: siehe letzte Seite /
Напечатано: см. последнюю страницу
ISBN: 978-3-659-44308-4

Copyright / АВТОРСКОЕ ПРАВО © 2013 AV Akademikerverlag GmbH & Co. KG
Alle Rechte vorbehalten. / Все права защищены. Saarbrücken 2013

Оглавление

1. Введение……..2

2. Векторный потенциал магнитного поля……..4

3. Физические причины возникновения векторного потенциала магнитного поля……..20

4. Новые подходы к вопросу силового взаимодействия токонесущих систем……..35

5. Законы электро- электрической индукции……50

6. Революция в классической электродинамике……59

Литература……...63

1. Введение

Магнитное поле является одним из основных понятий электродинамики. Оно определяет силовое взаимодействие между движущимися зарядами, а также входит в большинство её уравнений. В его существовании убеждает нас магнитная стрелка компаса, которая всегда поворачивается в определённом направлении, а также железные опилки, которые дружно прилипают к полюсам магнита. И, казалось бы, в существования реального материального магнитного поля сомневаться не приходится. Однако если вспомнить те времена, когда магнитное поле приобрело официальный статус, а вводит магнитное поле феноменологический закон Ампера, то нельзя не заметить, что между Ампером и Вебером происходила оживлённая полемика по поводу природы этого явления. Если Вебер придерживался той точки зрения, что магнитное поле является следствием изменения свойств самих зарядов, определяемых их движением, то точка зрения Ампера сводилась к тому, что магнитное поле является самостоятельным материальным понятием. Формализацией этого понятия и является известный закон Ампера о силовом взаимодействии проводников, по которым движутся заряды. Магнитное поле было введено Ампером феноменологическим путём на основе наблюдения силового взаимодействия между проводниками, по которым течёт ток. Этот закон, выраженный в векторной форме, определяет магнитное поле в точке наблюдения в следующем виде:

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi}\int \frac{I\left[d\vec{l}\,\vec{r} \right]}{r^3} \tag{1.1}$$

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

Аксиоматическим путём, в виде отдельного постулата, была введена и сила Лоренца, которая определяет силу, действующую в магнитном поле на движущийся заряд.

$$\vec{F}_L = e\left[\vec{v} \times \mu\vec{H} \right]. \tag{1.2}$$

где e - величина заряда, $\vec{v}$ - его скорость, μ - магнитная проницаемость среды, в которой движется заряд.

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

Соотношение (1.1) с физической точки зрение вызывает недоумение. Силы, действующие на тело в отсутствии потерь, должны быть связаны или с его ускорением, если оно осуществляет поступательное движение, или с центробежными силами, если тело осуществляет вращательное движение. Наконец, статические силы возникают в том случае, когда имеется градиент скалярного потенциала потенциального поля, в котором находится тело. Но в соотношении (1.1) ничего этого нет. Обычное прямолинейное движение вызывает силу, которая нормальна к направлению движение. Что это, какой-то ранее неведомый новый закон природы? На этот вопрос в существующей литературе ответа тоже нет.

Концепция магнитного поля заключается в том, что вокруг любого движущегося заряда возникает магнитное поле, циркуляция которого определяется соотношением

$$\int \vec{H} d\vec{l} = I, \qquad (1.3)$$

где I - ток проводимости. Следствием соотношения (1.3) является второе уравнение Максвелла

$$rot\ \vec{H} = ne\vec{v} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = ne\vec{v} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t},$$

если к току проводимости добавить ток смещения. Так магнитное поле попало в уравнения Максвелла.

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

Пользуясь соотношениями (1.1) и (1.2) нетрудно показать, что при однонаправленном параллельном движении двух одноименных зарядов, или потоков зарядов, между ними должно возникать дополнительное притяжение. Однако если перейти в инерциальную систему, движущуюся вместе с зарядами, то там магнитное поле отсутствует, и дополнительного притяжения нет. Этот парадокс объяснения не имеет.

При силовом взаимодействии материальных структур, по которым течёт ток, силы приложены не только к движущимся зарядам, а к решетке, но в концепции магнитного поля на этот вопрос ответа тоже нет, т.к. в уравнениях (1.1-1.3) присутствие решетки не учитывается. В то же время, при протекании тока через плазму происходит ее сжатие (так называемый пинч-эффект), при этом силы сжатия действуют не только на движущиеся электроны, но и на положительно заряженные ионы. И, опять, концепция магнитного поля не может объяснить этот факт, так как в такой концепции отсутствуют силы, которые могут действовать на ионы плазмы.

2. Векторный потенциал магнитного поля.

Длительное время считалось, что векторный потенциал магнитного поля скорее математическая операция, чем реально существующее материальное поле, но оказывается что это не так.

Используя соотношение (1.1), можно показать, что

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

и, кроме того, что

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

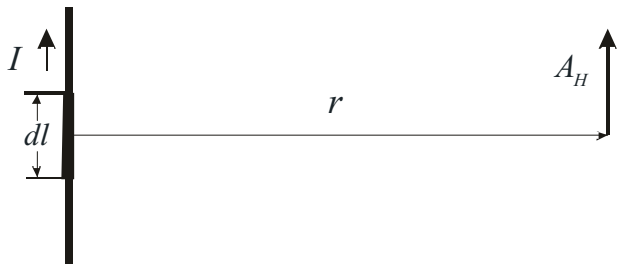


Рис. 1. Формирование векторного потенциала элементом проводника dl, по которому течёт ток I.

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

$$\vec{A}_H = \int I\left(\frac{d\vec{l}}{4\pi r}\right) \qquad (2.1)$$

векторный потенциал магнитного поля (Рис.1).

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 (2.1) 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:

$$\vec{A}_H = \frac{gv\, d\vec{l}}{4\pi r} \qquad (2.2)$$

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 в данной ситуации векторный потенциал в дальней зоне оказывается обратно пропорционален квадрату расстояния до наблюдаемой точки. Это легко показать на примере двух параллельных элементов проводника, расположенных на расстоянии d (рис. 2), в которых текут встречные токи.

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

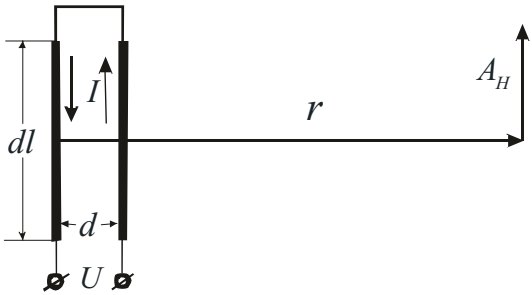


Рис. 2. Формирование векторного потенциала двумя параллельными участками проводников, по которым текут встречные токи.

При условии, что r значительно больше d получаем:

$$\vec{A}_H = \frac{gv\ d\vec{l}}{4\pi r} - \frac{gv\ d\vec{l}}{4\pi(r+d)} \cong \frac{gv\ d\vec{l}\ d}{4\pi r^2}. \qquad (2.3)$$

Поскольку

$$\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}, \qquad (2.4)$$

где μ_0 - магнитная проницаемость вакуума, из (2.2) и (2.3) находим:

$$\vec{E}_1 = -\frac{\mu_0 ga\ d\vec{l}}{4\pi r}, \qquad (2.5)$$

$$\vec{E}_2 = -\frac{\mu_0 ga\ d\vec{l}d}{4\pi r^2} \qquad (2.6)$$

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

Поскольку скорость света определяется соотношением

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

где ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, то равенства (2.5) и (2.6) можно переписать:

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

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

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, в данной точке пространства. Это главная задача законов

индукции, т.к. только электрические поля, генерируемые тем или иным способом, оказывают силовые воздействия на заряд. Такие поля могут возникать при изменении расположения других зарядов вокруг заданной точки пространства. Если вокруг рассматриваемой точки имеется какая-то статическая конфигурация зарядов, то напряженность электрического поля в этой точке будет определяться соотношением $\vec{E} = -grad\ \varphi$, где φ скалярный потенциал, определяемый данной конфигурацией по принципу суперпозиций. Если изменить расположение зарядов, то этой новой конфигурации будут соответствовать и другие значения скалярного потенциала, а, следовательно, и другие значения напряженности электрического поля. Но такое перемещение зарядов в пространстве в обязательном порядке сопряжено с их ускорением и последующим замедлением. Ускорение или замедление зарядов как показано выше также приводит к возникновению в окружающем пространстве электрических полей индукции.

Основным законом индукции в классической электродинамике считается закон Фарадея, который для вакуума записывается следующим образом:

$$\int \vec{E}\ d\vec{l} = -\frac{\partial \Phi_B}{\partial t} = -\mu_0 \int \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\ d\vec{s} = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\ d\vec{s}\,, \qquad (2.7)$$

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

Из этого закона следует, что циркуляция вектора электрического поля равна изменению потока магнитной индукции через площадку, которую охватывает данный контур. Сразу подчеркнём то обстоятельство, что рассматриваемый закон представляет процессы взаимной индукции, т.к. для получения циркуляции вектора $\vec{E}$ берётся стороннее магнитное поле, сформированное сторонним источником. Этот закон является интегральным и не даёт локальной связи между магнитным и электрическим полем. Из соотношения (2.7) получают первое уравнение Максвелла

$$rot\ \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\,. \qquad (2.8)$$

Сразу укажем на терминологическую ошибку. Закон Фарадея следует называть не законом электромагнитной индукции, как это делается сейчас в существующей литературе, а законом магнитоэлектрической индукции, т.к.

изменение магнитных полей приводит к возникновению электрических полей, а не наоборот.

Но здесь необходимо сделать одно замечание. Переход от интегральной формы (2.7) к дифференциальной форме (2.8) не вполне законен. Правомерность такого перехода справедлива только в том случае, когда контур интегрирования в левой части соотношения (2.7) охватывает площадь интегрирования в интеграле правой части. Но опыты, которые провел Фарадей, совсем не предполагают этого, контур интегрирования в левой части, а вернее проволока, в которой индуцировалась эдс, может не совпадать с границами площадки интегрирования в правой части. Главным условием соблюдения соотношения (2.7) являлось то, что контур интегрирования в правой части должен охватывать контур интегрирования в левой. Примером тому может служить случай длинного соленоида, когда поток индукции сосредоточен во внутренней его части, а контур интегрирования может проходить за его пределами, где магнитных полей нет. Важно только, чтобы контур интегрирования в левой части соотношения (2.7) охватывал соленоид.

Введём векторный потенциал $\vec{A}_H$, удовлетворяющий равенству $\mu_0 \int \vec{A}_H \, d\vec{l} = \Phi_B$, где контур интегрирования совпадает с контуром интегрирования в соотношении (2.6), а вектор $\vec{A}_H$ определен на всех его участках, тогда

$$\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}. \qquad (2.9)$$

Путём введения вектор $\vec{A}_H$ обеспечивается локальную связь между этим вектором и электрическим полем, а также между пространственными производными этого вектора и магнитным полем. Следовательно, зная производные вектора $\vec{A}_H$ по времени и по координатам, можно определить индуцируемые электрические и магнитные поля. Введенный таким образом вектор $\vec{A}_H$, связан с магнитным полем соотношением:

$$rot\ \vec{A}_H = \vec{H}. \qquad (2.10)$$

Таким образом, вектор $\vec{A}_H$ является более универсальным понятием, чем вектор магнитного поля, поскольку даёт возможность определять как магнитные, так и электрические поля.

До сих пор решение вопроса о возникновении электрических полей в различных инерциальных движущихся системах (ИСО) 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 [1]. Рассмотрим эту ситуацию подробнее.

Для того чтобы ответить на поставленный вопрос, следует несколько изменить соотношение (2.9), заменив в нём частную производную на полную:

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{d\vec{A}_H}{dt}. \qquad (2.11)$$

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 (2.11) 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 ИСО.

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

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

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

$$\vec{F}' = -e\mu_0\frac{\partial\vec{A}_H}{\partial t} - e\mu_0\left(\vec{v}\nabla\right)\vec{A}_H + e\mu_0 grad\left(\vec{v}\vec{A}_H\right). \qquad (2.12)$$

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 (2.12). Она связана с тем, что заряд, двигающийся в поле векторного потенциала, обладает потенциальной энергией, градиент которой и дает силу. Из соотношения (1.12) следует

$$\vec{E}' = -\mu_0\frac{\partial\vec{A}_H}{\partial t} - \mu_0\left(\vec{v}\nabla\right)\vec{A}_H + \mu_0 grad\left(\vec{v}\vec{A}_H\right). \qquad (2.13)$$

Это и есть полный закон взаимной индукции. Он определяет все электрические поля, которые могут возникать в заданной точке пространства, причем эта точка может быть как неподвижной, так и движущейся. Этот единый закон включает в себя и закон Фарадея, и ту часть силы Лоренца, которая связана с движением заряда в магнитном поле. Этот закон без всяких исключений дает ответ на все вопросы, касающиеся взаимной магнитоэлектрической индукции. Показательно, что, если взять ротор от обеих частей равенства (2.13), 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 (2.12) получим

$$\vec{F}_v' = e\mu_0\left[\vec{v}\times rot\ \vec{A}_H\right]. \qquad (2.14)$$

Учитывая (2.10), запишем:

$$\vec{F}_v' = e\mu_0\left[\vec{v}\times\vec{H}\right], \qquad (2.15)$$

или

$$\vec{E}_v' = \mu_0\left[\vec{v}\times\vec{H}\right]. \qquad (2.16)$$

Окончательно:

$$\vec{F}' = e\vec{E} + e\vec{E}_v' = -e\frac{\partial\vec{A}_H}{\partial t} + e\mu_0\left[\vec{v}\times\vec{H}\right]. \qquad (2.17)$$

Может показаться, что соотношение (2.17) представляет полную 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 (2.17) 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 (1.13) можно переписать следующим образом:

$$\vec{E}' = -\mu_0\frac{\partial\vec{A}_H}{\partial t} - \mu_0\left(\vec{v}\nabla\right)\vec{A}_H + \mu_0 grad\left(\vec{v}\vec{A}_H\right) - grad\ \varphi, \qquad (2.18)$$

или, собрав первые два члена в полную производную векторного потенциала по времени, и, внеся под знак градиента два последних члена правой части соотношения (2.18), получим:

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{d\vec{A}_H}{dt} + grad\left(\mu_0 \left(\vec{v}\vec{A}\right) - \varphi\right). \qquad (2.19)$$

Если обе части соотношения (2.19) 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 (2.19) видно, что величина $\left(\mu_0 \vec{v}\vec{A}\right) - \varphi$ играет роль обобщенного скалярного потенциала. Если взять ротор от обеих частей соотношения (2.19) 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 рассматривалась как фундаментальный опытный факт, не связанный с законом индукции. Расчетным путем получить последнее слагаемое правой части соотношения (2.17) можно было только в рамках СТО. В данном случае все слагаемые соотношение (2.17) получены из закона индукции в рамках преобразований Галилея. Причем соотношение (2.17) 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 течёт ток (рис. 3). 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

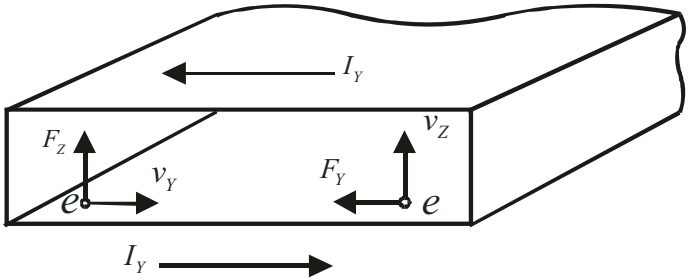


Рис. 3. Силы, действующие на заряд, движущийся в поле векторного потенциала.

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 (1.12) и равна

$$F_z = e\mu v_y I_y. \qquad (2.20)$$

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 (2.12). Эта сила по абсолютной величине опять равна силе, определяемой соотношением (2.20), и направлена в сторону противоположную оси y. При любых других направлениях движения суммарная сила будет векторной суммой двух сил, представляемых последними слагаемыми соотношения (2.12). Суммарная же величина этой силы по-прежнему будет определяться соотношением (2.17), 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. Как мы уже говорили, 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.

Понимание структуры сил дает возможность посмотреть на уже известные явления с другой точки зрения. Например, с чем связано существование сил, которые растягивают петлю с током? В данном случае это обстоятельство может интерпретироваться не как действие силы Лоренца, а с энергетической точки зрения. Ток, текущий по элементу кольцевого витка находится в поле векторного потенциала, создаваемого остальными элементами этого витка, а, следовательно, имеет запас потенциальной энергии. Сила, действующая на такой элемент, обусловлена наличием у него градиента потенциальной энергии, и пропорциональна градиенту скалярного произведения величины тока и векторного потенциала в данной точке. Таким образом, можно объяснить и происхождение пондеромоторных сил. Если ток разбить на отдельные токовые нити, то все они будут по отдельности создавать поле векторного потенциала. Суммарное поле будет действовать на каждую нить в отдельности, и в соответствии с последним слагаемым правой части соотношения (2.12) это будет приводить к взаимному их притяжению.

Следует подчеркнуть, что в соотношении (2.14) и (2.19) 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 (2.14) и (2.15) остаются только последние слагаемые, и они объясняют работу всех существующих электрогенераторов с движущимися механическими частями, в том числе и работу униполярного генератора. Соотношение (2.13) 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 (2.13), 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 также не дает ответа на этот вопрос, этот потенциал по-прежнему играет посредническую роль и не отвечает на вопрос о конкретном месте приложения сил.

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

$$\int \vec{E}' d\vec{l}' = -\frac{d\Phi_B}{dt}. \qquad (2.21)$$

Данная запись закона указывает на то, что при записи циркуляции вектора $\vec{E}$ в движущейся (штрихованной) ИСО около $\vec{E}$ и $d\vec{l}$ следует ставить штрихи, указывающие на тот, что поток определён в одной ИСО, а поля в другой. Если же циркуляция определяется только в заданной ИСО, то штрихи около $\vec{E}$ и $d\vec{l}$ отсутствуют, но при этом справа в выражении (2.21) должна стоять частная производная по времени.

Полная производная по времени в соотношении (2.21) означает независимость конечного результата появления эдс в контуре от способа изменения потока. Поток может изменяться как за счет локальной производной магнитного потока по времени, так и за счет того, что ИСО, в которой измеряется циркуляция $\int \vec{E}' d\vec{l}'$, движется в пространственно меняющемся поле $\vec{B}$. Величину магнитного потока в соотношении (2.21) вычисляем при помощи выражения:

$$\Phi_B = \int \vec{B}\, d\vec{s}', \qquad (2.22)$$

где магнитная индукция $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ определена в неподвижной системе координат, а элемент $d\vec{s}'$ определен в движущейся системе.

Учитывая (2.21), из (2.22) получаем:

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

Поскольку $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}\ grad$, запишем:

$$\int \vec{E}' d\vec{l}' = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\, d\vec{s}' - \int \left[\vec{B} \times \vec{v}\right]\, d\vec{l}' - \int \vec{v}\ div\vec{B}\, d\vec{s}'. \qquad (2.23)$$

В данном случае контурный интеграл берется по контуру $d\vec{l}'$, охватывающему площадку $d\vec{s}'$. Сразу отметим, что все дальнейшее изложение будет вестись в предположении справедливости преобразований Галилея, т.е. $d\vec{l}' = dl$ и $d\vec{s}' = d\vec{s}$. Поскольку $div\vec{B} = 0$, из (1.23) получаем соотношение

$$\vec{E}' = \vec{E} + \left[\vec{v} \times \vec{B}\right], \qquad (2.24)$$

Из соотношения (2.24) следует, что при движении в магнитном поле возникает дополнительное электрическое поле, определяемое последним слагаемым этого соотношения. Заметим, что данное соотношение получено не путем введения силы Лоренца аксиоматическим способом или из ковариантных преобразований Лоренца, а непосредственно из закона Фарадея, причем в рамках преобразований Галилея. Таким образом, сила Лоренца является прямым следствием закона магнитоэлектрической индукции.

Учитывая, что $\vec{H} = rot\ \vec{A}_H$, из соотношение (2.23) получаем

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{\partial A_H}{\partial t} + \mu_0 \left[\vec{v} \times rot\ \vec{A}\right],$$

и далее

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - \mu_0 \left(\vec{v}\nabla\right)\vec{A}_H + \mu_0 grad\left(\vec{v}\vec{A}_H\right). \qquad (2.25)$$

Снова получено соотношение (2.13), но получено оно непосредственно из закона Фарадея. Правда, и этот путь пока не проливает свет на физическую природу происхождения силы Лоренца, так как истинные физические причины

возникновения и магнитного поля и векторного потенциала нам все равно пока не ясны.

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

$$rot\ rot\vec{A}_H = \vec{j}\left(\vec{A}_H\right), \tag{2.26}$$

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

$$\vec{j}(\vec{A}_H) = -\sigma\mu\frac{\partial\vec{A}_H}{\partial t}\ . \tag{2.27}$$

Для свободного пространства имеет место соотношение

$$\vec{j}(\vec{A}_H) = -\mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{A}_H}{\partial t^2}. \tag{2.28}$$

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

$$\vec{j}(\vec{A}_H) = -\frac{\mu}{L_k}\vec{A}_H, \tag{2.29}$$

где $L_k = \frac{m}{ne^2}$ - кинетическая индуктивность зарядов [4]. В этом соотношении m, e и n - масса заряда, его величина и плотность соответственно.

Соотношения (2.27 – 2.29) отражают известный факт о существовании трех видов электрического тока: активного и двух реактивных. Каждый из них имеет характерную зависимость от векторного потенциала. Эта зависимость и определяет правила распространения векторного потенциала в различных средах. Здесь следует подчеркнуть, что написание соотношений (2.27 – 2.29) предполагает не только наличие токов, но и наличие тех материальных сред, которые могут такие токи через себя пропускать. Ток проводимости, определяемый соотношениями (2.27) и (2.29), могут пропускать через себя проводники, в которых имеются свободные носители тока. Емкостной ток, или ток смещения, может пропускать через себя свободное пространство, или диэлектрики. Для свободного пространства соотношение (2.26) имеет вид:

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

Это волновое уравнение, свидетельствующее о том, что векторный потенциал может распространяться в свободном пространстве в виде плоских волн. Наличие этого уравнения исключает необходимость использования уравнений Максвелла, т.к. и электрические и магнитные поля электромагнитной волны могут быть получены всего лишь при помощи приведенного уравнения.

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

3. Физические причины возникновения векторного потенциала магнитного поля.

Тот путь, который продемонстрирован в предыдущем разделе, касающийся введения полных производных полей, пройден в значительной части ещё

Герцем [2]. Правда, Герц не вводил понятие векторных потенциалов, а оперировал только полями, но это не умаляет его заслуг. Он ошибался лишь в том, что считал электрические и магнитные поля инвариантами скорости.

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.

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 неясной [3].

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 [4-7], был сделан в этом направлении путём введения симметричных законов магнитоэлектрической и электромагнитной индукции. Дальнейшее развитие этих идей их практическое применение проведено в работах [8-15]. Эти законы записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \int \vec{E}' dl' &= -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} + \int \left[\vec{v} \times \vec{B} \right] dl' \\ \int \vec{H}' dl' &= \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{s} - \int \left[\vec{v} \times \vec{D} \right] dl' \end{aligned}, \qquad (3.1)$$

или

$$\begin{aligned} rot\vec{E}' &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + rot\left[\vec{v} \times \vec{B} \right] \\ rot\vec{H}' &= \frac{\partial \vec{D}}{dt} - rot\left[\vec{v} \times \vec{D} \right] \end{aligned}. \qquad (3.2)$$

Для постоянных полей эти соотношения имеют вид:

$$\begin{aligned}\vec{E}' &= \left[\vec{v}\times\vec{B}\right] \\ \vec{H}' &= -\left[\vec{v}\times\vec{D}\right]\end{aligned}. \qquad (3.3)$$

В соотношениях (3.1-3.3), предполагающих справедливость преобразований Галилея, штрихованные и не штрихованные величины представляют поля и элементы в движущейся и неподвижной ИСО соответственно. Следует заметить, что преобразования (3.3) ранее можно было получить ранее только из преобразований Лоренца.

Соотношения (3.1–3.3), 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 (3.3) 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 [4]. 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:

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

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:

$$\varphi'(r, v_\perp) = \frac{ech\frac{v_\perp}{c}}{4\pi\varepsilon r} = \varphi(r)ch\frac{v_\perp}{c}, \tag{3.4}$$

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.

Фарадей установил закон индукции, проводя эксперименты на соленоидах, включая и выключая в них ток, или двигая по отношению к соленоидам, через которые протекал постоянный ток, витки проволоки, к которым подключался гальванометр. Его точка зрения, которая считается верной и сегодня, сводилась к тому, что если к соленоиду подключён источник постоянного напряжения U, то ток во всех его витках нарастает по линейному закону

$$I = \frac{Ut}{L}, \tag{3.5}$$

где L - индуктивность соленоида.

Следовательно, магнитное поле при такой интерпретации на всём протяжении соленоида будет нарастать синхронно. Однако так ли это на самом

деле? Для того чтобы разобраться в этом, рассмотрим вопрос о том, как будет нарастать ток в закороченном отрезке длинной линии.

Если линию (рис. 4) закоротить на расстоянии z_1 от ее начала, то суммарная индуктивность линии составит величину $L_\Sigma = z_1 L_0 = z_1 \frac{a}{b}\mu_0$. Если волновое сопротивление линии составляет Z и к ней подключить постоянного напряжения, в ней начнет распространяться волна тока $I = \frac{U}{Z}$ и напряжения U, как показано на рис. 4 . Волна тока в правой своей части имеет переходной участок z_2, который именуется фронтом напряжения. Этот участок соответствует времени переходного процесса $\tau = \frac{z_2}{c}$, за которое напряжение источника, подключаемого к линии, достигает на её вход своего номинального значения.

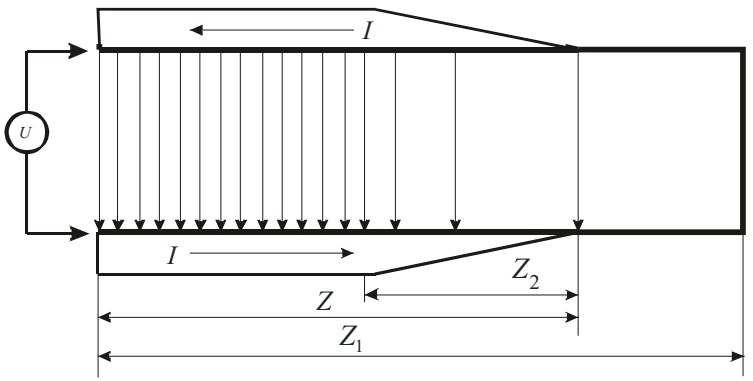


Рис. 4. Распространение волны тока и напряжения в длинной линии.

Именно на этом переходном участке и происходит ускорение зарядов от нулевой скорости в его начале, до значений необходимых для создания номинального тока в линии, величина которого определяется соотношением $I = \frac{U}{Z}$. К этому

участку и приложено напряжение источника питания. В данном случае принято, что во время переходного процесса напряжение нарастает по линейному закону (хотя в общем случае оно может нарастать по любому другому закону). Принято также, что время этого переходного процесса значительно меньше, чем время, за которое фронт напряжения пробегает по линии в одну сторону. Интервал z_2 соответствует переходному процессу, который связан с инерционными свойствами устройства, подключающего источник напряжения к линии. Предполагается, что $z_1 \quad z_2$.

В момент, когда на перемычке, закорачивающей длинную линию, на которой выполняется граничное условие $U = 0$, появляется фронт напряжения 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 напряжения 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. 5. На этом рисунке время

$$T = \frac{z_1}{c} = z_1\sqrt{L_0 C_0} = z_1\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$$

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 $\frac{2U^2}{Z}$.

Таким образом, нарастание тока носит вовсе не линейный, а скачкообразный характер, и он тем более выражен, чем больше длина линии. Указанный процесс имеет место при любой длине линии. При малой длине линии скачки следуют через малые промежутки времени и зависимость тока от времени приближенно можно считать линейной, что и характерно для элементов с сосредоточенными параметрами.

Следует обратить внимание на то, что, мощность, отбираемая закороченной линией у источника напряжения (рис. 4), не является линейной функцией, а по истечении времени равному $2T$ скачком увеличивается на $\frac{2U^2}{Z}$, причем первый скачек соответствует отбираемой мощности $\frac{U^2}{Z}$.

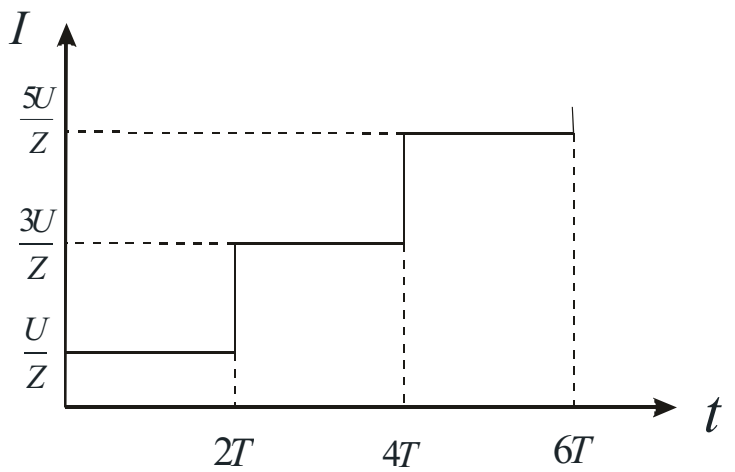


Рис. 5. График зависимости входного тока от времени для закороченной линии.

Нетрудно показать, что магнитный поток в данном случае изменяется по линейному закону (рис. 6). Действительно, во время прямого хода, до момента достижения волной закороченного участка, поток будет увеличиваться по линейному закону, и к моменту T достигнет величины $\Phi_B = \frac{z_1}{c}U$.

Когда, отразившись от закороченного участка, фронт напряжения начнет двигаться в обратном направлении, то поток будет продолжать возрастать по линейному закону, и к моменту прихода фронта напряжения обратно к источнику напряжения достигнет величины $\Phi_B = \frac{2z_1}{c}U$. Таким образом, при подключении закороченной линии к источнику напряжения выполняется закон индукции $U = \frac{d\Phi_B}{dt}$.

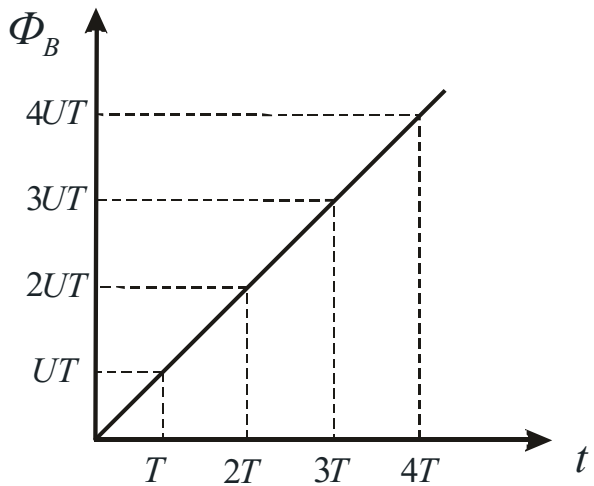


Рис. 6. Зависимость магнитного потока от времени для закороченной линии.

Электрический поток в линии тоже будет изменяться, но по другому закону (рис. 7).

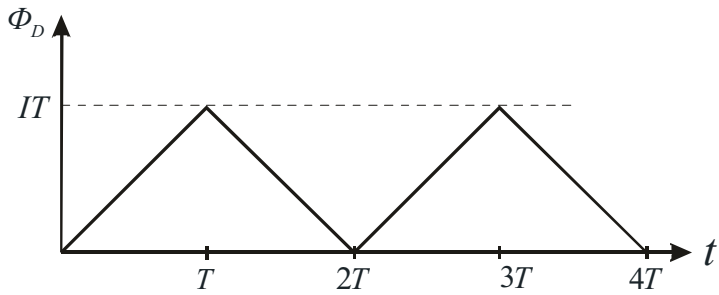


Рис. 7. Зависимость электрического потока от времени для закороченной линии.

В отличие от магнитного потока он будет изменяться периодически, то, возрастая, то, убывая, по линейному закону. Когда волна движется в положительном направлении, одновременно возрастает и магнитный и электрический поток. При этом, как в магнитном, так и в электрическом поле накопленная энергия возрастает. Когда волна начинает двигаться в обратном направлении, то электрическое поле начинает исчезать, а его энергия переходит в магнитную энергию обратной волны тока. После того, как фронт волны напряжения достигает входа линии, магнитное поле и ток в ней удваивается, а электрическое поле исчезает. Далее цикл повторяется. Следовательно, процессу возрастания магнитного потока в индуктивности закороченной длинной линия, в обязательном порядке сопутствует процесс периодического изменения потока электрической индукции, в результате чего между плоскостями линии периодически возникает и исчезает электрическое поле.

Допустим, что линия выполнена из сверхпроводника и не имеет потерь. Тогда заменив в определённый момент генератор напряжения сверхпроводящей перемычкой, можно заморозить ток в линии. Наиболее благоприятным моментом для такой процедуры является момент, когда в линии полностью отсутствует электрическое поле. Тогда в линии будет заморожен поток $\Phi_B = \frac{2Nz_1}{c}U$, которому будет соответствовать ток $I = \frac{2NU}{Z}$. Что будет, если замену источника напряжения сверхпроводящей перемычкой произвести в тот

момент времени, когда в линии находится фронт напряжения и какой-то её участок заполнен электрическими полями? В этом случае этот участок будет двигаться в линии, попеременно отражаясь то от одного, то от другого конца закороченной линии, пока не истратит свою энергию на излучение. По этой причине в закороченной с обеих сторон линии может быть заморожено только целочисленное (квантованное) значение потока и тока в соответствии с приведенными соотношениями.

Это явление является примером макроскопического квантования потока в макроскопических структурах, имеющих определённые размеры. Такое же квантование потока происходит и в микроскопических структурах, которыми являются атомы.

С точки зрения цепей с сосредоточенными параметрами, нарастание тока в соленоиде при подключении к нему источника напряжения происходит по линейному закону, причём во всех его витках одновременно. Но так ли это? Для выяснения этого вопроса заменим верхнюю плоскость рассмотренной двухпроводной линии (рис. 8) длинным соленоидом. Если к такой линии подключить источник напряжения, то процесс нарастания тока в ней ничем не будет отличаться от рассмотренного. Погонная индуктивность линии будет теперь в основном определяться погонной индуктивностью соленоида и скорость распространения и волны тока, и волны напряжения (напряжение теперь будет приложено между соленоидом и нижним проводником линии) будет меньше, чем в предыдущем случае.

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

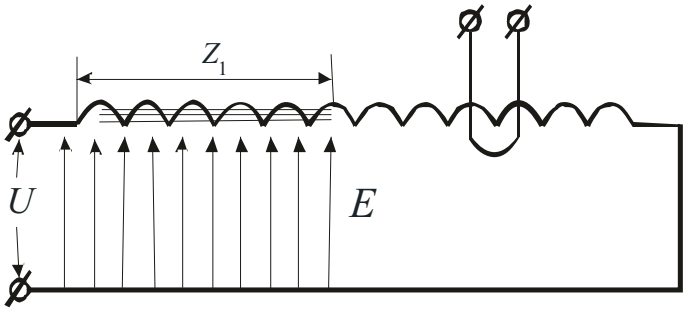


Рис. 8. Схема распространения магнитных и электрических полей в длинном соленоиде.

Положим теперь, что соленоид в определенном месте охвачен витком.

Этот процесс подобен механическому одеванию охватывающего витка на конец соленоида с той лишь разницей, что в данном случае магнитный поток, перемещаясь внутри соленоида, сам пронизывает охватывающий его виток. Причём скорость движения фронта магнитного потока при этом несоизмеримо больше, чем при механическом одевании. Но оба процесса имеют одинаковую природу. Этими процессами и объясняется явление взаимной индукции между соленоидом и охватывающим витком. При небольшой длине соленоида расстояние между импульсами невелико, поэтому они, сливаясь, образуют почти постоянное напряжение. Напряжение в витке будет индуцироваться только в момент пересечения магнитным потоком соленоида окрестностей поперечного сечения, охваченного витком. В этот момент в окрестностях охватывающего витка будет возникать, как векторный потенциал, так и магнитное поле. И, именно, пересечение охватывающего витка магнитными полями рассеяния (такого же, как и на конце соленоида с постоянным током) приводит к индуцированию в нём э.д.с. Этот момент будет наступать как при прямом, так и при обратном ходе волны, причем полярность импульсов напряжения, индуцируемых в витке, в обоих случаях будет одна и та же. Частота этих импульсов будет зависеть от длины соленоида, и будет тем больше, чем короче соленоид. Следовательно, среднее значение индуцированного напряжения будет расти с уменьшением длины соленоида, т.е. его количества витков, что и определяет коэффициент трансформации такого трансформатора, который равен отношению количества витков соленоида и охватывающей обмотки.

Рассмотрев процесс нарастания токов и полей в длинном соленоиде, вернёмся к вопросу о наличии циркуляции векторного потенциала вокруг длинного соленоида. Приведём существующую точку зрения по этому вопросу, представленную в работе [1]. Значение векторного потенциала в пространстве, окружающем соленоид, находится из соотношения

$$A(r) = \frac{nIr_0^2}{2\varepsilon_0 c^2 r}, \tag{3.6}$$

где n - количество витков, приходящееся на единицу длины соленоида, I - ток, текущий через соленоид, r_0 - диаметр соленоида, r - расстояние от оси соленоида до точки наблюдения.

При записи этого соотношения предполагается, что $r \geq r_0$.

Индуктивность соленоида определяется выражением

$$L = \frac{n^2 \pi r_0^2 z_0}{\varepsilon_0 c^2}, \tag{3.7}$$

где z_0 - длина соленоида.

Если к соленоиду подключить источник постоянного напряжения U, то с учётом соотношений (3.5 -3.7), получаем

$$A(r,t) = \frac{Ut}{2\pi Nr},$$

где N - общее число витков в соленоиде, а поскольку

$$E = -\mu_0 \frac{\partial A}{\partial t},$$

то напряжённость электрического поля в окрестности соленоида в момент подключения к нему источника постоянного напряжения составит

$$E(r) = -\frac{\mu_0 U}{2\pi Nr}.$$

Указанная напряжённость электрического поля в соответствии с рассматриваемой версией возникает в момент подключения к соленоиду

источника питания мгновенно на всём его протяжении. Если у соленоида отсутствует сопротивление, то напряжённость электрического поля будет неизменной за весь период времени подключения к соленоиду источника постоянного напряжения. Какие здесь возникают противоречия? Во-первых, электрические поля обладают энергией, и возникать мгновенно не могут. Второе противоречие вытекает из первого и заключается в том, что, поскольку электрические поля обладают энергией, то эта энергия должна включаться в общую энергию, накопленную в соленоиде. Но при расчёте такой энергии учитываются только магнитные поля внутри соленоида.

Таким образом, сам процесс индукции электрических полей вокруг длинного соленоида происходит совсем не так, как это представлено в существующей литературе [1], когда считается, что циркуляция магнитного векторного потенциала на всём его протяжении возрастает одновременно, что и приводит к индукции эдс в охватывающем витке.

Из сказанного можно заключить, что точка зрения о возникновении электрических полей индукции вокруг соленоида в том месте, где ротор векторного потенциала равен нулю, не соответствует действительности, а сам процесс формирования векторного потенциала снаружи соленоида и магнитных полей внутри него не соответствует тем представлениям, которые существуют на сегодняшний день. Ротор векторного потенциала снаружи соленоида равен нулю, и такое поле не обладает никакой энергией, поэтому и обнаружить его в статическом режиме не представляется возможным. По этой причине эксперименты Аронова и Бома по обнаружению векторного потенциала снаружи длинного соленоида, в качестве которого использовался намагниченный ферромагнитный цилиндрический образец малого диаметра, следует считать ошибочными.

Рассмотрим диаграмму распространения тока и напряжения в отрезке длинной линии, представленной на рис. 4. 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. 9.

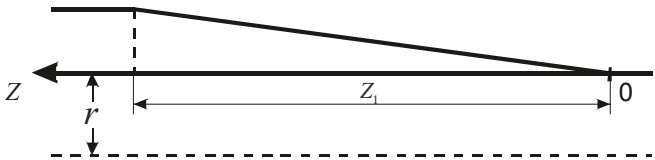


Рис. 9. Фронт волны тока, распространяющейся в длинной линии

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

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

где e и m - заряд и масса носителей тока, а U - падение напряжения на участке z_1. Тогда зависимость скорости носителей тока от координаты будет иметь вид:

$$v^2(z) = \frac{2e}{m} \ \frac{\partial U}{\partial z} z \, . \qquad (3.8)$$

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 (3.8) мы можем переписать

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

Теперь, используя соотношение (3.4) для величины скалярно-векторного потенциала, вычислим его значение как функцию z на некотором расстоянии r от линии

$$\varphi(z) = \frac{e}{4\pi\ \varepsilon_0 r}\left(1 + \frac{1}{2}\ \frac{v^2(z)}{c^2}\right) = \frac{e}{4\pi\ \varepsilon_0 r}\left(1 + \frac{eE_z z}{mc^2}\right). \qquad (3.9)$$

При записи соотношения (3.9) использованы только первые два члена разложения в ряд, функции, определяемой соотношением (3.4).

Пользуясь формулой $E = -grad\ \varphi$, и продифференцировав соотношение (3.9) по z, получаем

$$E_z' = -\frac{e^2 E_z}{4\pi\ \varepsilon_0 r m c^2}, \qquad (3.10)$$

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 окружаюших линию проводниках индукционные токи, противоположные по направлению тем, которые текут в индуцирующей линии. Ускорение a, испытуемое зарядом e в поле E, определяется соотношением $a_z = \frac{eE_z}{m}$. С учетом этого из (3.10) получаем

$$E_z' = -\frac{ea_z}{4\pi\ \varepsilon_0 c^2\ r}\ . \qquad (3.11)$$

Таким образом, заряды, ускоряемые в отрезке линии z_1, индуцируют на расстоянии r от этого участка электрическое поле, определяемое соотношением (3.11). Направление этого поля обратно полю, приложенного к ускоряемым зарядам. Таким образом, получен закон прямого действия, который указывает на то, какие электрические поля вокруг себя генерирует ускоряемый заряд. Этот закон можно называть законом электро-электрической индукции, так как он, минуя поля посредники (магниное поле или векторный потенциал), дает прямой

ответ на то, какие электрические поля генерирует вокруг себя ускоряемый 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 говорилось, что движущийся заряд генерирует векторный потенциал, а уже изменяющийся векторный потенциал генерирует электрическое поле. Соотношение (3.11) дает возможность исключить эту промежуточную операцию и перейти непосредственно от свойств движущегося заряда к индукционным полям. Из соотношению (3.11) следует и введенный ранее феноменологическим путем векторный потенциал, а, следовательно, и магнитное поле. Равенство (3.11) можно 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 от скорости. Введение и векторного потенциала и магнитного поля это всего лишь полезный математический приём, который позволяет упростить решение ряда электродинамических задач, однако, следует помнить, что первоосновой введение этих полей является скалярно-векторный потенциал.

4. Новые подходы к вопросу силового взаимодействия токонесущих систем.

Но векторный потенциал определяет не только электрические поля, индуцируемые ускоряемыми электрическими зарядами, но и силовое взаимодействие проводников, по которым текут токи, а также силовое взаимодействие движущихся зарядов с такими проводниками.

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),* которое определяется соотношением

$$H(r) = \frac{g_1 V_1}{2\pi r} .$$

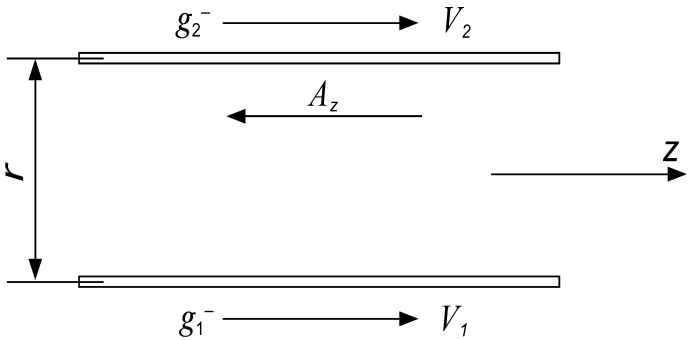


Рис. 10. Схема силового взаимодействия токонесущих проводов двухпроводной линии на основе существующей модели.

В системе координат, двигающейся вместе с зарядами верхнего проводника, возникает поле E', определяемое соотношением

$$E' = \left[\vec{V} \times \vec{B}\right] = \mu_0 V_z H(r) \ ,$$

т.е. заряды, двигающиеся в верхнем проводнике, испытывают действие силы Лоренца. Значение этой силы, приходящейся на единицу длины проводника, записывается как:

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

Это соотношение можно получить и другим путем. Можно считать, что нижний проводник создает в районе расположения верхней проволоки векторный потенциал, *z* – компонента которого запишется

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

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

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

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

$$F = -\frac{\partial W}{\partial r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi \varepsilon_0 c^2 r} \quad .$$

Оба рассмотрения показывают, что сила взаимодействия двух проводников возникает как результат взаимодействия движущихся зарядов, т.к. одни из них создают поля, а другие с этими полями взаимодействуют. Неподвижные заряды, представляющие решетку, в такой схеме взаимодействия участия не принимают. Однако, силы, возникающие при магнитном взаимодействии проводников, приложены именно к решетке. Вопрос о том, каким образом движущиеся заряды передают приложенные к ним силы решетке, в классической электродинамике не рассматривается.

Отметим также, что рассмотренные схемы взаимодействия заключают в себе одно неразрешимое противоречие, которое специалисты по классической электродинамике обычно умалчивают. Оно связано с нахождением сил взаимодействия между двумя параллельно движущимися зарядами. С точки зрения рассмотренных схем, между такими двумя зарядами должно существовать притяжение. Действительно, индукция *B*, создаваемая движущимся зарядом g_1 на расстоянии *r* от него, записывается

$$B = \frac{g_1 V}{2\pi \varepsilon c^2 r^2} \quad .$$

Если имеется другой заряд g_2, двигающийся с той же скоростью V, что и первый и в том же направлении на расстоянии r от первого заряда, то за счет наличия в этой точке индукции B на него будет действовать сила притяжения к первому заряду

$$F = \frac{g_1 g_2 V^2}{4\pi \varepsilon c^2 r^2} .$$

Т.е. с точки зрения неподвижного наблюдателя такие заряды, кроме наличия сил кулоновского отталкивания должны дополнительно притягиваться. С точки же зрения наблюдателя, двигающегося вместе с зарядами, имеется только кулоновское отталкивание и никаких дополнительных сил притяжения нет. Отметим, что данное противоречие неразрешимо не только в рамках классической электродинамики, но и в рамках специальной теории относительности.

С физической точки зрения введение магнитных полей есть просто констатация определенных экспериментальных фактов, однако, мы до сих пор не понимаем, откуда эти поля берутся.

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 сущствует 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 (3.4), и что электрические поля, создаваемые этим потенциалом, действуют на все окружающие заряды, в том числе и на заряды положительно заряженной решетки.

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

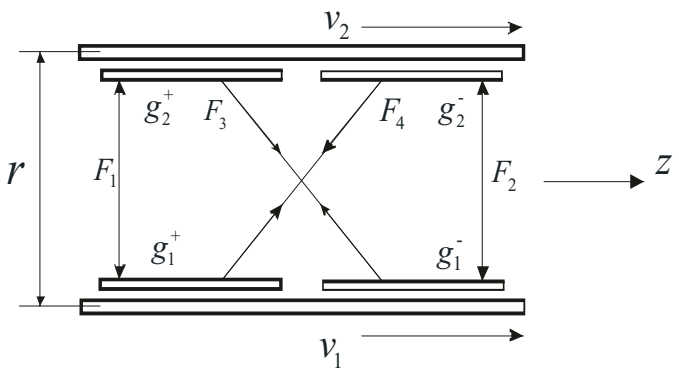


Рис. 11. Схема силового взаимодействия токонесущих проводов двухпроводной линии с учетом положительно заряженной решетки.

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. 11 эти системы для большего удобства рассмотрения сил взаимодействия раздвинуты по оси z. Подсистемы с отрицательным зарядом (электроны) могут двигаться со скоростями v_1 и v_2. Силу взаимодействия между нижним и верхним проводниками будем искать как сумму четырех сил, обозначение которых понятно из рисунка. Силы отталкивания F_1 и F_2 будем брать со знаком минус, а силы притяжения F_3 и F_4 будем брать со знаком плюс.

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

$$\begin{aligned} F_1 &= -\frac{g_1^+ g_2^+}{2\pi\varepsilon r}, \\ F_2 &= -\frac{g_1^- g_2^-}{2\pi\varepsilon r} ch\frac{v_1 - v_2}{c}, \\ F_3 &= +\frac{g_1^- g_2^+}{2\pi\varepsilon r} ch\frac{v_1}{c}, \\ F_4 &= +\frac{g_1^+ g_2^-}{2\pi\varepsilon r} ch\frac{v_2}{c}. \end{aligned} \qquad (4.1)$$

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

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\varepsilon r}\left(ch\frac{v_1}{c} + ch\frac{v_2}{c} - ch\frac{v_1 - v_2}{c} - 1 \right). \qquad (4.2)$$

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 (4.2) получаем

$$F_{\Sigma 1} = \frac{g_1 v_1 g_2 v_2}{2\pi\varepsilon c^2 r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi\varepsilon c^2 r}, \qquad (4,3)$$

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 (4.3) 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 (4.3) 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. 11), 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:

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\varepsilon r}\left(ch\frac{v_2}{c} - ch\frac{v_1 - v_2}{c} \right). \qquad (4.4)$$

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 (4.4) 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 (4.3), с точностью до квадратичных членов, сила взаимодействия электронного потока с прямолинейным проводником, по которому протекает ток, можно определить по следующей зависимости:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\varepsilon r}\left(\frac{v_1 v_2}{c^2} - \frac{1}{2}\frac{v_1^2}{c^2}\right). \qquad (4.5)$$

Из выражения (4.5) 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 (4.5) 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 (4.3) 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 (4.3) 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 эдс.

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.12). 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:

$$dF = \frac{e g_1 dz}{4\pi\varepsilon r^2}\left(\frac{v_{1n} v_{2n}}{c^2} - \frac{1}{2}\frac{{v_{1n}}^2}{c^2}\right),$$

где v_{1n} и v_{2n} - компоненты соответствующих скоростей, нормальные к радиусу, соединяющему движущийся заряд с элементом заряда $q_1^- dz$.

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:

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

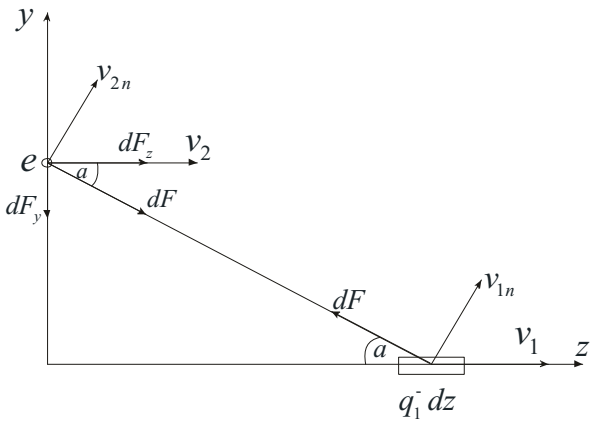


Рис. 12. Схема взаимодействия движущегося точечного заряда с проводником, по которому течёт ток.

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

$$dF_y = \frac{q_1 v_1 e v_2}{4\pi\varepsilon c^2 r_0} \sin\alpha \, d\alpha, \tag{4.6}$$

а элемент силы, нормальной к r_0 - как:

$$dF_x = \frac{q_1 v_1 e v_2}{4\pi\varepsilon c^2 r_0} \cos\alpha \, d\alpha. \tag{4.7}$$

Проинтегрировав соотношение (4.6) 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:

$$F = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{I e v_2}{4\pi\varepsilon c^2 r_0} \sin\alpha \, d\alpha = \frac{I e v_2}{4\pi\varepsilon c^2 r_0}. \tag{4.8}$$

Если учесть также взаимодействие с левой её частью проволоки, то сила, действующая параллельно r_0 и определяемая соотношением (4.8), удвоится, а

силы, действующие по нормали к r_0, компенсируются. Таким образом, суммарная сила, действующая на заряд, движущийся параллельно проволоке, запишется:

$$F_{\Sigma} = \frac{Iev_2}{2\pi\varepsilon c^2 r_0}. \tag{4.9}$$

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 $\mu = \frac{1}{\varepsilon c^2}$, то из соотношения (4.8) получаем

$$F_{\Sigma} = ev_2 \mu H$$

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. 13). Этот ток течёт по нормали к плоскости рисунка. При этом заряд движется параллельно току, протекающему в пластинах.

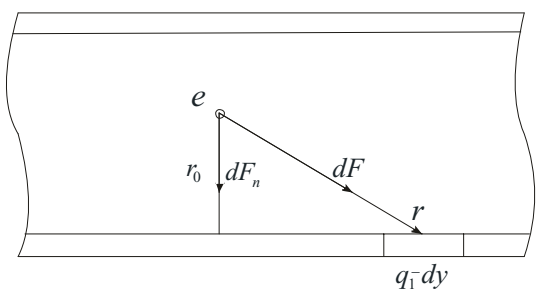


Рис.13. Схема взаимодействия движущегося точечного заряда с токами, текущими по параллельным проводящим пластинам.

Учитывая соотношение (4.9), запишем элемент силы, действующей на движущийся заряд со стороны элемента тока, текущего нормально к элементу dy

$$dF = \frac{dz\ dy\ nv_1 q_2 v_2}{2\pi\varepsilon c^2 r}. \qquad (4.10)$$

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

Перепишем соотношение (3.10), 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.

5. 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:

$$\varphi(r,t)=\frac{g\ ch\dfrac{v_{\perp}\left(t-\dfrac{r}{c}\right)}{c}}{4\pi\ \varepsilon_0 r}, \qquad (5.1)$$

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

Но возникает вопрос, на каких основаниях, если не использовать уравнения Максвелла, из которого следует волновое уравнение, вводится запаздывающий скалярно-векторный потенциал? Этот вопрос рассматривался в тринадцатом параграфе, когда определялась скорость распространения фронта волны напряжённости магнитного и электрического поля в длинной линии. Там, не прибегая к уравнениям Максвелла, было показано, что электрическое и магнитное поле распространяются с конечной скоростью, которая в вакуумной линии равна скорости света. Следовательно, такие поля запаздывают на время $\frac{r}{c}$. 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. 14) .

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.

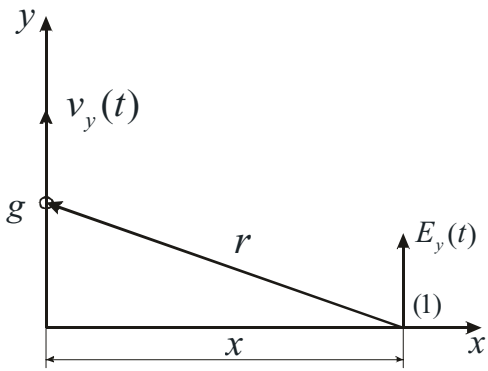


Рис. 14. Схема формирования индуцированного электрического поля.

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

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

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

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 cx}\frac{\partial v_y\left(t-\dfrac{x}{c}\right)}{\partial y}sh\frac{v_y\left(t-\dfrac{x}{c}\right)}{c}\ , \qquad (5.2)$$

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 (5.2) получаем:

$$E_y(x,t)=\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 cx}\frac{1}{v_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}\frac{\partial v_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}{\partial t}sh\frac{v_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}{c}. \qquad (5.3)$$

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 (5.3) получим

$$E_y(x,t)=-\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 c^2 x}\frac{\partial v_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}{\partial t}=-\frac{ea_y\left(t-\frac{x}{c}\right)}{4\pi\varepsilon_0 c^2 x}, \qquad (5.4)$$

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 (5.4) принимает вид:

$$E_y(x,t,\alpha) = -\frac{ea_y\left(t-\frac{x}{c}\right)\sin\alpha}{4\pi\varepsilon_0 c^2 x}. \qquad (5.5)$$

Соотношение (5.5) 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 (5.5) 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 (5.5). 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:

$$\vec{p} = e\vec{d}, \qquad (5.6)$$

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 (18.5), получаем закон излучения колеблющегося диполя.

$$\vec{E} = -\frac{1}{4\pi r \varepsilon_0 c^2}\frac{\partial^2 p(t - \frac{r}{c})}{\partial t^2}. \qquad (5.7)$$

Это также очень хорошо известное соотношение [1].

Таким образом, в процессе колебания электрического диполя создаются электрические поля двух видов. Во-первых, это электрические индукционные поля излучения, представляемые соотношениями (5.4), (5.5) и (5.6), 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 (5.4), (5.5), (5.7) - 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 (5.5) 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 (5.5). 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 (5.5) принимает вид

$$E_y(x,t,\alpha) = \frac{e^2\ \sin\alpha}{4\pi\varepsilon_0 c^2 m x}E'_{y0}\sin\omega(t-\frac{x}{c}) = \frac{K}{x}E'_{y0}\sin\omega(t-\frac{x}{c}), \quad (5.8)$$

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 (5.5) 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:

$$j_y(x,t) = -\frac{e^2\omega}{4\pi c^2 m x}E'_{y0}\cos\omega\left(t-\frac{x}{c}\right). \quad (5.9)$$

Суммарная волна, которая представляет распространение электрических полей (5.8) и токов смещения (5.9), может быть названа электротоковой. В этой волне ток смещения отстаёт от волны электрического поля на $\frac{\pi}{2}$.

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

$$\vec{j} = \varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = rot\vec{H}, \quad (18.16)$$

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

Введённое таким образом магнитное поле является вихревым. Сравнивая (5.9) и (5.10) 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

$$H_z(x,t) = \frac{e^2 \sin\alpha}{4\pi cmx} E'_{y0} \sin\omega\left(t - \frac{x}{c}\right). \qquad (5.11)$$

Таким образом, соотношения (5.8), (5.9) и (5.11) 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 (5.11), 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 среды. 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 (5.1), 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.

6. Революция в классической электродинамике.

А теперь мы должны ответить на вопрос, который содержится в заглавии книги, так, всё-таки, магнитное поле это материальная субстанция или математический вымысел.

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, а вводятся по договоренности. Такие векторы будем называть 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 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. Именно к вектору такого типа и относится магнитное поле.

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 не является физическим полем, а представляет некий векторный символ, который вводят по договорённости и физического смысла не имеет.

Что же происходит далее? 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. Таким образом, вектор магнитного поля представляет типичный вектор-фантом.

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 операция векторного произведения, которая сама по себе физического смысла не имеет, действуя на вектор, не имеющий физического смысла, даёт реальную физическую силу с учётом её величины и направления. В этом и состоит особенность 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. Выше было убедительно 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, причиной появления которого есть зависимость скалярного потенциала заряда от скорости его относительного движения. Такой подход - это революция в классической электродинамике. Он ставит во главу классической электродинамики скалярный потенциал заряда и его зависимость от скорости и лишает магнитное поле прав физического поля, а также исключает необходимость использование СТО, т.к. все существующие явления в электродинамике находят своё объяснение без её использования.

Понятие магнитного поля как реального вектора существует с тех пор, как учёные заметили, сколь организованно ведут себя железные опилки вблизи магнитов или кольцевых токов. Такое их поведение казалось почти очевидным следствием наличия какого-то силового вектора, действующего на них. И таким вектором было признано магнитное поле. Оказывается, что такое поведение железных опилок связано не с существованием магнитного поля как физического материального поля, а с тем, что токи обладают потенциальной энергией по отношению другу к другу, и эта энергия для случая устойчивого равновесия всегда стремится к минимуму. Именно по этой причине железные опилки и ведут себя таким образом. А магнитное поле оказалось всего лишь математической выдумкой, без которой может быть построена вся классическая электродинамика. В связи с указанным можно заключить, что с появлением работ [4-15] и данной монографии закончился очень важный и очень противоречивый этап в развитии современной физики, и перед ней открываются новые горизонты. Но для этого понадобилось более 200 лет кропотливого труда со всеми его ошибками и противоречиями. Но история физики и прогресса науки говорит нам о том, что такие события не могут быть осознанны обществом сразу, так было с Джордано Бруно, так было с Галилеем, так было с Коперником.

Все замечания и пожелания по данной монографии следует посылать по адресу mende_fedor@mil.ru .

Литература

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М: Мир, 1977. 1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М: Мир, 1977.

2. Мандельштам Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М: Наука, 1972. – 437 с.

3. Рашевский П. К. Риманова геометрия и тензорный анализ. М.: Наука, 1967, - 664 - с.

4. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений элетромагнитной

индукции. - Харьков, депонирована в ВИНИТИ, №774-В88 Деп., 1988.-32с.

5. Менде Ф. Ф. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков,

Константа, 2003.- 72 с.

6. Mende F. F. Conception of the scalar-vector potential in contemporary

electrodynamics, arXiv, physics/0506083.

7. Mende F. F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.

8. Менде Ф. Ф. Непротиворечивая электродинамика. Харьков, НТМТ, 2008, – 153 с.

9. Менде Ф. Ф. Великие заблуждения и ошибки физиков XIX-XX столетий. Революция в современной физике.. Харьков, НТМТ, 2010, – 176 с. ISBN 978-617-578-010-7.

10. Менде Ф. Ф. Новая электродинамика. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2012, – 172 с.

11. Менде Ф. Ф. Новые подходы в современной классической электродинамике. Часть I, Инженерная физика, №1, 2013.

12 Менде Ф. Ф. Новые подходы в современной классической электродинамике. Часть II, Инженерная физика, №2, 2013.

13. Менде Ф. Ф. Электрический импульс космического термоядерного взрыва Инженерная физика, №5, 2013

14. Mende F.F. New ideas in classical electrodynamics and physics of the plasma. LAMBERT academic publishing, 2013, 76.

15. Mende F.F. The problem of contemporary physics and method of their solution LAMBERT academic publishing, 2013, 263.

.

MoreBooks! publishing

yes
i want morebooks!

Покупайте Ваши книги быстро и без посредников он-лайн – в одном из самых быстрорастущих книжных он-лайн магазинов! окружающей среде благодаря технологии Печати-на-Заказ.

Покупайте Ваши книги на
www.more-books.ru

Buy your books fast and straightforward online - at one of world's fastest growing online book stores! Environmentally sound due to Print-on-Demand technologies.

Buy your books online at
www.get-morebooks.com

VDM Verlagsservicegesellschaft mbH
Heinrich-Böcking-Str. 6-8
D - 66121 Saarbrücken
Telefon: +49 681 3720 174
Telefax: +49 681 3720 1749
info@vdm-vsg.de
www.vdm-vsg.de