

Проблемы закона электромагнитной индукции Фарадея.

Ф. Ф. Менде.

В работе рассмотрены следствия, вытекающие из закона электромагнитной индукции Фарадея. Показано, что запись этого закона в частных производных по времени не имеет физического смысла. Это ставит под сомнение первое уравнение Максвелла, которое из него следует. Показано, что использование концепции скалярно-векторного потенциала для объяснения законов электромагнитной индукции даёт правильный ответ на поставленные вопросы и объясняет физическую природу такой индукции. В рамках этой концепции предложен новый закон электро-электрической индукции, которым может быть заменён закон индукции Фарадея.

Ключевые слова: Закон индукции Фарадея, электрическое поле, магнитное поле, векторный потенциал, скалярно-векторный потенциал, закон электро-электрической индукции.

1. Введение

Скоро исполниться 200 лет с тех пор как в 1831 году Фарадей открыл свой знаменитый закон электромагнитной индукции, который до настоящего времени является одним из основных законов классической электродинамики. Но этот закон до настоящего времени является и одним из самых противоречивых, прежде всего по той причине, что из него имеются исключения (например, униполярная индукция). Приведём по этому поводу цитату из шестого тома Фейнмановских лекций [1]. На стр. 52 читаем “...”правило потока”, согласно которому э.д.с. в контуре равна взятой с обратным знаком скорости, с которой меняется магнитный поток через контур, когда поток меняется за счет изменения поля или когда движется контур (или когда происходит и то, и другое). Две возможности

– “контур движется” или “поле меняется” – неразличимы в формулировке правила. Тем не менее, для объяснения правила в этих двух случаях мы пользовались двумя совершенно

различными законами: $[\vec{V} \times \vec{B}]$ для “движущегося контура” и $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ для

“меняющегося поля”. И далее: “Мы не знаем в физике ни одного такого примера, когда бы простой и точный общий закон требовал для своего настоящего понимания анализа в терминах двух различных явлений. Обычно столь красивое обобщение оказывается исходящим из единого глубокого основополагающего принципа. Но в этом случае какого-либо особо глубокого принципа не видно” (конец цитаты). Но физика это не грамматика, и если из закона имеются исключения, то закон или не верен, или не полон. Когда Фарадей открыл свой закон, ещё не были известны уравнения Максвелла, не были известны и электромагнитные волны, тем более не известны были законы распространения электромагнитных волн в длинных линиях. И сейчас, когда эти уравнения и законы известны, настало время рассмотрения указанных противоречий. Остаётся только удивляться, почему указанные вопросы, которые лежат практически на поверхности, до настоящего времени рассмотрены не были.

2. Следствия закона электромагнитной индукции Фарадея.

Запишем закон Фарадея:

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

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

Соотношение (2.1) можно переписать следующим образом [2]

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

или

$$\text{rot} \vec{E}' = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \text{rot} [\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (2.3)$$

При движении в магнитном поле имеем

$$\vec{E}' = [\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (2.4)$$

В соотношениях (2.2-2.4), предполагающих справедливость преобразований Галилея, штрихованные и не штрихованные величины представляют поля и элементы в движущейся и неподвижной ИСО соответственно. Следует заметить, что преобразования (2.4) ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

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

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

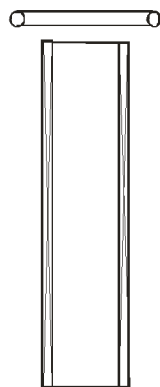


Рис. 1. Соленоид со сверхпроводящим кольцом.

Затем возьмём сверхпроводящее кольцо и начнём его одевать на соленоид. При измерении ток в кольце (например по его магнитному полю) будет видно, что по мере опускания ток в нём начнёт увеличиваться. Особенно сильное изменения тока буде наблюдается в момент прохождения кольцом плоскости верхней кромки соленоида. Если посмотреть на соленоид и кольцо сверху, то направления токов в соленоиде и кольце, а также поля вокруг них будут выглядеть, как показано на Рис. 2.

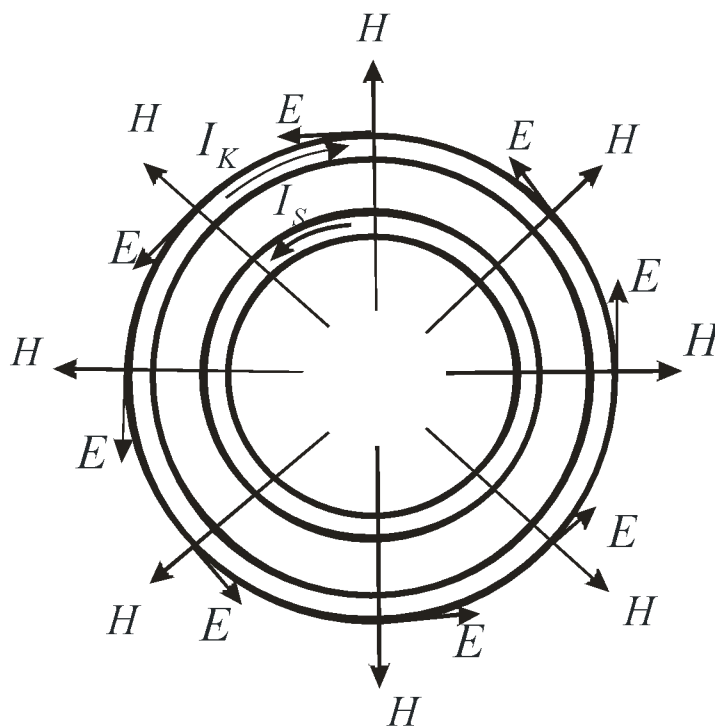


Рис. 2. Соленоид со сверхпроводящим кольцом (вид сверху).

На рисунке радиальными векторами обозначены радиальные составляющие магнитного поля вблизи верхнего края соленоида. Если опускать кольцо с какой-то скоростью $\vec{v}$, то на заряды в кольце будет действовать электрическое поле (2.4), которое и будет ускорять заряды в кольце. Ясно, что можно добиться такого эффекта не только одевая кольцо на соленоид, но и вдвигать соленоид в кольцо. Поскольку при такой процедуре ток, индуцируемый в кольце, и ток в соленоиде будут встречными, кольцо при приближении его к краю соленоида будет отталкиваться от него.

При этом вдоль контура кольца будет наблюдаться циркуляция электрического поля

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

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

В законе (2.1) используется полная производная по времени. Это означает, что для получения циркуляции электрического поля не важен способ изменения магнитного потока, т.е. магнитный поток может изменяться как за счёт движения контура в пространственно меняющемся магнитном поле, так и за счёт изменения магнитного поля во времени. Рассмотрев первый способ изменения магнитного потока за счёт движения кольца в магнитном поле, мы пришли к тому выводу, что в этом случае движение кольца действительно приводит к появлению циркуляции электрического поля вдоль его контура.

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

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

Именно из этого закона и получено первое уравнение Максвелла.

Чтобы перейти от интегральных соотношений к локальным, вводится векторный потенциал магнитного поля:

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

Из (2.5) и (2.6) получаем:

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

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

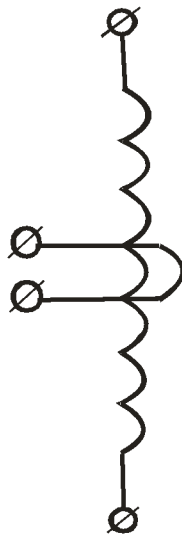


Рис. 3. Длинный соленоид, окруженный разомкнутым витком.

Поскольку магнитное поле внутри соленоида определяется соотношением

$$H = nI$$

где I - ток в соленоиде, а n - количество витков на единицу его длины, магнитный поток определяется как

$$\Phi_B = \pi r_0^2 \mu_0 n I,$$

где r_0 - радиус соленоида.

Таким образом, циркуляция векторного потенциала вокруг соленоида запишется

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

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

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

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

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

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

Посмотрим, что по поводу схемы расчёта полей индукции вокруг длинного соленоида написано в Фейнмановских лекциях по физике [1]. В пятом томе на стр. 286 даётся формула (14.27) для векторного потенциала вне длинного соленоида. Видно, что она

совпадает с равенством (2.8). Открываем шестой том и на стр. 21 читаем: «Вы помните, что если имеется длинный соленоид, по которому течёт электрический ток, то поле $\vec{B}$ существует внутри него, а снаружи поля нет, тогда как множество векторов $\vec{A}$ циркулируют снаружи соленоида (фиг.15.6)» (конец цитаты). На фигуре нарисован длинный соленоид, через поперечное сечение которого проходят силовые линии магнитной индукции, а вокруг соленоида нарисованы концентрические окружности циркуляции векторного потенциала. Как при этом получаются электрические поля индукции мы уже показали, получив соотношение (2.9). И такая точка зрения о природе полей индукции имеет место во всех учебниках.

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

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

где L - индуктивность соленоида.

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

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

Это означает, что как только к соленоиду подключен источник напряжения и ток в нём начал расти по линейному закону, мгновенно вокруг соленоида возникает циркуляции электрического поля, которые распространяются с бесконечной скоростью. Этот факт вызывает недоумение. Более того, при расчёте энергии, запасённой в соленоиде, учитываются только магнитные поля, а энергия электрических полей, возникших таким загадочным способом, не учитывается. Следовательно, эти загадочные поля и энергией не

обладают. Конечно такая интерпретация возникновения э.д.с. в витке, окружающем соленоид не приемлема. Этот абсурдный результат связан с тем, что мы предположили, что тока во всех витках соленоида, какую бы он длину не имел, растёт синхронно. Это, в свою очередь, означает возможность передачи информации вдоль витков соленоида с бесконечной скоростью.

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

3. Законы распространения в длинных линиях.

Любая длинная линия имеет удельную (приходящуюся на единицу длины) индуктивность L_0 и ёмкость C_0 . В связи с этим эквивалентная схема участка длинной линии может быть изображена как последовательное включение единичных участков с соответствующими значениями удельных величин индуктивности и ёмкости (рис. 4).

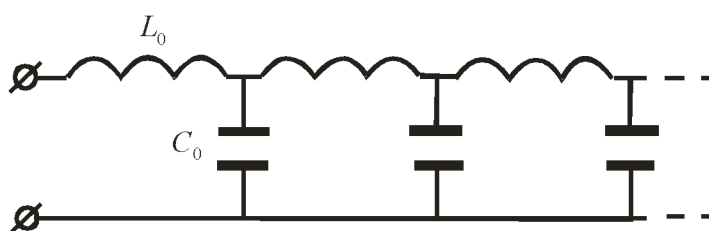


Рис. 4. Эквивалентная схема длинной линии.

Такая линия обладает волновым сопротивлением

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

Если к длинной линии подключить источник напряжения, то соотношение между напряжением на её входе и током текущем в линии будет определяться равенством

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

т. е. такая линия для источника напряжения представляет чисто активную нагрузку.

Скорость распространения электрических полей и токов в такой линии равна

$$c = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}.$$

Если линию (рис. 5) закоротить на расстоянии Z_1 от ее начала, то суммарная

индуктивность линии составит величину $L_{\Sigma} = z_1 L_0$. Если подключить к линии источник

постоянного напряжения, в ней начнет распространяться волна тока $I = \frac{U}{Z}$ и напряжения

U , как показано на рис. 5. Волна тока в правой своей части имеет переходной участок Z_2 , который именуется фронтом волны напряжения. Этот участок соответствует времени

переходного процесса $\tau = \frac{Z_2}{c}$, за которое напряжение источника, подключаемого к линии,

достигает на её входе своего номинального значения.

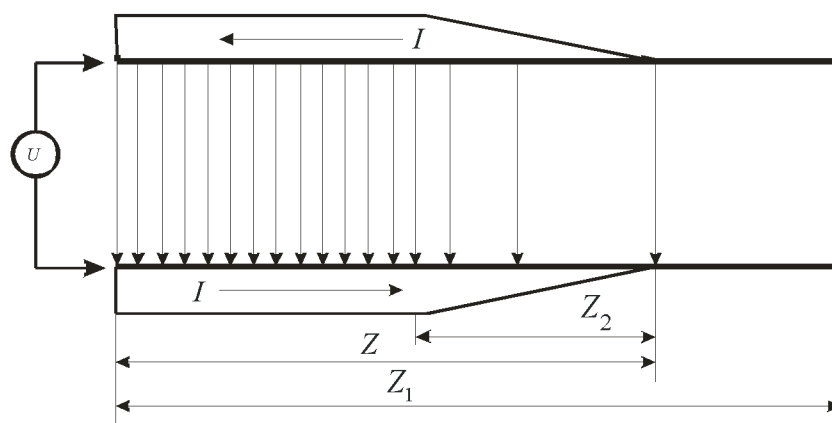


Рис. 5. Распространение волны тока и напряжения в закороченной длинной линии.

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). Примем также, что время этого переходного процесса значительно меньше, чем время, за которое фронт напряжения пробегает по линии в одну сторону. Предполагается, что Z_1 значительно больше, чем Z_2

В том месте, где линия закорочена, выполняется граничное условие $U = 0$, и когда на закоротке 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 движется она в обратном направлении, то

суммарный ток, создаваемый этой волной будет равен $-\left(-\frac{U}{Z}\right) = \frac{U}{Z}$, т.е. он будет течь в

том же направлении, что и ток падающей волны. Таким образом, отраженная волна,

двигаясь в обратном направлении, будет оставлять после себя ток, равный $\frac{2U}{Z}$, и нулевое напряжение. Когда фронт напряжения возвратится 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. 6.

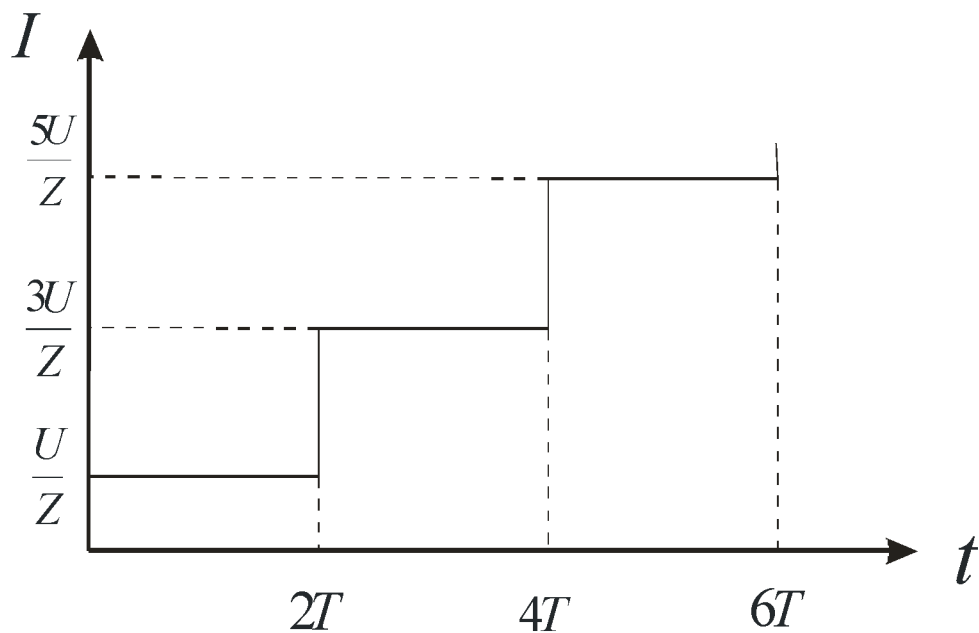


Рис. 6. График зависимости входного тока от времени для закороченной линии.

На этом рисунке время

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

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

Особенностью такого процесса является то, что отбор энергии от источника напряжения не будет подчиняться линейному закону, а будет иметь скачкообразный характер. Мощность,

отбираемая на интервале времени от нуля до $2T$, будет составлять $\frac{U^2}{Z}$. Но на каждом

последующем интервале времени, равном $2T$, она будет возрастать уже на величину

$\frac{2U^2}{Z}$. При этом первый скачек соответствует отбираемой мощности, равной $\frac{U^2}{Z}$.

Таким образом, нарастание тока носит вовсе не линейный, а скачкообразный характер. 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.

Для выяснения процессов распространения полей в длинном соленоиде заменим верхний проводник длинной линии соленоидом (рис. 7).

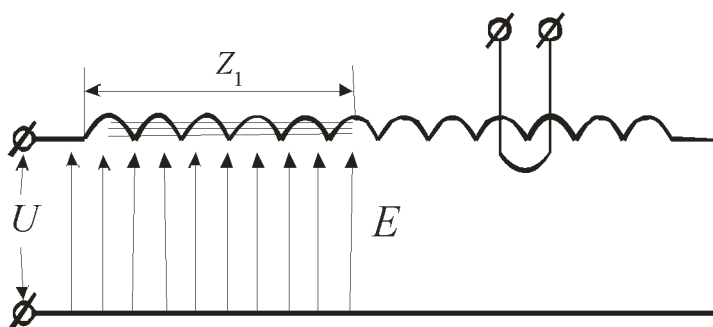


Рис. 7. Схема распространения магнитных полей в длинном соленоиде.

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

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 , и только когда фронт магнитного поля в соленоиде достигнет плоскости витка, на его клеммах появится э.д.с.. Когда фронт дойдет до конца соленоида, то магнитным полем он будет заполнен полностью. При обратном ходе ток и магнитное поле в соленоиде удвоится, и процесс начнется сначала. Таким образом, 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.

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

Таким образом, изменение магнитных полей во времени не порождают вихревые электрические поля, как считалось ранее, а во всех случаях работает соотношение (2.4), в котором в качестве скорости следует взять скорость распространения фронта магнитного

поля в соленоиде. Этими процессами и объясняется механизм возникновения электромагнитной индукции. При небольшой длине соленоида расстояние между импульсами мало, поэтому они, сливаясь, образуют почти постоянное напряжение.

Если в качестве охватывающего витка взять сверхпроводящее кольцо, то ток в нём будет нарастать скачками, увеличиваясь каждый раз в момент прохождения через него фронта магнитного поля.

Рассмотрение показало, что ток во всех витках соленоида не может нарастать одновременно этим и снимается парадокс наличия вокруг длинного соленоида с постоянным током циркуляции векторного потенциала.

Таким образом, закон Фарадея в частных производных по времени является ущербным, поскольку не правильно отражает те электродинамические процессы, которые описывают законы индукции. Мы должны заключить, что законы индукции во всех случаях регулируются соотношением (2.4).

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

4. Формирование электрических полей индукции в концепции скалярно-векторного потенциала.

Решение задач взаимодействия движущихся зарядов в классической электродинамике решаются путем введения магнитного поля или векторного потенциала, которые являются полями посредниками. На движущийся или неподвижный заряд силовое действие может оказывать только электрическое поле. Поэтому возникает естественный вопрос, а нельзя ли установить законы прямого действия, минуя поля посредники, которые давали бы ответ о прямом взаимодействии движущихся и неподвижных зарядов. Такой подход сразу давал бы ответ и об источниках и местах приложения сил действия и противодействия. В работах [3-5] показано, что из законов индукции, записанных в полных производных, следует зависимость скалярного потенциала заряда от его относительной скорости. Эта зависимость выражается соотношением

$$\varphi(z) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi \varepsilon_0 r}, \quad (4.1)$$

где $v_{\perp}$ - нормальная составляющая скорости заряда по отношению к вектору, соединяющему движущийся заряд с точкой наблюдения. c - скорость света.

Сейчас мы покажем, что применение скалярно-векторного потенциала дает возможность установить и прямые законы индукции без участия каких-либо вспомогательных полей-посредников.

Рассмотрим диаграмму распространения тока и напряжения в отрезке длинной линии, представленной на рис. 5. На этом рисунке сам фронт волны показан скошенным участком и занимает отрезок линии 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 после подключения источника питания. 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. 8.

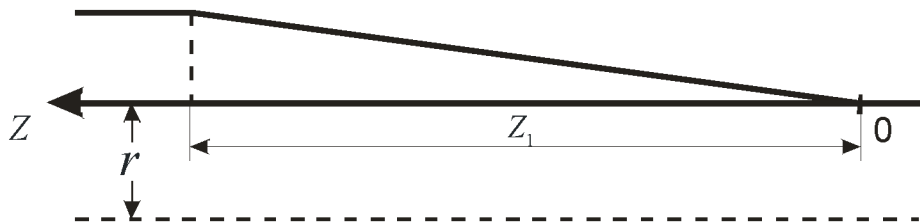


Рис. 8. Фронт волны тока, распространяющейся в длинной линии

На участке Z_1 происходит ускорение зарядов от их нулевой скорости (правее участка Z_1) до значения скорости, определяемого соотношением

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

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

Тогда зависимость скорости носителей тока от координаты будет иметь вид:

$$v^2(z) = \frac{2e}{m} \frac{\partial U}{\partial z} z. \quad (4.2)$$

Поскольку на входе линии принята линейная зависимость напряжения от времени, 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 (4.1) можно переписать

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

Используя для величины скалярно-векторного потенциала соотношение (4.1), вычислим его как функцию z на некотором расстоянии r от линии

$$\varphi(z) = \frac{e}{4\pi \varepsilon_0 r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2(z)}{c^2} \right) = \frac{e}{4\pi \varepsilon_0 r} \left(1 + \frac{eE_z z}{mc^2} \right). \quad (4.3)$$

При записи соотношения (4.3) использованы только первые два члена разложения гиперболического косинуса в ряд (случай малых скоростей зарядов)

Пользуясь формулой $E = -grad \varphi$, и продифференцировав соотношение (4.3) по z , получаем

$$E_z' = -\frac{e^2 E_z}{4\pi \varepsilon_0 r m c^2}, \quad (4.4)$$

где E_z' - электрическое поле, индуцируемое на расстоянии r от проводника линии вблизи фронта волны. Около E поставлен штрих в связи с тем, что вычисленное поле движется вдоль проводника линии со скоростью света, индуцируя в окружающих линию проводниках индукционные токи, противоположные тем, которые текут в индуцирующей линии. Известно, что ускорение a , испытываемое зарядом e в поле E , определяется соотношением $a_z = \frac{eE_z}{m}$. С учетом этого из (4.4) получаем

$$E_z' = -\frac{ea_z}{4\pi r \varepsilon_0 c^2}. \quad (4.5)$$

Таким образом, заряды, ускоряемые в отрезке линии Z_1 , индуцируют на расстоянии r от этого участка электрическое поле, определяемое этим соотношением. Направление этого поля обратно полю, приложенного к ускоряемым зарядам. Таким образом, получен закон прямого действия, который указывает на то, какие электрические поля генерируют вокруг себя заряды, ускоряемые в проводнике. Этот закон можно называть законом электро-электрической индукции, так как он, минуя поля посредники (магнитное поле или векторный потенциал), дает прямой ответ на то, какие электрические поля генерирует вокруг себя движущийся электрический заряд. Именно это соотношение, а не закон Фарадея, следует 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 существовавшим. Ранее говорилось, что движущийся заряд генерирует векторный потенциал, а уже изменяющийся

векторный потенциал генерирует электрическое поле. Соотношение (4.5) дает возможность исключить эту промежуточную операцию и перейти непосредственно от свойств движущегося заряда к индукционным полям. Покажем, что из этого соотношению следует и введенный ранее феноменологическим путем векторный потенциал, а, следовательно, и магнитное поле. Поскольку связь между векторным потенциалом и электрическим полем определяется соотношением (2.3), то равенство (4.5) можно переписать:

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

откуда, интегрируя по времени, получаем:

$$A_H = \frac{ev_z}{4\pi r \varepsilon_0 c} = \frac{ev_z \mu_0}{4\pi r}$$

Это соотношение полностью соответствует определению векторного потенциала, введенного феноменологическим путём. Теперь видно, что векторный потенциал есть прямое следствие зависимости скалярного потенциала заряда от скорости.

5. Заключение.

В предлагаемой работе показано, что процессы электромагнитной индукции происходят совсем не так, как это описано в существующей литературе, а изменение магнитных полей во времени не порождают вихревые электрические поля, как считалось ранее. Сам процесс индукции подобен тому электромеханическому процессу, который имеет место во всех электромеханических генераторах. Поэтому ставится под вопрос не только сам закон Фарадея в той интерпретации, которая имеется на сегодняшний день, но и первое уравнение Максвелла. Всё это может иметь очень серьёзные последствия.

Список Литературы.

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М: Мир, 1977.
2. Дж. Джексон, Классическая электродинамика, Мир, Москва, 1965, 702
3. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений электромагнитной индукции. - Харьков, депонирована в ВИНТИ, №774-B88 Деп., 1988.-32с.
4. Mende F. F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.
5. Менде Ф. Ф. Великие заблуждения и ошибки физиков XIX-XX столетий. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2010, – 176 с.