

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Ф.Ф. МЕНДЕ

доктор техн. наук, ст. научн. сотрудник
НИИ Криогенного приборостроения
Физико-технический институт низких
температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
г. Харьков, Украина
E-mail: mende_fedor@mail.ru

НОВЫЕ ПОДХОДЫ В СОВРЕМЕННОЙ КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ Часть II

В работе показано, что на основе симметричных законов индукции могут быть в рамках преобразований Галилея получены законы преобразования полей при переходе из одной инерциальной системы в другую. Это дает возможность в рамках классической электродинамики объяснить фазовую абберацию и поперечный эффект Доплера. Вводится новое понятие скалярно-векторного потенциала. Показано, что основой всех динамических процессов в электродинамике является зависимость скалярного потенциала заряда от его относительной скорости.

Ключевые слова: закон индукции Фарадея, уравнения Максвелла, скалярный потенциал, векторный потенциал, скалярно-векторный потенциал, фазовая абберация, эффект Доплера.

F.F. MENDE

Doctor of Technical Sciences, Senior Research
Research institute for cryogenic instrument engineering
B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics
and Engineering, NAS Ukraine
Kharkov, Ukraine
E-mail: mende_fedor@mail.ru

NEW APPROACHES IN MODERN CLASSICAL ELECTRODYNAMICS Part II

In work it is shown that on the basis of symmetric laws of an induction laws of transformation of fields can be received within transformations Galilee upon transition from one inertial system in another. It gives the chance to explain a phase aberration and Doppler's cross-section effect within classical electrodynamics. The new concept of scalar and vector potential is entered. It is shown that a basis of all dynamic processes in electrodynamics is dependence of scalar potential of a charge on its relative speed.

Key words: law of an induction of Faradey, Maxwell's equation, scalar potential, vector potential, scalar and vector potential, phase aberration, Dopler's effect.

1. Введение

Новые идеи не возникают на пустом месте, их появлению предшествует накопление и осмысление ранее полученных результатов. Тот факт, что классическая электродинамика состоит по сути дела из двух, не связанных между собой частей, не может не вызывать беспокойства. Одна из этих частей это уравнения Максвелла, описывающие волновые явления, другая часть – это описание силовых взаимодействий токонесущих систем, которые описываются при помощи постулата о силе Лоренца. Указанные электродинамические эффекты не могут быть объяснены в рамках единой теории, и это говорит о том, что классическую электродинамику пока нельзя считать завершенной физической теорией. В классической

электродинамике очень важную роль играют такие понятия как магнитное поле и магнитный векторный потенциал. Однако эти величины введены феноменологическим путем и физическая их природа пока не ясна.

2. Уравнения электромагнитной индукции в движущихся системах координат

Уравнения Максвелла не дают возможности записать поля в движущихся системах координат, если известны поля в неподвижной системе. В общем виде это дает возможность сделать преобразования Лоренца, однако, эти преобразования из классической электродинамики не следуют. Возникает вопрос, могут ли принципы классической электродинамики в рамках преобразований

Галилея дать правильные результаты по определению полей в движущихся системах координат хотя бы в каком-то приближении, и если да, то как должны выглядеть при этом уравнения электромагнитной индукции.

Сила Лоренца

$$\vec{F}' = e\vec{E} + e[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (2.1)$$

потому и названа именем Лоренца, что она следует из его преобразований, при помощи которых могут быть записаны поля в движущихся системах координат, если известны поля в неподвижной системе. Штрихом в дальнейшем мы будем отмечать поля и силы, возникающие в движущейся системе координат.

Указания на то, каким образом могут быть записаны поля в движущейся системе координат, если они известны в неподвижной, имеются уже в законе Фарадея. Для рассмотрения этого вопроса перепишем закон Фарадея в уточненном виде:

$$\oint \vec{E}' d\vec{l}' = -\frac{d\Phi_B}{dt}. \quad (2.2)$$

Уточнение закона, вернее его записи, касается лишь того обстоятельства, что если мы определяем контурный интеграл в движущейся (штрихованной) системе координат, то около \vec{E} и $d\vec{l}$ должны стоять штрихи. Если же контурный интеграл определяется в неподвижной системе координат, то штрихи около \vec{E} и $d\vec{l}$ отсутствуют, но при этом справа в выражении (2.2) должна стоять частная производная по времени. Обычно это обстоятельство в литературе по данному вопросу не оговаривается.

Полная производная по времени в соотношении (2.2) означает независимость конечного результата появления ЭДС в контуре от способа изменения потока, т.е. поток может изменяться как за счет чисто временных изменений \vec{B} , так и за счет того, что система, в которой измеряется $\oint \vec{E}' d\vec{l}'$, двигается в пространственно меняющемся

поле \vec{B} . В соотношении (2.2) величина

$$\Phi_B = \int \vec{B} d\vec{s}, \quad (2.3)$$

неподвижной системе координат, а элемент $d\vec{s}$ – в движущейся системе. Учитывая (2.3), из (2.2) получаем

$$\oint \vec{E}' d\vec{l}' = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} d\vec{s}, \quad (2.4)$$

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

$$\oint \vec{E}' d\vec{l}' = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} - \int [\vec{B} \times \vec{v}] d\vec{l}' - \int \vec{v} \text{div} \vec{B} d\vec{s}'. \quad (2.5)$$

В данном случае контурный интеграл берется по контуру $d\vec{l}'$, охватывающему площадку $d\vec{s}'$.

Сразу отметим, что все дальнейшее изложение будет вестись в предположении справедливости преобразований Галилея, т.е. $d\vec{l}' = d\vec{l}$ и $d\vec{s}' = d\vec{s}$. Из (2.5) следует хорошо известный результат:

$$\vec{E}' = \vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}], \quad (2.6)$$

из которого следует, что при движении в магнитном поле возникает дополнительное электрическое поле, определяемое последним слагаемым соотношения (2.6). Заметим, что это соотношение мы получили не из преобразований Лоренца, а всего лишь несколько уточнив закон Фарадея. Таким образом, сила Лоренца является следствием такого уточненного закона.

Из соотношения (2.6) следует, что на заряд при движении в магнитном поле действует сила нормальная к направлению движения. Однако, физическая природа этой силы нигде не рассматривается.

Для выяснения физической природы появления последнего слагаемого в соотношении (2.6) запишем \vec{B} и \vec{E} через магнитный векторный потенциал \vec{A}_B :

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A}_B, \quad \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}_B}{\partial t}. \quad (2.7)$$

Тогда соотношение (2.6) можно переписать

$$\vec{E}' = -\frac{\partial \vec{A}_B}{\partial t} + [\vec{v} \times \text{rot} \vec{A}_B], \quad (2.8)$$

и далее:

$$\vec{E}' = -\frac{\partial \vec{A}_B}{\partial t} - (\vec{v} \nabla) \vec{A}_B + \text{grad}(\vec{v} \vec{A}_B). \quad (2.9)$$

Первые два члена правой части равенства (2.9) можно собрать в полную производную векторного потенциала по времени, а именно:

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}_B}{\partial t} + \text{grad}(\vec{v} \vec{A}_B). \quad (2.10)$$

Из соотношения (2.9) видно, что напряженность поля, а, следовательно, и сила, действующая на заряд, состоит из трех частей.

Первая из них обязана чисто временным изменениям магнитного векторного потенциала. Смысл второго слагаемого правой части соотношения (2.9) тоже понятен. Оно связано с изменением векторного потенциала, но уже за счет того, что заряд движется в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Совсем иная природа последнего слагаемого правой части соотношения (2.9). Оно связано с наличием потенциальных сил, т.к. потенциальная энергия заряда, движущегося в поле потенциала \vec{A}_B со скоростью \vec{v} , равна $e(\vec{v} \vec{A}_B)$. Величина же $e \text{grad}(\vec{v} \vec{A}_B)$ дает силу, точно так же, как дает силу градиент скалярного потенциала.

Беря ротор от обеих частей равенства (2.10) и учитывая, что $\text{rot} \text{grad} = 0$, получаем

$$\operatorname{rot} \vec{E}' = -\frac{d\vec{B}}{dt}. \quad (2.11)$$

Если движения нет, то соотношение (2.11) превращается в первое уравнение Максвелла. Конечно, по своей информативности соотношение (2.11) сильно уступает соотношению (2.2), т.к. в связи с тем, что $\operatorname{rot} \operatorname{grad} \equiv 0$, в нем отсутствует информация о потенциальных силах, обозначенных через $e \operatorname{grad}(\vec{v}\vec{A}_B)$. Поэтому, если нас интересуют все составляющие электрических полей, действующих на заряд, как в неподвижной, так и в движущейся системах координат, мы должны пользоваться соотношением (2.2).

Из сказанного следует, что запись силы Лоренца в терминах магнитного векторного потенциала:

$$\vec{F}' = e\vec{E} + e[\vec{v} \times \operatorname{rot} \vec{A}_B] =$$

$$= e\vec{E} - e(\vec{v}\nabla)\vec{A}_B + e \operatorname{grad}(\vec{v}\vec{A}_B) \quad (2.12)$$

более предпочтительна, т.к. дает возможность понять полную структуру такой силы.

Закон Фарадея (2.2) называется законом электромагнитной индукции в связи с тем, что он показывает каким образом изменение магнитных полей приводит к появлению электрических полей. Однако, в классической электродинамике отсутствует закон магнитоэлектрической индукции, который бы показывал, каким образом изменение электрических полей приводит к появлению полей магнитных. Развитие классической электродинамики в этой части следовало по другому пути. Сначала был известен закон:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = I, \quad (2.13)$$

где I – ток, пересекающий площадку, охватываемую контуром интегрирования. В дифференциальной форме соотношение (2.13) имеет вид:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}_\sigma, \quad (2.14)$$

где \vec{j}_σ – плотность тока проводимости.

Максвелл дополнил соотношение (2.14) током смещения

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}_\sigma + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (2.15)$$

Однако если бы Фарадей проводил измерения с изменяющимися потоками электрической индукции, то он смог бы установить следующий закон:

$$\oint \vec{H}' d\vec{l}' = \frac{d\Phi_D}{dt}, \quad (2.16)$$

где $\Phi_D = \int \vec{D} d\vec{s}$ – поток электрической индукции, и далее:

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

В отличие от магнитных полей, когда $\operatorname{div} \vec{B} = 0$, для электрических полей $\operatorname{div} \vec{D} = \rho$ и последнее

слагаемое в правой части соотношения (2.17) дает ток проводимости I , т.е. из соотношения (2.16) сразу следует закон Ампера. Из соотношения (2.17) следует также и равенство:

$$\vec{H} = [\vec{D} \times \vec{v}], \quad (2.18)$$

которое ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

Более того, из соотношения (2.18) следует и закон Био-Савара, если для вычисления магнитных полей взять только электрические поля движущихся зарядов. В этом случае последний член правой части соотношения (2.17) можно просто опустить, и законы индукции приобретают полностью симметричную форму

$$\oint \vec{E}' d\vec{l}' = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} - \oint [\vec{B} \times \vec{v}] d\vec{l}' \quad (2.19)$$

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

$$\vec{E}' = \vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (2.20)$$

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

Для постоянных полей эти соотношения имеют вид:

$$\vec{E}' = [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (2.21)$$

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

Соотношения (2.21) свидетельствуют о том, что в случае относительного движения систем отсчета, между полями \vec{E} и \vec{H} существует перекрестная связь, т.е. движение в полях \vec{H} приводит к появлению полей \vec{E} и наоборот. Из этих соотношений вытекают дополнительные следствия, которые впервые были рассмотрены в работе

[1]. Электрическое поле $E = \frac{g}{2\pi\epsilon r}$ за пределами заряженного длинного стержня, на единицу длины которого приходится заряд g , убывает по закону $1/r$, где r – расстояние от центральной оси стержня до точки наблюдения.

Если параллельно оси стержня в поле E начать двигать со скоростью Δv другую ИСО, то в ней появится дополнительное магнитное поле $\Delta H = \epsilon E \Delta v$. В этой системе электрическое поле будет определяться как $E' = E + \mu\epsilon E(\Delta v)^2 = E(1 + \mu\epsilon(\Delta v)^2)$. Если теперь по отношению к уже движущейся ИСО начать двигать со скоростью Δv , третью систему отсчета то уже за счет движения в поле E' появится добавка к магнитному полю. Данный процесс можно продолжать и дальше, в результате чего будет получен ряд, дающий величину электрического поля E'_r в движущейся ИСО при достижении скорости $v = n\Delta v$, когда $\Delta v \rightarrow 0$, а $n \rightarrow \infty$.

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

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

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

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

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

Выражение для скалярного потенциала, создаваемого движущимся зарядом, для этого случая запишется следующим образом [1...4]:

$$\phi'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi\epsilon r} = \phi(r)ch \frac{v_{\perp}}{c}, \quad (2.22)$$

где $\phi(r)$ – скалярный потенциал неподвижного заряда. Потенциал $\phi'(r, v_{\perp})$ 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.

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

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

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

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

$$\begin{aligned} \vec{E}'_{\uparrow} &= \vec{E}_{\uparrow}, \\ \vec{E}'_{\perp} &= \vec{E}_{\perp} ch \frac{v}{c} + \frac{Z_0}{v} [\vec{v} \times \vec{H}_{\perp}] sh \frac{v}{c}, \\ \vec{H}'_{\uparrow} &= \vec{H}_{\uparrow}, \\ \vec{H}'_{\perp} &= \vec{H}_{\perp} ch \frac{v}{c} - \frac{1}{vZ_0} [\vec{v} \times \vec{E}_{\perp}] sh \frac{v}{c}, \end{aligned} \quad (2.23)$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ – импеданс свободного пространства; $c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0\epsilon_0}}$ – скорость света.

Преобразования полей (2.23) были впервые получены в работе [1].

3. Фазовая aberrация и поперечный эффект Доплера

Покажем, как при помощи соотношений (2.23) можно объяснить явление фазовой aberrации, которое в рамках существующей классической электродинамики объяснений не имело. Будем считать, что имеются компоненты плоской волны H_z и E_z , распространяющейся в направлении y , а штрихованная система движется в направлении оси x со скоростью v_x . Тогда компоненты полей в штрихованной системе координат в соответствии с соотношениями (2.23) запишутся:

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

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

Запишем суммарное поле E' в движущейся ИСО:

$$E' = \left[E_x'^2 + E_y'^2 \right]^{\frac{1}{2}} = E_x ch \frac{v_x}{c}. \quad (3.1)$$

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

$$\alpha \cong sh \frac{v}{c} \cong \frac{v}{c}. \quad (3.2)$$

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

Вектор Пойнтинга теперь также направлен уже не по оси y , а находясь в плоскости xu , наклонен к оси y на угол, определяемый соотношениями (3.2). Отношение же абсолютных величин векторов \vec{E}' и \vec{H}' в обеих системах остались одинаковыми. Однако абсолютная величина самого вектора Пойнтинга увеличилась. Таким образом, даже поперечное движение инерциальной системы по отношению к направлению распространения волны увеличивает ее энергию в движущейся системе. С физической точки зрения это явление понятно. Можно привести пример с дождевыми каплями. Когда они падают вертикально, то энергия у них одна. Но в инерциальной системе, двигающейся нормально к вектору их скорости, к этой скорости добавляется вектор скорости инерциальной системы. При этом абсолютная величина скорости капель в инерциальной системе будет равна корню квадратному из суммы

квадратов указанных скоростей. Такой же результат дает нам и соотношение (3.1).

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

Полученные волны имеют в направлении своего распространения дополнительные вектора электрического или магнитного поля, и в этом они похожи на E и H волны, распространяющиеся в волноводах. В данном случае возникает необычная волна, у которой фазовый фронт наклонен к вектору Пойнтинга на угол, определяемый соотношением (3.2). По сути дела полученная волна является суперпозицией плоской волны с фазовой скоростью $c = \sqrt{\frac{1}{\mu\epsilon}}$ и дополнительной волны нормальной к направлению распространения плоской волны и имеющей бесконечную фазовую скорость.

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

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

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

То есть амплитуды полей экспоненциально убывают или возрастают в зависимости от направления движения.

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

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

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число.

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

Поперечный эффект Доплера, который обсуждается достаточно давно, до сих пор не нашел своего уверенного экспериментального подтверждения. Для наблюдения звезды из движущейся ИСО необходимо наклонять телескоп по ходу движения на угол, определяемый соотношением (3.2). Но в данном случае звезда, наблюдаемая при

помощи телескопа в зените, будет в действительности находиться несколько позади видимого положения по отношению к направлению движения. Ее угловое смещение от видимого положения при этом будет определяться тоже соотношением (3.2). Но это будет означать, что такая звезда будет по отношению к нам имеет радиальную составляющую скорости, определяемую соотношением $v_r = v \sin \alpha$. Поскольку для малых значений углов $\sin \alpha \approx \alpha$, а $\alpha = \frac{v}{c}$, то доплеровский сдвиг частоты составит

$$\omega_{d\perp} = \omega_0 \frac{v^2}{c^2}. \quad (3.3)$$

Данный результат численно совпадает с результатами СТО, но он принципиально отличается от ее результатов тем, что в СТО считается, что поперечный эффект Доплера, определяемый соотношением (3.3), существует на самом деле, в то время как в данном случае это только кажущийся эффект. Если сравнить результаты преобразований полей (3.5) с преобразованиями СТО, то нетрудно увидеть, что они совпадают с точностью до квадратичных членов отношения скорости движения заряда к скорости света.

4. Законы электро-электрической индукции

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

$$\varphi(r, t) = \frac{g \, ch \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi \epsilon_0 r}, \quad (4.1)$$

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 .

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

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 месте расположения движущегося заряда g). Точка 1 является точкой истока, а точка 0 – точкой наблюдения. При определении градиента от

функции, содержащей радиус в зависимости от условий задачи необходимо различать два случая: 1) точка истока фиксирована и \vec{r} рассматривается как функция положения точки наблюдения; и 2) точка наблюдения фиксирована и \vec{r} рассматривается как функция положения точки истока.

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

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

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

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 cx} \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial y} sh \frac{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{c}, \quad (4.2)$$

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 (4.2) получаем:

$$E_y(x,t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 cx} \frac{1}{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)} \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t} sh \frac{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{c}. \quad (4.3)$$

Это и есть полный закон излучения движущегося заряда.

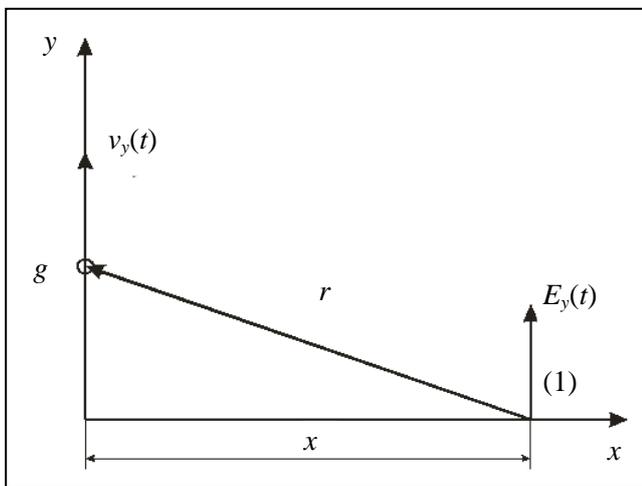


Рис. 1. Схема формирования индуцированного электрического поля

Если взять только первый член разложения

$sh \frac{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{c}$, то из (4.3) получим

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2 x} \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t} = -\frac{ea_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{4\pi\epsilon_0 c^2 x}, \quad (4.4)$$

где $a_y\left(t - \frac{x}{c}\right)$ – запаздывающее ускорение заряда.

Это соотношение является волновым уравнением и определяет как амплитудные, так и фазовые характеристики волны электрического поля, излучаемого движущимся зарядом.

Если в качестве направления излучения взять вектор, лежащий в плоскости xu , и составляющий с осью y угол α , то соотношение (4.4) принимает вид:

$$E_y(x,t,\alpha) = -\frac{ea_y\left(t - \frac{x}{c}\right) \sin \alpha}{4\pi\epsilon_0 c^2 x}. \quad (4.5)$$

Соотношение (4.5) 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 $\frac{ev_z\left(t - \frac{x}{c}\right)}{4\pi x} = A_H\left(t - \frac{x}{c}\right)$ есть запаздывающий векторный потенциал, то соотношение (4.5) можно переписать

$$E_y(x,t,\alpha) = -\frac{ea_y\left(t - \frac{x}{c}\right) \sin \alpha}{4\pi\epsilon_0 c^2 x} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial A_H\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial A_H\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t}.$$

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

Продemonстрируем еще одну возможность, которую открывает соотношение (4.5). Известно, что в электродинамике существует такое понятие, как

электрический диполь и дипольное излучение, когда заряды, колеблющиеся в электрическом диполе, излучают электромагнитные волны. Два заряда с противоположными знаками имеют дипольный момент:

$$\vec{p} = e\vec{d}, \quad (4.6)$$

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 (4.5), получаем закон излучения колеблющегося диполя.

$$\vec{E} = -\frac{1}{4\pi r \epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 p(t - \frac{r}{c})}{\partial t^2}. \quad (4.7)$$

Это также очень хорошо известное соотношение [5].

Таким образом, в процессе колебания электрического диполя создаются электрические поля двух видов. Во-первых, это электрические индукционные поля излучения, представляемые соотношениями (4.4), (4.5) и (4.6), 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 (4.4), (4.5), (4.7) – это законы прямого действия, в которых уже нет ни магнитных полей, ни векторных потенциалов. То есть те строительные леса, которыми являлись магнитное поле и магнитный векторный потенциал, уже сняты и они нам больше не нужны.

Используя соотношение (4.5) 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 (4.5). 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 учетом этого соотношение (4.5) принимает вид

$$E_y(x, t, \alpha) = \frac{e^2 \sin \alpha}{4\pi \epsilon_0 c^2 m x} E'_{y0} \sin \omega(t - \frac{x}{c}) = \frac{K}{x} E'_{y0} \sin \omega(t - \frac{x}{c}), \quad (4.8)$$

где коэффициент $K = \frac{e^2 \sin \alpha}{4\pi \epsilon_0 c^2 m}$ может быть назван

коэффициентом рассеивания (переизлучения) одиночного заряда в заданном направлении, поскольку он определяет способность заряда переизлучать действующее на него внешнее электрическое поле.

Волне электрического поля (4.5) сопутствует волна тока смещения:

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

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

$$j_y(x, t) = -\frac{e^2 \omega}{4\pi c^2 m x} E'_{y0} \cos \omega(t - \frac{x}{c}). \quad (4.9)$$

Суммарная волна, которая представляет распространение электрических полей (4.8) и токов смещения (4.9), может быть названа электротоквой. В этой волне ток смещения отстает от волны электрического поля на $\pi/2$.

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

$$\vec{j} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \text{rot } \vec{H}, \quad (4.10)$$

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

Введенное таким образом магнитное поле является вихревым. Сравнивая (4.9) и (4.10) получаем:

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

Интегрируя это соотношение по координате, находим значение магнитного поля

$$H_z(x,t) = \frac{e^2 \sin \alpha}{4\pi cmx} E'_{y0} \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (4.11)$$

Таким образом, соотношения (4.8), (4.9) и (4.11) 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 (4.11), направлено нормально и к электрическому полю и к направлению распространения, а их отношение в каждой точке пространства составляет:

$$\frac{E_y(x,t)}{H_z(x,t)} = \frac{1}{\epsilon_0 c} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = Z,$$

где Z – волновое сопротивление свободного пространства.

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

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

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

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

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

Следовательно, должно существовать четкое разделение полей на градиентные и вихревые. Видно, что в полученных выражениях для индуцируемых полей такое разделение имеется.

Электрические поля носят градиентный характер, а магнитные – вихревой.

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

С учетом всего сказанного следует полагать, что в основе подавляющего большинства статических и динамических явлений в электродинамике лежит одна единственная формула (4.1), предполагающая зависимость скалярного потенциала заряда от скорости его движения. Из нее 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 такие явления как фазовая абберрация и поперечный эффект Доплера, которые в рамках существующей классической электродинамики объяснения не находили. После всего сказанного можно снять такие строительные леса как магнитное поле и магнитный векторный потенциал, которые не позволяют вот уже почти двести лет увидеть здание электродинамики во всем его величии и красоте.

5. Формирование электрических полей индукции и магнитного векторного потенциала

Если к длинной линии, состоящей из двух проводников, подключить источник напряжения, то в такой линии начнет распространяться электротоковая волна. Предположим, что после подключения к линии источника его напряжение некоторое время изменялось по линейному закону, а потом прекратило изменяться. Фронт волны тока, распространяющейся в длинной линии, в проводнике, подключенному к положительной клемме источника, показан на рисунке 2. На участке z_1 происходит ускорение зарядов от их нулевой скорости (правее участка z_1) до значения скорости, определяемого соотношением

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

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

$$v^2(z) = \frac{2e}{m} \frac{\partial U}{\partial z} z. \quad (5.1)$$

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 (5.1) мы можем переписать

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

Используя для величины скалярно-векторного потенциала соотношение (2.22), вычислим его как функцию z на некотором расстоянии r от линии

$$\varphi(z) = \frac{e}{4\pi \epsilon_0 r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2(z)}{c^2} \right) = \frac{e}{4\pi \epsilon_0 r} \left(1 + \frac{e E_z z}{m c^2} \right). \quad (5.2)$$

При записи соотношения (5.2) использованы только первые два члена разложения гиперболического косинуса в ряд.

Пользуясь формулой $E = -\text{grad}\varphi$, и продифференцировав соотношение (5.2) по z , получаем

$$E'_z = -\frac{e^2 E_z}{4\pi \epsilon_0 r m c^2}, \quad (5.3)$$

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

учетом этого из (5.3) получаем

$$E'_z = -\frac{e a_z}{4\pi \epsilon_0 r c^2}. \quad (5.4)$$

Таким образом, заряды, ускоряемые в отрезке линии z_1 , индуцируют на расстоянии r от этого участка электрическое поле, определяемое соотношением (5.4). Направление этого поля обратно полю, приложенного к ускоряемым зарядам. Таким образом, получен закон прямого действия, который указывает на то, какие электрические поля генерируют вокруг себя заряды, ускоряемые в проводнике. Этот закон можно называть законом электро-электрической индукции, т.к. он, минуя поля посредники (магнитное поле или векторный

потенциал), дает прямой ответ на то, какие электрические поля генерирует вокруг себя движущийся электрический заряд. Данный закон дает также ответ о месте приложения сил взаимодействия между зарядами. Именно это соотношение, а не закон Фарадея, мы должны считать основным законом индукции, т.к. именно оно устанавливает причину появления индукционных электрических полей вокруг движущегося заряда. В чем заключается разница между предлагаемым подходом и ранее существовавшим. Ранее мы говорили, что движущийся заряд генерирует векторный потенциал, а уже изменяющийся векторный потенциал генерирует электрическое поле. Соотношение (5.4) дает возможность исключить эту промежуточную операцию и перейти непосредственно от свойств движущегося заряда к индукционным полям. Покажем, что из этого соотношению следует и введенный ранее феноменологическим путем векторный потенциал, а, следовательно, и магнитное поле. Равенство (5.4) мы можем переписать следующим образом:

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

откуда, интегрируя по времени, получаем

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

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

6. Феномен кинетической энергии и инерции материальных тел

Хорошо известно, что для ускорения материальных тел нужно затратить энергию, для чего к ним нужно приложить силу. Выполненная работа переходит в кинетическую энергию движения. При торможении тело отдает эту энергию окружающим телам, для чего требуются силы,

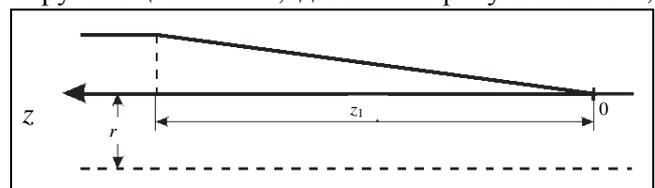


Рис. 2. Фронт волны тока, распространяющейся в длинной линии

обратные тем, которые тело ускоряли. Это и есть феномен инерции.

Ясно, что процесс ускорения накапливает в самом теле какой-то вид энергии, который и возвращается потом во внешнюю среду при его торможении. Но ни одна из существующих в настоящее время теорий не дает ответ на вопрос, что это за энергия и каким образом она накапливается и отдается. У заряженных тел и у самих зарядов имеются электрические поля, обладающие энергией. Можно было ожидать, что зависимость этих полей от скорости могла бы пролить свет на этот вопрос. В специальной теории относительности (СТО) электрические поля зарядов зависят от скорости, и, казалось бы, эта теория должна была дать ответ на этот злободневный вопрос. Но в СТО заряд является инвариантом скорости. Его поля хоть и изменяются в процессе ускорения, но эти изменения происходят таким образом, что увеличению полей нормальных к направлению движения компенсируется уменьшением продольных полей, и поток электрического поля через поверхность, окружающую заряд, не зависит от движения заряда и остается постоянным.

В работах [1...4], показано, что в рамках преобразований Галилея скалярный потенциал заряда зависит от его относительной скорости. При этом электрические поля, нормальные к направлению его движения, увеличиваются, в то время как продольные поля остаются неизменными. Такой подход дал возможность объяснить и феномен кинетической энергии и феномен инерции.

Электрон имеет электрические поля, энергию которых легко вычислить. Удельная энергия электрических полей записывается как

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

Напряженность электрических полей электрона определяется равенством

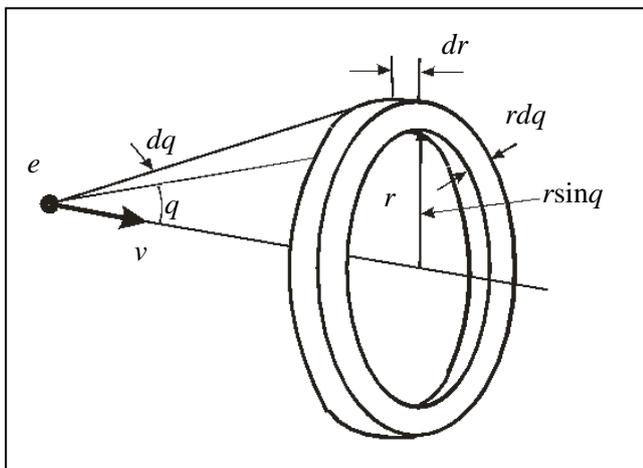


Рис. 3. Элемент объема $2\pi^2 \sin q dq dr$, используемый для вычисления энергии полей движущегося электрона

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

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

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

где e заряд электрона, а a – его радиус. Если электрон движется со скоростью v , то его электрические поля, нормальные к направлению движения увеличиваются:

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

Запишем электрические поля, нормальные к направлению движения в системе координат, представленной на рисунке 3.

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

Тогда энергия полей движущегося электрона запишется

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

Интегрирование по углу дает

$$\int_0^\pi \sin^3 q dq = - \int_0^\pi (1 - \cos^2 q) d(\cos q) = -\cos q + \frac{\cos^3 q}{3} = \frac{4}{3}.$$

Поэтому

$$W_v = \frac{4}{3} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right)^2 \int_a^\infty \frac{e^2 dr}{8\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{4}{3} \left(1 + \frac{v^2}{c^2} + \frac{1}{4} \frac{v^4}{c^4} \right) \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a}.$$

Для скоростей значительно меньших скорости света членом $\frac{1}{4} \frac{v^4}{c^4}$ можно пренебречь, поэтому

$$W_v = \frac{4}{3} \left(1 + \frac{v^2}{c^2} \right) \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a}.$$

Связь между энергией полей и массой покоя электрона дается равенством [5]:

$$W = \frac{4}{3} \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a} = mc^2,$$

следовательно дополнительная энергия электрона, связанная с тем, что его поля зависят от скорости, определится соотношением

$$W_v = mv^2.$$

Это и есть кинетическая энергия движущегося электрона. Она отличается от общепринятого значения коэффициентом 1/2, но это означает лишь то, что официально принятое значение массы электрона нужно уменьшить в два раза.

Таким образом, мы установили физическую причину наличия у движущихся тел кинетической

энергии, а, следовательно, и их инерционных свойств. Эти свойства связаны с зависимостью скалярного потенциала зарядов, из которых состоят все материальные тела, от относительной скорости зарядов.

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

Схема эксперимента показана на рисунке 4. Если внутри проводящего экрана разместить второй проводящий экран, и между ними подключим электромметр, то в том случае, когда внутри внутреннего экрана появится заряд, между внутренним и наружным экраном появится разность потенциалов. В эксперименте, в качестве наружного экрана *1*, использовалось ярмо трансформатора, выполненное из трансформаторной стали. На центральном стержне этого ярма располагалась первичная обмотка *2*, намотанная ниобий-титановым проводом, содержащая 1 860 витков. На этом же стержне располагался торообразный металлический экран *3*, выполненный из меди. Внутри этого экрана был расположен тор *4*, выполненный из ниобия. Наружный диаметр ниобиевого тора составлял 76 мм, а внутренний 49 мм. Трансформатор размещался в баке гелиевого криостата и охлаждался до гелиевой температуры, при этом ярмо трансформатора и гелиевый бак заземлялись. При введении постоянного тока в первичную обмотку трансформатора в сверхпроводящем торе индуцировался ток, и электромметр фиксировал появление между экраном *3* и ярмом трансформатора разность потенциалов *U*. Это означает, что ниобиевый тор, расположенный внутри экрана *3* при введении в него постоянного тока перестает быть экранированным. Величина постоянного тока в сверхпроводящем торе в 1860 раз превышала ток, вводимый в первичную обмотку трансформатора.

Зависимость разности потенциалов *U* от тока *I*, вводимого в первичную обмотку трансформатора, показана на рисунке 5.

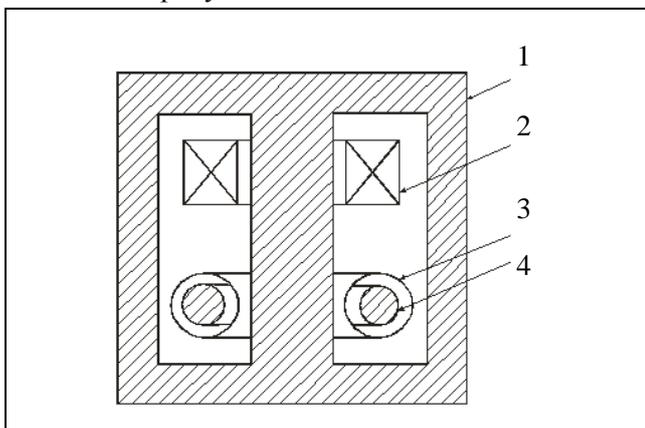


Рис. 4. Схема эксперимента со сверхпроводящим тором

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

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

В случае тора процесс установления сверхпроводящего тока на его поверхности происходит по-другому. Вводимый в сверхпроводящий тор постоянный ток очень неравномерно распределен по его поверхности. Максимальные плотности тока имеют место на внутренней поверхности тора, а на периферии они значительно меньше. С этим связано то, что внутренние поверхности тора начинают переходить в нормальное состояние раньше, чем наружные. Процесс перехода тора в нормальное состояние происходит таким образом, что при увеличении тока в торе в нормальное состояние переходят сначала внутренние области и нормальная фаза начинает перемещаться от внутренних областей к наружным. Процесс длится до

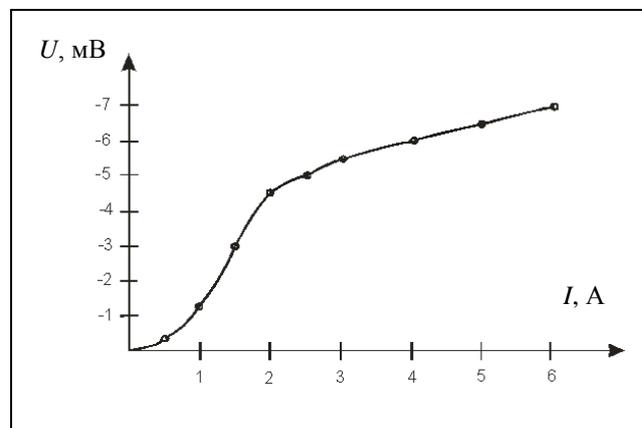


Рис. 5. Зависимость разности потенциалов между экраном *3* и ярмом трансформатора *1* от тока, вводимого в первичную обмотку трансформатора

тех пор, пока весь тор не перейдет в нормальное состояние. Но почему при этом к моменту перехода тора в нормальное состояние не происходит сброс тока, как это имеет место в случае проволочного соленоида? Это связано с тем, что ниобий является сверхпроводником второго рода, и он не сразу скачком переходит в нормальное состояние, а у него имеется достаточно значительная область плотностей токов, при которых он находится в смешанном состоянии, когда внутрь массивного проводника проникают вихри Абрикосова. Следовательно, то обстоятельство, что показания электрометра не имеют сброса показаний, указывает на то, что сверхпроводящий тор находится в смешанном состоянии, а вихревые структуры, которые также представляют сверхпроводящие токи, приводят к тому, что тор перестает быть электронейтральным. Из перечисленного можно сделать вывод, что вихри несут на себе не только кванты магнитного потока, но еще и квантованные электрические заряды.

Если изменить направление тока в первичной обмотке, то зависимость, подобная изображенной на рисунке 5, повторяется, однако, наблюдается сильный гистерезис. Это связано с тем, что вихри, проникшие вглубь сверхпроводника, закрепляются на дефектах кристаллической структуры, попадая в потенциальные ямы, что и приводит к гистерезису.

Таким образом, результаты проведенных экспериментов однозначно указывают на зависимость скалярного потенциала от относительной скорости заряда, что было предсказано в работах [2...4] и экспериментально подтверждено в работе [5].

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

Автор выражает благодарность Анри Амвросьевичу Рухадзе за полезные обсуждения и замечания, которые способствовали улучшению работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Менде Ф. Ф. *К вопросу об уточнении уравнений электромагнитной индукции*. Харьков, депонирована в ВИНТИ, № 774-B88. Деп., 1988. 32 с.
2. Менде Ф.Ф. *Существуют ли ошибки в современной физике*. Харьков: Константа, 2003. 72 с.
3. Mende F.F. *On refinement of certain laws of classical electrodynamics*, arXiv, physics/0402084.
4. Менде Ф.Ф. *Великие заблуждения и ошибки физиков XIX–XX столетий. Революция в современной физике*. Харьков: НТМТ, 2010, 176 с.
5. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. *Фейнмановские лекции по физике*. М.: Мир, 1977.

REFERENCE

1. Mende F.F. *K voprosu ob utochnenii uravneniy elektromagnitnoy indukcii* [To the specification of equations electromagnetic induction]. Kharkov, deposited at VINITI, № 774-B88. Dep., 1988. 32 p.
2. Mende F.F. *Sushchestvuiut li oshibki v sovremennoi fizike* [Are there any errors in modern physics]. Kharkov: Konstanta [Kharkov: Publishing house «Konstanta»], 2003. 72 p.
3. Mende F.F. *On refinement of certain laws of classical electrodynamics*, arXiv, physics/0402084.
4. Mende F.F. *Velikie zabluzhdeniia i oshibki fizikov XIX–XX stoletii. Revoliutiia v sovremennoi fizike* [Great errors and mistakes of the physicists of the XIX–XX centuries. Revolution in modern physics]. Kharkov: NTMT [Kharkov: Publishing house «NTMT»], 2010, 176 p.
5. Feinman R., Leiton R., Sends M. *Feinmanovskie lekcii po fizike* [Feynman lectures on physics]. M.: Mir [Moscow: Publishing house «Peace»], 1977.

Сведения об авторе

Федор Федорович Менде, доктор техн. наук, ст. научн. сотрудник, директор

E-mail: mende_fedor@mail.ru

НИИ Криогенного приборостроения Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины

61103, Украина, Харьков, пр. Ленина, 47

Information about author

Fedor Fedorovich Mende, Doctor of Techn. Sciences, Senior Research Assistant, Director

E-mail: mende_fedor@mail.ru

Research institute for cryogenic instrument engineering B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering NAS Ukraine

61103, Kharkov, Ukraine, Lenin Ave., 47.