

5. Электрические и магнитные поля

В настоящее время считается, что источником электрических полей являются электрические заряды. При движении зарядов возникают магнитные поля. Модели, отражающей природу самих зарядов, не существует. В квантовой электродинамике электромагнитное поле рассматривается в виде дискретной механической системы с бесконечно большим числом степеней свободы. Частицей-переносчиком электромагнитного взаимодействия считается световой фотон — квант электромагнитного поля. Фотоны имеют нулевую массу, целочисленный спин и подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна. Это обеспечивает возможность перехода в пределе к классическому описанию поля, что невозможно для других квантованных полей.

Электромагнитное излучение рассматривается сейчас как поток квантов света. Взаимодействие между зарядами осуществляется через электромагнитное поле путем обмена фотонами, которые непрерывно испускаются и поглощаются зарядами. Обмен фотонами порождает реакции притяжения или отталкивания зарядов. Однако более подробно этот механизм не конкретизируется. При достаточно высокой частоте колебаний зарядов образующееся электромагнитное поле отрывается от них и распространяется в виде электромагнитных волн (радиоволн). Предполагается, что эти волны могут распространяться в пустоте. Однако наглядной физической модели таких волн пока не предложено.

В современной формулировке электромагнитное поле описывается тензором электромагнитного поля, элементами которого являются три компонента напряжённости электрического поля и три компонента напряжённости магнитного поля, а также четырёхмерным электромагнитным потенциалом.

В вихревой модели электромагнитное поле представляет собой одно из дискретных состояний материи. Квантами *электромагнитного поля* служат гравитоны в виде дисперсной проточной среды, заполняющей все пространство. Гравитоны имеют ненулевую продольную массу, нецелочисленный спин и подчиняются статистике Ферми–Дирака.

Понятие «Электромагнитное поле» введено Дж. Максвеллом. Максвелл был совершенно убежден, что ни один волновой процесс не может распространяться без наличия среды. Следуя за Декартом, Фарадеем и Дж. Дж. Томсоном он предположил, что все пространство заполнено эфиром в виде «молекулярных вихрей». Максвелл создал свою механическую модель этой сплошной вихревой среды [9]. На рисунке 5.1 показана двумерная модель электромагнитного поля Максвелла.

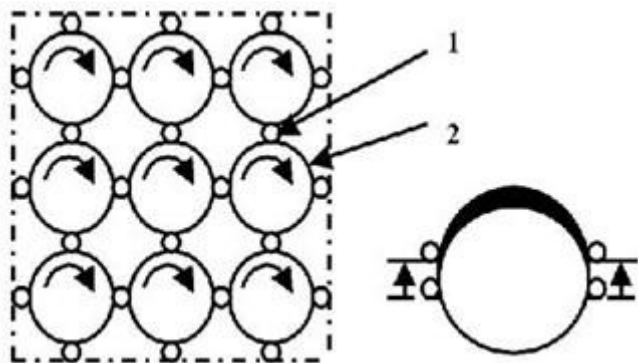


Рис. 5.1. Модель вихрей Максвелла

Через промежуточные частицы 1 постоянно вращающиеся вихри 2 передают вращение друг другу. Справа на рисунке 5.1 утолщением линии в верхней части вихря показана тангенциальная деформация сжатия вихря при смещении частиц.

Перечислим основные свойства этой двухкомпонентной модели поля:

1. Линейные размеры вихрей не сказываются на свойствах модели.
2. Масса и размеры промежуточных частиц полагаются пренебрежимо малыми.
3. Объем и форма вихрей не поддаются деформации — деформация тангенциальна к поверхности вихря, т.е. вихри можно представить себе как пузырьки, у которых может вращаться и подвергаться деформации только оболочка, но не содержимое.

4. Величины деформаций полагаются достаточно малыми, что обеспечивает линейность зависимости силы от значения деформации.
5. Частицы, заполняющие промежутки между вихрями, ведут себя (в совокупности) как несжимаемая жидкость.
6. Трение и какие-либо другие потери энергии отсутствуют.

На основе своей механической модели и обобщив опытные данные, Джеймс Максвелл выразил законы электромагнитного поля в четырех дифференциальных уравнениях [10]:

$$c^2 \operatorname{rot} B = \frac{J}{\varepsilon \varepsilon_0} + \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (5.1)$$

$$\operatorname{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad (5.2)$$

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (5.3)$$

$$\operatorname{div} B = 0. \quad (5.4)$$

где E — напряженность электрического поля, B — магнитная индукция, ρ — плотность заряда, J — плотность тока, c — скорость света, ε — диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 — электрическая постоянная.

В интегральном виде уравнения Максвелла записывают обычно следующим образом:

$$c^2 \oint B \, dl = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} \int J \, ds + \frac{\partial}{\partial t} \int E \, ds, \quad (5.1.1)$$

$$\oint E \, dl = -\frac{\partial}{\partial t} \int B \, ds, \quad (5.2.1)$$

$$\int E \, ds = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (5.3.1)$$

$$\int B \, ds = 0. \quad (5.4.1)$$

Здесь dl — элемент контура, ds элемент поверхности, ограниченной этим контуром.

Уравнения (6.1-6.4) определяют векторные поля E и B через распределение зарядов и токов. Уравнения (6.1) и (6.1.1) обобщают закон Ампера — магнитное поле на контуре порождается током проводимости, текущим внутри контура:

$$c^2 \operatorname{rot} B = \frac{J}{\varepsilon \varepsilon_0} \quad \text{или} \quad \oint B \, dl = \frac{1}{c^2 \varepsilon \varepsilon_0} \int J \, ds.$$

Максвелл дополнительно к току проводимости J вводит *ток смещения* $\frac{\partial E}{\partial t}$ — скорость изменения потока электрического поля сквозь контур. Максвелла был сторонником эфира. Для него было естественным считать, что по достижении электроном обкладки конденсатора поток заряда не прерывается, а реально замыкается на другую обкладку потоком эфира. В нестационарном случае поступательное прохождение потока в межэлектродном пространстве полностью эквивалентно электронному току в проводнике. Таким образом, циркуляция магнитного поля по замкнутому контуру равна сумме токов проводимости и смещения, протекающих сквозь поверхность, ограничиваемую этим контуром.

Уравнения (5.2) и (5.2.1) отражают закон Фарадея: циркуляция электрического поля по контуру равна взятой с обратным знаком производной по времени от потока магнитного поля через поверхность, ограничиваемую этим контуром. Максвелл полагал, что реальная электродвижущая сила наводится не только в проводящем, но в любом замкнутом контуре, даже выделенном мысленно или не обладающем проводимостью. Проводящий контур лишь выявляет электродвижущую силу. Это возможно только при материальности среды поля.

Уравнения (5.3) и (5.3.1) показывают, что источником электрического поля являются заряды. Поток напряженности E через замкнутую поверхность равен заряду внутри неё, деленному на $\varepsilon \varepsilon_0$.

Из уравнений (5.4) и (5.4.1) следует, что силовые линии вектора магнитной индукции B являются непрерывными, а магнитные заряды отсутствуют. Поток вектора магнитного поля через любую замкнутую поверхность равен нулю. Вектор магнитной индукции B обладает только вихревой составляющей, которую обозначают как ротор векторного потенциала A :

$$B = \operatorname{rot} A, \quad \operatorname{div} A = 0. \quad (5.5)$$

Из уравнения (5.2) с учетом (5.5) находим:

$$\operatorname{rot} \left(E + \frac{\partial A}{\partial t} \right) = 0.$$

Это равенство сохранится, если к выражению в скобках добавить любой потенциальный вектор, в частности, $grad\varphi$. К скалярному потенциалу φ при этом можно добавить произвольную постоянную. Тогда напряженность электрического поля E можно выразить через скалярный и векторный потенциалы:

$$E = -grad\varphi - \frac{\partial A}{\partial t}. \quad (5.6)$$

Так как система (6.1-6.4) не определяет уравнение движение заряда q в электромагнитном поле, то её дополняют выражением для силы Лоренца:

$$F = -q \ B \times v + \frac{\partial A}{\partial t}, \quad (5.7)$$

где v — скорость заряда q .

Теория поля Максвелла является теорией средних значений сплошной среды. Статистический характер теории Максвелла позволяет при выводе уравнений электромагнитного движения не делать предположений о деталях механизма этого движения. Максвелл только принял, что эфир и заряды движутся подобно идеальной несжимаемой жидкости. В его теории величины напряженностей электрических и магнитных полей E и B имеют смысл «плотностей» векторного поля. Значения $\varepsilon\varepsilon_0 \frac{E^2}{2}$ и $\frac{B^2}{2\mu\mu_0}$ есть плотности энергии в данной точке среды.

Общепринятой в настоящее время является следующая модельная интерпретация системы уравнений Максвелла:

1. Статические заряды создают статическое *электрическое поле*, которое характеризуется электрической напряженностью E , т.е. силой, действующей на пробный единичный положительный заряд.
2. Постоянный ток создает статическое вихревое *магнитное поле*, которое характеризуется магнитной индукцией B .
3. Переменный ток является источником *переменного магнитного поля*. Переменное магнитное поле является источником *переменного вихревого электрического поля*. При помещении в него проводника на его концах возникает *ЭДС индукции*.
4. Переменное вихревое электрическое поле, в свою очередь, порождает переменное магнитное поле. В пространстве возникает электромагнитная волна, в которой происходит периодическая перекачка энергии из электрической в магнитную и обратно.

Однако, при анализе электродинамической теории и, в частности, общепринятой модели системы уравнений (6.1-6.7) и её решений возникает несколько парадоксов. Рассмотрим некоторые из них.

Синфазность векторов E и B

Вид уравнений (6.1) и (6.2) показывает, что при волновом решении данных уравнений векторы E и B синфазны, т.е. одновременно проходят через максимум. Отсюда следует, что взаимного преобразования электрических и магнитных полей в волне не происходит. Следовательно, существующая физическая модель распространения радиоволн как колебаний векторов E и B не обоснована.

Проводник с постоянным током поглощает энергию из среды

В традиционной электродинамике вектор Пойнтинга записывается в виде $S = \varepsilon\varepsilon_0 c^2 E \times B$, что приводит к парадоксам. Рассмотрим один из приведенных в книге [11] примеров. Пусть по участку провода с ненулевым сопротивлением течет постоянный ток I (рис. 5.2).

Ток порождает магнитное поле B , направленное по касательным к окружностям, проведенным вокруг провода. Вдоль провода вне его существует параллельное поверхности электрическое поле E , направленное по току. Векторы E и B взаимно перпендикулярны, а потому вектор Пойнтинга направлен

радиально — внутрь проводника. Из окружающего пространства в провод с постоянным током должна втекать энергия.

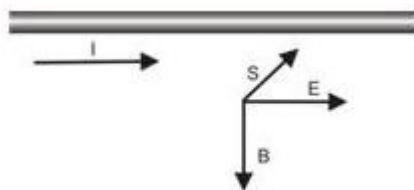


Рис. 5.2. Вектор Пойнтинга вблизи провода с током

Но такие потоки энергии на опыте не обнаружены. Опыт показывает потоки энергии только для переменного тока.

Некорректность методики расчета ЭДС электромагнитной индукции

Некорректна существующая методика вычисления значения ЭДС электромагнитной индукции. Плотность тока во вторичной обмотке трансформатора определяется по закону Ома в дифференциальной форме:

$$J = \sigma E = \sigma(-\text{grad } \varphi - \frac{\partial A}{\partial t}),$$

где мы воспользовались формулой (5.6).

Обычно вторичная обмотка выполнена из металла с высокой электропроводностью, поэтому напряженность электрического поля E при конечных значениях плотности тока J мала:

$$J/\sigma = E = -\text{grad } \varphi - \frac{\partial A}{\partial t} \approx 0.$$

ЭДС во вторичной обмотке вычисляют интегрированием:

$$\text{ЭДС} = \int_0^L \text{grad } \varphi \, dl = - \int_0^L \frac{\partial A}{\partial t} \, dl,$$

что соответствует экспериментальным значениям.

Таким образом, в режиме холостого хода напряжение на зажимах вторичной обмотки трансформатора связано со значением электропроводности материала обмотки, чего не наблюдается на практике. В самой основе методики определения ЭДС заложено следующее противоречие. В расчетах причиной поляризации проводника вторичной обмотки служит электрическая напряженность E , как внешняя сила, разводящая заряды. Поэтому получение выражения для ЭДС, исходя из обязательного условия $E = 0$, нарушает сам принцип причинности и противоречит третьему закону Ньютона. Напряженность E во вторичной обмотке возникает лишь как следствие разводки зарядов в соответствии с уравнением (5.3).

Фотоны как переносчики электрических и магнитных полей

Не обосновано утверждение о том, что квантами (переносчиками действия) электромагнитного поля являются фотоны. Волновое уравнение для свободного пространства записывается в виде [5]:

$$\square f = 0,$$

$$\text{где } \square \text{ — оператор д'Аламбера } \square = \Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2},$$

f — любая из компонент A , E или B .

Но у фотонов нет собственного заряда и собственного магнитного момента. Поэтому они не могут быть материальной основой непрерывных полевых функций — напряженностей электрического E или магнитного B полей.

Приведенные противоречия в модельных представлениях электромагнитных явлений устраняются в предлагаемой модификации уравнений Максвелла. Что касается квантования электромагнитного поля, то его квантами являются вихревые гравитоны, из которых состоят все частицы (в том числе фотоны) и все вещество.

5.1. Первая модификация уравнений Максвелла

Электрическое поле при анализе решений уравнений Максвелла разделяют на просто "электрическое поле" и "вихревое электрическое поле". Источником первого являются электрические заряды. Это потенциальное поле конденсатора. Источником второго служит переменное магнитное поле. Это вихревое поле сторонних сил, обеспечивающих ЭДС во вторичной обмотке трансформатора. Однако в уравнениях Максвелла эти поля неразличимы.

Первая модификация обусловлена требованиями применяемого математического аппарата векторного исчисления. По теореме Гельмгольца всякое однозначное и непрерывное векторное поле, обращаемое в нуль на бесконечности, может быть единственным образом представлено в виде суммы градиента некоторой скалярной функции и ротора некоторой векторной функции, дивергенция которой равна нулю.

В системе уравнений (5.1-5.6) векторы A и B — вихревые. Вихревые векторы замкнуты, источников у них нет. Условие $div A = 0$ в (5.5) — это требование математической теоремы Гельмгольца, а не условие калибровки Лоренца для векторного потенциала.

Векторы E и J — смешанные, т.е. содержат градиентную и вихревую составляющие.

Представим разложение вектора E согласно теореме Гельмгольца:

$$\begin{aligned} E &= E_{grad} + E_{rot} = -grad\varphi + rotP, \\ E_{grad} &= -grad\varphi, \quad E_{rot} = rotP, \\ rot(E_{grad}) &= div E_{rot} = div P = 0. \end{aligned} \tag{5.8}$$

Вектор J также представим как сумму безвихревой и вихревой компоненты:

$$J = J_{grad} + J_{rot}, \tag{5.9}$$

$$div(J_{rot}) = rot(J_{grad}) = 0.$$

Безвихревые векторы E_{grad} и J_{grad} начинаются на источниках, а заканчиваются либо на стоках, либо в бесконечности. Источниками или стоками для E_{grad} и J_{grad} служат положительные и отрицательные заряды, например, положительная и отрицательная обкладки конденсатора соответственно. Заметим, что разделение тока на вихревой и безвихревой здесь достаточно четко и не носит формального характера. J_{rot} — это ток электронов в цепи, ток проводимости, а J_{grad} — это лучевые вращающиеся потоки гравитонов, выходящие из зарядов на обкладках конденсатора. Они подробно описаны в п.3.2. Для вихревых компонентов невозможно указать точечных источников и стоков. Например, во вторичной обмотке трансформатора электродвижущая сила E_{rot} наводится сразу во всех точках контура.

После подстановки преобразований (5.6, 5.8, 5.9) в систему (5.1-5.4) уравнения будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} c^2 rot rot A &= \frac{J_{grad} + J_{rot}}{\varepsilon \varepsilon_0} + \frac{\partial(E_{grad} + E_{rot})}{\partial t}, \\ rot -grad\varphi + E_{rot} &= -\frac{\partial(rot A)}{\partial t}, \\ div E_{grad} + E_{rot} &= div -grad\varphi + rot P = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}, \\ div rot A &= 0. \end{aligned} \tag{5.10}$$

В результате решения этих уравнений мы должны получить два набора величин, характеризующих поле:

- скаляр φ и векторы градиентного типа E_{grad} и J_{grad} ,
- вихревые векторы E_{rot} , A .

В первом уравнении системы (5.10) в левой части на вектор A воздействует оператор "rot", т.е. слева стоит вихревой вектор. Поэтому сумма градиентных векторов в правой части уравнения будет равна нулю. Перепишем всю систему уравнений в виде:

$$c^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} A = \frac{J_{\operatorname{rot}}}{\varepsilon \varepsilon_0} + \frac{\partial(E_{\operatorname{rot}})}{\partial t}, \quad (5.11)$$

$$\operatorname{rot} E_{\operatorname{rot}} + \frac{\partial A}{\partial t} - \operatorname{grad} \varphi = 0, \quad (5.12)$$

$$\operatorname{div} E_{\operatorname{grad}} = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (5.13)$$

$$J_{\operatorname{grad}} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial(E_{\operatorname{grad}})}{\partial t} = 0. \quad (5.14)$$

Действуя оператором "div" на уравнение (5.14) и подставляя в него значение $\operatorname{div} E_{\operatorname{grad}}$ из уравнения (5.13), получим уравнение непрерывности для градиентной составляющей тока:

$$\operatorname{div}(J_{\operatorname{grad}}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (5.15)$$

Это соотношение выражает закон сохранения заряда. При изменении электрического поля не только в диэлектрике, но и в вакууме протекает ток поляризации.

Для решения уравнения (5.12) выражение в скобках нужно приравнять нулю либо градиенту скалярной функции $\operatorname{grad} \psi$. В последнем случае это эквивалентно прибавлению к функции φ функции ψ . Формально к выражению в скобках можно добавить любой потенциальный вектор, в частности, $\operatorname{grad} \varphi$. Сумма вихревых векторов не может равняться градиентному вектору. Тогда получаем выражение для E_{rot} , которое равно производной от векторного потенциала магнитной индукции, взятой с обратным знаком:

$$E_{\operatorname{rot}} = -\frac{\partial A}{\partial t}. \quad (5.16)$$

Вихревое электрическое поле — это сторонняя сила магнитного поля. Она возникает при изменении во времени векторного потенциала.

Подставляя это значение в уравнение (5.11), получаем уравнение магнитного вихревого процесса:

$$c^2 \operatorname{rot}(\operatorname{rot} A) + \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{J_{\operatorname{rot}}}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (5.17)$$

В правую часть этого уравнения в качестве источника векторного потенциала входит только вихревая составляющая тока J_{rot} .

Пользуясь известной формулой векторного анализа

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} A = -\Delta A + \operatorname{grad} \operatorname{div} A,$$

перепишем (5.17) в виде обычного волнового уравнения:

$$\Delta A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2 \varepsilon \varepsilon_0} J_{\operatorname{rot}}, \quad (5.18)$$

где $\varepsilon \varepsilon_0$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость среды. Напомним, что $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0}$.

В отсутствие токов уравнение (5.18)

$$\Delta A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0 \quad (5.19)$$

имеет ненулевое решение. Применяя к (5.19) операции rot и $\frac{\partial}{\partial t}$, можно убедиться, что векторы B и E_{rot} также удовлетворяют уравнению электромагнитной волны в свободном от токов пространстве.

Окончательно, с учетом требований, предъявляемых используемым математическим аппаратом теории поля, запишем модифицированную систему уравнений Максвелла в следующем виде:

$$\Delta A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2 \varepsilon \varepsilon_0} J_{\operatorname{rot}}, \quad (5.20)$$

$$E_{\operatorname{rot}} = -\frac{\partial A}{\partial t}, \quad (5.21)$$

$$B = \operatorname{rot} A, \quad (5.22)$$

$$\operatorname{div} E_{\operatorname{grad}} = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0},$$

$$E_{\operatorname{grad}} = -\operatorname{grad} \varphi, \quad (5.23)$$

$$J_{\operatorname{grad}} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial(E_{\operatorname{grad}})}{\partial t} = 0.$$

К этому нужно добавить следующие соотношения:

$$\operatorname{div} A = \operatorname{div} B = \operatorname{div} E_{\operatorname{rot}} = \operatorname{rot}(E_{\operatorname{grad}}) = \operatorname{div}(J_{\operatorname{rot}}) = \operatorname{rot}(J_{\operatorname{grad}}) = 0.$$

Система уравнений Максвелла (5.20-5.23) разбивается на две независимые части: описание магнитных явлений, источником которых служит электрический ток J_{rot} . и описание электрического поля E_{grad} , источником которого служит заряд ρ .

Уравнения (5.20), (5.21) и (5.22) относятся к магнитодинамике. Первое уравнение описывает вихревое поле векторного потенциала A в зависимости от значения вихревого тока J_{rot} . Для постоянного тока векторный потенциал не зависит от времени. В этом случае второе слагаемое в левой части равно нулю, и мы получаем уравнение Пуассона для векторного потенциала постоянного магнитного поля.

Второе соотношение (5.21) дает значение сторонней (не электрической) силы, действующей на заряд со стороны магнитного поля. Эта сила появляется лишь при изменении во времени векторного потенциала A , (соответственно, и индукции B). Именно эта сторонняя сила создает ЭДС во вторичной обмотке трансформатора.

Уравнения (5.23) описывают безвихревое электростатическое поле E_{grad} . Первое уравнение показывает, что это поле создается неподвижными электрическими зарядами. Второе уравнение говорит о возможности введения потенциала для этого поля. Третье уравнение (5.23) — уравнение непрерывности — показывает, что градиентный ток существует только при изменении заряда. Ток смещения J_{grad} не порождает магнитное поле. Примером градиентного тока может служить ток во вторичной обмотке трансформатора на холостом ходу.

Напряженность электрического поля E_{grad} не зависит от магнитного поля. Напряженность вихревого электрического поля E_{rot} определяется производной по времени от векторного потенциала. Магнитное поле B определяется производными по координатам от векторного потенциала. Частое утверждение о том, что переменные электрические поля превращаются в магнитные, а переменные магнитные превращаются в электрические, не обосновано.

5.2. Вторая модификация уравнений Максвелла

В системе уравнений Максвелла (5.1-5.4) мы имеем дело только с локальными изменениями величин электромагнитного поля, т.е. изменениями в данной точке поля. Однако частные производные по времени можно заменить на полные. Это вторая модификация уравнений Максвелла, предлагаемая в данной работе. Данная замена представляется совершенно логичной, так как удаленный заряд не может различить, за счет чего произошло изменение действующего на него поля: за счет изменения интенсивности излучения источника или за счет его движения со скоростью v относительно заряда.

Полное изменение во времени векторов поля складывается из двух частей:

- местного (локального) изменения $\partial A / \partial t$;
- стационарного со слагаемыми по осям координат

$(v_x \frac{\partial A_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial A_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial A_z}{\partial z})$ — и аналогично для A_y и A_z .

Окончательно полная производная записывается в виде

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + (v \cdot grad)A.$$

Система уравнений (5.1-5.4) с полными производными выглядит следующим образом:

$$\Delta A - \frac{1}{c^2} \frac{d^2 A}{dt^2} = -\frac{1}{c^2 \epsilon \epsilon_0} J_{rot},$$

$$E_{rot} = -\frac{dA}{dt},$$

$$B = rot A,$$

$$div E_{grad} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0},$$

$$J_{grad} + \epsilon \epsilon_0 \frac{d(E_{grad})}{dt} = 0.$$

Раскроем выражение для полной производной в правой части второго уравнения системы (5.24):

$$E_{rot} = v \times rot A - \frac{\partial A}{\partial t} = v \times B - \frac{\partial A}{\partial t}. \quad (5.25)$$

Здесь мы воспользовались формулой векторного исчисления

$$ac \ b = \ ab \ c + a \times (b \times c), \text{ так что}$$

$$- \ v \nabla A = \nabla \times \ v \times A - v(\nabla A).$$

По определению напряженность E_{rot} есть сила, действующая на единичный положительный заряд. Первое слагаемое в (5.25) определяет силу Лоренца, действующую в поле на неподвижный заряд при движении источника статического магнитного поля. Второе слагаемое описывает силу, действующую на покоящийся заряд в переменном магнитном поле источника. Отрицательный знак при этом показывает, что направление действия силы противоположно направлению тока — источника магнитного поля.

При обсуждении параметров магнитного поля и вихревого электрического поля следует иметь в виду следующее. Снаружи цилиндрического проводника с током J_{rot} реально существует винтовой поток гравитонов. Мы называем его вихревым потоком векторного потенциала A . Одновременно с поступательным движением вдоль оси проводника в противоположном току направлении он вращается вокруг оси. В случае переменного тока имеется радиальная составляющая потока гравитонов A от провода (при возрастании тока) или к проводу (при убывании тока). Движение потока гравитонов A происходит, таким образом, по всем трем цилиндрическим координатам: z, r, φ .

Вращение гравитонного потока A по углу φ мы воспринимаем как наличие магнитного поля B . Движение потока гравитонов по радиусу обуславливает возможность перемещения помещенных в поток электронов в перпендикулярном к радиусу направлении, т.е. по z . Эту возможность мы воспринимаем как наличие вихревого электрического поля E_{rot} , направленного по z .

С учетом сделанного замечания запишем окончательно модифицированные уравнения Максвелла для электрического поля:

$$\operatorname{div} E_{grad} = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (5.26)$$

$$E_{grad} = -\operatorname{grad} \varphi; \quad (5.27)$$

$$\Delta \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}; \quad (5.28)$$

$$J_{grad} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{d(E_{grad})}{dt} = 0. \quad (5.29)$$

$$\operatorname{div} J_{grad} = -\frac{d\rho}{dt}. \quad (5.30)$$

Для напряженности E_{grad} и тока J_{grad} всегда выполняется условие

$$\operatorname{rot}(E_{grad}) = \operatorname{rot}(J_{grad}) = 0.$$

Уравнение (6.26) описывает электростатическое поле. Оно позволяет найти скалярный потенциал φ и напряженность электрического поля E_{grad} по заданному распределению зарядов ρ . Уравнение непрерывности (6.30) выражает закон сохранения заряда.

Запишем уравнения Максвелла для вихревой компоненты электромагнитного поля — магнитостатики и магнитодинамики:

$$\Delta A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2 \varepsilon \varepsilon_0} J_{rot}, \quad (5.31)$$

$$B = \operatorname{rot} A, \quad (5.32)$$

$$E_{rot} = v \times B - \frac{\partial A}{\partial t}. \quad (5.33)$$

При этом всегда выполняется условие

$$\operatorname{div} A = \operatorname{div} B = \operatorname{div} E_{rot} = \operatorname{div}(J_{rot}) = 0.$$

Уравнение (5.31) позволяет найти векторный потенциал A по заданному току J_{rot} . Магнитная индукция B связана с векторным потенциалом A соотношением (5.32). При известном векторном потенциале $A(x, y, z, t)$ можно найти напряженность вихревого электрического поля E_{rot} из уравнения (5.33). Модифицированные уравнения Максвелла описывают возникновение вихревого поля E_{rot} не только при изменении магнитного поля в данной точке во времени, но и при движении точки относительно источника.

Модифицированная система уравнений Максвелла также позволяет выделить при описании электромагнитного поля четыре режима:

1. Электростатика. Электрические заряды неподвижны. Потенциальное электростатическое поле описывается уравнениями (5.26)-(5.28).

2. Постоянный стационарный электрический ток. Электрические заряды движутся равномерно. В этом случае стационарное потенциальное электрическое поле также описывается уравнениями (5.26)-(5.28). Оно существует только внутри потока вдоль направления тока.

Снаружи потока стационарное поле описывается уравнениями:

$$\Delta A = -\frac{1}{c^2 \epsilon \epsilon_0} J_{rot}, \quad (5.31.1)$$

$$B = rot A, \quad (5.32.1)$$

$$E_{rot} = v \times B. \quad (5.33.1)$$

Ток J_{rot} , текущий по замкнутой цепи, создает стационарное вихревое поле векторного потенциала A , которое направлено в противоположную сторону. Вихрь этого поля образует вихревое поле магнитной индукции B . Зафиксировать поле B можно путем измерения силы E_{rot} , действующей на единичный заряд, движущийся со скоростью v относительно цепи.

3. Переменный электрический ток — электрические заряды движутся неравномерно. В этом случае нестационарное потенциальное электрическое поле описывается уравнениями (5.26)-(5.30). Оно существует только внутри потока вдоль направления тока. В нестационарном случае изменение плотности зарядов порождает ток J_{grad} . Это незамкнутый поток зарядов, например, импульсный ток электронов от катода к аноду в радиолampe.

Снаружи потока нестационарное поле описывается уравнениями (5.31)-(5.33). Переменный ток J_{rot} , текущий по замкнутой цепи, создает нестационарное вихревое поле векторного потенциала A . Оно описывается волновым уравнением. Вихрь поля A образует вихревое поле магнитной индукции B . Вихревое поле E_{rot} пропорционально скорости изменения векторного потенциала.

4. Заряды и токи отсутствуют. В этом случае в волновом уравнении (5.31) остается только левая часть

$$\Delta A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0.$$

Уравнение имеет ненулевые решения, которые описывают распространение винтового потока гравитонов в виде возмущений гравитонной среды. Мы воспринимаем эти возмущения как электромагнитные колебания (радиоволны).

Для примера рассмотрим монохроматическую плоскую волну, поле которой является периодической функцией от $(t - x/c)$. Тогда $A = A_0 \cos(kx - \omega t)$, где волновой вектор $k = \frac{\omega}{c} n$, (n — единичный вектор в направлении распространения волны). Дифференцируя, получим

$$\Delta A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -A_0 k^2 \cos kx - \omega t + A_0 \frac{\omega^2}{c^2} \cos kx - \omega t = 0.$$

Попробуем представить себе картину движения электронов в постоянном электрическом токе. На рисунке 5.3 показан фрагмент потока в виде трех электронов. Каждый электрон окружен собственным присоединенным слоем гравитонов (на рисунке не показано). Это обеспечивает электронам в потоке собственные значения векторного потенциала A и магнитного момента. Электроны в потоке ориентированы одинаково и следуют или друг за другом (как на рисунке) или рядом друг с другом. Они не расталкиваются. Электроны вместе с собственным присоединенным слоем гравитонов вращаются по левому винту вокруг своей оси.

Масса гравитонов присоединенных слоев, превышающая собственную, формирует общий для всего потока присоединенный слой снаружи провода (или потока в вакууме). Наружный присоединенный слой гравитонов обтекает поток электронов, двигаясь поступательно во встречном направлении. Это движение определяет вихревое векторное поле векторного потенциала A . Линии этого поля замыкаются непосредственно через центры электронов. Можно также сказать, что снаружи проводника с током течет встречный поток энергии поля.

Одновременно наружный присоединенный слой гравитонов вращается вокруг провода (или оси потока в вакууме) вслед за вращением электронов со скоростью, близкой к световой. Это вращение присо-

единенного слоя формирует вихревое векторное поле B снаружи от провода. Линии поля магнитной индукции B представляют собой концентрические окружности.

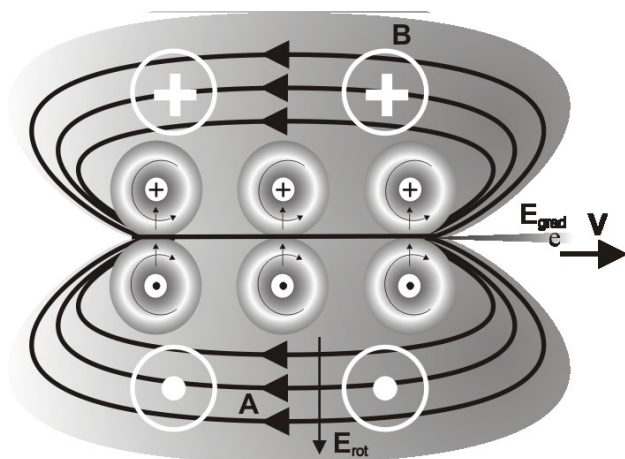


Рис.5.3. Фрагмент структуры электрического тока

При возрастании тока наружный присоединенный слой гравитонов будет расширяться, а значение векторного потенциала A в данной точке будет увеличиваться. Формально можно считать, что скорость изменения векторного потенциала формирует снаружи от провода вихревое векторное поле E_{rot} . Направление векторов E_{rot} совпадает с направлением векторного потенциала A . Линии этого поля замыкаются вокруг провода аналогично линиям поля B . Для переменного тока периодически будут изменяться со временем направления всех векторов E_{grad} , A , B и E_{rot} .

Проведенная модификация уравнений Максвелла позволяет понять разницу между «электрическим полем» и «вихревым электрическим полем» в этих уравнениях. Электрическое поле существует как материальный объект в виде поступательного потока гравитонов внутри провода. Физический смысл вектора E_{grad} состоит в том, что он определяет градиент энергии в этом потоке. Вихревого электрического поля как объекта не существует. Вектор E_{rot} характеризует скорость изменения вектора A — винтового вихревого потока гравитонов снаружи пучка заряженных частиц. Вращение потока гравитонов мы воспринимаем как магнитное поле, а угловую скорость его вращения измеряем как магнитную индукцию B .

Интересно отметить, что уравнения Максвелла описывают структуру одиночного электрона. Уравнение (5.26) отображает потенциальный гравитонный поток зарядовой трубки E_{grad} . Уравнение (5.31.1) описывает стационарный вихревой поток векторного потенциала A , а магнитное поле B как вращение потока A определяется уравнением (5.32.1).

Следует обратить внимание на то, что в электродинамике наблюдаемыми величинами являются не скалярный и векторный потенциалы, т.е. энергии и импульсы. В разнообразных взаимодействиях проявляют себя только их разности, т.е. производные по времени и координатам:

$$E_{grad} = -grad\varphi,$$

$$E_{rot} = -\frac{\partial A}{\partial t},$$

$$B = rotA.$$

6. Примеры решений уравнений Максвелла

Модифицированные уравнения Максвелла содержат новые величины напряженностей градиентного E_{grad} и вихревого E_{rot} электрического поля вместо смешанного вектора E . Поэтому приведем несколько примеров решений уравнений, исходя из новой модели. Хотя многие нижеперечисленные положения были открыты как независимые законы, все они являются решениями уравнений Максвелла.

6.1. Решения уравнений Максвелла

Закон Гаусса

Задача электростатики состоит в решении уравнения Пуассона (5.28). По известному электростатическому потенциалу φ поле E_{grad} находится из соотношения (5.27). Пусть плотность зарядов ρ задана как функция x, y, z . Заряды размещены в области (2), а наблюдатель находится в точке (1).

Решение уравнения (5.28) хорошо известно:

$$\varphi(1) = \frac{\rho(2) dV(2)}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{12}^2},$$

где r_{12} — расстояние между точками (1) и (2).

Применяя теорему Остроградского-Гаусса к уравнению (5.26), получим закон Гаусса:

$$\int_S (E_{grad})_n dS = \int_V \frac{\rho dV}{\epsilon\epsilon_0}.$$

Суммарный поток вектора градиентного электрического поля через замкнутую поверхность равен суммарному электрическому заряду, заключенному внутри этой поверхности.

Закон Кулона

Интегрирование уравнения (6.28) по сферической поверхности радиуса R , проведенной вокруг заряда ρ , приводит к закону Кулона:

$$E_{grad} = \frac{\rho R}{4\pi\epsilon\epsilon_0 R^3}.$$

Если заряд q_1 поместить в точку (1), а заряд q_2 — в точку (2), то силы, действующие на заряды q_1 и q_2 , равны соответственно:

$$F_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} e_{12} = -F_{21},$$

где e_{12} — единичный вектор, направленный от q_2 к q_1 .

Закон сохранения заряда

Закон сохранения зарядов выражает уравнение непрерывности (6.30), выраженное в дифференциальной форме:

$$\text{div } J_{grad} + \frac{d\rho}{dt} = 0.$$

Интегрируя по некоторому объему, ограниченному замкнутой поверхностью S , перепишем это уравнение в интегральной форме:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = - \int_S \rho v dS.$$

Левая часть положительна, если полный заряд в данном объеме увеличивается.

Закон Ампера

Для описания магнитостатических явлений уравнение (6.31) записывается в виде: $\text{rot } B = \frac{1}{c^2 \epsilon\epsilon_0} J_{rot}$.

Здесь мы использовали формулу векторного анализа:

$$\Delta A = -\text{rot } \text{rot } A + \text{grad}(\text{div } A).$$

По теореме Стокса интеграл от векторного поля по замкнутому контуру равен поверхностному интегралу от нормальной компоненты ротора этого вектора по любой поверхности, натянутой на контур:

$$\int_{\Gamma} B dl = \int_S \text{rot } B dS = \mu\mu_0 \int_S J_{rot} dS = \mu\mu_0 I_{\text{сквозь } \Gamma}.$$

Интеграл по поверхности S от тока J_{rot} есть полный ток I через эту поверхность и не зависит от ее формы. Циркуляция B по любой замкнутой кривой Γ равна полному току I сквозь петлю, умноженному на μ_0 (закон полного тока).

Закон Био и Савара

Найдем магнитную индукцию B в точке (1), если ток протекает в области (2). Для постоянного магнитного поля из уравнения (6.31) имеем отношение:

$$\Delta A = -\frac{1}{c^2 \epsilon \epsilon_0} J_{rot}.$$

Для непрерывной функции J_{rot} и при стремлении A к нулю на бесконечности решением уравнения Пуассона является ньютонов потенциал функции J_{rot} :

$$\Delta A(1) = -\frac{1}{4\pi c^2 \epsilon \epsilon_0} \frac{J_{rot(2)}}{r_{12}} dV_2. \quad (7.1)$$

Найдем магнитную индукцию $B_1 = rot A(1)$, создаваемую электрическим током $J_{rot}(2)$. Для этого применим операцию rot к обеим частям уравнения (34), пользуясь известной формулой

$$rot fA = frotA + [gradf \times A].$$

Так как дифференцирование производится по координатам точки наблюдения, то плотность тока J_{rot} считаем постоянной величиной. Получим окончательно закон Био и Савара:

$$B(1) = -\frac{1}{4\pi c^2 \epsilon \epsilon_0} \frac{[J_{rot(2)} \times e_{12}]}{r_{12}^2} dV_2.$$

где e_{12} — единичный вектор, направленный из области тока dV_2 в точку наблюдения.

Закон Фарадея

Фарадей сформулировал свой закон следующим образом: заряд Δq , прошедший по замкнутому контуру, пропорционален изменению магнитного потока $\Delta\Phi$, проходящего через этот контур, и обратно пропорционален сопротивлению контура R :

$$\Delta q = \frac{\Delta\Phi}{R}.$$

Однако в уравнениях Максвелла этот закон выражают через электродвижущую силу, возникающую в цепи при изменении магнитного потока. Электродвижущую силу определяют как тангенциальную компоненту сторонней силы на единичный заряд, проинтегрированную по всей цепи. Эта величина равна полной работе, совершаемой над единичным зарядом, когда он обходит один раз вокруг цепи. По теореме Стокса циркуляция E_{rot} по замкнутой цепи равна потоку $rot E_{rot}$ через любую поверхность, ограниченную контуром Γ :

$$\int_{\Gamma} E_{rot} dl = \int_S rot(E_{rot}) dS. \quad (7.2)$$

В подынтегральное выражение вставим значение E_{rot} из уравнения (6.32):

$$rot E_{rot} = rot v \times B - \frac{\partial B}{\partial t} = -v \nabla B - \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{dB}{dt}.$$

Подставляя это значение в (6.35), получим, что ЭДС в замкнутом контуре равна скорости изменения магнитного потока, проходящего через этот контур:

$$\text{ЭДС} = \int_{\Gamma} E_{rot} dl = - \int_S \frac{dB}{dt} dS = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Заметим, что здесь учитывается изменение потока и за счет изменения поля и за счет движения контура, чего нет в уравнениях Максвелла.

Для вторичной обмотки катушки индуктивности, содержащей пвитков, при протекании в первичной обмотке переменного тока ЭДС будет определяться выражением

$$\text{ЭДС} = -n \frac{d\Phi}{dt}.$$

Электромагнитная индукция

Явление возникновения электродвижущей силы (ЭДС) во вторичной обмотке катушки индуктивности является основой современной электротехники. Основная идея ЭДС состоит в том, что сторонняя сила разводит заряды в проводнике. При этом она равна кулоновской силе притяжения этих зарядов. ЭДС магнитной индукции во вторичной обмотке катушки индуктивности есть действующая на заряды сторонняя сила, просуммированная по всей длине цепи, точнее, тангенциальная компонента силы на единичный за-

ряд, проинтегрированная по проводнику вдоль замкнутого контура. Проинтегрируем обе части выражения (6.32) по замкнутому витку вторичной обмотки:

$$\mathcal{E}ДС = \int_{\Gamma} E_{rot} dl = \int_{\Gamma} \left(v \times B - \frac{\partial A}{\partial t} \right) dl. \quad (7.3)$$

Применим эту формулу для расчета ЭДС в простой проволочной петле, состоящей из U-образной неподвижной части и подвижной перемычки. Петля помещена в изменяемое магнитное поле B , перпендикулярное плоскости петли. В первом слагаемом считаем, что магнитная индукция B не зависит от времени, а скорость $v = \partial L / \partial t$ не зависит от координат.

Применяя теорему Стокса, получаем сразу правило потока (закон Фарадея):

$$\begin{aligned} \mathcal{E}ДС &= - \int_{\Gamma} B \times \frac{dL}{dt} dl - \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Gamma} rot A dS = \\ &= - \int_S rot \left[B \times \frac{dL}{dt} \right] dS - \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Gamma} B dS = \\ &= - \int_S v \nabla B - B \nabla v \cdot dS - \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Gamma} B dS = \\ &= - \int_S v \nabla B - \frac{\partial}{\partial t} B \cdot dS = \\ &= - \int_S \frac{dB}{dt} dS = - \frac{d}{dt} \Phi_{mag}, \end{aligned}$$

где Φ_{mag} – магнитный поток через поверхность S , натянутую на петлю. При этом учитывается изменение магнитного потока и за счет изменения поля и за счет изменения площади контура.

Обратим еще раз внимание на следующее обстоятельство. По определению, ЭДС — это работа по перемещению заряда сторонними (неэлектрическими) силами. ЭДС не может быть получена интегрированием по замкнутому контуру электрической напряженности E , как это делают сейчас при решении уравнений Максвелла (6.1-6.4). В нашем случае величина E_{rot} не электрического, а магнитного происхождения. Хотя мы и говорим о появлении ЭДС в удаленной цепи, электрическое поле в этой цепи не возникает.

Излучение радиоволн

Решения волнового уравнения (5.31) $\Delta A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = - \frac{1}{c^2 \epsilon \epsilon_0} J_{rot}$ для векторного потенциала в частных производных по времени от A и больших расстояний от источника хорошо изучены. Если во всех точках (2) известна плотность тока $J_{rot}(x, y, z, t)$, то поле в точке (1) представляет собой сумму всех сферических волн, испускаемых в момент $(t - r_{12}/c)$ всеми элементами неподвижного источника, расположенного в точке (2):

$$A_1 = \frac{1}{4\pi c^2 \epsilon \epsilon_0} \int \frac{J_{rot}(2, t - r_{12}/c)}{r_{12}} dV_2. \quad (7.4)$$

Однако в модифицированном уравнении (6.31) предусмотрен учет зависимости векторного потенциала A для движущегося источника тока в виде полной второй производной по времени.

$$\Delta A - \frac{1}{c^2} \frac{d^2 A}{dt^2} = - \frac{1}{c^2 \epsilon \epsilon_0} J_{rot}. \quad (7.5)$$

Применяя к уравнению (7.5) операцию rot , получим волновое уравнение для магнитной индукции B с источником $rot(J_{rot})$:

$$\Delta B - \frac{1}{c^2} \frac{d^2 B}{dt^2} = - \frac{1}{c^2 \epsilon \epsilon_0} rot(J_{rot}).$$

Применяя к уравнению (7.5) операцию $\partial/\partial t$, получим волновое уравнение для вектора E_{rot} с источником $\frac{\partial}{\partial t}(J_{rot})$:

$$\Delta E_{rot} - \frac{1}{c^2} \frac{d^2 E_{rot}}{dt^2} = - \frac{1}{c^2 \epsilon \epsilon_0} \frac{\partial}{\partial t}(J_{rot}).$$

Электрический потенциал φ не удовлетворяет волновому уравнению. Радиоволну образуют векторный потенциал A и магнитная индукция $B = rot A$. Эти векторы имеют сдвиг по направлению на $\pi/2$. Но по времени они синфазны. Поэтому нельзя говорить, что энергия в волне перетекает за период из индукции B в потенциал A и обратно.

Вихревое электрическое поле $E_{rot} = v \times rot A - \frac{\partial A}{\partial t}$ существует лишь при изменении векторного потенциала во времени либо при движении источника относительно приемника.

Обозначая v — скорость движения источника, вычислим вторую производную по времени в уравнении (7.5):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A}{dt^2} &= \frac{d}{dt} v \nabla A + \frac{\partial A}{\partial t} = v \nabla v \nabla A + \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} v \nabla A + \frac{\partial A}{\partial t} = \\ &= \text{rot } v \times \text{rot } v \times A - 2 \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } v \times A + \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Вычислим вид уравнения (7.5) для случая, когда источник тока движется по оси OX с постоянной скоростью. При вычислении выражения (7.6) примем следующие упрощения:

- волна распространяется в направлении оси OX, вектор $A \perp v$,
- вектор A имеет только составляющую A_y ,
- составляющая A_y вектора A зависит только от координаты x и времени,
- смешанные производные от A_y равны нулю.

Тогда выражение (7.6) будет равно $\frac{d^2 A_y}{dt^2} = v^2 \frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2}$.

Уравнение (7.5) запишется в виде:

$$1 - v^2 \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 A}{c^2 \partial t^2} = -\frac{1}{c^2 \varepsilon \varepsilon_0} J_{\text{rot}} \quad (7.7)$$

Значения координаты x мы должны взять в запаздывающий момент $x - vt$. Отсюда видно, что координаты преобразуются с помощью преобразований Лоренца:

$$x' \rightarrow \frac{x - vt}{1 - v^2/c^2}, \quad y' \rightarrow y, \quad z' \rightarrow z.$$

Таким образом, преобразования Лоренца являются следствием решения модифицированных уравнений Максвелла. Уравнения Максвелла описывают поля движущихся источников. Множитель $\frac{1}{1 - v^2/c^2}$ уже «содержится в уравнениях», поэтому уравнения Максвелла инвариантны к релятивистским преобразованиям. Формулу (7.7) мы получили только для векторного потенциала A , т.е. для магнитодинамики.

6.2. Плотность энергии и вектор потока энергии поля

В электростатике плотность энергии можно записать как

$$u = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2} (E_{\text{grad}} \cdot E_{\text{grad}}).$$

В магнитодинамике выражение для плотности энергии приобретает вид:

$$u = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2} E_{\text{rot}} \cdot E_{\text{rot}} + \frac{\varepsilon \varepsilon_0 c^2}{2} (B \cdot B).$$

По определению, импульс — это поток массы, энергия — это поток импульса, а вектор Пойнтинга определяет поток энергии:

$$S = \varepsilon \varepsilon_0 c^2 E_{\text{rot}} \times B, \quad (7.8)$$

где $E_{\text{rot}} = v \times \text{rot } A - \frac{\partial A}{\partial t}$, $B = \text{rot } A$.

Вектор Пойнтинга в общем случае зависит от скорости движения источника векторного потенциала и скорости его изменения. Для неподвижного источника в выражение входит только частная производная по времени

$$S = -\varepsilon \varepsilon_0 c^2 \frac{\partial A}{\partial t} \times \text{rot } A. \quad (7.9)$$

Составляющие вектора Пойнтинга являются производными от векторного потенциала A по времени и пространству. Они сдвинуты по фазе относительно A в разные стороны. Поток энергии (7.9) не равен нулю только при изменении векторного потенциала во времени. Постоянные токи не сопровождаются потоками энергии поля, что и подтверждается на опыте.

Для примера рассмотрим монохроматическую плоскую волну, поле которой является периодической функцией от $(t - x/c)$. Тогда $A = A_0 \cos(kx - \omega t)$, где волновой вектор $k = \frac{\omega}{c} n$, (n — единичный вектор в направлении распространения волны). Дифференцируя, получим

$$S = \varepsilon \varepsilon_0 c^2 \omega k A_0^2 \sin^2(kx - \omega t).$$

Интегрирование за период дает положительное значение этой функции.

Рассмотрим снова длинный проводник с током (рис.7.1).

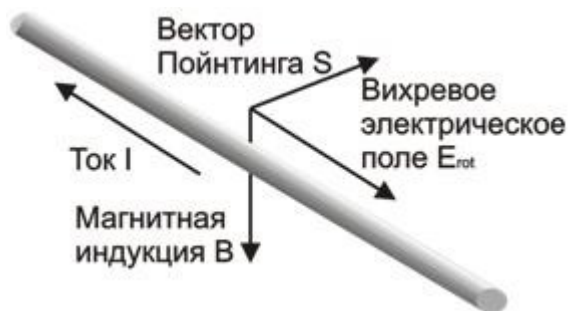


Рис. 7.1. Параметры поля при возрастании тока в проводнике

При увеличении тока в проводнике в окружающем пространстве возникнет вихревое электрическое поле, направленное противоположно исходному току. По формуле (7.9) вектор Пойнтинга будет направлен по радиусу от провода. При уменьшении тока направление E_{rot} будет противоположным — вектор Пойнтинга будет направлен по радиусу к проводу. Энергия будет возвращаться в проводник. При постоянном токе потока энергии от проводника нет.

Импульс поля

Плотность потока импульса поля (т.е. импульс единицы объема поля) равна вектору Пойнтинга, деленному на c^2 . Для неподвижного источника получим $P = -\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial A}{\partial t} \times rot A$ — импульс поля отличен от нуля только в нестационарных случаях. При циркуляции поле обладает моментом импульса.

Физический смысл векторного потенциала

Из уравнения (6.32) видно, что в нестационарном случае вихревая составляющая сторонней магнитной силы, действующей на единичный положительный заряд $E_{rot} = -\frac{\partial A}{\partial t}$. Если сравнить это выражение с вторым законом Ньютона $F = \frac{dp}{dt}$, то очевиден и физический смысл векторного потенциала ($-A$) как импульса, которым обладает единичный заряд. Таким образом, при протекании в проводнике электрического тока импульс потока зарядов компенсируется противоположно направленным импульсом потока векторного потенциала.

Электрический потенциал ϕ электростатического поля, созданного электрическими зарядами ρ , — это энергия единичного положительного заряда в данной точке поля. Векторный потенциал A магнитного поля, созданного вихревыми токами J_{rot} , — это взятый с противоположным знаком импульс единичного положительного заряда в данной точке поля.

Валерий Николаевич Пакулин
ValPak@yandex.ru
 Санкт-Петербург