http://arxiv.org/abs/physics/0511172 **arXiv:physics/0511172 v 1 19 Nov** 2005

МГНОВЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

W. Engelhardt, retired from: Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik, D-85741 Garching, Germany (Fasaneriestrasse 8, D-80636 Munchen, Germany, wolfgangw.engelhardt@t-online.de)

Аннотация

Взаимодействия между заряженными частицами через квазистатические поля должны происходить мгновенно, иначе нарушается закон сохранения энергии. Как следствие, возможна мгновенная передача энергии и информации на макроскопические расстояния с помощью квазистатических полей, как предсказывают уравнения Максвелла.

P.A.C.S.: 41.20.Cv, 41.20.Gz, 41.20.Jb

Ключевые слова:
- Классическая электродинамика
- Квазистатические электромагнитные поля
- Передача информации

I. Введение

Поскольку специальная теория относительности стала фундаментом физики, принято думать, что передача энергии или информации между удаленными областями может осуществляться лишь с максимальной скоростью, равной скорости света.. Уравнения Максвелла обычно формулируют в виде волновых уравнений для скалярного и векторного потенциалов; это подразумевает (в калибровке Лоренца), что влияние источника распространяется с конечной скоростью в ту точку поля, где может находиться наблюдатель. Данная концепция является, несомненно, правильной, когда речь идет об электромагнитных волнах.. Однако существует иной метод передачи энергии, осуществляемый с помощью квазистатических полей, также предсказываемых теорией Максвелла. В противоположность полям излучения, они затухают в далекой волновой зоне по универсальному закону пропорционально третьей степени расстояния от источника, так что диапазон передачи гораздо короче, чем в случае бегущей волны. Рассматриваются и магнитные квазистатические поля, они имеют наиболее важное применение для передачи энергии в трансформаторах.

Если пренебречь токами смещения в уравнениях Максвелла, квазистатические поля могут быть описаны с помощью теоремы разложения Гельмгольца для векторных полей [1]:

$$\vec{E}(\vec{x},t)=\iiint\left[\rho(\vec{x}',t)(\vec{x}-\vec{x}')-\frac{1}{4\pi c}\frac{\partial B(\vec{x}',t)}{\partial t}\times(\vec{x}-\vec{x}')\right]\frac{d^3x'}{|\vec{x}-\vec{x}'|^3} \qquad (1)$$

$$\vec{B}(\vec{x},t)=\iiint\left[\frac{1}{c}\vec{j}(\vec{x}',t)\times(\vec{x}-\vec{x}')\right]\frac{d^3x'}{|\vec{x}-\vec{x}'|^3} \qquad (2)$$

Учет тока смещения привел бы к волновым уравнениям в интегральной форме. Это влечет за собой, однако, некоторые противоречия, на которые было обращено внимание в [2] и которые затем изучались в [3].

В этой заметке мы показываем, что передача энергии с помощью квазистатического поля должна происходить мгновенно, как это предусматривается уравнениями (1) и (2); в противном случае нарушается закон сохранения энергии. В разделе II мы обсуждаем взаимодействие двух зарядов, а в разделе Ill – взаимодействие двух контуров с током. В обоих случаях мы приходим к заключению, что энергия может передаваться мгновенно.

II. Взаимодействие двух зарядов, связанных кулоновым полем

Рассмотрим две положительно заряженные частицы, разнесенные на расстояние *R*. На рис. 1 заряд B жестко прикреплен к массивной стенке, тогда как заряд A может перемещаться под действием механической силы на расстояние *r*. Если заряд A переместить в сторону заряда B, должна возникнуть сила электрического отталкивания, при этом будет затрачено некоторое количество потенциальной энергии. Поскольку заряд A движется в консервативном потенциальном поле, которое не меняется во времени, затраченная на работу энергия вернется, когда заряд вернется в исходное положение.

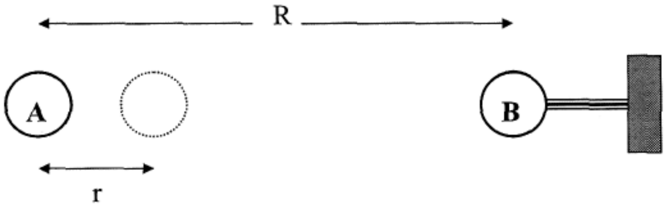

Рисунок 1. Взаимодействие двух зарядов (заряд B закреплен жестко)

Теперь рассмотрим рис. 2, где заряд B закреплен на упругой пружине. Вначале пружина в определенной степени сжата из-за отталкивания между зарядами. Если заряд A переместить в сторону заряда B, пружина должна сжаться еще сильнее, и, вследствие инерции, заряд B будет колебаться и после того, как заряд A вернется в начальное положение.

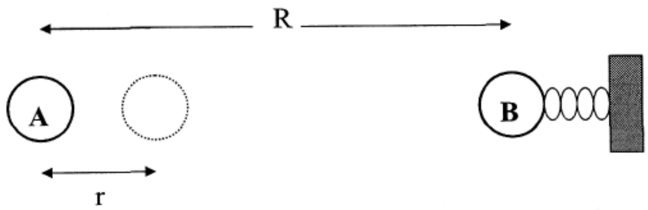

Рисунок 2. Взаимодействие двух зарядов (заряд B закреплен упруго)

Очевидно, через квазистатическое электрическое поле от A к B будет передана энергия. Энергия колебаний должна поддерживаться за счет механической силы, приложенной к заряду A. Это легко объяснить, поскольку заряд A был перемещен в консервативном потенциальном поле, однако не постоянном во времени, т.к. заряд B подвергся действию нарастающей силы благодаря упругости его закрепления. Если выполнить точный расчет в предположении, что заряды связаны кулоновой силой:

$$F(t) = \frac{q_A q_B}{4\pi\varepsilon_0 R^2(t)} \tag{3}$$

то, разумеется, мы получим, что энергия возникающих колебаний заряда B в точности отвечает работе, совершенной механической силой при перемещении заряда A.

В этом (кажущемся тривиальном) примере мы предположили в (3), что оба заряда связаны мгновенным взаимодействием. Теперь допустим, что требуется время *R/c*, спустя которое заряд B сможет "заставить" заряд A двигаться. Если циклическое движение заряда А осуществляется за короткое время $m < R/c$, заряд В не сможет отреагировать в течение этого цикла, так что заряд А еще будет двигаться в постоянном во времени консервативном потенциальном поле подобно случаю, показанному на рис. 1. Механическая сила не производит никакой тотальной энергии в течение цикла, но спустя время задержки R/c заряд В начнет колебаться. Его энергия возникнет из ничего в соответствии с нашим предположением, что действие заряда А на В происходит с задержкой. Если мы доверяем закону сохранения энергии, то должны заключить, что взаимосвязь соответствует выражению (3) и что передача энергии происходит мгновенно.

Можно возразить, что ускорение заряда А порождает волну, несущую энергию, которая и переносит ее к заряду В с конечной скоростью. Оно, конечно, верно, что ускорение зарядов генерирует волны в соответствии с теорией Максвелла. Это, однако, не влияет на рассуждение для обоих случаев на рис. 1 и 2. Оно в целом не зависит от того, закреплен ли заряд В жестко или упруго. В обоих случаях механическая сила должна обеспечивать выделение небольшого количества энергии, опережающее волну, и эта энергия должна учитываться в общем балансе энергии. Более того, волна распространяется перпендикулярно ускорению и не действует на заряд В, который расположен на той же линии, что и вектор ускорения. Таким образом, формирование волны не может объяснить происхождение энергии в случае, соответствующем рис. 2, когда предполагается наличие задержанного взаимодействия.

III. Взаимодействие двух контуров с током

Все электрические компании, генерирующие электроэнергию и передающую ее потребителям, используют каскадные цепочки трансформаторов. В этом разделе мы покажем, что передача энергии из первичных цепей во вторичные в соответствии с уравнениями Максвелла должна происходить мгновенно.

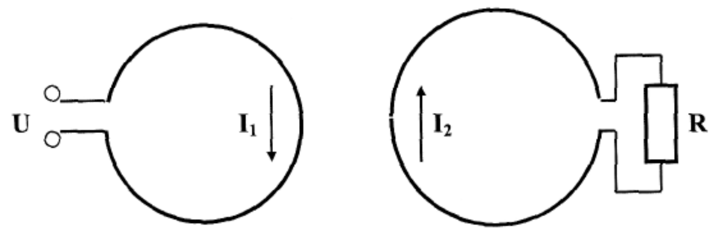

Рисунок 3. Взаимодействие двух токов

В принципе трансформатор состоит из двух токовых петель, как показано на рис. 3. Используя закон индукции Фарадея, законы Ома и Ампера, можно записать уравнения для обмоток трансформатора [4]:

$$U = L_1 \frac{dI_1}{dt} + M \frac{dI_2}{dt} \tag{4}$$

$$0 = L_2 \frac{dI_2}{dt} + M \frac{dI_1}{dt} + R I_2 \tag{5}$$

где L_1, L_2 – собственные индуктивности обмоток, M – взаимная индуктивность. При отсутствии резистивной нагрузки во вторичной цепи (т.е. при $R = 0$), из уравнения (5) для переменного тока следует:

$$L_2 I_2 + M I_1 = 0$$

I_1 и I_2 сдвинуты по фазе на 180 градусов. Тогда из (4) следует, что имеется разность фаз величиной 90 градусов между приложенным напряжением U и током I_1. Мощность UI_1, вносимая в первичный контур, является чисто колебательной, так что в среднем (идеальный) трансформатор не будет потреблять энергию. При конечной величине омического сопротивления во вторичной цепи возникает фазовый сдвиг, который можно вычислить, решив дифференциальные уравнения (4) и (5). В результате интеграл по времени $\int UI_1dt$ уже не равен нулю, а обеспечивает выделение энергии $\int RI_2^2dt$, которая рассеивается во вторичной цепи. Очевидно, эта энергия передается на расстояние, существующее между обмотками. Поскольку в уравнениях (4, 5) токами смещения Максвелла пренебрегают, взаимодействие между обмотками предполагается мгновенным, что тогда оказывается справедливым также и для передачи энергии. В промышленных трансформаторах расстояние между первичными и вторичными цепями выбирается очень маленьким, но можно разместить оба контура, показанных на рис. 3, на общей оси и на известном расстоянии, с целью измерения время передачи энергии.

Предположим, что имеется некоторое время, за которое магнитное поле, сгенерированное в обмотке 1, возникает в обмотке 2 и индуцирует там ток , который, в свою очередь, генерирует магнитное поле, передающееся обратно, в обмотку 1. Тогда должен иметься фазовый сдвиг более 90 градусов между напряжением и током в первичной цепи даже в случае нулевого омического сопротивления вторичной цепи (R = 0). Интеграл $\int UI_1dt$ в среднем уже не будет равен нулю, и энергия будет теряться даже в идеальном трансформаторе, который, как предполагается, содержит только "сверхпроводящие" цепи. Как и в предыдущем разделе, мы должны заключить, что связь в трансформаторе не может обеспечиваться электромагнитной волной, но должна быть обусловлена квазистатическими мгновенными полями, иначе возникает коллизия с законом сохранения энергии. Квазистатическое магнитное поле может, очевидно, быть использовано подобно квазистатическому электрическому полю для передачи информации со сверхсветовой скоростью.

IV. Заключение

На двух простых примерах было продемонстрировано, что связь между электрическими зарядами и токами в квазистатических полях должна осуществляться мгновенно, чтобы выполнялся закон сохранения энергии. В технических приложениях такой тип связи иногда полагался возможным, но часто казалось, что инженеры имеют в виду практическое приближение, тогда как правильное описание требует учета токов смещения. Наш анализ показывает, что это не так. Он доказывает, что мгновенная передача информации на макроскопические расстояния возможна в полном соответствии с теорией Максвелла. Аргументы, использованные выше в разделе II могут быть также применены к механической силе, действующей между токовыми контурами на рис. 3. Это с успехом может быть расширено также и на силы гравитационной природы.

Ссылки

[1] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics,* Second Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York (1975).

[2] D. A. Dunn, *Models of Particles and Moving Media,* Academic Press, New York and London (1971).

[3] W. Engelhardt, *Gauge invariance in classical electrodynamics,* to appear in: Annales de la Fondation Louis de Broglie, Vol. 30 No. 2 (2005).

[4] R. Becker, F. Sauter, *Theorie der Elektrizitat,* Erster Band, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart (1962).