

УДК 538

Магнетизм как проявление динамической компоненты центрального взаимодействия зарядов

Л. А. Похмельных

Компания ЭЛАТ, г. Мехико, Мексика

Показано, что запись центрального электрического взаимодействия в виде двух компонент — статической и динамической — позволяет описывать эффекты магнетизма параметрами электродинамики, в том числе ориентацию магнитного момента, пинч-эффект и индукцию, без использования понятия магнитного поля. В развитой концепции (основанной М. Фарадеем) электромагнитная волна представляет собой поперечное возмущение реально существующей линии электрического поля. Из построений следует, что электродвижущая сила (ЭДС) индукции пропорциональна силе вызывающего ее тока, а уравнение Максвелла описывает результат одновременного действия двух различных процессов: возникновения ЭДС индукции и нейтрализации ее током проводимости. Построения приводят к выводу, что коэффициент пересчета единиц заряда и тока при переходах между системами СГСЭ и СИ может не соответствовать принятому значению.

В приоритетной проблеме теоретической физики — объединение различных силовых полей в одно — можно ожидать, что единое поле центрально. В пользу этого говорят центральные взаимодействия, рассматриваемые в настоящее время как принципиально различные, — электростатическое, гравитационное, ядерное (сильное) и слабое.

В последнее время концепция единого центрального поля подкрепилась новыми аргументами. Так, в работе [1] показано, что необходимость в использовании понятия гравитационного поля обусловлена несоответствием записи центрального электрического взаимодействия зарядов, предложенной Ш. Кулоном, с представлением о взаимодействии элементарных частиц через их поля. Откорректированная запись позволила рассматривать гравитационное поле как компоненту электростатического, существующую вследствие несовпадения состояний электрической нейтральности атома относительно протонов и электронов.

Принцип близкодействия, согласно которому заряд испытывает электрическое воздействие извне через поле, и сам воздействует на другие заряды через свое поле, соответствует записи закона центрального взаимодействия в виде

$$F_{1,2} = (f_1 s_2 + f_2 s_1) r^{-2}, \quad (1)$$

где f_1, f_2 — характеристики взаимодействующих тел как источников полей с размерностью силы, а s_1, s_2 — характеристики этих тел как объектов, на которые воздействует внешнее поле, с размерностью площади.

Запись (1) предсказывает существование третьей компоненты центрального взаимодействия — смешанной, которая должна проявляться между телами, одно из которых электрически нейтрально, а другое заряжено. Это касается, в частности, взаимодействий протона и электрона с нейтроном. По силе взаимодействия эта компонента находится между электростатическим и гравитационным. Не исключено, что она имеет отношение к слабым взаимодействиям.

Имеется прогресс в проблеме объединения полей и в микромасштабе: в работе [2] изложена модель устойчивого атомного ядра, построенная на представлении о ядерных силах как проявлении электростатического взаимодействия протонов и поляризованных нейтронов. Для количественного построения модели потребовалось допустить существование центрального электрического поля у нейтрона, по интенсивности сравнимого с полем протона, и запись (1) центрального взаимодействия допускает возможность его существования при одновременной нейтральности нейтрона относительно электрона. Модель логически привела к представлению о ядре как об ансамбле альфа-частиц и более легких ядер, связанных в кольца и цепочки мультипольными электрическими силами.

Продуктивность модели выразилась в возможности расчета на ее основе минимальной энергии отрыва нейтрона от ядра любого элемента периодической системы и его изотопов с точностью не более 3 МэВ, а в большинстве случаев достигающей долей МэВ. Этот практически важный результат позволяет считать модель в целом отвечающей реальности, а ядерные силы — включенными в схему единого центрального поля.

Ведущая роль центрального электрического поля ядра в атомных взаимодействиях не вызывает сомнений. Дополнительным подтверждением этого является аналитическая зависимость для расчета ионизационных потенциалов произвольных номеров любого элемента периодиче-

ской системы с точностью, достигающей долей процентов, полученная на основе представлений об электрическом взаимодействии электронов с ядром и между собой, близких к классическим [3].

Запись центрального электрического поля в виде (1) и учет возможности пребывания атома в состоянии нейтральности относительно электронов при отличии от нуля его силового поля относительно протонов позволяют предвидеть поляризацию атомов при взаимном сближении и этим обосновать электрическую природу и короткодействие молекулярных сил.

Таким образом, представление центрального электрического поля в виде (1) позволяет в микро- и макромасштабах увидеть общую природу известных центральных взаимодействий. Вне намечающегося объединения полей остаются лишь нецентральные магнитное и вихревое электрическое поля. По теории Максвелла эти поля рассматриваются как компоненты единого электромагнитного [4], как частный случай в него включается и электростатическое. Уравнения удовлетворительно описывают эффекты электричества и магнетизма в макромасштабе, ввиду чего представляют практическую ценность. В то же время они не отражают единой природы электрического и магнитного полей, поскольку не позволяют описывать магнитные эффекты только электрическими параметрами или наоборот. Электрическое и магнитное поля входят в уравнения как связанные, взаимозависимые, но самостоятельные сущности.

В проблеме объединения полей в одно центральное относительно роль полей отличается от вытекающей из уравнений Максвелла. На роль компоненты единого поля способно претендовать лишь электростатическое, в то время как магнитное и электрическое нецентральные поля могут рассматриваться только как проявление взаимодействия этого поля с окружающей средой и заряженными частицами.

При решении проблемы объединения полей оказываются полезными идеи и представления, которые развивали физики XIX века — авторы первых теорий электричества: А. М. Ампер, В. Вебер, К. Ф. Гаусс, Д. К. Максвелл, Ф. Нейман, М. Фарадей [5]. Они были близки к построению теории магнетизма на основе электродинамики, однако найти объяснение всем магнитным эффектам в то время не представилось возможным. В итоге, как известно, получила развитие концепция магнитного поля как самостоятельной сущности, оформившаяся в виде набора эмпирических правил и уравнений Максвелла.

Изложенное ниже является в значительной степени повторением идей упомянутых физиков, а также их развитием с учетом сведений, которые появились значительно позже и которых не хватало для завершения построения чисто электрической теории магнетизма.

Взаимодействие прямых токов

Из теории магнетизма известно, что сила притяжения двух параллельных проводов с токами силой I_1, I_2 описывается зависимостью

$$F = -k_m 2I_1 I_2 L a^{-1}, \quad (2)$$

где k_m — постоянный коэффициент;

L — длина проводов;

a — расстояние между проводами.

Известно также, что зависимость (2) предполагает силовое взаимодействие двух точечных зарядов Q_1, Q_2 , движущихся по параллельным прямым со скоростями \vec{v}_1, \vec{v}_2 , в виде

$$F = -k_m \frac{Q_1 Q_2}{r_0^2} \vec{v}_1 \vec{v}_2. \quad (3)$$

Знак "минус" соответствует притяжению. Произведение векторов — скалярное. (Зависимость (3) была предложена Вебером.)

На основе современных представлений для количественного удовлетворения (2)—(3) центральная сила взаимодействия между зарядами должна быть записана в системе СИ в виде

$$F = Q_1 Q_2 \frac{1}{r^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} - k_m \vec{v}_1 \vec{v}_2 \right), \quad (4)$$

а в системе СГСЭ

$$F = Q_1 Q_2 \frac{1}{r^2} (1 - k_e \vec{v}_1 \vec{v}_2), \quad (5)$$

где k_m, k_e — некоторые постоянные коэффициенты.

Зависимость состоит из двух членов — статического и динамического, из которых в настоящее время используется только один — статический.

Проделаем на основе (4)—(5) построения, которые были выполнены в прошлом, и дополним их новыми, оставив пока без рассмотрения вопрос о природе динамической компоненты.

При наличии токов в параллельных проводах, т. е. при движении в них электронов, сила между проводами складывается из электростатического взаимодействия неподвижных положительных ионов между собой, движущихся электронов с неподвижными ионами и движущихся электронов между собой. Суммирование всех сил, действующих на частицы провода с использованием (5), приводит к зависимости (3), которую в системе СИ можно выразить также через коэффициент k_e

$$F = -(4\pi\epsilon_0)^{-1} k_e \frac{Q_1 Q_2}{r_0^2} \vec{v}_1 \vec{v}_2. \quad (6)$$

Вычислим на основе (6) силу взаимодействия двух параллельных проводов с токами, расположенных на расстоянии a , один из которых имеет длину L_1 , а другой — бесконечно длинный (рис. 1). Будем считать, что линейные плотности движущихся зарядов равны q_1, q_2 . Компонента силы, направленная нормально к проводам F_n , действующая между движущимися зарядами в двух малых отрезках проводов длиной dL_1, dL_2 , расположенных под углом φ относительно нормали к проводам, равна

$$F_n(\varphi) = F \cos \varphi = -(4\pi\epsilon_0)^{-1} k_e q_1 q_2 dL_1 dL_2 a^{-2} v_1 v_2 \cos^3 \varphi,$$

где учтено, что $a = r \cos \varphi$. Скорости могут иметь положительное или отрицательное значение.

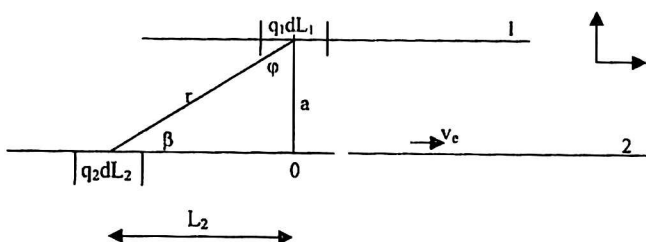


Рис. 1. Электрическое взаимодействие параллельных токов

Рассчитаем силу, действующую на движущийся заряд, находящийся на отрезке dL_1 , со стороны движущихся зарядов всего провода 2. Будем отсчитывать длину L_2 от нормали к проводу, проходящей через отрезок dL_1 . Учет того, что $L_2/a = \tan \varphi$ и, следовательно, $dL_2 = a \cos^{-2} \varphi d\varphi$, приводит к зависимости

$$\begin{aligned} F_n(dL_1, L_2) &= 2 \int_0^{\infty} F_1(\varphi) dL_2 = \\ &= -(4\pi\epsilon_0)^{-1} 2 q_1 q_2 dL_1 a^{-1} k_e v_1 v_2 \int_0^{\pi/2} \cos \varphi d\varphi = \\ &= -(4\pi\epsilon_0)^{-1} 2 k_e q_1 q_2 v_1 v_2 a^{-1} dL_1. \end{aligned}$$

Сила, действующая на весь провод длиной L_1 со стороны провода 2, при $a \ll L$ равна

$$\begin{aligned} F_n(L_1 L_2) &= -(4\pi\epsilon_0)^{-1} 2 k_e q_1 q_2 L_1 a^{-1} v_1 v_2 = \\ &= -(4\pi\epsilon_0)^{-1} 2 k_e I_1 I_2 L_1 a^{-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

Из сравнения (7) с (2) следует, что для достижения тождества зависимостей произведение $(4\pi\epsilon_0)^{-1} k_e$ должно быть положено равным коэффициенту k_m , который в системе СИ

$$k_m = 10^{-7} \text{ мкг/Кл}^2.$$

Это значение k_m было принято в 1960 г. на Десятой Международной конференции мер и весов. В системе СГСЭ k_m оказывается равным

$$\begin{aligned} k_m(\text{СГСЭ}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} 4\pi\epsilon_0 = \mu_0\epsilon_0 = \\ &= (9 \cdot 10^{20} \text{ см}^2/\text{с}^2)^{-1} = \text{с}^{-2}, \end{aligned}$$

где c — скорость света;

μ_0 — магнитная постоянная.

Вместе с тем из (6) видно, что коэффициент k_e , имеющий размерность обратного квадрата скорости, по смыслу отражает некоторые процессы в среде, из которых не следует его равенство обратному квадрату скорости света. Этот коэффициент представляет собой некоторую самостоятельную константу со своим физическим смыслом, величина которой требует независимого измерения. Значение k_e может быть определено из (7) при условии измерения силы тока в системе СГСЭ.

Практическая важность независимого определения значения k_e вытекает из следующего. В случае $k_e = v_0^{-2} \neq c^{-2}$ в системе СИ k_e будет равен

$$k_e = v_0^{-2} (4\pi\epsilon_0)^{-1} = (4\pi)^{-1} \mu_0 c^2 v_0^{-2} = k_m (c/v_0)^2 \neq k_m.$$

Из последнего неравенства следует, что значение коэффициента пересчета единицы силы тока и единицы заряда при переходах между системами СИ и СГСЭ может не соответствовать значению, принятому в настоящее время.

Взаимодействие прямого и кольцевого токов

Решающим фактором, повлиявшим на отказ от дальнейших попыток электрического объяснения магнитных эффектов в XIX веке, было явление поперечной ориентации магнитной стрелки относительно провода с током, обнаруженное Эрстедом [6]. В его время описать поведение стрелки на основе записи центрального поля с учетом динамического члена оказалось невозможным, так как атом представлялся внутренне неподвижным.

Современное представление о том, что в атомах имеются кольцевые токи, образованные орбитальными вращениями электронов, позволяет на основе (6) предвидеть, что атомы, находясь вблизи прямого тока, будут испытывать момент сил, стремящийся развернуть орбиту вращения электрона к положению минимума потенциальной энергии в электрическом поле прямого тока. В соответствии с (6) такой минимум обеспечивается при ориентации оси вращения электрона по касательной к концентрической с проводом окружности, причем часть кольцевой орбиты электрона, на которой компонента его скорости однонаправлена с вектором скорости электронов прямого тока, расположена ближе к проводу. Это расположение

атома соответствует ориентации магнитного дipoля в магнитном поле прямого тока, рассчитываемой на основе правил магнетизма.

Рассчитаем момент сил, действующий на модель атома водорода.

Пусть в бесконечно длинном проводе, расположенном по оси X , в положительном направлении оси перемещаются электроны со скоростью v_e , образуя линейную плотность движущегося заряда q и ток I_e . На расстоянии a от провода на оси Y находится атом с электроном, который вращается по орбите радиусом r_0 со скоростью v_0 (рис. 2). Ось вращения пересекает провод под прямым углом. В одной половине кольцевой орбиты ($Z > 0$) X -я компонента скорости электрона совпадает с направлением движения электронов в проводе, в другой половине ($Z < 0$) — противоположна. Поскольку атом электрически нейтрален, статический член взаимодействия в (5) равен нулю, и сила между атомом и прямым током описывается только динамическим членом. Согласно (6) во время движения электрона по первой половине орбиты сила взаимодействия между проводом и электроном — притягивающая, а при прохождении второй — отталкивающая. X -я компонента скорости электрона на орбите равна $v_x = v_0 \sin \alpha$, где α — угол между радиусом из ядра на электрон и положительным направлением оси X . Направленная нормально к проводу компонента силы dF_n , действующая на электрон со стороны произвольного движущегося заряда qdL во время первого полупериода $\pi > \alpha > 0$,

$$\begin{aligned} dF_n(\alpha, \varphi) &= (4\pi\epsilon_0)^{-1} k_e e q v_x v_e r^{-2} \cos \varphi dL = \\ &= -(4\pi\epsilon_0)^{-1} k_e e q v_0 v_e a^{-1} \sin \alpha \cos \varphi d\varphi, \end{aligned} \quad (8)$$

где φ — угол между направлением из атома на заряд и перпендикуляром на провод.

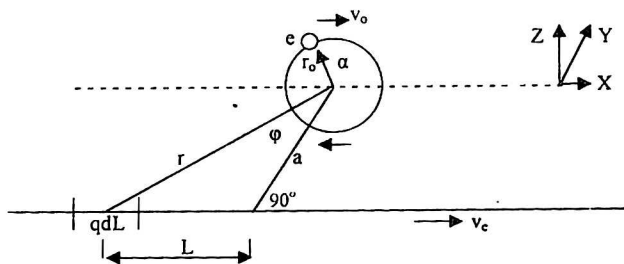


Рис. 2. Электрическое взаимодействие вращающегося электрона модели атома водорода с прямым током

В (8) учтено, что расстояние между вращающимся электроном и зарядом провода

$$r = a \cos^{-1} \varphi, \quad L = a \tan \varphi \quad \text{и} \quad dL = a \cos^{-2} \varphi d\varphi.$$

Сила, действующая на электрон нормально к проводу со стороны всех зарядов провода,

$$\begin{aligned} F_n(\alpha) &= (4\pi\epsilon_0)^{-1} 2 \int_0^{\pi/2} dF(\alpha, \varphi) = \\ &= -(4\pi\epsilon_0)^{-1} 2 k_e e q v_0 v_e a^{-1} \sin \alpha. \end{aligned}$$

Z -я компонента расстояния в атоме от ядра до орбиты электрона равна $r_z = r_0 \cos \alpha$, где r_0 — радиус орбиты, поэтому момент силы, действующий на вращающийся электрон при его положении под углом α ,

$$F_n(\alpha) r_z(\alpha) = -(4\pi\epsilon_0)^{-1} 2 k_e e q v_0 v_e \cos^2 \alpha r_0^2 a^{-1}.$$

Среднее значение момента силы, который действует на вращающийся электрон,

$$\begin{aligned} |M_f| &= |F_n r_z|_{\text{mid}} = (4\pi\epsilon_0)^{-1} \pi^{-1} \int_0^{\pi} F(\alpha) r_z(\alpha) d\alpha = \\ &= (4\pi\epsilon_0)^{-1} k_e e q v_0 v_e r_0^2 a^{-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

Учитывая, что кольцевой электрический ток, создаваемый электроном, $I_0 = ev_0/2r_0$, ток в проводе $I_e = qv_e$, а магнитный момент кольцевого тока $M_m = \pi r_0^2 I_0$, получим из (9) окончательно

$$\begin{aligned} |M_f| &= (4\pi\epsilon_0)^{-1} 2\pi r_0^2 k_e I_0 I_e a^{-1} = \\ &= (4\pi\epsilon_0)^{-1} M_m k_e 2 I_e a^{-1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Поскольку момент сил M_f , приложенный к кольцевому току, равен векторному произведению магнитного момента M_m на напряженность магнитного поля B

$$M_f = [M_m B],$$

то из (10) следует, что к значению B в окрестности прямого тока I_e в развиваемом подходе необходимо отнести произведение параметров

$$B = (4\pi\epsilon_0)^{-1} k_e 2 I_e a^{-1}. \quad (11)$$

При $(4\pi\epsilon_0)^{-1} k_e = k_m$ зависимость (11) совпадает с зависимостью напряженности магнитного поля прямого тока в теории магнетизма.

Возникновение момента сил, действующего на кольцевой ток со стороны провода, означает равное нецентральное силовое воздействие кольцевого тока на движущиеся в проводе переносчики зарядов — электроны и на провод в целом. Таким образом, в качественное и количественное описание включаются эффект Холла и отклонение заряженных частиц в магнитном поле.

Пинч-эффект

Величина коэффициента k_e может иметь еще одно важное прикладное значение. При движении электронов в проводах заряды частиц прак-

тически скомпенсированы, статический член взаимодействия (5) равен нулю, и силовое взаимодействие проводов описывается только динамическим членом.

Иная ситуация возникает в пучке ускоренных одноименно заряженных частиц, который может рассматриваться как совокупность однонаправленных токов в условиях нескомпенсированности зарядов. В этом случае в описании участвуют оба члена зависимости (5). Из условия $k_e = k_m$ (СГСЭ) $= 1/c^2$ следует, что переход от электростатического взаимного отталкивания одноименно заряженных частиц в пучке к их взаимному притяжению принципиально невозможен при любых энергиях частиц.

В то же время из выражения (5) видно, что для описания существующего эффекта самостягивания частиц в пучке, известного как пинч-эффект, достаточно, чтобы коэффициент k_e был равным обратному квадрату некоторой скорости v_0 , меньшей, чем скорость света

$$k_e = v_0^{-2}, \quad \text{где } v_0 < c.$$

В этом случае при скоростях частиц $v > v_0$ динамический член в (5) по абсолютной величине превышает статический, и в пучке должно возникать взаимное притяжение частиц. Если наблюдаемый пинч-эффект имеет отношение к данному механизму электрического взаимодействия, то должно существовать пороговое значение скорости частиц, ниже которого эффект самостягивания не проявляется. Обнаружение и измерение этого порога позволяют определить значение k_e и природу пинч-эффекта.

О строении электромагнитной волны

Решение проблемы описания магнитных эффектов на основе центрального электрического поля без применения понятия магнитного поля подразумевает построение модели электромагнитной волны без магнитной компоненты. Электрический механизм распространения чисто электрических волн от движущихся с ускорением зарядов впервые был предложен Фарадеем. В его представлении радиальные силовые линии напряженности электрического поля заряженной частицы — не удобная форма графического представления, как это рассматривается в настоящее время, а реально существующие линии, связанные с зарядами. Согласно Фарадею, электрические (электромагнитные) волны — это поперечные колебания реальных силовых линий электрического поля, обусловленные изменением положения связанного с ними заряда. Механизм распространения волн аналогичен распространению поперечных колебаний струны.

Представления Фарадея могут быть продолжены. Силовые линии поля не могут быть неизменной частью заряда. Линии не могут быть

неразрывными, так как при движении заряда они должны пересекать силовые линии других частиц. Для решения проблемы пересечения линий можно представить, что они образуются из некоторых гипотетических диполей пространства, которые, расходясь от центра и взаимодействуя между собой как электрические диполи, образуют полимерные радиальные цепочки. Такая конструкция линий способна пропускать сквозь себя линии других направлений от других зарядов. Силовые линии должны стремиться выстроиться в прямую линию, так как при этом будет достигаться минимум потенциальной энергии взаимодействия диполей, а поперечное возмущение линии в некоторой точке будет приводить к переносу энергии вдоль нее.

Распространение волны по реальным силовым линиям от центра имеет особенность: энергия волны на линии не уменьшается по закону $1/r^2$, как это происходит при распространении звуковой волны от точечного источника, а переносится без рассеяния до контакта линии со встреченным атомом. Обратная квадратичная зависимость от расстояния потока энергии волн от точечного макроисточника в этом случае описывает радиальную зависимость концентрации силовых линий, проходящих через поперечную поверхность единичной площади. При малой концентрации линий вдали от источника волн макроскопическая электромагнитная волна постепенно перейдет в волны, распространяющиеся по отдельным линиям, что согласуется с представлением о квантах энергии. Эта модель распространения волн дает возможность, в частности, объяснить фотоэффект.

Индукция

Представление о силовых линиях электрического поля как реальности позволяет описать эффект индуцирования ЭДС и тока в проводнике, который находится вблизи провода с током. Рассмотрим эффект на примере двух параллельных, близкорасположенных проводов, когда провод 1 представляет собой незамкнутый отрезок длиной L_1 , а провод 2 (с током) — бесконечно длинный (см. рис. 1). Рассчитаем ЭДС, которая возникнет на концах провода 1 при токе в проводе 2.

Положим, что при отсутствии тока в проводе 2, т. е. при покое всех частиц в проводах, силовые линии электронов и протонов расположены в пространстве точно симметрично относительно частиц, свободные электроны в проводе 1 распределены равномерно и ЭДС на концах провода равна нулю.

Когда в проводе 2 возникает ток и электроны в проводе начинают двигаться со средней скоростью v , ситуация меняется. Поскольку информация о смене положения заряженной частицы распространяется вдоль силовой линии с конеч-

ной скоростью c , то угол β между линией и вектором скорости отличается от первоначального, а именно становится больше в отношении $(v/c)\sin\beta$. Точечная симметрия распределения по азимутам силовых линий нарушается. Это нарушение должно сопровождаться увеличением компоненты напряженности электрического поля по оси X с направлением, соответствующим дополнительному силовому воздействию на одноименно заряженные частицы окружающего пространства, в том числе на электроны провода 1, в обратном направлении. Рассчитаем значение этой компоненты.

При отсутствии тока в проводе 2 X -я компонента напряженности поля E в точке $x = 0$ провода 1, создаваемая зарядом $q_2 dL_2$ провода 2, находящемся под углом, равна

$$E_{1x}(0, \beta) = E \cos\beta,$$

а при наличии тока

$$E_{1x}(v, \beta) = E \cos(\beta + \Delta\beta).$$

X -я компонента напряженности поля, индуцируемая в точке провода 1, обусловленная возникшей асимметрией,

$$\begin{aligned} dE_{1x}(\beta) &= E_{1x}(v, \beta) - E_{1x}(0, \beta) = \\ &= E(\cos(\beta + \Delta\beta) - \cos\beta) = \\ &= E(\cos\beta \cos\Delta\beta - \sin\beta \sin\Delta\beta - \sin\beta). \end{aligned} \quad (12)$$

При $v \ll c$ с учетом того, что

$$E = (4\pi\epsilon_0)^{-1} q_2 dL_2 r^{-2} = (4\pi\epsilon_0)^{-1} q_2 dL_2 a^{-2} \sin^2\beta;$$

$$dL = -a \sin^2\beta d\beta; \Delta\beta = v/c \sin\beta;$$

$$\cos\Delta\beta \cong 1; \sin\Delta\beta \cong \Delta\beta,$$

выражение (12) упрощается к виду

$$dE_{1x}(\beta) = (4\pi\epsilon_0)^{-1} q_2 a^{-1} v/c \sin^2\beta d\beta.$$

Все движущиеся заряды провода 2 создадут X -ю компоненту напряженности поля в точке провода 1

$$\begin{aligned} E_{1x} &= \int_0^\pi dE_{xi}(\beta) = (4\pi\epsilon_0)^{-1} \frac{1}{2} \pi q_2 a^{-1} v/c = \\ &= (4\pi\epsilon_0)^{-1} \frac{1}{2} \pi c^{-1} a^{-1} I_2. \end{aligned}$$

Ввиду того, что во всех точках провода 1 напряженность поля индукции одинакова, ЭДС индукции на концах провода 1

$$\begin{aligned} U_i &= \int_0^{L_1} E_{1x} dL = (4\pi\epsilon_0)^{-1} \frac{1}{2} \pi v c^{-1} q_2 L_1 a^{-1} = \\ &= (4\pi\epsilon_0)^{-1} \frac{1}{2} \pi c^{-1} a^{-1} L_1 I_2. \end{aligned} \quad (13)$$

Из (13) следует, что ЭДС индукции U_i в проводе 1 прямо пропорциональна силе тока в проводнике 2.

Полученный результат не совпадает с зависимостью теории магнетизма, вытекающей из уравнения Максвелла, согласно которой ЭДС взаимной индукции пропорциональна скорости изменения магнитного потока, т. е. первой производной тока, вызывающего ЭДС индукции, по времени

$$U_i = \int_0^L E dL = -d\Phi/dt = -M_{1,2} dI_2/dt, \quad (14)$$

где $M_{1,2}$ — коэффициент взаимной индукции.

В логике развиваемой концепции отличие полученной зависимости от определяемой уравнением Максвелла объясняется следующим.

Согласно закону Ома возникновение ЭДС индукции в проводнике должно сопровождаться появлением тока проводимости I_p . Когда проводник разомкнут, этот ток должен приводить к поляризации провода, при которой свободные электроны притекают к положительному полюсу U_i . Это перераспределение зарядов должно создавать ЭДС поляризации $U_p(t)$, направленную противоположно U_i . В каждый момент времени ток поляризации пропорционален действующей ЭДС в проводе U_a , которая равна разности ЭДС индукции и поляризации

$$I_p = R_1^{-1} U_a = R_1^{-1} (U_i - U_p) = C_1 d(U_i - U_p)/dt,$$

где R_1 — активное сопротивление;

C_1 — электрическая емкость проводника 1.

Производя перестановку в правом равенстве, интегрируя обе части и определяя константы интегрирования, получим, что действующая ЭДС в проводнике 1 после включения тока I_2

$$\begin{aligned} U_a &= (U_i - U_p) = U_i \exp(-t/R_1 C_1) = \\ &= (4\pi\epsilon_0)^{-1} \frac{1}{2} \pi c^{-1} I_2 L_1 a^{-1} \exp(-t/R_1 C_1), \end{aligned} \quad (15)$$

а ЭДС поляризации

$$U_p = U_a - U_i = -U_i [1 - \exp(-t/R_1 C_1)].$$

Зависимость (15) описывает ЭДС, которая измеряется в изолированном проводнике при включении тока в параллельном проводе.

Если проводник 1 составляет часть замкнутой электрической цепи, другие участки которой проходят вдали от провода 2, то действующая ЭДС U_a (15) выполняет функцию источника тока, и в цепи наблюдается ток, известный как ток индукции, а в логике электродинамического подхода являющийся током поляризации и деполяризации проводников цепи. Этот ток появ-

ляется в период отличия от нуля ЭДС U_a , которая действует практически только в период изменения напряженности магнитного поля в месте расположения цепи, т. е. при изменении положения цепи относительно первопричинного тока или при изменении величины этого тока.

Фарадей измерял эту действующую ЭДС U_a , и она ошибочно была принята им за ЭДС индукции U_i . В итоге он пришел к заключению о пропорциональности ЭДС индукции скорости изменения магнитного потока и его первопричины — тока. Позднее на этом ошибочном заключении Максвелл построил уравнение, которое в настоящее время записывается в виде (14) [7].

Несмотря на содержание ошибки, уравнение Максвелла, как известно, успешно используется в прикладных целях. Это, по-видимому, объясняется тем, что в наиболее практически важном случае синусоидального периодического изменения первопричинного тока изменение действующей ЭДС в другом проводнике и ЭДС индукции идентичны. Различия следствий уравнения Максвелла (14) и зависимостей (13), (15) в наибольшей степени проявляются в случае единичного изменения тока.

Ввиду большого теоретического и прикладного значения результата (13) рассмотрим этот случай более детально с двух позиций.

Действующая ЭДС и ЭДС индукции в теории Максвелла

Пусть ток в проводе 2 нарастает линейно от нуля до некоторого максимального значения I_0 в течение периода T и далее не меняется (рис. 3, а). Согласно уравнению Максвелла на концах проводника 1 возникнет ЭДС индукции U_i (будем считать ее положительной), пропорциональная первой производной тока по времени. При линейном изменении тока I_2 ЭДС индукции будет иметь форму прямоугольного положительного импульса (см. рис. 3, б).

ЭДС поляризации провода U_a при $T \ll R_1 C_1$ в период $t < T$ будет почти линейно спадать от U_i до значения

$$U_a(t) = U_i \exp(-t/R_1 C_1).$$

В момент T произойдет скачок ЭДС на величину U_i в отрицательную сторону, и в проводе 1 возникнет разность потенциалов, обратная полярности величиной

$$U_a(t < T) = U_i \exp(-t/R_1 C_1) - U_i = -U_i [1 - \exp(-t/R_1 C_1)],$$

которая при $t > T$ будет спадать от этого значения до нуля по экспоненте с постоянной времени $R_1 C_1$:

$$U_a(t > T) = -U_i [1 - \exp(-T/R_1 C_1)] \exp(-t/R_1 C_1).$$

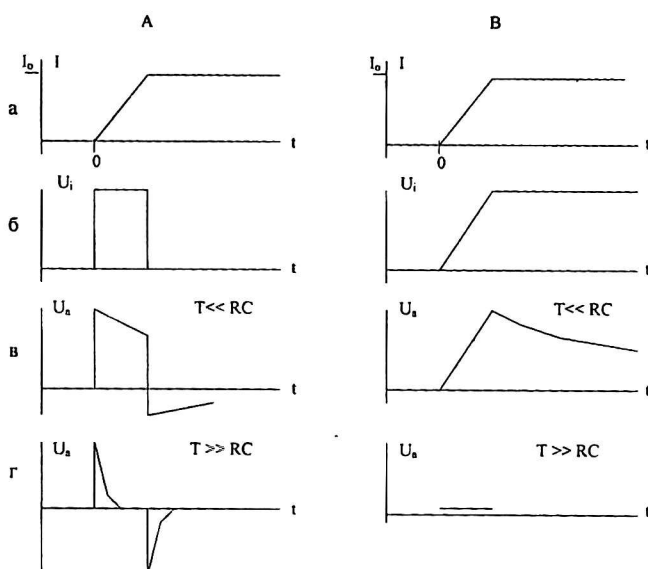


Рис. 3. Зависимости от времени ЭДС индукции и действующей ЭДС в изолированном проводнике при возникновении тока в параллельном проводе согласно уравнению Максвелла (А) и зависимостям (13), (15) (В):

- а — ток в проводе 2; б — ЭДС индукции в проводе 1;
- в — действующая ЭДС в проводе 1 при $T \ll R_1 C_1$;
- г — действующая ЭДС в проводе 1 при $T \gg R_1 C_1$.

В этот период будет происходить деполяризация проводника током проводимости обратного направления. Действующая ЭДС в проводе 1 будет иметь форму, приведенную на рис. 3, в.

При $T \gg R_1 C_1$ действующая ЭДС U_a по экспоненте спадет от значения U_i до нуля задолго до окончания импульса U_i (см. рис. 3, г). В момент окончания импульса U_i произойдет скачок действующей ЭДС в отрицательную сторону, и в проводе возникнет ЭДС обратного знака, равная $-U_i$, которая при $t > T$ по экспоненте спадет до нуля с тем же значением $R_1 C_1$.

Действующая ЭДС и ЭДС индукции согласно зависимостям (13) и (15)

Согласно (13), изменение ЭДС индукции повторяет изменение тока I_2 (см. рис. 3, б), т. е. $U_i = U_{i \max}(t/T)$, где $U_{i \max}$ — максимальное значение U_i .

При $T \ll R_1 C_1$ в период $t < T$ экспонента в (15) близка к единице, и действующая ЭДС

$$U_a = (U_i - U_p) = U_{i \max}(t/T).$$

В период $t > T$ действующая ЭДС

$$U_a = U_{i \max} \exp(-t/R_1 C_1) \text{ (см. рис. 3, в).}$$

При $T \gg R_1 C_1$ и $t > R_1 C_1$

$$U_a = U_{i \max}(t/T) \exp(-t/R_1 C_1) \rightarrow 0 \text{ (см. рис. 3, г) .}$$

Различие заключений двух концепций, как видно, состоит в том, что согласно (13), при включении тока действующая ЭДС в параллельном проводе представляет собой монополярный

импульс с экспоненциальным спадом, в то время как согласно уравнению Максвелла ЭДС индукции без учета тока поляризации проводника должна быть представлена прямоугольным импульсом без экспоненциального спада, а при учете этого тока импульс действующей ЭДС должен быть биполярным с экспоненциальным спадом от отрицательного максимального значения.

При прекращении тока в проводе 2 по линейному закону импульсы ЭДС индукции и поляризации сохраняют формы, меняя знак.

При законе изменения тока в проводе 2, отличающемся от линейного, изменение может быть представлено суммой линейных изменений в малые промежутки времени. Ввиду этого рассмотренная зависимость описывает все возможные варианты изменения вызывающего индукцию тока.

Легко выполнимые опыты с записью форм импульсов ЭДС в незамкнутом проводе при включении и выключении тока в параллельно расположенной цепи показывают, что при $T \ll RC$ индуцируемая действующая ЭДС в проводе представляет собой монополярный импульс со спадом по экспоненте. Это хорошо согласуется с зависимостью (15) и находится в противоречии с уравнением Максвелла.

При расположении вблизи провода с током диэлектрика в последнем должен возникать ток поляризации атомов — ток смещения. В случае, когда в объеме диэлектрика ток смещения не полностью компенсирует ЭДС индукции, на противоположных поверхностях объема по оси тока должна возникать разность потенциалов, которая будет нейтрализоваться токами извне с характерным временем, определяемым диэлектрическими свойствами окружающей среды. В среде с большим удельным сопротивлением процесс нейтрализации нескомпенсированной в объеме диэлектрика ЭДС индукции при постоянном токе и выполнении зависимости (13) может быть значительно более долгим, чем импульс ЭДС индукции в период включения тока, определяемый уравнением Максвелла (14). Это может быть использовано при экспериментальной проверке соответствия двух концепций с реальностью.

Изложенный механизм возникновения ЭДС индукции остается действительным для описания явления самоиндукции.

Выводы

Таким образом, представление центрального взаимодействия зарядов в виде двух компонент в сочетании с представлением о силовых линиях центрального поля как реальности позволяет описывать на количественном уровне эффекты магнетизма. В теоретическом плане это дает возможность включить магнитное и вихревое электрическое поля в схему объединения полей на основе центрального. Вместе с тем возникает

ряд сопутствующих проблем, требующих решения. Так, двухкомпонентная запись центрального электрического поля не удовлетворяет преобразованиям Лоренца. Это ведет к необходимости изменения наших представлений о структуре “пустого” пространства и возвращения к понятию приоритетной физической системы отсчета в каждой конкретной ситуации, а также к отказу от требования равенства записей физических законов в произвольных математических инерциальных системах отсчета.

Представление о реально существующих силовых линиях центрального поля, способных изменять точечную симметрию направлений при движении зарядов, также нуждается в приоритетной физической системе отсчета, в которой понятие покоя, т. е. нуля отсчета скоростей, не относительное, а вполне абсолютное, которое может определяться, например, минимумом потенциальной энергии полей частиц при точечно симметричном азимутальном распределении силовых линий.

Ошибка в уравнении Максвелла (14), которая обнаруживается при последовательном развитии представления о реальности силовых линий, а также эффекты, которые предсказываются в излагаемом механизме индукции, но не описываются уравнением Максвелла, могут стать надежным свидетельством соответствия электродинамической концепции с реальностью.

Выполненные построения предполагают дальнейшие теоретические и прикладные исследования в затронутых направлениях. В частности, из построений следует необходимость вывода чисто электрических аналогов всем аналитическим соотношениям, содержащим параметры магнетизма, в целях проверки взаимного соответствия.

Предстоит выполнить также эксперименты по определению коэффициента k_e , и в случае подтверждения его неравенства обратному квадрату скорости света сделать необходимые поправки в системах единиц.

Литература

1. Похмельных Л. А. Электростатика и гравитация как различные проявления общего центрального взаимодействия стабильных элементарных частиц// Прикладная физика. 2002. № 1. С. 24—31.
2. Похмельных Л. А., Парфенова Ю. Л. Ядерные силы как проявление электростатического взаимодействия нуклонов// Там же. № 4. С. 24—37.
3. Похмельных Л. А. Аналитическое выражение для расчета ионизационных потенциалов элементов периодической системы// Там же. № 1. С. 5—24.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. Т. 2. — М.: Гос. издат. физ.-мат. лит., 1960. — 400 с.
5. Gliozzi M. Storia della fisica. Toronto, 1965. V.2./ Русский перевод: Льюиси М. История физики. — М.: Мир, 1970.
6. Эрстед Г. Х. Опыты, относящиеся к действию электрического конфликта на магнитную стрелку. — В кн.: А. М. Ампер. Электродинамика. — Л., 1954.
7. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. — М.: Наука. Физматлит, 1996. С. 280.

Magnetism as the manifestation of the dynamic component of central interaction of charges

L. A. Pokhmelnykh
ELAT Company, Mexico City, Mexico

It is shown that the record of central electric interaction in form of two components — static and dynamic ones — permits describing the effects of magnetism with parameters of electrodynamics, including magnetic moment orientation pinch — effect and induction without notion of magnetic field. In logic of the conception (based by M. Faraday) electromagnetic wave is a transversal disturbance of really existing line of central electric field. The construction shows that the electromotive force of induction is directly proportional to the causing electric current intensity and the Maxwell equation describes the result of simultaneous action of two different processes: appearance of the electromotive force of induction and its neutralization with polarization electric current of conductor.