

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

УДК 537

Дюдкин Д. А.

НАУЧНОЕ ОТКРЫТИЕ — ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ ИНДУКЦИЯ

Работа выполнена в ДонНТУ (Украина).

Тел. (8-10-38062) 335-84-18, 335-11-37, факс (8-10-38062) 3322337.

E-mail: Dyudkin@yandex.ru

Приведены экспериментальные доказательства и описание научного открытия «Явление возбуждения электрического тока в проводнике, движущемся в электростатическом поле».

Ключевые слова: электромагнитная индукция, электрическое поле, проводник, электрическое взаимодействие зарядов, относительное перемещение поля и проводника, электродинамическая индукция.

В 1831 г. выдающийся английский экспериментатор М. Фарадей сделал фундаментальное открытие — явление электромагнитной индукции. Теория электромагнитного поля, начало которой заложил Фарадей, математически была завершена Максвеллом. Магнитные взаимодействия в технике нашли существенное применение, прежде всего — это генераторы электростанций, превращающих механическую энергию в энергию электрического тока. В природе же их роль, по сравнению с кулоновскими, довольно скромна. Природа гораздо экономнее в использовании электромагнитных сил, ибо во всех почти случаях «предпочла» силы электрические (кулоновские) как более мощные, сведя роль магнитных сил до минимума. Однако в нашей действительности, по меньшей мере, со времен открытия Фарадея не произошло заметных сдвигов в направлении выявления каких-либо новых закономерностей кулоновского взаимодействия электрических зарядов, расширяющих уровень познания природных явлений, создающих возможность использования этих сил в науке и технике.

Для современного уровня познания физики возникновения электрических токов является аксиомой невозможность обеспечения кулоновским электрическим полем (поле, создаваемое электрическими зарядами, электростатическое поле) устойчивого электрического тока в проводнике. Перенос носителей в цепи постоянного тока возможен лишь с помощью сил не электростатического происхождения. Это, так называемые, сторонние силы. Природа сторонних сил может быть самой разнообразной. Например, в движущемся проводнике это сила Лоренца, действующая со стороны магнитного поля на электроны, в генераторах электричества сторонняя сила имеет магнитную природу; в гальваническом элементе типа элемента Вольта действуют химические силы. В электромагнитной теории сторонние силы определены следующим положением: «Любые силы, действующие на электрически заряженные частицы, за исключением потенциальных сил электростатического происхождения, т. е. кулоновских, называют сторонними силами» [1,2].

Отметим, что сила Лоренца в электромагнитной индукции, сама по себе не может обеспечить постоянного тока в проводнике — для возникновения тока необходимо относительное перемещение магнитного поля и проводника.

Вопреки существующему положению покажем, что при относительном перемещении кулоновского (электростатического) поля и проводника в системе также имеет место перемещение носителей зарядов.

Исследования по изучению взаимодействия зарядов проводника и кулоновского поля при их относительном перемещении [3], проводились на разработанных и изготовленных, не имеющих аналогов, экспериментальных моделях с использованием проводников различной формы (сферические, плоские и др.), с электронной и ионной проводимостью. Установки были снабжены или неоновой лампочкой, загорание которой служило индикатором наличия тока, или использовались стандартные приборы (электрометр, гальванометр), которые фиксировали наличие тока, его величину и направление.

В данном изложении приводится описание одного из экспериментов, наиболее просто демонстрирующем суть полученных результатов. Известно, что если токопроводящий шар внести в потенциальное электростатическое поле, то в нем произойдет перераспределение зарядов по закону электростатической индукции (рис. 1). В наших экспериментах шару придали вращение, что ранее никем не рассматривалось.

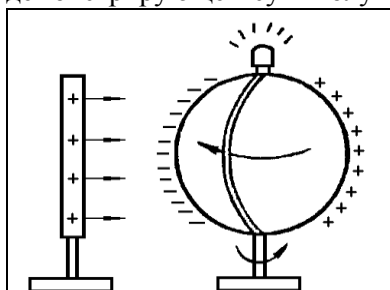


Рис. 1. Экспериментальная модель возбуждения индукционного тока в токопроводящем шаре.

В процессе вращения перераспределенные заряды, под действием внешнего поля будут оставаться на стороне, обращенной к внешнему полю. В данном случае заряды остаются на месте, а проводник, которому принадлежат эти заряды, движется. В шаре возбуждается ток.

Для демонстрации возбуждения в шаре тока поверхность шара, изготовленного из диэлектрика, была обклеена полусферами из алюминиевой фольги с зазором 3 мм и произведено их соединение через неоновую лампочку, которая являлась индикатором тока.

При вращении шара лампочка горит!

Нетрудно представить, что при вращении источника кулоновского поля вокруг проводника (шара) лампочка также будет гореть. В этом случае источник внешнего поля «тянет» за собой свободные заряды проводника.

Для определения количественных характеристик индукционного тока в проводнике изготовили подобную установку, в которой индуцированные кулоновским полем заряды перемещались по замкнутому контуру через гальванометр [4]. При этом изменяли скорость вращения шара и напряженность электростатического поля. Результаты экспериментов показали, что величина возникающего электрического тока прямо пропорциональна частоте вращения проводника и растет с увеличением напряженности кулоновского поля. Этим свойствам удовлетворяет dN/dt , т. е. скорость изменения потока вектора $\vec{E}$, пронизывающего поверхность проводника (фиксированного сегмента). При этом

$$N = \iint_{(S_c)} (E \cos \alpha) dS, \quad (1)$$

где S_c — площадь поверхности сегмента, α — угол между направлением вектора $\vec{E}$ и нормалью к рассматриваемой поверхности.

Действительно:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d}{dt} \iint_{(S_c)} E_n dS = \iint_{(S_c)} \frac{\partial E_n}{\partial t} dS + \iint_{(S_c)} (\vec{v}, \nabla \vec{E}_n) dS, \quad (2)$$

где $E_n = E \cdot \cos \alpha$.

$$\text{При стационарном кулоновском поле } \frac{\partial E_n}{\partial t} \equiv 0, \quad (3)$$

$$\text{поэтому } \frac{dN}{dt} = \iint_{(S_c)} (\vec{v}, \nabla \vec{E}_n) dS. \quad (4)$$

Это выражение доказывает характерность выделенных свойств для величины N и справедливо для произвольного проводника, который движется во внешнем кулоновском поле. Если проводник сферический и вращается с постоянной частотой, то из (4) следует:

$$\frac{dN}{dt} = 2\pi R \omega \iint_{(S_c)} ([\vec{\Omega}_0, \vec{r}_0], \nabla \vec{E}_n) dS \quad (5)$$

Здесь ω — частота вращения сегмента (проводника), R — радиус сферы, $\vec{\Omega}_0$ — единичный вектор угловой скорости вращения, $\vec{r}_0$ — единичный радиус-вектор точек поверхности сферы.

Градиент величины E , т. е. $\nabla \vec{E}_n$, возрастает, как известно, при увеличении E . Итак:

$$\mathcal{E} \cdot d. \text{ c.} \sim I \sim \frac{dN}{dt}. \quad (6)$$

Из выражения (5) следует, что $\mathcal{E} \cdot d. \text{ c.}$, I и $\frac{dN}{dt}$ увеличиваются при росте $|\vec{v}|$ — модуля скорости относительного перемещения проводника и источника кулоновского поля.

С учетом всех проведенных экспериментальных исследований сформулировано основное положение: «Электродвижущая сила, возникающая в контуре, прямо пропорциональна скорости изменения потока напряженности электростатического поля через любую поверхность, опирающуюся на данный контур. При возбуждении тока существенно лишь относительное перемещение проводника и электрического поля кулоновской природы».

В октябре 2000 г. Международной Ассоциацией авторов научных открытий (г. Москва) на основании результатов экспертизы заявки на открытие выдан диплом № 149 на открытие «**Явление возбуждения электрического тока в проводнике, движущемся в электростатическом поле**». Авторы научного открытия Дюдкин Д. А. и Комаров А. А. [5].

Таким образом, в настоящее время можно считать твердо установленным, что электрический ток в проводниках может возникать не только под действием магнитного поля, но и под действием сил электрического поля кулоновской природы, при условии относительного перемещения поля и проводника.

При этом возбуждение тока в проводнике происходит вследствие электрического взаимодействия свободных зарядов проводника и источника кулоновского поля в динамике их относительного перемещения без участия магнитной составляющей. Здесь направление возникающего тока в системе отсчета, тесно связанной с проводником, совпадает с направлением движения источника кулоновского тока.

Соотношение (6) по форме аналогично уравнению для э. д. с. электромагнитной индукции, возникающей при ненулевом значении $\frac{d\Phi}{dt}$, где Φ — магнитный поток, пронизывающий поверхность, опирающуюся на контур проводника $\Phi = \iint B \cos \alpha dS$, где B — индукция магнитного поля.

Однако, рассматриваемое явление по своей природе (механизм и правило определения направления тока) отлично от электромагнитной индукции. Его дифференциал (малая часть, элемент) может характеризоваться как явление электростатической индукции. Суть новизны явления в способности электрического поля источника «удерживать» свободные заряды проводника при их относительном перемещении. При этом появляется касательная составляющая E_{τ} вектора $\vec{E}$ (рис. 2). Совершенно очевидно, что эта способность сохраняется и при движении



перемещения проводника и источника внешнего электрического поля вырождается в индукцию электростатическую.

Суммарная плотность тока, в общем случае есть:

источника, когда его поле из электростатического трансформируется в электрическое поле движущегося источника.

С нашей точки зрения, этот новый вид индукции тока в проводнике, имеющей электродинамическую природу, в отличие от индукции электромагнитной, целесообразно классифицировать как индукцию электродинамическую.

Итак, можно констатировать, что имеется два основных вида индукции тока в проводнике: электромагнитная и электродинамическая, последняя из которых при отсутствии относительного перемещения

$$\vec{j} = \vec{j}_{эд} + \vec{j}_{эм} \quad (7)$$

где $\vec{j}_{эд}$ – плотность тока, обусловленная электродинамической индукцией, $\vec{j}_{эм}$ – плотность тока, обусловленная индукцией электромагнитной.

В рассматриваемой системе при движении сгустка «удерживаемых» свободных зарядов проводника со скоростью источника $\vec{j}_{эм} = 0$, т. к. изменения $\frac{d\Phi}{dt}$ в этой области не происходит, возбуждение тока обусловлено кулоновским взаимодействием зарядов при относительном перемещении проводника и источника поля.

Воспользовавшись выражением для плотности $\vec{j}$ тока, возникающего при перемещении заряда объемной плотности ρ со скоростью $\vec{v}$ получим:

$$\vec{j} = \rho \vec{v} \quad (8)$$

с учетом предложенного механизма можно записать (для $\rho > \rho_0$).

$$\vec{j} = (\rho - \rho_0) \vec{v}, \quad (9)$$

где ρ — текущая плотность свободных зарядов проводника; ρ_0 — их плотность в отсутствие источника кулоновского поля, т. е. невозмущенное значение ρ ; $\vec{v}$ — скорость свободных зарядов проводника в области $\rho > \rho_0$.

Возникающий ток есть процесс перемещения относительно проводника сгустка «удерживаемых» свободных электронов со скоростью источника внешнего кулоновского поля. При этом среднестатистическое значение $\vec{v}$ для $\rho > \rho_0$ равно $\vec{v}_u$ (скорость сгустка как целого).

Возрастание величины тока в проводнике при увеличении модуля скорости относительного перемещения источника и проводника в соответствии с предложенным механизмом явления объясняется следующим: кулоновское поле «удерживает» свободные заряды проводника при его движении и тем самым перемещает их относительно его. При этом естественно, что относительное перемещение заряженных частиц будет тем больше, чем быстрее движется проводник (или источник внешнего поля относительно неподвижного в инерциальной системе отсчета проводника).

Возрастание тока при увеличении напряженности внешнего поля обусловлено увеличением количества свободных зарядов, преодолевших влияние относительного сцепления с движущимся проводником. Это обстоятельство и приводит к возрастанию величины электрического тока.

Если свободные электроны металлического проводника и заряды, формирующие внешнее поле источника разноименны, то в состоянии равновесия вблизи источника реализуется максимальная плотность свободных зарядов проводника, которая уменьшается по мере удаления источника. В этом случае собственное поле свободных зарядов проводника, уравнивая внешнее поле, не дает этим частицам, вследствие взаимного отталкивания, в большей степени сгущаться вблизи источника поля. Источник внешнего поля при своем движении «тянет» за собой свободные заряды проводника. Если же внешнее поле создается зарядами другого знака, то «источник» гонит свободные заряды проводника впереди себя при движении относительно последнего в системе отсчета, жестко с ним связанной.

В зависимости от скорости релаксационных процессов указанный максимум плотности свободных зарядов будет в большей или меньшей степени размыт. При очень высокой (теоретически бесконечной) скорости релаксации или в случае достаточно медленного движения источника и проводника (теоретически бесконечно малой относительной скорости движения) распределение плотности свободных зарядов проводника в каждый момент времени соответствует равновесному.

При движении проводника относительно источника происходит непрерывное обновление свободных зарядов сгустка — захват внешним полем одних частиц сопровождается потерей других, т. е. статическое равновесие при электростатической индукции трансформируется в динамическое.

В общем случае, использование уравнения (9) данного явления предполагает определение текущей плотности ρ свободных зарядов проводника в области $\rho > \rho_0$. С этой целью будем исходить из уравнения непрерывности, являющегося формой закона сохранения заряда [6]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad (10)$$

поскольку $\operatorname{div}(\rho \vec{v}) = \rho \operatorname{div} \vec{v} + (\vec{v}, \nabla \rho)$, то из соотношения (10) следует, что при $\operatorname{div} \vec{v} = 0$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{v}, \nabla \rho) = 0. \quad (11)$$

Уравнение (11) характеризует закон сохранения заряда применительно к рассматриваемому явлению и должно рассматриваться совместно с (9), и, наконец, третьим уравнением, дополняющим (9) и (11) является уравнение Максвелла, которое характеризует явление электростатической индукции (равновесный случай):

$$\operatorname{div} \vec{E}' = 4\pi \rho, \quad (12)$$

решение которого необходимо для определения постоянного интегрирования уравнения непрерывности. При этом внешнее электростатическое поле $\vec{E}'$ связано с полем $\vec{E}$ свободных зарядов проводника в условиях равновесия соотношением:

$$\vec{E}' = -\vec{E}. \quad (13)$$

Следовательно, окончательно имеем следующую систему уравнений для описания явления возбуждения электрического тока в проводнике, движущемся относительно источника электростатического поля ($\rho > \rho_0$):

$$\begin{aligned} \vec{j} &= (\rho - \rho_0) \vec{v}; \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{v}, \nabla \rho) &= 0; \\ \operatorname{div} \vec{E}' &= 4\pi \rho. \end{aligned}$$

Необходимо отметить, что если положить $\vec{v} = \vec{v}_u$ в первом и втором уравнениях системы, то это соответствует случаю, когда все свободные заряды сгустка ($\rho > \rho_0$) имеют одинаковую скорость, равную $\vec{v}_u$. Этот случай реализуется для системы с высокой скоростью релаксации. При этом решение третьего уравнения системы дает распределение свободных зарядов проводника в статике. Аналогичное по форме распределение имеет место в каждый момент времени в динамике, определяемое решением второго уравнения для системы с высокой скоростью релаксации.

Рассмотрим приложение изложенных положений к конкретному случаю, исследованному авторами экспериментально — к возбуждению электрического тока в линейном проводнике под влиянием движущейся вдоль него заряженной пластины (рис. 3). При этом плоскости проводника и пластины параллельны. Здесь: I — линейный проводник; II — источник кулоновского поля (заряженная пластина); (xoy) и $(\xi o\eta)$ — системы координат, связанные с проводником и источником соответственно. Будем считать, что при движении проводника вдоль оси ox : $\frac{\partial E'_x}{\partial x} \gg \frac{\partial E'_y}{\partial y}$. Кроме того, поскольку вертикальная составляющая E' , т. е. E'_z не оказывает влияния на движение свободных электронов в плоскости (xoy) , то из приведенных выше соотношений будем иметь:

$$\rho(x) = \frac{1}{4\pi} \frac{dE'_x}{dx}. \quad (14)$$

При этом в равновесном состоянии системы рассматриваемых заряженных частиц

$$E'_x = -E_x. \quad (15)$$

Найдем величину E_x .

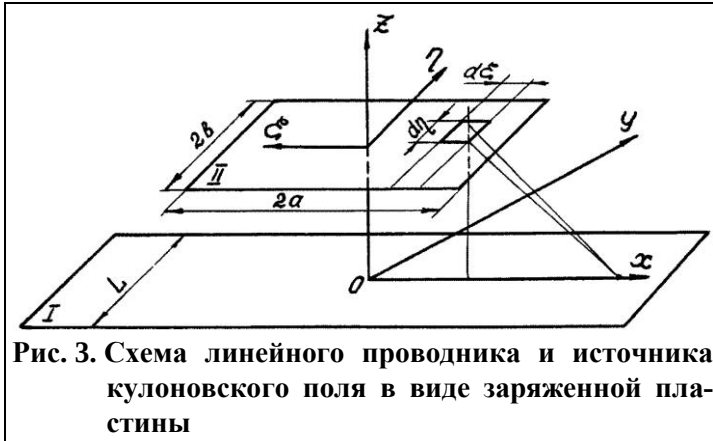


Рис. 3. Схема линейного проводника и источника кулоновского поля в виде заряженной пластины

Пусть Q — суммарный положительный заряд источника. Величина заряда в выделенном элементе $d\xi d\eta$ (см. рис. 3) при его равномерном распределении по поверхности источника равна $\left(\frac{Q}{4ab}\right)d\xi d\eta$, где a, b — полудлина и полуширина пластины.

Напряженность внешнего поля в точке линейного проводника с координатой x определяется выражением:

$$d^2 E'_x = \frac{kQ}{4ab} \cdot \frac{d\xi d\eta}{[H^2 + (x + \xi)^2 + \eta^2]}, \quad (16)$$

где H — расстояние между плоскостями источника и металлического проводника; $k = 1/4\pi\epsilon_0\epsilon$ — постоянная в законе Кулона.

Проинтегрировав дважды, получаем:

$$\rho(x) = \frac{kQ}{8\pi ab} \int_{-a}^a F(x, \xi) \cdot d\xi, \quad (17)$$

$$F(x, \xi) = -\frac{x + \xi}{[H^2 + (x + \xi)^2]^2} \cdot \left[b + \sqrt{H^2 + (x + \xi)^2} \cdot \arctg \left(\frac{b}{\sqrt{H^2 + (x + \xi)^2}} \right) \right]. \quad (18)$$

Величина «удерживаемого» кулоновским полем пластины заряда линейного проводника равна:

$$Q_0 = P \int_{x_H}^{x_K} [\rho(x) - \rho_0] dx, \quad (19)$$

где P — площадь поперечного сечения линейного проводника, перпендикулярного оси Ox , $(x_K - x_H)$ — область действия источника кулоновского поля; ρ_0 — невозмущенная полем объемная плотность свободных зарядов проводника. При этом $\rho(x)$ определяется соотношениями (17) и (18).

Для величины ρ_0 в случае, когда линейный проводник состоит из чистого металла и свободными зарядами являются валентные электроны, имеем:

$$\rho_0 = \frac{e N_e \rho_{Me} N_A}{\mu_{Me}}, \quad (20)$$

где e — заряд одного электрона; N_e — число электронов на внешней орбите атома; N_A — число Авогадро; ρ_{Me} — плотность металла; μ_{Me} — его атомная масса. Интеграл (19) реализуется численным методом трапеций на ЭВМ [7].

При проведении параметрического исследования процесса с учетом изложенных выше аспектов с помощью разработанной программы расчета на ЭВМ в качестве исходных данных выбирались следующие значения параметров: $a = 0,1$ м; $b = 0,05$ м; $d = 0,01$ м; $L = 0,05$ м; $\rho_{Me} = 7,0 \cdot 10^3$ кг/м³; $\mu_{Me} = 56$ кг/кмоль; $\epsilon = 1$; $N_e = 2$. Кроме того, в программу расчета на ЭВМ закладывались следующие значения физических констант: $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Кл²/(Н·м²); $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$ 1/м³; $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Как следует из рис. 4 и 5, распределение плотности зарядов вдоль линейного проводника в равновесном случае симметрично относительно середины ($x=0$) заряженной пластины-источника. При этом для $x = 0$ плотность зарядов приближается к нулю, т. к. равна нулю на-

пряженность внешнего кулоновского поля. Это связано с тем, что действия обеих половин заряженной пластины на свободные заряды линейного проводника равны по величине и противоположны по знаку.

При $x = \pm a$ наблюдается максимум $\rho(x)$. Последнее следует из того, что в этих точках максимальная напряженность внешнего кулоновского поля для ее уравнивания необходима максимальная напряженность собственного поля свободных зарядов проводника. А это реализуется при максимальной плотности этих зарядов.

При увеличении заряда пластины, т. е. силы ее кулоновского взаимодействия со свободными зарядами проводника, величина максимума $\rho(x)$ увеличивается (рис. 4). С увеличением расстояния между проводником и источником поля величина максимума уменьшается (рис. 5).

Из рис. 6 и 7 следует, что модуль величины «удерживаемого» заряда, а, следовательно, и величина возбужденного тока, увеличивается при возрастании заряда источника и уменьшении расстояния между источником и линейным проводником.

Заметим, что с увеличением заряда источника и уменьшением его расстояния от проводника возрастает напряженность поля источника. А возрастание величины возбужденного тока в линейном проводнике с увеличением напряженности внешнего поля — экспериментально доказанный нами факт.

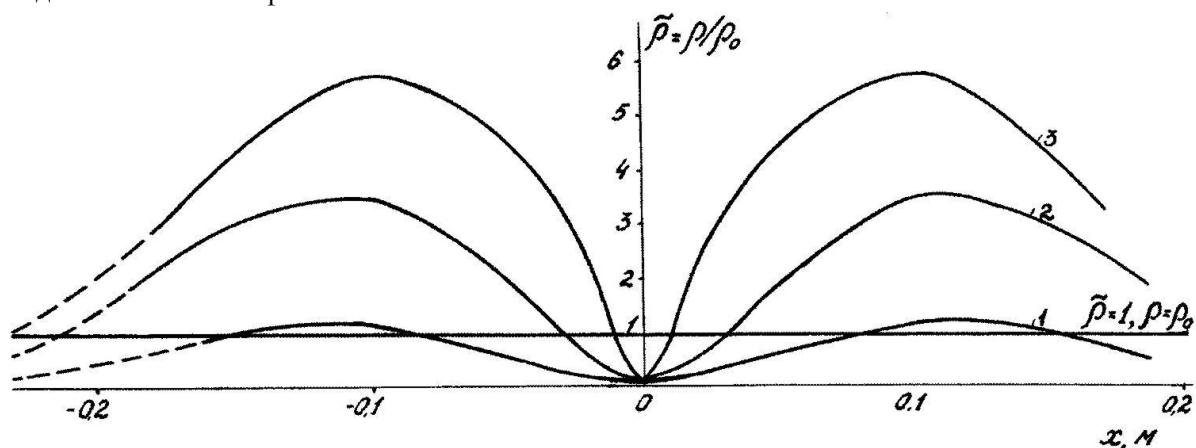


Рис. 4. Распределение свободного заряда линейного проводника по его длине в зависимости от силы взаимодействия с источником кулоновского поля: 1 — $Q = 0,1$ Кл; 2 — $Q = 0,3$ Кл; 3 — $Q = 0,5$ Кл; $H = 0,1$ м.

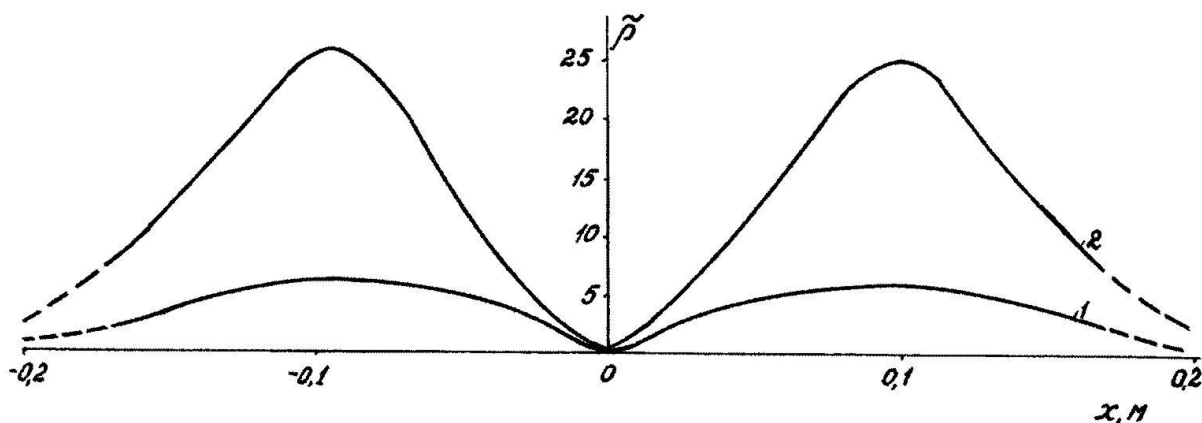


Рис. 5. Распределение свободного заряда линейного проводника по его длине в зависимости от расстояния между плоскостями линейного проводника и источника кулоновского поля: 1 — $H = 0,1$ м; 2 — $H = 0,005$ м; $Q = 0,5$ Кл.

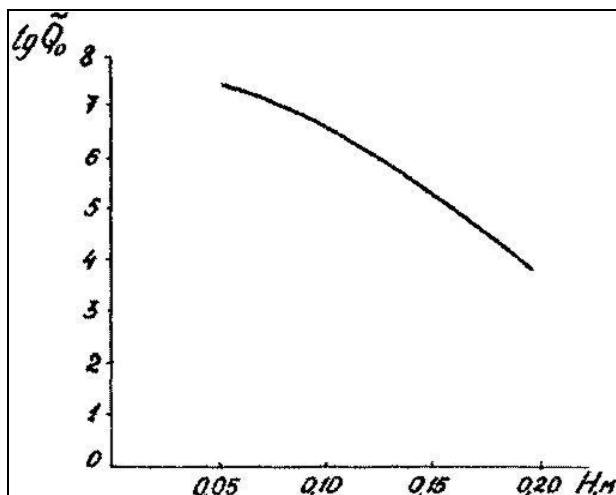


Рис. 6. Зависимость величины $\tilde{Q}_0$ удерживаемого кулоновским полем заряда от расстояния между плоскостями линейного проводника и источника кулоновского поля: $Q = 0,5$ Кл.

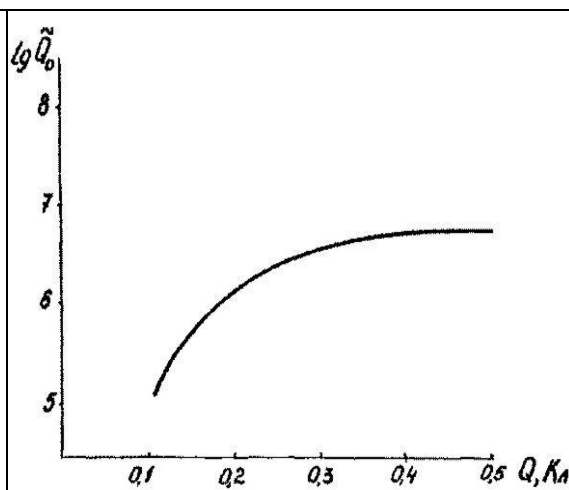


Рис. 7. Зависимость величины $\tilde{Q}_0$ удерживаемого кулоновским полем заряда от силы взаимодействия с источником кулоновского поля: $H=0,1$ м.

Поскольку «удерживаемый» заряд движется относительно проводника со скоростью источника, постольку величина тока возрастает при увеличении этой скорости, что также подтверждается нашими экспериментальными исследованиями.

При этом, что также согласуется с экспериментом, расчетным путем обнаружено, что при достаточно большом удалении источника от проводника и (или) достаточной малости заряда источника величина «удерживаемого» заряда приближается к нулю и возбуждения тока практически не происходит.

Открытие принципиальным образом изменяет ранее известные представления в теории электричества об индукции токов. Исходя из проведенных экспериментальных и теоретических исследований, можно констатировать, что индукционный ток (в определенных случаях — это ток проводимости) может возникать и без наличия, в известном понимании, замкнутой цепи, и без наличия привычных источников тока (гальванических элементов, аккумуляторов и т. п.). В представленных экспериментах, как было показано, для возникновения индукционного тока существенно лишь относительное перемещение источника электрического поля и проводника.

На созданной научной основе целесообразно провести теоретическую проработку нового раздела теории электричества, рассматривающего закономерности электродинамической индукции.

В ходе проведения исследований были обнаружены и другие, ранее не известные, закономерности.

Экспериментальным моделированием было выявлено инверсионное взаимодействие заряженных тел. Тела, заряженные одноименным зарядом могут не только отталкиваться, но и притягиваться.

Было также обнаружено, что при определенных условиях, в результате относительного перемещения двух неслепящихся проводников, имеющих нескомпенсированные заряды, также возникает индукционный ток.

Научные результаты имеют и прикладное значение. Например, разработаны новые способы электрофизического воздействия на движущийся металлический расплав. Открываются новые возможности создания генераторов электрического тока на основе электродинамической индукции. В природе такой генератор существует — электропроводная Земля вращается в мощном электростатическом поле ионосферы.

Об этом отдельное сообщение.

Л и т е р а т у р а

1. Буховцев Б. Б., Климонтович Ю. А., Мякишев Г. Л. Физика. — М.: Просвещение, 1976. — 165 с.
2. Яворский Б. М., Селезнев Ю. А. Справочное руководство по физике. — М.: Наука, 1989. — 576 с.
3. Дюдкин Д. А., Комаров А. А. Электродинамическая индукция. Новая концепция геомагнетизма // Препринт НАНУ, ДонФТИ-01-01, 2001. — 70 с.
4. Дюдкин Д. А., Чиликин А. И. Возбуждение тока в системе проводник — электрическое поле // Актуальные проблемы фундаментальных наук: Материалы междунар. науч.-техн. конф. — М.: МГТУ, 1991. Т. 3. — С. 131–134.
5. Научные открытия (Сб. кратких описаний, 2000 г.) // Межд. академия авторов научных открытий и изобретений. Москва. 2001.
6. Ландау А. Д., Лившиц Е. М. Механика. Электродинамика: Краткий курс теоретической физики. Т. 1. — М.: Наука, 1969. — 272 с.
7. Мудров А. Е. Численные методы для ПЭВМ. — Томск. РАСКО, 1991. — 272 с.

Статья поступила в редакцию 18.01.2003 г.

Dyudkin D. A.

Scientific discovery — electrodynamic induction

The experimental and theoretical evidences of a new electric current excitation class — an electrodynamic induction — are presented according to the scientific discovery, diploma No. 149 of 02.10.2000, «The phenomenon of an electric current excitation in the conductor, moving in an electrostatic field». The directions of scientific and practical utilization of the obtained results are substantiated.

Key words: electromagnetic induction, electric field, conductor, electric interaction charges, relative displacement field and conductor, electrodynamic induction.

Об авторе:

ДЮДКИН Дмитрий Александрович, профессор, доктор технических наук, Лауреат Государственной премии Украины в области науки и техники.

Поправки и дополнения

Поправки к статье проф. В. П. Олейника «Проблема сверхсветовой коммуникации: сверхсветовые сигналы в электромагнитном поле и их физический носитель» в № 1/2003

В связи с техническим сбоем при печати статьи произошли ошибки.

В обозначения электромагнитного поля (E , B), а также в следующих формулах вместо прямых скобок | | следует читать круглые скобки (): формулы (6), (8), (11), (14), (15), (21), (39) и (43), текст между формулами (44) и (45), формула (47), строка после (50), между (51) и (54), на стр. 42 в 3-й строке сверху, между (61) и (63), перед (64), между (69) и (71), формулы (72), (73), на стр. 46, перед (82), на стр. 49, в формуле (88).

Вместо прямых скобок | | следует читать квадратные скобки [] в формулах (11), (14), (15), в тексте между формулами (35) и (36), в формулах (57), (71), (88).

Редакция приносит извинения автору и читателям.

В большинстве журналов, направленных читателям, ошибки были исправлены, однако некоторые экземпляры могли остаться неисправленными. Редакция, впрочем, надеется, что читатели журнала достаточно квалифицированы, чтобы не принять техническую ошибку за ошибку автора.