

# КОРРЕКЦИЯ И ОБОБЩЕНИЕ ПОНЯТИЯ ТОКА СМЕЩЕНИЯ

Д.т.н., проф. В.Эткин

Дано общезначимое определение понятия потока смещения и вскрыта ошибочность отнесения Максвеллом тока смещения к частной производной от вектора индукции. Показано, что токи смещения и проводимости определяются конвективной производной вектора индукции и направлены встречно, а цепи переменных токов, разорванные конденсаторами, не образуют вихревого электрического поля. Сделан вывод о необходимости пересмотра ряда положений электродинамики и физики в целом

**Введение.** Известно, что при создании теории электромагнитного поля Дж. К. Максвелл исходил из предположения, что всякое изменение магнитного (вихревого) поля вызывает появление вихревого электрического поля (и наоборот) [1]. Для создания такого поля требовалось, чтобы в цепи переменного тока, разорванной конденсатором с вакуумным промежутком, протекал некоторый ток  $\mathbf{J}^c$ , который как бы «продолжал» ток проводимости  $\mathbf{J}_e$  и «замыкал» его. Во времена Максвелла такое допущение о существовании реальных зарядов в эфире не казалось чем-то необычным. Оно позволяло устранить неполноту закона Ампера, согласно которому циркуляция вектора напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  по любому замкнутому контуру, в том числе и в сечении между обкладками конденсатора, должна была равняться току, пересекающему этот контур. Максвелл назвал его «током смещения», определив его плотность  $\mathbf{j}^c$  как частную производную  $\partial\mathbf{D}/\partial t$  по времени  $t$  от вектора электрического смещения  $\mathbf{D}$ . В отличие от тока проводимости  $\mathbf{J}$ , представлявшего собой упорядоченное движение свободных электрических зарядов, ток смещения в вакууме не сопровождался выделением тепла, однако предполагался способным порождать магнитное поле  $\mathbf{H}$  наравне с током проводимости. Это позволило Максвеллу представить «полный ток» в виде суммы переменного тока проводимости  $\mathbf{j}_e$  и тока смещения в вакууме  $\mathbf{j}^c$ , и тем самым обобщить понятие вихревого электрического поля ( $\text{rot}\mathbf{E} \neq 0$ ) на цепи переменного тока. Дополненный таким образом закон стал именоваться вторым уравнением Максвелла:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}_e + \partial\mathbf{D}/\partial t. \quad (1)$$

В последующем он объединил вихревое электрическое поле с магнитным в единое электромагнитное поле, сделав его носителем электромагнитных волн и, в частности, света. Однако с изгнанием эфира из физики XX столетия существование каких-либо зарядов и токов в вакууме стало противоречить господствующей парадигме естествознания. Обнаружился также ряд эффектов, не укладывающихся в рамки теории Максвелла [2]. Это указывало на неполноту его теории и на необходимость более тщательного анализа ее исходных положений. В настоящей статье мы рассмотрим, насколько обосновано требование создания замкнутой цепи переменного тока и утверждения о вихревом характере электрического поля.

## 1. Общефизическое представление о потоках смещения.

Рассмотрим некоторую континуальную среду, характеризующуюся неравномерным распределением по объему системы  $V$  плотности  $\rho_i = \rho_i(\mathbf{r}, t)$  каких-либо энергоносителей  $\Theta_i$  (массы  $M$ , заряда  $Q_e$ , энтропии  $S$ , чисел молей  $k$ -х веществ  $N_k$  и т.п.) как функции радиус-

вектора точки поля  $\mathbf{r}$  и времени  $t$ <sup>1)</sup> [3]. На рис. 1 такое распределение  $\rho_i = \partial\Theta_i/\partial V$  и соответствующего ей обобщенного потенциала  $\Psi_i$  показано сплошными линиями. Как явствует из рисунка, при отклонении распределения  $\Theta_i$  от равномерного (горизонтальная линия) с плотностью  $\bar{\rho}_i(t)$  некоторое количество  $\Theta_i^*$  величины  $\Theta_i$  переносится из одной части системы в другую. Это вызывает смещение радиус-вектора центра  $\mathbf{R}_i$  этого параметра из первоначального положения  $\mathbf{R}_{i0}$  на величину  $\Delta\mathbf{R}_i$ . Положение  $\mathbf{R}_i$  центра какой-либо экстенсивной величины  $\Theta_i$ , в текущем (неоднородном) и исходном (однородном) состояниях определяется известными выражениями:

$$\mathbf{R}_i = \Theta_i^{-1} \int \rho_i(\mathbf{r}, t) \mathbf{r} dV, \quad \mathbf{R}_{i0} = \Theta_i^{-1} \int \bar{\rho}_i(t) \mathbf{r} dV \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (2)$$

Таким образом, состояние пространственно неоднородной системы характеризуется возникновением специфических «моментов распределения»  $\mathbf{Z}_i$  энергоносителей  $\Theta_i$ :

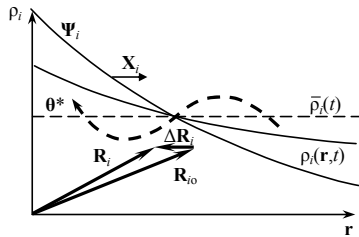


Рис. 1. К образованию момента распределения.

$$\mathbf{Z}_i = \Theta_i \Delta\mathbf{R}_i = \int_V [\rho_i(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}_i(t)] \mathbf{r} dV. \quad (3)$$

Здесь  $\Delta\mathbf{R}_i = (\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{i0})$  – векторы смещения центра величины  $\Theta_i$  (массы, заряда, энтропии, импульса относительного движения частей системы и т.п.) от ее равновесного положения. В результате этого возникают некоторые «моменты распределения»  $\mathbf{Z}_i$  экстенсивных параметров  $\Theta_i$  с плечом  $\Delta\mathbf{R}_i$ . Несложно показать, что производные по времени от этих моментов дают потоки носителей  $i$ -й формы энергии, в том числе потоки вещества, заряда, импульса и т.п. Действительно, поскольку параметры  $\Theta_i$  в процессе их перераспределения по системе остаются неизменными, производная от  $\mathbf{Z}_i$  по времени относится только к радиус-вектору центра ее величины  $\mathbf{R}_i$ , приобретая смысл потока  $\mathbf{J}_i$  величины  $\Theta_i$ :

$$\mathbf{J}_i^c = \Theta_i \mathbf{v}_i, \quad (4)$$

где  $\mathbf{v}_i = d\mathbf{R}_i/dt$  – скорость перемещения в пространстве величины  $\Theta_i$ .

Таким образом поток как понятие интуиционистской математики, означающее перемещение чего-либо в определенном направлении, становится общезначимым понятием и приобретает вполне конкретный смысл произведения переносимой величины на скорость ее переноса  $\mathbf{v}_i$ . В отличие от более привычного понятия расхода той же величины через границы системы  $\dot{\Theta}_i = d\Theta_i/dt$  поток  $\mathbf{J}_i$  имеет векторную природу, что отражает его направленность, и иную размерность. Однако его плотность этого потока  $\mathbf{j}_i^c$  очень близка к понятию удельного расхода и не отличается от него размерностью. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим величину момента  $\mathbf{Z}_i$  для системы единичного объема:

$$\mathbf{Z}_{iV} \equiv \partial\mathbf{Z}_i/\partial V = \Theta_i \partial\Delta\mathbf{R}_i/\partial V + \Delta\mathbf{R}_i \partial\Theta_i/\partial V. \quad (5)$$

Поскольку при  $V \rightarrow 0$  («стягивании» системы в точку)  $\Delta\mathbf{R}_i \rightarrow 0$  и  $\rho_i \rightarrow \bar{\rho}_i(t)$ , первое слагаемое в правой части (5) обращается в нуль, так что  $\mathbf{Z}_{iV} = \rho_i \Delta\mathbf{R}_i$ . Отсюда следует, что полная производная от  $\mathbf{Z}_{iV}$  как функции  $\mathbf{R}_i$  по времени  $t$  имеет вид:

$$d\mathbf{Z}_{iV}/dt = (\partial\mathbf{Z}_{iV}/\partial t) + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{Z}_{iV}. \quad (6)$$

<sup>1</sup> Под энергоносителем понимается материальный носитель  $i$ -й составляющей энергии, количественной мерой которого служит физическая величина  $\Theta_i$ . Так, масса  $k$ -го вещества  $M_k$  является носителем энергии покоя; заряд  $\Theta_e$  – носителем электростатической энергии системы; импульс компонента  $M_k \mathbf{v}_k$  – носителем ее кинетической энергии и т.п.

Первое слагаемое в правой части этого выражения характеризует так называемое «локальное» изменение параметра  $\mathbf{Z}_{iV}$ , обусловленное теплообменом, массообменом, электризацией и т.п. и не связанное с процессом перераспределения ( $\mathbf{R}_i = \text{const}$ ); второе – «конвективное» изменение этого момента, обусловленное смещением энергоносителя  $\Theta_i$ :

$$\mathbf{j}_i^c = \rho_i \mathbf{v}_i, \quad (7)$$

где  $\rho_i = \text{div} \mathbf{Z}_{iV}$  – плотность этого энергоносителя.

Как видим, понятие «потока смещения»  $\mathbf{J}_i^c$  (заряда, вещества, энтропии, импульса и т.п.) вполне адекватно существу процесса перераспределения. Его отличие от обычных потоков этих энергоносителей через границы системы состоит лишь в том, что он не пересекает их, т.е. являются *внутренним*. Отсюда и другая особенность потоков смещения – их принципиальная *нестационарность* и *финитность* (ограниченность во времени). Такой их характер обусловлен тем, что процессы перераспределения экстенсивных параметров  $\Theta_i$  заканчиваются с установлением нового распределения – как равновесного, так и неравновесного, в то время как обычные потоки через границы системы, как и токи проводимости в замкнутой цепи, могут протекать как угодно долго (быть стационарными).

С полными потоками смещения приходится иметь дело в любых изолированных системах, которые подчиняющихся законам сохранения энергии, массы, заряда, импульса и его момента, и для которых такие потоки вообще являются единственно возможными. Например, в механике сплошных сред, гидродинамике и аэродинамике с полными потоками смещения массы  $\mathbf{J}_m^c$  мы сталкиваемся всегда, когда говорим о *количестве движения* (импульсе  $\mathbf{P}$ ) относительного движения тела [3]. Таков, например, поток жидкости или газа, перетекающих из одного сообщающегося сосуда в другой. В частности, в процессах перемешивания (диффузии) они называются диффузионными потоками  $k$ -х компонентов системы  $\mathbf{J}_k^c$ , которые выражаются произведением массы переносимого вещества  $M_k$  на скорость ее смещения  $\mathbf{v}_k$  относительно общего центра массы. Производная  $d\mathbf{P}/dt$  от импульса  $\mathbf{P}$  приобретает смысл потока импульса  $\mathbf{J}_w^c$  в процессах ускорения тел. Именно этому потоку пропорциональна сила  $\mathbf{F}$  в ее ньютоновском определении.

В теории теплообмена потоки смещения встречаются при термической релаксации системы, сопровождающейся перераспределением энтропии  $S$  между частями системы. Соответствующие потоки смещения энтропии  $\mathbf{J}_s^c$  связаны с потоком тепла  $\mathbf{J}_q$  в законе Фурье простым соотношением  $\mathbf{J}_s^c = \mathbf{J}_q/T$ . Эти потоки в принципе ничем не отличаются от потоков тепла или энтропии через границы «расширенной» системы, включающей в себя окружающую среду. Наблюдаются такие потоки смещения и в акустике, например, при продвижении фронта ударной волны в закрытом волноводе, а также в гальванических и топливных элементах, где потоки реагентов  $\mathbf{J}_k$  в каких-либо химических реакциях связаны стехиометрическим соотношением.

В электротехнике такого рода потоки именуется издавна просто токами. Известны токи проводимости  $\mathbf{J}_e$ , связанные с движением свободного заряда с плотностью  $\rho_e$ , и токи смещения связанных зарядов с плотностью  $\rho_c$ , обусловленные относительным смещением положительных и отрицательных зарядов в структуре вещества. Имеются они и в магнетиках, возникая в процессе их намагничивания (создания магнитных диполей с разнонаправленными в пространстве полюсами). Сопоставляя выражение  $\rho_i = \text{div} \mathbf{Z}_{iV}$  (7) с известным из электродинамики соотношением  $\rho_e = \text{div} \mathbf{D}$ , находим, что вектор электрической индукции  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$  имеет смысл в общем случае момента распределения в единице объема проводников и диэлектриков соответственно свободных или связанных зарядов. Именно полному току смещения  $\mathbf{J}_e = \iint \mathbf{j}_e d\mathbf{f} dl$  пропорциональна сила взаимодействия  $\mathbf{F}$  двух проводников длиной  $l$  и сечением  $f$  с током плотностью  $\mathbf{j}_e$  в законе Ампера. В термоэлементах полный поток тепла Томсона  $Q_T$  через поверхность их электродов также пропорционален полному току в объеме каждого электрода  $\mathbf{J}_e = \iiint \mathbf{j}_e dV$ , где  $dV = d\mathbf{f} dl$ . Словом, возникновение потоков смещения в материальных средах является *общезначимым явлением*. Отличить их от обыч-

ных стационарных потоков, циркулирующих по замкнутому контуру подобно току проводимости, несложно по уменьшению плотности потока смещения  $\mathbf{j}_i^c$  до нуля на концах линии тока (на границах системы).

Представляет теперь интерес выяснить, насколько соответствует ток смещения Максвелла общезначимому содержанию понятия потока.

## 2. Реальны ли токи смещения Максвелла?

Рассматривая вектор электрического смещения  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$  как частный случай момента распределения  $\mathbf{Z}_{iV}$ , находим, что в общем случае систем, содержащих как свободные, так и связанные заряды, его полная производная по времени включает в себя наряду с локальной составляющей  $(\partial \mathbf{D} / \partial t)$  так называемую конвективную составляющую  $(\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{D}$ , представляющую собой сумму токов смещения свободных  $\mathbf{j}_e^c = \rho_e \mathbf{v}_e$  и связанных  $\mathbf{j}^c = \rho_c \mathbf{v}_c$  зарядов:

$$d\mathbf{D}/dt = (\partial \mathbf{D} / \partial t) + \epsilon_0^{-1} (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{E} + (\mathbf{v}_c \cdot \nabla) \mathbf{P} = \mathbf{j}_e + \mathbf{j}^c + (\partial \mathbf{D} / \partial t). \quad (8)$$

Здесь  $\mathbf{v}_e, \mathbf{v}_c$  – скорость смещения свободных и связанных зарядов для системы в целом;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная вакуума;  $\mathbf{P}$  – вектор поляризации.

Отсюда следует, что токи смещения определяются только конвективной составляющей вектора электрического смещения, так что их отнесение Максвеллом к локальной производной  $(\partial \mathbf{D} / \partial t)$  лишено каких-либо оснований. В цепях переменного тока, разорванных конденсатором с вакуумным промежутком, эта величина может быть отлична от нуля и в отсутствие какого-либо тока через конденсатор, вследствие, например, квазистатического (бесконечно медленного) накопления заряда на его обкладках ( $\mathbf{j}^c \rightarrow 0$ ). Поэтому производную  $(\partial \mathbf{D} / \partial t)$  «нельзя считать скоростью переноса чего-либо» [2].

Максвелл ввел производную  $(\partial \mathbf{D} / \partial t)$  в закон Ампера

$$\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}_e \quad (9)$$

с тем, чтобы избежать казавшегося ему недопустимым нарушения непрерывности цепи переменного тока. Действительно, взяв дивергенцию  $\text{rot} \mathbf{H}$  (которая всегда равна нулю), найдем, что согласно (9)  $\text{div} \mathbf{j}_e = 0$ . Это возможно и в случае  $\mathbf{j}_e = 0$ , когда никакой ток через конденсатор не проходит. Однако Максвелл интерпретировал это обстоятельство так, как будто ток проводимости в конденсаторе непрерывно переходит в некоторый специфический ток  $\mathbf{j}^c = \partial \mathbf{D} / \partial t$ , который он назвал «током смещения». Это было сделано для того, чтобы оправдать возникновение в зазоре конденсатора созданного этим током локального вихревого поля с  $\text{rot} \mathbf{H} \neq 0$ . Между тем, как показал позднее Э.Парселл, это поле не обязательно связано с полем в зазоре конденсатора: может быть обусловлено и токами в проводниках, подводящих заряд к его обкладкам [4]. Таким образом, необходимость дополнения закона Ампера (9) членом  $\partial \mathbf{D} / \partial t$  диктуется в действительности не условием замкнутости цепи переменного тока, а необходимостью рассматривать полную производную по времени от любых параметров типа  $\mathbf{Z}_{iV} = \mathbf{Z}_{iV}(\rho_i, \mathbf{R}_i)$ , и в том числе вектора индукции  $\mathbf{D}$ , как это следует из соотношения (6). В таком случае равенство нулю  $\text{div} \mathbf{j}_e$  объясняется просто отсутствием тока через конденсатор ( $\mathbf{j}_e = 0$ ), не требуя интерпретации производной  $\partial \mathbf{D} / \partial t$  как некоторого тока.

Характерно, что и само по себе открытое М.Фарадеем явление магнитной индукции, т.е. возникновения тока при изменении напряженности магнитного поля, не требовало замкнутости электрического контуров, в которых наводится ЭДС индукции [5]. Способность переменных токов свободных зарядов существовать и в разомкнутых контурах, приводя к возникновению в них колебательных процессов, была известна давно. Именно

эти токи и следовало бы называть в соответствии с (8) токами смещения, поскольку в отличие от постоянных токов проводимости они являются *внутренними*, не выходящими за границы проводников, и *финитными*, т.е. прекращающимися при достижении определенного неравновесного состояния проводника. По-видимому, лишь стремлением Максвелла доказать существование электромагнитного поля с  $\text{rot}\mathbf{E} \neq 0$  можно объяснить его предположение о том, что вихревое магнитное поле в зазоре конденсатора имеет ту же величину и направление, что и на остальных участках цепи.

Чтобы окончательно убедиться в ошибочности последнего допущения, воспользуемся данным в [3,6] энергодинамическим выводом уравнений Максвелла, опирающимся на первичные принципы неравновесной термодинамики. Термодинамический метод, как известно, базируется на свойствах полного дифференциала ряда функций состояния типа  $\mathbf{Z}_i = \mathbf{Z}_i(\Theta_i, \mathbf{R}_i)$ . В соответствии с этим второе уравнение Максвелла принимает вид:

$$\text{rot}\mathbf{H} = d\mathbf{D}/dt, \quad (10)$$

что с учетом (8) означает необходимость дополнения закона Ампера полной производной от вектора электрической индукции  $\mathbf{D}$ . В таком случае взятие дивергенции от обеих частей (8) приводит к соотношению:

$$\text{div}[\mathbf{j}_e + \mathbf{j}^c + (\partial\mathbf{D}/\partial t)] = 0. \quad (11)$$

Отсюда следует, что  $\mathbf{j}_e = -\mathbf{j}^c - (\partial\mathbf{D}/\partial t)$ , т.е. в цепях переменного тока наряду с периодической зарядкой конденсатора наблюдаются токи смещения связанных зарядов  $\mathbf{j}^c$ , которые направлены *навстречу* току свободных зарядов, но отнюдь не «продолжают» их. В частном случае неполяризуемых диэлектриков и вакуума, где  $\mathbf{j}^c = 0$ ,  $\text{div}\mathbf{j}_e^c = -(\partial\mathbf{D}/\partial t) = \partial\rho_e/\partial t$ , т.е. ток смещения свободных зарядов вызывает лишь накопление заряда на обкладках конденсатора и в конце этого процесса исчезает. Таким образом, сам факт прекращения процесса зарядки конденсатора указывает на противоположную направленность потоков  $\mathbf{j}_e^c$  и  $\mathbf{j}^c$ . Иными словами, предположение о замкнутости цепи переменного тока не соответствует существу дела. Особенно очевидным становится это, если мы разведем обкладки конденсатора на противоположные концы спрямленного проводника, и в середину его включим генератор переменного тока. Тогда мы получим диполь Герца, в котором токи свободных зарядов периодически смещаются в ту или иную сторону, не выходя при этом за границы диполя, что порождает в излучателе электромагнитные колебания. По мере удаления от так называемой «ближней зоны» антенны энергия этих колебаний преобразуется в энергию колебаний плотности эфира. При этом сами колебания становятся синфазными, образуя бегущую продольную волну плотности эфира. Именно так представлял себе процесс излучения Н. Тесла, который считал, что «беспроводный передатчик... производит продольные волны в эфире, поведение которых похоже на поведение звуковых волн в воздухе, за исключением того, что огромная упругость и крайне малая плотность данной среды делает их скорость равной скорости света» [7].

Таким образом, к выводу Максвелла о существовании вихревого электрического поля вела целая цепочка допущений, в результате которых от внимания исследователей ускользнула *противонаправленность* токов проводимости и смещения. Последствия, к которым привели эти допущения, оказались слишком серьезными.

Прежде всего, допущение о существовании в эфире вихревого электрического поля противоречило экспериментально обнаруженному потенциальному характеру кулоновского поля зарядов. В действительности вихревыми являются только магнитные поля, которые, строго говоря, являются полями не сил, а их моментов [8,9].

Далее, согласно тому же Максвеллу, на единичный заряд в замкнутом электрическом контуре помимо электростатического поля  $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$  действует в общем случае магнитная сила  $\partial\mathbf{A}/\partial t$ , создаваемая переменным во времени векторным магнитным потенциалом  $\mathbf{A}$ , а

также сила Лоренца  $\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}$ , связанная с этим потенциалом соотношением  $\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}$ . Циркуляцию суммы этих сил по замкнутому контуру длиной  $L_e$  он назвал электродвижущей силой (ЭДС) [1] :

$$\text{ЭДС} = \oint (-\nabla\varphi - \partial\mathbf{A}/\partial t + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) d\mathbf{L}_e \quad (12)$$

В стационарном электрическом поле интеграл от  $\nabla\varphi$  по замкнутому контуру исчезает. Таким образом, электрическое поле  $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ , будучи по своей сути электростатическим (полем зарядов), не совершает работы на замкнутом пути в силу своей потенциальности. Работу на замкнутом пути совершают лишь силы, имеющие вихревую природу и называемые обычно «сторонними». Иными словами, сами по себе электрические поля  $\mathbf{E}$ , создаваемые стационарными зарядами, не могут быть вихревыми<sup>1)</sup>. Это особенно очевидно для изолированных систем, заряд которых в соответствии с законами сохранения остается неизменным. Вихревыми могут быть только поля *электродвижущих сил*, создаваемых бетатронами и включающих в себя в соответствии с (12) вихревые силы.

Следующее противоречие в теории Максвелла связано с предположением о существовании единого электромагнитного поля (ЭМП), энергия которого в вакууме определяется выражением  $E = \epsilon_0 \mathbf{E}^2/2 + \mu_0 \mathbf{H}^2/2$ , где  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  – постоянные величины, названные им диэлектрической и магнитной проницаемостью вакуума. В условиях синфазного изменения параметров  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , обнаруженного Фарадеем опытным путем еще в 1831 году, это означает нарушение закона сохранения энергии электромагнитного поля [10].

Еще одно противоречие порождает предположение Максвелла о взаимном превращении вихревых электрических и магнитных полей в вакууме. Известно, что между четырьмя параметрами  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{B}$ , фигурирующими в его уравнениях, в эфире или ЭМП существуют 3 уравнения связи:  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$ ;  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$  и  $\mathbf{H} = \mathbf{H}(\mathbf{E})$ <sup>2)</sup>. Это означает, что если систему уравнений Максвелла относить не к электротехническим устройствам, с которыми проводил эксперименты Эрстед, Ампер и Фарадей, а к воображаемому электромагнитному полю, то из 4-х указанных параметров независимым в нем останется лишь один из них. В таком случае ЭМП обладает лишь одной степенью свободы, так что никакого преобразования в нем одной из них (электрической) в другую (магнитную) или наоборот быть не может [10].

Наконец, предположение Максвелла о существовании в эфире электромагнитных волн, якобы обнаруженных в дальнейшем Г.Герцем, опровергается экспериментами Н.Тесла, который, повторив их в диапазоне более высоких частот, пришел к заключению, что «было бы большой ошибкой полагать, что излучаемая энергия распространяется в виде электромагнитных волн» [7]. Действительно, ни откуда не следовало, что энергия электромагнитных колебаний в излучателе или детекторе Герца переносятся в пространстве теми же колебаниями в среде, свободной и от зарядов, и от токов, без какого-либо ее преобразования в другие формы! Об этом свидетельствуют многочисленные эксперименты, обнаружившие неэлектромагнитную компоненту в излучении лазера, позволившие поставить вопрос о неэлектромагнитной природе света вообще [11].

Не менее серьезны и последствия мировоззренческого характера, к которым привело представление Максвелла об электромагнитном поле как о некоторой материальной сущности, не зависящей от создающих это поле зарядов и токов. Оно привело к «материализации» электромагнитных и других полей, и к делению материи на вещество и поле. Между тем достаточно в законе Кулона

<sup>1)</sup> Исключение составляют случаи, когда потенциалы  $\varphi = \varphi(\mathbf{r}, t)$ , т.е. искусственно изменяются в течение одного витка орбиты электрона, как это осуществляется, например, в бетатронах, предназначенных для ускорения электронов. Тогда поле  $\mathbf{E}$  перестает быть статическим может стать вихревым.

<sup>2)</sup> Последнее обусловлено синфазностью изменений напряженностей электрического и магнитного полей в электромагнитной волне.

$$F_e = Q_1 Q_2 / 4\pi\epsilon_0 R_{12}^2 \quad (10)$$

удалить из системы все заряды  $Q_2$ , кроме одного ( $Q_1$ ), или считать это заряд равномерно «размазан» по всему пространству, как исчезнет электрическое поле  $F_e$ . Точно также исчезнет магнитное поле, если в законе Ампера для силы взаимодействия двух параллельных проводников единичной длины

$$F_m = \mu_0 J_1 J_2 / 2\pi R_{12} \quad (11)$$

положить один из токов,  $J_1$  или  $J_2$ , равным нулю. То же самое характерно и для гравитационных полей. Поэтому подмена эфира или физического вакуума как его квантового аналога электромагнитным полем означает по существу измышление излишних материальных сущностей в противовес «принципу (бритве) Оккамы».

Обосновывая независимость ЭМП от его материальных источников, Максвелл полагал, что ЭМП и есть та среда, где находится энергия «после того как она покинула одно тело и еще не достигла другого». Однако «переносится» в принципе только внутренняя (собственная) энергия, присущая, например, колеблющемуся эфиру. Электромагнитная же энергия является внешней (взаимной), и принадлежит всей совокупности взаимодействующих зарядов и токов, а не какому-либо материальному объекту в отдельности. Такая энергия может только превращаться из одной формы в другую при изменении конфигурации системы, но не переноситься в одного тела к другому. Поэтому поле следует трактовать лишь как напряженное состояние эфира, проявляющееся в возникновении в пространстве каких-либо сил, т.е. как его свойство, а не как самостоятельную сущность [11]. Такая подмена эфира полем лишь порождает путаницу и вызывает больше вопросов, чем дает ответов.

### 3. Эвристическая ценность обобщения понятия потока смещения.

Придание токам смещения четкого физического смысла потока материального носителя той или иной формы энергии позволяет дать альтернативное решение многим проблемам современной физики [3]. Будучи производными по времени от моментов распределения  $Z_i$  разнообразных носителей энергии  $\Theta_i$ , эти потоки требуют рассмотрения в качестве объекта исследования всей совокупности взаимодействующих (взаимно движущихся) тел и их частей как единого неравновесного целого. Для такой (замкнутой или изолированной) системы все процессы являются внутренними, а все потоки – потоками смещения. Это гарантирует выполнение в таких системах всех законов сохранения (энергии, массы, заряда, импульса и его момента). Далее, это дает возможность применения термодинамического метода исследования к непрерывным средам, считающимся системами с бесконечным числом степеней свободы, поскольку число параметров их состояния  $\Theta_i$  и  $R_i$  становится конечным. Наконец, появляется возможность реализовать системный подход к исследованию любого объекта исследования, спецификой которого является изучение его «от целого к части» с сохранением при этом тех «системообразующих» связей, которые отсутствуют у любой ее части. Все это не только придает исследованию междисциплинарный характер, но и поднимает его на более высокий качественный уровень.

В электродинамике такой подход позволил доказать ошибочность замены Г. Герцем и О.Хэвисайдом в уравнениях Максвелла полных производных  $d\mathbf{D}/dt$  и  $d\mathbf{B}/dt$  на частные производные  $(\partial\mathbf{D}/\partial t)$  и  $(\partial\mathbf{B}/\partial t)$  и дополнить их конвективными составляющими токов смещения не только связанных зарядов  $\mathbf{j}_e^c$ , но и полюсов  $\mathbf{j}_m^c$  [12]; получить из модернизированных таким путем уравнений выражение сил Лоренца, не прибегая для этого к релятивистским соображениям [13]; обосновать существование в проводящих средах продольных элек-

ромагнитных волн [14], вскрыть вращательную природу векторного магнитного потенциала [15], вывести закон Био-Савара [16], вскрыть противоположную направленность потоков электрической и магнитной энергии в векторе Пойнтинга [17] и т.д.

Существование конвективных токов смещения связанных зарядов и магнитных полюсов, возникающих при движении диэлектриков и магнетиков, позволило объяснить ряд явлений, не укладывающихся в рамки теории Максвелла. Наиболее известным из них является «парадокс Фарадея», заключающийся в возникновении ЭДС при вращении диска униполярного генератора Фарадея вместе с магнитом, когда  $\partial\mathbf{V}/\partial t = 0$ , т.е. поток вектора  $\mathbf{V}$  через поверхность диска не меняется; эффекты Роуленда – Эйхенвальда и Рентгена - Эйхенвальда (возникновение электрического или магнитного поля при движении поляризованного диэлектрика или магнетика); эффект Вильсона – Барнета (поляризация диэлектрической пластины при ее движении в магнитном поле) и т.п. Таким образом, придание потокам смещения общефизического смысла снимает ряд трудностей электродинамики, связанных с известными исключениями из правила потока [2].

## Литература

1. Максвелл Дж. Трактат об электричестве и магнетизме. В двух томах. – М.: Наука, 1989.
2. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 5. Электричество и магнетизм. - М.: Мир, 1965.
3. Эткин В.А. Энергодинамика. Синтез теорий переноса и преобразования энергии.- СПб. «Наука», 2008. 409 с.
4. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклевский курс физики. Т.2. - М. «Наука», 1975. - 439 с.
5. Фарадей М. Экспериментальные исследования по электричеству: Пер. с англ./ Под ред. Т.П. Кравца. М.: Изд-во АН СССР. Т. 1. 1947; Т. 2. 1951; Т. 3. 1959.
6. Эткин В.А. Энергодинамический вывод уравнений Максвелла. // Доклады независимых авторов. 2013. – Вып. 23.- С. 165-168.
7. Тесла Н. Лекции. Статьи. – М., Tesla Print.- 2003. - 386 с.
8. Канн К.Б. Электродинамика здравого смысла.- Saarbrücken, Lamb. Acad. Publ., 2012.
9. Эткин В.А. Коррекция электродинамики с позиций энергодинамики. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12177.html>. 13.07.2012.
10. Эткин В.А. Описывают ли уравнения Максвелла электромагнитное поле? <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12201.html>. 2.09.2012.
11. Эткин В.А. О неэлектромагнитной природе света. // Доклады независимых авторов. 2013. – Вып. 24. С. 160...187.
12. Эткин В.А. О неполноте уравнений Максвелла. <http://ntpo.com/physics/opening/9.shtml>. 06.09.2004.
13. Эткин В.А. Вывод выражения силы Лоренца из уравнений Максвелла. [vixra:1208.0013](http://vixra.org/abs/1310.0193)
14. Эткин В.А. Продольные волны как следствие уравнений Максвелла. <http://sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/13093.html> . 25.09.2013.
15. Эткин В.А. О смысле векторного потенциала. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12770.html>. 3.04.2013.
16. Эткин В.А. Закон Био-Савара-Лапласа как следствие энергодинамики. <http://vixra.org/abs/1310.0193>.
17. Эткин В.А. Описывает ли вектор Пойнтинга поток электромагнитной энергии? <http://sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12299.html>. 18.10.2012.