УДК 537.812 +537.868

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ НЕТЕПЛОВОГО ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА МАТЕРИАЛЬНЫЕ СРЕДЫ

В.В. Сидоренков

Наряду с системой уравнений электромагнитного поля, проведен анализ физического содержания новых систем электродинамических уравнений: электрического поля, магнитного поля и поля векторного потенциала. Показано, что эти системы уравнений описывают чисто электрические или чисто магнитные статические и динамические явления, в частности, волны, переносящие поток соответствующей энергии либо поток момента электромагнитного импульса. Установлен физический смысл электромагнитного векторного потенциала как полевого эквивалента двух локальных основных параметров микрочастицы: ее заряд создает электрическую компоненту вектор-потенциала, а спин – магнитную компоненту потенциала. Рассмотрен конкретный пример применения полученных результатов при изучении электродинамических процессов в металлах, обусловленных нетепловым действием постоянного электрического тока.

Введение. Приоритет прямого доказательства *нетеплового* действия электромагнитных (ЭМ) полей на физико-механические свойства материалов безусловно принадлежит Вертгейму [1]. В экспериментах по удлинению проволочных образцов различных металлов при постоянной внешней механической нагрузке в условиях пропускания электрического тока либо только при термическом воздействии для одной и той же температуры образца определялись соответственно модули упругости G_1 и G_2 исследуемого материала. Наличие разности $\Delta G = |G_1 - G_2|$ служило доказательством дополнительного нетеплового действия электрического тока на величину модуля упругости металла. Однако в то время этот эффект не был актуален, а потому не востребован, и лишь спустя 125 лет указанное явление было переоткрыто Троицким [2]. Теперь феномен нетеплового действия ЭМ полей на свойства материальных сред не только всесторонне изучается, но и нашел успешное применение в технологиях обработки металлов и других материалов [3, 4].

Тем не менее, надо признать, что при значительных успехах в приложениях научное развитие этого направления исследований всегда сдерживалось концептуально, поскольку строгой электродинамической теории, последовательно описывающей нетепловое действие ЭМ полей на материальные среды, попросту не существовало. Объективность такого заявления иллюстрирует, в частности, многолетняя дискуссия в научной печати о природе электропластического эффекта (ЭПЭ) в металлах (например, в [3, 4]). Парадокс в том, что одни аргументированно на основе анализа уравнений ЭМ поля показывают, что ЭПЭ электродинамически обусловлен проявлением квадратичных по току закона Джоуля-Ленца и пинч-эффекта, а другие в многочисленных экспериментах убеждаются в нетепловой (линейной по току) природе ЭПЭ.

Сидоренков Виктор Васильевич – Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, кандидат физ.-мат. наук, доцент

Физические основы электродинамики нетепловых процессов в материальных средах. Попытаемся разобраться в этой далеко непростой ситуации, для чего рассмотрим систему уравнений электродинамики Максвелла - *уравнения ЭМ поля*:

$$\text{(a)}\ \operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \qquad \text{(b)}\ \operatorname{div}\vec{D} = \rho, \qquad (1)$$

$$\text{(c)}\ \operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \qquad \text{(d)}\ \operatorname{div}\vec{B} = 0,$$

Здесь компоненты ЭМ поля векторы электрической $\vec{E}$ и магнитной $\vec{H}$ напряженности связаны с соответствующими векторами индукции $\vec{D}$ и $\vec{B}$ и плотности электрического тока $\vec{j}$ посредством материальных соотношений:

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, \quad \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}, \quad \vec{j} = \sigma\vec{E},$$

описывающих отклик среды на воздействие поля; ρ - объемная плотность стороннего электрического заряда, ε_0 и μ_0 - электрическая и магнитная постоянные, σ, ε и μ - удельная электропроводность и относительные диэлектрическая и магнитная проницаемость среды, соответственно.

Фундаментальным следствием уравнений (1) является тот факт, что описываемое ими поле распространяется в пространстве в виде волн, переносящих поток ЭМ энергии $[\vec{E},\vec{H}]$, аналитическая формулировка закона сохранения которой также следует из этих уравнений:

$$\vec{H}\operatorname{rot}\vec{E} - \vec{E}\operatorname{rot}\vec{H} = \operatorname{div}[\vec{E},\vec{H}] = -\sigma(\vec{E},\vec{E}) - \\ - \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu\mu_0\vec{H}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \qquad (2)$$

Видно, что в данной точке среды *диссипативные* процессы электропроводности и изменения электрической и магнитной энергий порождаются потоком извне вектора Пойнтинга ЭМ энергии $[\vec{E},\vec{H}]$, и наоборот.

Однако, согласно уравнениям системы (1), невозможны в принципе электродинамические потоки, переносящие только электрическую либо только магнитную энергии, хотя процессы соответствующей поляризации сред существуют раздельно и энергетически независимы. Поэтому продолжим обсуждение уравнений (1) с целью их модификации для поля ЭМ векторного потенциала, поскольку новые уравнения позволят последовательно описать процессы нетеплового действия электродинамических полей в материальных средах: электрическую и магнитную поляризацию среды, передачу ей момента ЭМ импульса.

Сами *исходные* соотношения *первичной* взаимосвязи компонент ЭМ поля и поля ЭМ векторного потенциала с электрической $\vec{A}^e$ и магнитной $\vec{A}^m$ компонентами получим непосредственно из уравнений (1):

$$\text{(a)}\ \vec{B} = \operatorname{rot}\vec{A}^m, \qquad \text{(b)}\ \vec{D} = \operatorname{rot}\vec{A}^e, \tag{3}$$

$$\text{(c)}\ \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}^m}{\partial t}, \qquad \text{(d)}\ \vec{H} = \frac{\vec{A}^e}{\tau_{рел}} + \frac{\partial \vec{A}^e}{\partial t}.$$

Здесь соотношение (3a) вводится с помощью уравнения (1d), так как дивергенция ротора произвольного векторного поля тождественно равна нулю. Аналогично (3b) следует из уравнения (1b) при $\rho = 0$, справедливого для сред с локальной электронейтральностью. Далее подстановка (3a) в (1a) дает (3c), а подстановка (3b) в (1c) с учетом закона Ома электропроводности приводит к (3d), где $\tau_{рел} = \varepsilon\varepsilon_0/\sigma$ - постоянная времени релаксации электрического заряда в среде за счет ее электропроводности. Как представляется в [5, 6], исходные соотношения (3) фундаментальны и перспективны с точки зрения физической интерпретации поля ЭМ векторного потенциала, выяснения его роли и места в явлениях электромагнетизма. Покажем это.

Главное фундаментальное следствие соотношений (3) состоит в том, что подстановки (3c) в (3b) и (3d) в (3a) приводят к системе электродинамических *уравнений поля ЭМ векторного потенциала* с электрической $\vec{A}^e$ и магнитной $\vec{A}^m$ компонентами, математически структурно полностью аналогичной системе уравнений (1):

$$\text{(a)}\ \operatorname{rot}\vec{A}^e = -\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{A}^m}{\partial t}, \tag{4}$$

$$\text{(b)}\ \operatorname{rot}\vec{A}^m = \mu\mu_0\left(\frac{\vec{A}^e}{\tau_{рел}} + \frac{\partial \vec{A}^e}{\partial t}\right),$$

$$\text{(c)}\ \operatorname{div}(\mu\mu_0\vec{A}^e) = 0, \quad \text{(d)}\ \operatorname{div}(\varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m) = 0.$$

Чисто вихревой характер компонент поля векторного потенциала обеспечивается условием калибровки посредством дивергентных уравнений (4c) и (4d), которые также представляют собой для уравнений (4a) и (4b) начальные условия в математической задаче Коши, что делает систему (4) полностью замкнутой.

Подстановка соотношения (3c) в продифференцированное по времени ($\partial/\partial t$) соотношение (3a) и аналогичные действия с (3d) и (3b) дают систему электродинамических *уравнений ЭМ поля* (1) при $\rho = 0$, где уравнения (1d) и (1b) получаются взятием дивергенции от (3a) и (3b). Уравнения (1a) и (1c) можно также получить, если взять ротор от (3c) и (3d) при подстановке в них (3a) и (3b).

Применение операции ротора к (3c) и подстановка в него (3a) с учетом (3d) преобразует систему (3) в другую систему теперь уже *уравнений электрического поля* с компонентами напряженности $\vec{E}$ и векторного потенциала $\vec{A}^e$:

$$\text{(a)}\ \operatorname{rot}\vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^e}{\tau_{рел}} + \frac{\partial \vec{A}^e}{\partial t}\right), \tag{5}$$

$$\text{(b)}\ \operatorname{rot}\vec{A}^e = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E},$$

$$\text{(c)}\ \operatorname{div}(\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}) = 0, \quad \text{(d)}\ \operatorname{div}(\mu\mu_0\vec{A}^e) = 0.$$

Соответственно, взятие ротора от соотношения (3d) и подстановка в него (3b) с учетом (3c) снова преобразует соотношения (3) в еще одну систему уравнений классической электродинамики - *уравнений магнитного поля* с компонентами напряженности $\vec{H}$ и векторного потенциала $\vec{A}^m$:

$$\text{(a)}\ \operatorname{rot}\vec{H} = -\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^m}{\tau_{рел}} + \frac{\partial \vec{A}^m}{\partial t}\right), \tag{6}$$

$$\text{(b)}\ \operatorname{rot}\vec{A}^m = \mu\mu_0\vec{H},$$

$$\text{(c)}\ \operatorname{div}(\mu\mu_0\vec{H}) = 0, \quad \text{(d)}\ \operatorname{div}(\varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m) = 0.$$

Как видим, соотношения (3) функциональной первичной связи ЭМ поля и поля ЭМ векторного потенциала действительно фундаментальны.

Согласно структуре уравнений в представленных системах, существуют волновые уравнения не только для компонент ЭМ поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$, но и для компонент поля ЭМ векторного потенциала $\vec{A}^e$ и $\vec{A}^m$ в парных комбинациях этих четырех волновых уравнений в зависимости от системы. Возникает физически принципиальный вопрос: какие это волны, и что они переносят? Следовательно, необходимо выяснить физическое содержание этих новых систем электродинамических уравнений.

Подобно вектору Пойнтинга $[\vec{E},\vec{H}]$ плотности потока ЭМ энергии полей системы (1) рассмотрим другой потоковый вектор $[\vec{E},\vec{A}^e]$, модуль которого, судя по размерности, определяет электрическую энергию, приходящуюся на единицу площади поверхности. Для аргументированного обоснования возможности существования такого вектора и установления его статуса воспользуемся уравнениями системы (5) и с помощью стандартных вычислений (см. соотношение (2)) получим

$$\operatorname{div}[\vec{E},\vec{A}^e] = -\varepsilon\varepsilon_0(\vec{E},\vec{E}) - \mu\mu_0\vec{A}^e \times \times \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^e}{\tau_{рел}} + \frac{\partial \vec{A}^e}{\partial t}\right) \tag{7}$$

- соотношение, описывающее энергетику реализации процесса электрической поляризации среды в данной точке. Как видим, *уравнения электрического поля* (5) описывают чисто электрические явления, в том числе, поперечные электрические волны, переносящие поток электрической энергии.

Аналогичным образом можно ввести еще один потоковый вектор $[\vec{H},\vec{A}^m]$, размерность которого соответствует поверхностной плотности магнитной энергии в соотношении, описывающем энергетику реализации процесса намагничивания среды в данной точке:

$$\mathrm{div}[\vec{H},\vec{A}^m] = -\mu\mu_0(\vec{H},\vec{H}) - \varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m \times \times\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^m}{\tau_{рел}}+\frac{\partial\vec{A}^m}{\partial t}\right). \quad (8)$$

Итак, *уравнения магнитного поля* системы (6) рассматривают чисто магнитные явления, устанавливают реальность поперечных магнитных волн, переносящих поток магнитной энергии.

Полученные соотношения баланса (7) и (8) описывают энергетические условия реализации обычной электрической или магнитной поляризации среды (первое слагаемое правой части соотношений) посредством переноса извне в данную точку потоком поля вектора $[\vec{E},\vec{A}^e]$ или $[\vec{H},\vec{A}^m]$ соответствующей энергии. Эти соотношения также устанавливают наличие эффектов динамической поляризации вещества (в частности, проводящих сред) за счет действия переменных во времени электрической или магнитной компонент поля ЭМ векторного потенциала. Сведения о таких динамических эффектах позволяют по-новому взглянуть на физическую сущность электродинамики процессов ЭПЭ [3, 4], понять механизм их резкой интенсификации при импульсном режиме действия ЭМ полей или электрического тока. Надо сказать, что явления динамической поляризации уже имеют прямое экспериментальное воплощение: это эффекты *электродинамической индукции* в металлах [7] и *динамического намагничивания* в ферритах и магнитоупорядоченных металлах [8].

Подобно соотношениям (7) и (8) из уравнений в системе (4) следует соотношение баланса передачи в данную точку момента ЭМ импульса, реализуемого полем векторного потенциала посредством потокового вектора $[\vec{A}^e,\vec{A}^m]$:

$$\mathrm{div}[\vec{A}^e,\vec{A}^m] = -\mu\mu_0\vec{A}^e\left(\frac{\vec{A}^e}{\tau_{рел}}+\frac{\partial\vec{A}^e}{\partial t}\right) - -\varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m\frac{\partial\vec{A}^m}{\partial t}. \quad (9)$$

Здесь момент импульса в проводящей среде создается электрической компонентой векторного потенциала, стационарной в том числе, а в диэлектрической среде – переменными во времени электрической и магнитной компонентами.

Как видим, именно *уравнения поля ЭМ векторного потенциала* (4) описывают волны, переносящие в пространстве поток момента ЭМ импульса, которые еще со времен Пойнтинга безуспешно пытаются описать с помощью уравнений ЭМ поля (1) (см., например, результаты анализа в статье [9]). Существенно, что волны векторного потенциала не переносят энергии, поскольку в уравнениях (4) поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ в явном виде отсутствуют. В этой связи укажем на пионерские работы [10], где обсуждается неэнергетическое (информационное) взаимодействие векторного потенциала со средой при передаче в ней потенциальных волн и их детектирование с помощью эффекта, аналогичного эффекту Ааронова-Бома.

О физическом смысле поля электромагнитного векторного потенциала. Полевая концепция природы электричества является фундаментальной основой классической электродинамики и базируется на признании того факта, что взаимодействие разнесенных в пространстве электрических зарядов осуществляется с помощью ЭМ поля. Свойства этого поля описываются системой электродинамических уравнений Максвелла (1) откуда непосредственно вводятся понятия полей электрической и магнитной компонент векторного потенциала, физическая интерпретация которых до последнего времени отсутствовала.

При решении этой проблемы воспользуемся полученными выше фундаментальными исходными соотношениями (3) функциональной первичной взаимосвязи ЭМ поля и поля ЭМ векторного потенциала, на основе которых физически логично предположить, что наряду с ЭМ полем векторный ЭМ потенциал есть первичная полевая характеристика самого заряда, его полевой эквивалент. Для обоснования правомерности такого предположения рассмотрим конкретные аргументы, позволяющие, наконец, разрешить проблему физического смысла поля ЭМ векторного потенциала, которую для магнитного вектор-потенциала $\vec{A}^m$ (тоже, что и магнитная компонента потенциала) обсуждал в свое время еще Максвелл ([11] п. 590) при анализе электродинамических уравнений ЭМ поля.

Как известно, физические представления об электрическом заряде имеют на микроуровне существенное дополнение: элементарная частица характеризуется не только значением заряда q, кратного заряду электрона $|e^-|$, но и, в частности, спином s, трактуемым как собственный момент количества движения частицы. Величина этого момента квантована значением $h/2$, где h - постоянная Планка. Согласно предположению, сопоставим эти локальные характеристики микрочастицы и ее некое собственное первичное поле. Конкретно, например, для *электрона*, электрическая компонента этого поля соответствует заряду e, а магнитная - удельному (на единицу заряда) кинетическому моменту $h/2e$, определяющему, как известно [12], квант магнитного потока. Наша задача показать далее, что предполагаемое гипотетическое поле микрочастицы (совокупно, и макрообъекта) является полем ЭМ векторного потенциала.

Сначала рассмотрим поле электрической компоненты векторного потенциала $\vec{A}^e$. Для этого соотношение (3b) связи полей векторов электрической индукции $\vec{D}$ и вектор-потенциала $\vec{A}^e$ для большей наглядности и математической общности представим в интегральной форме:

$$\oint\limits_C \vec{A}^e d\vec{l} = \int\limits_{S_C} \vec{D} d\vec{S} = \Phi^e = \int\limits_{S_C} \sigma' dS = q' . \qquad (10)$$

Эти соотношения устанавливают физически содержательное положение о том, что величина циркуляции поля вектора $\vec{A}^e$ по замкнутому контуру C равна электрическому потоку Φ^e через поверхность S_C, опирающуюся на этот контур, то есть поляризационному электрическому заряду $\Phi^e \equiv q'_e$, индуцированному на S_C. Отсюда, в частности, следует определение поля вектора электрического смещения $\vec{D}$, по величине равного плотности поляризационного заряда σ' на пробной площадке, ориентация которой в данной точке создает на ней максимальное значение этого заряда, а нормаль к площадке указывает направление вектора $\vec{D}$. Определение $\vec{D}$ как потокового вектора показывает его принципиальное физическое отличие от линейного (циркуляционного) вектора напряженности $\vec{E}$, являющегося силовой характеристикой электрического поля.

Согласно соотношению (10), *электрический заряд* q'_e создает поле электрического вектор-потенциала $\vec{A}^e$, размерность которого есть *линейная плотность электрического заряда.* В итоге имеем *первую* фундаментальную корпускулярно-полевую пару $\Phi^e \equiv q'_e \Leftrightarrow \vec{A}^e$ с единицами измерения в системе СИ *Кулон* ⇔ *Кулон/ метр.*

Здесь и далее обсуждаются именно размерности физических величин, а использование в рассуждениях конкретной системы единиц их измерения не принципиально.

Такие корпускулярно-полевые представления подтверждаются и соотношением (3d) функциональной связи магнитной напряженности $\vec{H}$ и электрического вектор-потенциала $\vec{A}^e$, размерность которого есть *линейная плотность электрического тока,* измеряемого в СИ *Ампер/метр.* Следовательно, это соотношение представляет собой полевой аналог полного тока: токов проводимости и смещения $J = J_{пр} + J_{см}$, величина (сила тока) которого имеет единицу измерения *Ампер*.

Перейдем теперь к полю магнитного векторного потенциала $\vec{A}^m$, для чего рассмотрим интегральную форму соотношения (3а):

$$\oint\limits_C \vec{A}^m d\vec{l} = \int\limits_{S_C} \vec{B} d\vec{S} = \Phi^m . \qquad (11)$$

Интегральные величины в (11) определяют магнитный поток Φ^m, имеющий размерность *удельного* (*на единицу заряда*) *момента импульса* с единицей измерения в системе СИ *Вебер* = (*Джоуль·секунда*)/*Кулон.* При этом размерность самого вектор-потенциала $\vec{A}^m$ может быть двоякой: либо *импульс на единицу заряда,* либо альтернативная ей *линейная плотность момента импульса на единицу заряда*. Конечно, формально математически обе эти размерности вектора $\vec{A}^m$ тождественны, но как физические величины это различные понятия.

Здесь обратим внимание на тот факт, что циркуляционные векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ в электродинамике Максвелла ([11] п. 12 и 14) имеют размерность *линейной плотности физической величины*, а потоковые векторы $\vec{D}$, $\vec{B}$ и $\vec{j}$ – *ее поверхностной плотности.* В частности, размерность вектора магнитной индукции $\vec{B}$ равна *поверхностной плотности момента импульса на единицу заряда*, в системе СИ - *Тесла*. Экспериментально это ярко и наглядно иллюстрируется эффектом Эйнштейна-де Гааза, когда в среде при ее однородном намагничивании возникает коллинеарный вектору $\vec{B}$ механический вращающий момент, обусловленный упорядочением собственных моментов количества движения (спинов) электронов в атомах вещества среды. Поэтому, согласно соотношению (3а), размерностью вихревого поля магнитного вектор-потенциала $\vec{A}^m$ однозначно является *линейная плотность момента импульса на единицу заряда*.

Как видим, магнитному потоку Φ^m, то есть, следуя физической аналогии с (10), "магнитному заряду" q'_m сопоставляется его полевой эквивалент – поле магнитного вектор-потенциала $\vec{A}^m$. В итоге имеем *вторую* фундаментальную корпускулярно-полевую пару $\Phi^m \equiv q'_m \Leftrightarrow \vec{A}^m$, измеряемую в СИ (*Джоуль·секунда*)/*Кулон* ⇔ (*Джоуль·секунда*)/(*Кулон·метр*).

Соответственно, из соотношения (3с) размерность вихревого поля электрической напряженности $\vec{E}$ равна *линейной плотности момента силы на единицу заряда*, что никак не опровергает известное, а лишь вскрывает физический смысл этой физической величины, единица измерения которой в системе СИ – это *Вольт/метр.* Следовательно, соотношение (3с) есть полевой аналог уравнения динамики вращательного движения твердого тела в механике, что адекватно рассмотренным корпускулярно-полевым представлениям.

Таким образом, анализ исходных соотношений (3) позволил прояснить физический смысл ЭМ векторного потенциала как полевого эквивалента локальных основных параметров микрочастицы: заряда q и спина s. Итак, электрический заряд q_e, кратный заряду электрона $|e|$ создает электрическое поле с компонентами напряженности $\vec{E}$ и вектор-потенциала $\vec{A}^e$, а "магнитный заряд" – удельный (на единицу заряда) кинетический момент $q_m = s/e$, кратный кванту магнитного потока $h/2e$ – магнитное поле с компонентами напряженности $\vec{H}$ и вектор-потенциала $\vec{A}^m$. Например, для электрона имеем из (10) и (11) конкретные выражения для компонент поля ЭМ векторного потенциала: $|\vec{A}^e| = e/2\pi r$ и $|\vec{A}^m| = h/e4\pi r$. При этом микрочастица обладает чисто электрической энергией, чисто магнитной энергиями, ЭМ энергией и моментом ЭМ импульса, условия реализации которых описывается соотношениями (7), (8), (2) и (9), соответственно.

Электродинамические аспекты нетеплового действия электрического тока в металлах. В настоящее время установлено [13], что, как это ни парадоксально, металлы - это уникальная среда для изучения электродинамики нетепловых процессов. Лидером таких исследований является Троицкий [2-4], результаты работ которого по ЭПЭ, как и его последователей у нас и за рубежом, нашли успешное практическое применение в разнообразных технологиях обработки металлических материалов. Ниже на основе анализа следствий из представленных выше систем полевых уравнений обсуждаются электродинамические аспекты нетеплового действия постоянного электрического тока в металлах, в частности, физически важный вопрос о связи гальваномеханических деформаций и электрического поля в металлическом проводнике с током.

Вначале обсудим только природу электрической энергии, запасаемой в проводнике с током, объемную плотность которой $w_e = (\vec{E}, \vec{D})/2$ найдем, принимая во внимание закон Ома электропроводности $\vec{j} = \sigma\vec{E}$ и то, что поле электрического смещения (индукции) в таких условиях равно $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E} = (\varepsilon\varepsilon_0/\sigma)\vec{j} = \tau_{рел}\vec{j}$. В итоге получим

$$w_e(j) = \frac{1}{2}\frac{j^2}{\sigma}\tau_{рел}, \qquad (12)$$

где порядок времени релаксации электрического заряда в металлах $\tau_{рел} \sim 10^{-6}$с [14], а конкретно для меди из эксперимента $\tau_{рел} \approx 3{,}6 \cdot 10^{-6}$ с [15].

Представления о векторе поляризации вещества как электрическом дипольном моменте единицы объема, в линейном приближении прямо пропорциональном напряженности электрического поля: $\vec{P} = ne\vec{l} = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0\vec{E}$ ($|\vec{l}\,|$ – плечо диполя, n – концентрация носителей заряда), приводят к выражению

$$E(l_j) = \frac{ne}{\varepsilon\varepsilon_0} l_j, \qquad (13)$$

позволяющему описать электрическое поле в металлической среде при ее поляризации, где металл рассматривается как диэлектрик с предельно большой восприимчивостью. Физически поле $E(l_j)$ обусловлено законом сохранения импульса в системе "электронный газ – ионный остов" кристаллической решетки проводника, когда при наличии тока за счет явления отдачи "центры масс" положительных и отрицательных зарядов в атомах смещаются относительно друг друга, создавая тем самым деформационную поляризацию среды. Индуцируемое в проводнике электрическое поле уравновешивает поле сторонних сил, и в таких условиях результирующая сила, действующая на дрейфующие со скоростью v_j электроны проводимости, равна нулю, что и реализует линейную связь тока и поля $j \sim E$ в процессе электропроводности металлов.

Сопоставляя соотношение (13) с законом Ома электропроводности, получаем формулу для указанного динамического смещения "центров масс" разноименных зарядов

$$l_j = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{ne\sigma} j = \frac{\tau_{рел}}{ne} j = v_j \tau_{рел}, \qquad (14)$$

вызывающего электрическую поляризацию металлического проводника с током. Интересно отметить, что окончательно формула (14) по виду аналогична формуле для среднего значения "длины свободного пробега" электронов проводимости в металле: $l_T = v_T \tau_{ст}$, где v_T и $\tau_{ст}$ – средние тепловая скорость и время между столкновениями носителей заряда. Итак, процесс электрической проводимости порождает в металле электронейтральные ($\operatorname{div}\vec{D} = 0$) микрообласти, образно говоря, "полярные молекулы", обладающие дипольным электрическим моментом $\vec{p}_j = e\vec{l}_j$, ориентированным в изотропной среде коллинеарно направлению тока.

Фундаментальность l_j, по сути своей "длины релаксации" заряда в проводнике, состоит в том, что на участках такой длины при электропроводности возникает падение электрического напряжения

$$U(l_j) = \int\limits_{l_j} E_l \, dl = \frac{E(l_j) l_j}{2} = \frac{w_e(j)}{ne}, \qquad (15)$$

равное отношению объемных плотности электрической энергии (12) к плотности носителей заряда в металле. Данный результат нетривиален, поскольку в нем в явном виде вскрыта физическая сущность разности электрических потенциалов в проводнике с током, представляющей собой упорядоченно ориентированную совокупность "элементарных дипольных ячеек" удельной электрической энергии, созданных током в проводящей среде при ее поляризации.

Численные оценки параметров "полярных молекул", отвечающих соотношениям (14, 15), дают по порядку величины их максимальный, ограниченный значением тока разупрочнения реального металла ($j_{max} \sim 10^9$ А/м^2) размер вдоль направления дипольного момента $l_j \sim 10^{-7}$ м, и, соответственно, максимальные значения самого момента $p_j = el_j \sim 10^{-26}$ Кл·м и напряжения $U(l_j) \sim 10^{-6}$ В.

Согласно выражениям (13–15), физически естественно, что даже при реализации тем или иным способом условий, близких к изотермическим при пропускании тока, электрическое поле в металле должно сопровождаться упорядоченной деформацией (удлинением вдоль тока) проводника, связанной с полем линейной зависимостью. Справедливость вывода подтверждена экспериментом [15], где феномен $E(l_j)$ назван *электроупругим эффектом*, проявление которого при высоких плотностях тока (j ~ $10^8 \ldots 10^9$ А/м^2) за счет наличия дислокаций в реальной материальной среде стимулирует открытый Троицким ЭПЭ в металлах [2, 3].

Таким образом, *нетепловое* действие электрического тока фундаментально проявляет себя именно в законе Ома электропроводности в металлах, поскольку $E(j)$ реализуется неразрывным единством двух физических явлений: гальваномеханической деформацией металла l_j и вызванной этим явлением электрической поляризацией, величина напряженности поля $E(l_j)$ которой прямо пропорциональна удлинению проводника в таких условиях. При этом описываемые законами электропроводности $\vec{j} = \sigma\vec{E}$ и поляризации $\vec{D} = \tau_{рел}\vec{j}$ металлического проводника электрические векторы напряженности $\vec{E}$ и смещения $\vec{D}$ сущностно различны, соответствуют и находятся в отношении друг с другом в виде растягивающих усилий и смещений частиц среды, а объединяющее их соотношение $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$ по сути своей есть прямой аналог закона Гука в теории упругости.

Как видим, дополнительная электрическая (потенциальная) энергия $w_e(j)$ металла, обусловлена процессом электропроводности и представляет собой механическую работу поля сторонних сил, запасенную в системе при изменении ее конфигурации, которая в соответствии с соотношением (15) и определяет природу падения электрического напряжения в проводнике с током.

Рассмотрим теперь более подробно и глубже все полевые аспекты нетеплового действия постоянного электрического тока в металлах. И начнем с электродинамических *уравнений ЭМ поля* (1) для однородной проводящей среды в асимптотике металлов ($\omega << \sigma / \varepsilon\varepsilon_0 = 1/\tau_{рел}$). В стационарном приближении система указанных уравнений будет иметь вид:

$$\text{(a)}\ \ \mathrm{rot}\,\vec{E} = 0\,, \quad \text{(b)}\ \ \mathrm{div}(\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}) = 0\,, \quad (16)$$

$$\text{(c)}\ \ \mathrm{rot}\,\vec{H} = \vec{j}\,, \quad \text{d)}\ \ \mathrm{div}(\mu\mu_0\vec{H}) = 0\,.$$

Видно, что электрическая компонента ЭМ поля в проводнике при электропроводности потенциальна (16a), в объеме однородный проводник локально электронейтрален (16b), а наличие тока порождает вихревую магнитную компоненту поля (16c).

Однако энергетически уравнения Максвелла способны описать лишь *диссипативную* составляющую физически сложного процесса электрической проводимости среды с помощью закона сохранения ЭМ энергии:

$$-\mathrm{div}[\vec{E},\vec{H}] = \sigma(\vec{E},\vec{E})\,. \quad (17)$$

Важно отметить, что перенос в пространстве потока ЭМ энергии принципиально реализуется посредством обеих компонент ЭМ поля в виде потокового вектора Пойнтинга $[\vec{E},\vec{H}]$. Этот поток, поступая извне в данную точку проводника (левая часть соотношения (17)), обеспечивает в нем электрический ток, что сопровождается выделением тепла, определяемого законом Джоуля-Ленца (правая часть (17)). Наиболее последовательно данный вопрос исследован (вплоть до построения картины “силовых” линий вектора Пойнтинга у поверхности проводника с током) в учебном пособии по электродинамике Зоммерфельда [14].

Сделаем еще одно физически важное замечание. В среде идеального диэлектрика ($\sigma = 0$) диссипация энергии ЭМ поля отсутствует и, согласно соотношению (17), $\mathrm{div}[\vec{E},\vec{H}] = 0$. Классическим примером такой ситуации служит описание посредством уравнений Максвелла энергии ЭМ поля точечного электрического заряда, движущегося в свободном пространстве равномерно и прямолинейно со скоростью $v < c$, где c – скорость света.

Несмотря на наличие в проводнике с током электрической $\vec{E}$ и магнитной $\vec{H}$ компонент ЭМ поля, соответственно, электрической и магнитной энергий, из уравнений системы (16) не следуют для них соотношения баланса, аналогичные соотношению (17). Согласно уравнениям (16), такие энергетические потоки в принципе невозможны ввиду отсутствия в них вторых компонент электрического или магнитного полей. Поэтому в развитие представлений о взаимодействии металлов с ЭМ полем вместо стандартного описания электрического поля с помощью скалярного потенциала $\vec{E} = -\mathrm{grad}\,\varphi^e$, введем понятие *поля электрического вектор-потенциала* $\vec{A}^e$ проводника с током посредством соотношения $\vec{D} = \mathrm{rot}\,\vec{A}^e$. Такая альтернатива возможна, поскольку при электропроводности однородная проводящая среда остается по существу локально электронейтральной [16], а потому при ее электрической поляризации под действием тока $\mathrm{div}\vec{D} = 0$.

Здесь имеется полная математическая аналогия с *полем магнитного векторного потенциала* $\vec{A}^m$, когда из $\mathrm{div}\vec{B} = 0$ следует представление вектора магнитной индукции в виде $\vec{B} = \mathrm{rot}\,\vec{A}^m$. Обсуждение свойств поля вектора $\vec{A}^m(\vec{r})$ представлено в работе [12]. Отметим только, что если магнитный вектор-потенциал $\vec{A}^m$ считается вполне наблюдаемой физической величиной (эффекты Ааронова-Бома, Джозефсона, Мейснера и др.), то электрический вектор-потенциал $\vec{A}^e$ до настоящего времени как физическая реальность не рассматривался, а ему отводилась лишь роль формальной математической функции.

В случае проводника с током соотношение $\vec{D} = \mathrm{rot}\vec{A}^e$ представим в интегральной форме:

$$\oint_C \vec{A}^e d\vec{l} = \int_{S_C} \vec{D} d\vec{S} = \int_{S_C} \tau_{рел}\vec{j} d\vec{S}\,, \quad (18)$$

где циркуляция вектора электрического потенциала $\vec{A}^e$ по замкнутому контуру C равна потоку вектора электрического смещения $\vec{D} = \tau_{рел}\vec{j}$ через поверхность S_C, опирающуюся на этот контур. Согласно закону сохранения электрического заряда, этот поток через замкнутую поверхность ($C \to 0$) для постоянного тока равен нулю.

Из соотношения (18) можно получить конкретные формулы связи поля вектора $\vec{A}^e$ с полями векторов $\vec{D}$ и $\vec{j}$, однородно распределенными внутри цилиндрического проводника радиуса R и ориентированными вдоль его оси симметрии:

$$\vec{A}^e(\vec{r}) = \frac{1}{2}[\vec{D},\vec{r}] = \frac{\tau_{рел}}{2}[\vec{j},\vec{r}] \text{ при } r < R, \qquad (19)$$

$$\vec{A}^e(\vec{r}) = \frac{1}{2}\frac{R^2}{r^2}[\vec{D},\vec{r}] = \frac{\tau_{рел}}{2}\frac{R^2}{r^2}[\vec{j},\vec{r}] \text{ при } r > R.$$

Таким образом, поле электрического векторного потенциала $\vec{A}^e(\vec{r})$ существует как в самом проводнике с током, так и вовне, оно непрерывно на его поверхности, при этом вектор $\vec{A}^e$ всегда ортогонален плоскости, в которой лежат вектора $\vec{j}$ и $\vec{r}$. Здесь интересно и физически перспективно представлять себе проводник с током в виде “электрического соленоида”, поскольку структуры полей электрической индукции $\vec{D}(\vec{r})$ и векторного потенциала $\vec{A}^e(\vec{r})$ топологически тождественны аналогичным структурам полей магнитной индукции $\vec{B}(\vec{r})$ и векторного потенциала $\vec{A}^m(\vec{r})$ магнитного соленоида [12].

Однако представления о вектор-потенциале $\vec{A}^e$ будут по-настоящему физически содержательны только тогда, когда указан, хотя бы в принципе, метод его наблюдения, а лучше - конкретный способ измерения параметров этого векторного поля. В рассматриваемом случае это возможно за счет математической тождественности соотношений $\vec{D} = \mathrm{rot}\vec{A}^e$ и $\vec{j} = \mathrm{rot}\vec{H}$, связанных выражением $\vec{D} = \tau_{рел}\vec{j}$. А потому в асимптотике частот $\omega << \sigma / \varepsilon\varepsilon_0$ “силовые” линии поля электрического вектор-потенциала $\vec{A}^e(\vec{r})$ проводника с током топологически полностью соответствуют распределению напряженности магнитного поля $\vec{H}(\vec{r})$, созданного этим током в процессе электропроводности, а величины этих полей во всех точках пространства прямо пропорциональны между собой:

$$\vec{A}^e(\vec{r}) = \tau_{рел}\vec{H}(\vec{r}).$$

Поскольку измерение характеристик магнитного поля не представляет серьезной технической проблемы, следовательно, поле электрического векторного потенциала $\vec{A}^e$ проводника с током является реально измеряемой физической величиной.

Для иллюстрации реальности и физической значимости поля электрического вектор-потенциала $\vec{A}^e$ введем, аналогично вектору плотности потока ЭМ энергии Пойнтинга $[\vec{E},\vec{H}]$, потоковый вектор $[\vec{E},\vec{A}^e]$, который для цилиндрического проводника с током при $r > R$ запишется в конкретном виде:

$$[\vec{E},\vec{A}^e] = \frac{\tau_{рел}}{2\sigma}[\vec{j}[\vec{j},\vec{r}]] = -\frac{\tau_{рел}}{2}\frac{j^2}{\sigma}\vec{r} = -w_e\vec{r}. \qquad (20)$$

Здесь $w_e = \varepsilon\varepsilon_0(\vec{E},\vec{E})/2$ – объемная плотность электрической энергии. Следовательно, этот вектор определяет электрическую энергию, приходящуюся на единицу площади поверхности проводника. При этом из уравнений системы (5) имеем для процессов *электростатики* модификацию *уравнений электрического поля* с компонентами напряженности и векторного потенциала:

$$\text{(a)}\ \mathrm{rot}\vec{E} = 0, \qquad \text{(b)}\ \mathrm{rot}\vec{A}^e = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, \qquad (21)$$

$$\text{(c)}\ \mathrm{div}(\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}) = 0, \qquad \text{(d)}\ \mathrm{div}(\mu\mu_0\vec{A}^e) = 0.$$

Видно, что поток чисто электрической энергии в пространстве действительно существует, и он осуществляется, как и должно быть, двумя компонентами электрического поля посредством потокового вектора $[\vec{E},\vec{A}^e]$. При этом энергетика процесса электрической поляризации проводника под действием электрического тока запишется соотношением баланса:

$$-\mathrm{div}[\vec{E},\vec{A}^e] = \varepsilon\varepsilon_0(\vec{E},\vec{E}) = \tau_{рел}(\vec{j},\vec{E}). \qquad (22)$$

Для процессов *магнитостатики* постоянного тока из уравнений системы (6) с учетом (3c) получаем систему *уравнений магнитного поля* с соответствующими компонентами напряженности и векторного потенциала:

$$\text{(a)}\ \mathrm{rot}\vec{H} = \vec{j}, \qquad \text{(b)}\ \mathrm{rot}\vec{A}^m = \mu\mu_0\vec{H}, \quad (23)$$

$$\text{(c)}\ \mathrm{div}(\mu\mu_0\vec{H}) = 0, \quad \text{(d)}\ \mathrm{div}(\varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m) = 0.$$

Здесь перенос чисто магнитной энергии в пространстве осуществляется двумя компонентами магнитного поля в виде потокового вектора $[\vec{H},\vec{A}^m]$, и энергетика процесса магнитной поляризации проводника под действием электрического тока описывается уравнением баланса:

$$-\mathrm{div}[\vec{H},\vec{A}^m] = -(\vec{j},\vec{A}^m) + \mu\mu_0(\vec{H},\vec{H}). \qquad (24)$$

Соответственно, уравнения системы (4) модифицируются в систему *уравнений статического поля ЭМ векторного потенциала* с электрической и магнитной компонентами:

$$\text{(a)}\ \mathrm{rot}\vec{A}^e = \tau_{рел}\vec{j}, \quad \text{(b)}\ \mathrm{rot}\vec{A}^m = \frac{\mu\mu_0}{\tau_{рел}}\vec{A}^e, \quad (25)$$

$$\text{(c)}\ \mathrm{div}(\mu\mu_0\vec{A}^e) = 0, \quad \text{(d)}\ \mathrm{div}(\varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m) = 0.$$

Отсюда следует соотношение баланса, описывающее передачу проводнику момента ЭМ импульса посредством потокового вектора $[\vec{A}^e,\vec{A}^m]$:

$$-\mathrm{div}[\vec{A}^e,\vec{A}^m] = -\tau_{рел}(\vec{j},\vec{A}^m) + \frac{\mu\mu_0}{\tau_{рел}}(\vec{A}^e,\vec{A}^e). \qquad (26)$$

Кстати, из уравнений системы (23) получим формулы для компонент магнитного поля создаваемого постоянным электрическим током в цилиндрическом проводнике при $r \leq R$

$$\vec{H} = \frac{1}{2}[\vec{j}, \vec{r}] \quad \text{и} \quad \vec{A}^m = -\frac{\mu\mu_0}{4} r^2 \vec{j},$$

а, следовательно, конкретные аналитические выражения поля потоковых векторов внутри и на поверхности проводника

$$[\vec{H}, \vec{A}^m] = -\mu\mu_0 \frac{r^2}{8} j^2 \vec{r} \quad \text{и} \qquad (27)$$

$$[\vec{A}^e, \vec{A}^m] = -\tau_{рел} \mu\mu_0 \frac{r^2}{8} j^2 \vec{r}.$$

Таким образом, процесс электрической проводимости имеет полевое континуальное воплощение, что является принципиальным дополнением и расширением узких рамок формализма локальных механистических представлений о данном явлении. Как следствие это позволило “увидеть” потоки электрической и магнитной энергии, момента ЭМ импульса, которые вместе с энергетическим потоком компенсации джоулевых потерь реализуют процесс стационарной электропроводности в нормальном (несверхпроводящем) металле.

Заключение. Как видим, в отношении полноты охвата при описании явлений электромагнетизма системы электродинамических уравнений (4 - 6) вместе с системой уравнений Максвелла (1) (для статических процессов – это системы (21), (23), (25) и (16)) составляют необходимое и равноправное единство, в котором каждая из систем вполне автономна и описывает строго определенные явления. Главная и отличительная особенность уравнений предлагаемых систем в сравнении с системой уравнений ЭМ поля состоит в том, что именно они, используя представления о поле ЭМ векторного потенциала, способны последовательно описать реальные электродинамические процессы нетепловой природы: электрическую или магнитную поляризацию среды и передачу ей момента ЭМ импульса.

В общем виде и на конкретном примере доказано, что в классической электродинамике, наряду с *ЭМ полем* с векторными компонентами $\vec{E}$ и $\vec{H}$, следует рассматривать и другие реально существующие поля: *электрическое поле* с компонентами $\vec{E}$ и $\vec{A}^e$, *магнитное поле* с компонентами $\vec{H}$ и $\vec{A}^m$ и *поле ЭМ векторного потенциала* с компонентами $\vec{A}^e$ и $\vec{A}^m$. Наличие у электродинамического поля двух векторных взаимно ортогональных компонент – это объективный способ существования этого поля, принципиальная возможность его распространения в пространстве в виде потока соответствующей физической величины.

Рассмотренные физические аспекты теории поля ЭМ векторного потенциала, в том числе, установление его физического смысла, безусловно являются серьезным прогрессом в развитии основ электромагнетизма, а представленные результаты служат введением в новые неисследованные области учения об электричестве в рамках электродинамики сплошной среды и ее многочисленных приложений в науке и технике. При этом концептуально открываются широкие возможности всесторонних исследований нетеплового действия электродинамических полей в материальных средах, в частности, продолжения на новом уровне изучения влияния этих полей на физико-механические свойства сред, которое уже нашло успешное прикладное применение [3, 4] в технологиях обработки разного рода материалов.

Литература

1. Wertheim G. // Ann. Phys. und Chem. 1848. Bd. 11/11. S. 1-114.
2. Троицкий О.А. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. С. 18-22.
3. Спицын В.И., Троицкий О.А. Электропластическая деформация металлов. М.: Наука, 1985. 160 с.
4. Троицкий О.А., Баранов Ю.В., Авраамов Ю.С., Шляпин А.Д. Физические основы и технологии обработки современных материалов. В 2-х томах. ”Институт компьютерных исследований”, 2004.
5. Сидоренков В.В. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2006. № 1. С. 28-37.
6. Сидоренков В.В. // Труды XIX Международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: МГУ, 2004. С. 740-742. // Материалы II Международного семинара «Физико-математическое моделирование систем». Ч. 2. Воронеж: ВГТУ, 2005. С. 35-40. // Труды XX Международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: МГУ, 2006. С. 123-125. // Материалы IX Международной конференции «Физика в системе современного образования». Санкт-Петербург: РГПУ, 2007. Т. 1. Секция “Профессиональное физическое образование”. С. 127-129.
7. Дюдкин Д.А., Комаров А.А. Электродинамическая индукция. Новая концепция геомагнетизма / Препринт НАНУ, ДонФТИ-01-01, 2001. 70 с.
8. Сидоренков В.В., Толмачев В.В., Федотова С.В. // Известия РАН. Сер. Физическая. 2001. Т. 65. № 12. С. 1776-1782.
9. Соколов И.В. // УФН. 1991. Т. 161. № 10. С. 175-190.
10. Чирков А.Г., Агеев А.Н. // ФТТ. 2002. Т. 44. Вып. 1. С. 3-5; 2007. Т. 49. Вып. 7. С. 1217-1221.
11. Максвелл Дж. К. Трактат об электричестве и магнетизме. В 2-х томах. М.: Наука, 1989. 416 с, 440 с.
12. Антонов Л.И., Миронова Г.А, Лукашёва Е.В., Чистякова Н.И. Векторный магнитный потенциал в курсе общей физики / Препринт № 11. М.: МГУ, 1998. 47 с.
13. Сидоренков В.В. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2005. № 2. С. 35-46.
14. Зоммерфельд А. Электродинамика. М.: ИЛ, 1958. 504 с.
15. Корнев Ю.В., Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. // Доклады РАН. 2001. Т. 380, № 4. С. 472-475.
16. Сидоренков В.В. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 6. С. 746-749.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

FUNDAMENTALS OF ELECTRODYNAMIC THEORY OF NON-THERMAL INFLUENCE OF ELECTROMAGNETIC FIELDS ON MATERIAL MEDIA

V.V. Sidorenkov

Together with the system of Maxwell equations, the analysis of physical essence of new systems of electrodynamic equations, relating to electric field, magnetic field and vector potential field, is conducted. It is shown that these equation systems describe merely electric or magnetic (both static and dynamic) effects, in particular waves, carrying either flux of appropriate energy or flux of electromagnetic momentum. The physical sense of vector potential field as the field equivalent of two basic local parameters of a microparticle is stated: charge of the microparticle creates the electrical component of vector potential and spine of the microparticle creates the magnetic component of vector potential. An example of applying the obtained results for investigation of electrodynamic processes in metals, caused by the non-thermal influence of direct electric current, is considered.