УДК 537.86

В. В. Сидоренков

ОБОБЩЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ВЕКТОРНЫХ ПОТЕНЦИАЛАХ В КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Рассмотрены электродинамические уравнения Максвелла с целью их модификации для электромагнитных векторных потенциалов и на основе анализа физического содержания полученных уравнений показано, что указанные потенциалы являются полноправными физически значимыми полями, первичными по отношению к традиционным электромагнитным полям, а их применение расширяет представления об электромагнитных полевых процессах.

Общепринято считать, что все явления электромагнетизма физически полно представлены электромагнитными полями, свойства которых исчерпывающе описываются системой электродинамических уравнений, сформулированных Максвеллом [1]. При этом непосредственно следующие из уравнений Максвелла векторные потенциалы указанных полей как физическая реальность по существу не рассматриваются и им отводится роль вспомогательных математических функций, в ряде случаев упрощающих вычисления. Такой взгляд на векторные потенциалы обусловлен взаимно неоднозначной связью полей и их потенциалов, не допускающей прямых измерений последних, и, что еще более важно, использование векторных потенциалов в рамках электромагнитных уравнений Максвелла не приводит в явном виде к дополнительным, не известным прежде, следствиям.

Однако достоверно установлено, что в фундаментальных уравнениях квантовой механики и ее приложений должны фигурировать не поля, а именно их потенциалы. Например, эффекты Ааронова–Бома (1959 г.), Джозефсона (1962 г.), Мелленштедта (1962 г.) реализуются в поле магнитного векторного потенциала [2], проявляющего себя тем самым вполне наблюдаемой физической величиной. В настоящее время известно предложение [3] о применении поля магнитного вектор-потенциала в технологиях обработки разного рода материалов. В области классической электродинамики отметим сообщение [4], где формальное использование понятий об электрическом и магнитном векторных потенциалах при анализе взаимодействия металла с электромагнитным полем позволило сделать утверждение, что в проводник в процессе стационарной электропроводности, наряду с известным потоком вектора Пойнтинга электромагнитной энергии, поступают потоки чисто электрической и чисто магнитной энергий, а также поток момента импульса, существующие в электромагнитном поле.

Таким образом, возникает серьезная проблема, для решения которой необходимо кардинально проанализировать физические представления о векторных потенциалах электромагнитного поля, указать их роль и место в явлениях электромагнетизма. В настоящей работе дается обобщенное и, по мнению автора, аргументированное толкование физической значимости векторных потенциалов в виде систем электродинамических уравнений для указанных потенциалов, равноправных с традиционной системой уравнений электродинамики Максвелла.

Электродинамические уравнения для векторных потенциалов электромагнитного поля. Прежде всего рассмотрим систему уравнений Максвелла [5] в дифференциальной форме:

$$\begin{aligned} &(\text{а})\quad \operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \qquad (\text{б})\quad \operatorname{div}\vec{D} = \rho,\\ &(\text{в})\quad \operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (\text{г})\quad \operatorname{div}\vec{B} = 0, \end{aligned} \tag{1}$$

включающую в себя материальные соотношения

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, \quad \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}, \quad \vec{j} = \sigma\vec{E}, \tag{2}$$

описывающие отклик среды на наличие в ней электромагнитных полей. Здесь $\vec{E}$ и $\vec{H}$ — векторы напряженности электрического и магнитного полей, связанные посредством соотношений (2) с соответствующими векторами индукции $\vec{D}$ и $\vec{B}$; $\vec{j}$ — вектор плотности электрического тока; ρ — объемная плотность стороннего заряда; ε_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные; σ, ε и μ — удельная электрическая проводимость и относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды соответственно.

Принципиальная особенность динамических релятивистски инвариантных уравнений (1) состоит в том, что в их структуре заложена отражающая обобщение опытных данных основная аксиома классической электродинамики — неразрывное единство переменных во времени электрического и магнитного полей.

Фундаментальным следствием уравнений Максвелла является вывод о том, что описываемое ими поле распространяется в пространстве в виде электромагнитных волн, скорость которых определяется лишь электрическими и магнитными параметрами этого пространства (например, в отсутствие поглощения $c = 1/\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}$). Совместное решение уравнений системы (1) позволяет также ответить на вопрос о том, какие это волны и что они переносят, и получить аналитическую формулировку закона сохранения электромагнитной энергии:

$$\vec{H}\operatorname{rot}\vec{E} - \vec{E}\operatorname{rot}\vec{H} = \operatorname{div}[\vec{E},\vec{H}] = -(\vec{j},\vec{E}) - \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{(\vec{E},\vec{D})}{2} + \frac{(\vec{H},\vec{B})}{2}\right), \tag{3}$$

согласно которому поток электромагнитной энергии идет на компенсацию в данной точке среды джоулевых (тепловых) потерь при электропроводности и на изменение электрической и магнитной энергий. При этом характеризующий энергетику данного процесса вектор Пойнтинга плотности потока электромагнитной энергии $\vec{S} = [\vec{E}, \vec{H}]$, связанный с вектором плотности электромагнитного импульса $\vec{g} = [\vec{D}, \vec{B}] = \vec{S}/c^2$, отличен от нуля при одновременном присутствии электрического и магнитного полей, векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ которых неколлинеарны.

Таким образом, согласно соотношению (3) в рамках системы уравнений (1) в принципе невозможно представить распространение чисто электрических либо магнитных волн, соответственно переносящих только электрическую или магнитную энергию. Кроме того, не ясен вопрос о физической реализации момента импульса электромагнитного поля и переносящих его волнах [6], каким образом это явление соотносится с уравнениями Максвелла. Попытаемся разобраться в данной ситуации, для чего продолжим обсуждение уравнений (1) с целью их модификации для электромагнитных векторных потенциалов.

Понятие векторного потенциала следует из очевидного положения о том, что дивергенция ротора любого вектора тождественно равна нулю. Поэтому магнитный векторный потенциал $\vec{A}^m$ можно ввести посредством соотношения $\mathrm{div}\vec{B} = 0$ системы электромагнитных уравнений (1), а электрический $\vec{A}^e$ — соотношением $\mathrm{div}\vec{D} = 0$ этой системы, описывающим поляризацию локально электронейтральной среды:

$$\text{(а)}\ \ \vec{B} = \operatorname{rot}\vec{A}^m, \quad \text{(б)}\ \ \vec{D} = \operatorname{rot}\vec{A}^e. \tag{4}$$

Однозначность функций векторного потенциала, а именно чисто вихревой характер таких полей, обеспечивается условием калибровки $\mathrm{div}\vec{A} = 0$. Тогда подстановка соотношения для магнитного векторного потенциала (4а) в уравнение вихря электрической напряженности (1а) приводит к известной формуле [5] связи поля вектора указанной напряженности с магнитным вектор-потенциалом:

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}^m}{\partial t}, \tag{5}$$

описывающей закон электромагнитной индукции Фарадея. Здесь не рассматривается электрический скалярный потенциал, непосредственно следующий из уравнения (1а): $\vec{E} = -\operatorname{grad}\varphi^e$, как не имеющий отношения к обсуждаемым вихревым полям.

Аналогичная подстановка соотношения для электрического векторного потенциала (4б) в уравнение вихря магнитной напряженности (1в) с учетом материальных соотношений (2) позволяет получить формулу связи поля вектора этой напряженности с электрическим вектор-потенциалом:

$$\vec{H} = \frac{\vec{A}^e}{\tau_{\text{рел}}} + \frac{\partial \vec{A}^e}{\partial t}, \tag{6}$$

где $\tau_{\text{рел}} = \varepsilon\varepsilon_0/\sigma$ — постоянная времени релаксации электрического заряда в среде за счет электропроводности. Таким образом, векторные потенциалы являются первичными полями, фундаментальными по отношению к электромагнитным полям, поскольку согласно соотношениям (4)–(6) именно векторные потенциалы порождают электромагнитные поля, но не наоборот.

Теперь можно убедиться в том, что результаты проведенных рассуждений действительно позволяют вскрыть потенциальную возможность модификации для векторных потенциалов системы электромагнитных уравнений Максвелла (1), заложенную в их структуре. Объединяя попарно формулы (4б) и (5), соответственно, формулы (4а) и (6), получаем другую, новую систему электродинамических уравнений уже относительно полей электрического и магнитного векторных потенциалов:

$$\begin{array}{llll} (\text{а}) & \operatorname{rot}\vec{A}^e = -\varepsilon\varepsilon_0 \dfrac{\partial \vec{A}^m}{\partial t}, & (\text{б}) & \operatorname{div}(\mu\mu_0\vec{A}^e) = 0, \\ (\text{в}) & \operatorname{rot}\vec{A}^m = \mu\mu_0\left(\dfrac{\vec{A}^e}{\tau_{\text{рел}}} + \dfrac{\partial \vec{A}^e}{\partial t}\right), & (\text{г}) & \operatorname{div}(\varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m) = 0. \end{array} \tag{7}$$

Наличие дивергентных уравнений в данной системе с математической точки зрения обеспечивает чисто вихревой характер полей векторных потенциалов.

Неординарность уравнений системы (7) очевидна, поскольку в каждом роторном уравнении поля векторного потенциала $\vec{A}^e$ или $\vec{A}^m$ содержится информация о свойствах двух роторных уравнений электромагнитных полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$ системы (1). Так, например, если применить операцию *ротора* к электрическому роторному уравнению (7а), то после подстановки в его левую часть соотношения (4б), а в правую — (4а) получается также "электрическое" роторное уравнение (1а). Теперь если взять производную по времени $(\partial/\partial t)$ от уравнения (7а) и использовать подстановки соотношений (5) и (6), то оно преобразуется в "магнитное" роторное уравнение (1в). Аналогичные действия с магнитным роторным уравнением (7в) позволяют получить в итоге роторные уравнения (1в) и (1а). В общем случае система (7) посредством дифференцирования по времени ее уравнений преобразуется в систему (1) уравнений, описывающих электромагнитные поля в локально электронейтральных средах ($\operatorname{div}\vec{D} = 0$).

Исключительность уравнений векторных потенциалов подтверждает и тот факт, что дифференцирование по времени только магнитных уравнений системы (7) преобразует ее с учетом изложенного выше в систему уравнений относительно полей электрической напряженности и ее вектор-потенциала:

$$\begin{aligned} &(\text{а})\ \ \mathrm{rot}\vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^e}{\tau_{\text{рел}}} + \frac{\partial \vec{A}^e}{\partial t}\right), && (\text{б})\ \ \mathrm{div}(\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}) = 0, \\ &(\text{в})\ \ \mathrm{rot}\vec{A}^e = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, && (\text{г})\ \ \mathrm{div}(\mu\mu_0\vec{A}^e) = 0. \end{aligned} \qquad (8)$$

Соответственно, дифференцирование по времени пары уравнений электрического векторного потенциала в системе (7) преобразует ее в систему уравнений теперь уже относительно полей магнитной напряженности и ее вектор-потенциала:

$$\begin{aligned} &(\text{а})\ \ \mathrm{rot}\vec{H} = -\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^m}{\tau_{\text{рел}}} + \frac{\partial \vec{A}^m}{\partial t}\right), && (\text{б})\ \ \mathrm{div}(\mu\mu_0\vec{H}) = 0, \\ &(\text{в})\ \ \mathrm{rot}\vec{A}^m = \mu\mu_0\vec{H}, && (\text{г})\ \ \mathrm{div}(\varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m) = 0. \end{aligned} \qquad (9)$$

Сделаем общее для всех систем замечание о дивергентных уравнениях. Как сказано выше, уравнение $\mathrm{div}\vec{A} = 0$ является калибровкой, обеспечивающей чисто вихревой характер функций векторного потенциала $\vec{A}$. Поэтому, согласно симметрии уравнений в рассматриваемых системах, другие дивергентные уравнения: (1б) при $\rho = 0$, (1г), (8б) и (9б) — математически также следует считать соответствующими калибровками для функций вихревых полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$.

С точки зрения эффективности анализа физического содержания представленных уравнений укажем на предпочтительность использования в классической электродинамике системы единиц физических величин СИ в сравнении с абсолютной системой единиц СГС. Использование в системе СИ размерного множителя ε_0 в материальном соотношении $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$ из (2) действительно оправдано, поскольку тем самым объединяются физически различные электрические величины: линейный (силовой) вектор напряженности $\vec{E}$ и потоковый вектор смещения $\vec{D}$. Аналогично, во втором соотношении (2) размерная константа μ_0 связывает линейные и потоковые векторные магнитные величины: $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$. Напротив, в гауссовой системе единиц с безразмерными коэффициентами $\varepsilon_0 = 1$ и $\mu_0 = 1$ векторы $\vec{E}$ и $\vec{D}$, $\vec{H}$ и $\vec{B}$ являются сущностно тождественными, что обедняет физическое содержание соотношений электромагнетизма, оголяя в них формализм математики. Физические свойства указанных полей, акцентированные системой СИ, наиболее полно отражены в электродинамических уравнениях Максвелла (1), где (и Максвелл это особо подчеркивал [1]) описываются вихри именно линейных векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ и дивергенции —

потоковых векторов $\vec{D}$ и $\vec{B}$. Кстати, векторные потенциалы $\vec{A}^e$ и $\vec{A}^m$ по определению являются линейными векторами, а векторы отклика среды на воздействие полей $\mu\mu_0\vec{A}^e$ и $\varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m$ — потоковыми.

В силу симметрии представленные здесь уравнения физически столь же значимы, как и традиционная система уравнений (1), и в их структуре также заложено принципиальное неразрывное единство переменных во времени полей электрического $\vec{A}^e$ и магнитного $\vec{A}^m$ векторных потенциалов системы (7), полей электрической напряженности $\vec{E}$ и ее вектор-потенциала $\vec{A}^e$ системы (8) и, наконец, полей магнитной напряженности $\vec{H}$ и ее вектор-потенциала $\vec{A}^m$ системы (9). При этом каждая из систем несмотря на функциональную взаимосвязанность с другими вполне самодостаточна при описании определенных физических явлений, строгое обоснование достоверности которых возможно в рамках именно этой конкретной системы электродинамических уравнений. Как видим, полученные результаты несомненно перспективны для дальнейшего обсуждения роли и места векторных потенциалов в явлениях электромагнетизма.

Полноправность и физическая значимость векторных потенциалов в классической электродинамике. Проведем анализ полученных выше систем уравнений, специфика которых состоит в том, что в сравнении с уравнениями Максвелла электромагнитных полей они справедливы и в таких областях пространства, где присутствуют одновременно поля и их векторные потенциалы, либо только потенциалы. Согласно структуре представленных уравнений описываемые ими векторные потенциалы распространяются в пространстве в виде волн, скорость которых определяется электрическими и магнитными параметрами этого пространства. В этом можно убедиться, применив, как обычно, операцию *ротора* к одному из роторных уравнений системы, после чего подставить в него другое роторное уравнение той же системы. В качестве иллюстрации получим, например, для системы (7) волновое уравнение относительно электрического векторного потенциала $\vec{A}^e$:

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{A}^e = \operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{A}^e - \Delta\vec{A}^e = -\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot}\vec{A}^m = -\sigma\mu\mu_0\frac{\partial\vec{A}^e}{\partial t} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}^e}{\partial t^2},$$

где $\operatorname{div}\vec{A}^e = 0$ согласно (7б), а Δ — оператор Лапласа. Таким образом, имеем теперь волновые уравнения не только для электромагнитных полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$, но и для их векторных потенциалов $\vec{A}^e$ и $\vec{A}^m$ в парных комбинациях этих четырех уравнений в зависимости от системы. В итоге возникает физически очевидный принципиальный вопрос: что переносят эти волны? Другими словами, необходимо прояснить физическое содержание рассматриваемых здесь систем электродинамических уравнений.

Аналогично вектору Пойнтинга плотности потока электромагнитной энергии $[\vec{E}, \vec{H}]$ введем в случае системы (8) другой потоковый вектор $[\vec{E}, \vec{A}^e]$, который, исходя из размерности реализующих его полей, определяет электрическую энергию, приходящуюся на единицу площади поверхности. Для аргументированного обоснования возможности существования такого вектора воспользуемся рассуждениями, как при выводе соотношения баланса энергии электромагнитного поля (3). Тогда из уравнений системы (8) получим в итоге аналитическую формулировку *закона сохранения электрической энергии*:

$$\operatorname{div}[\vec{E}, \vec{A}^e] = -\varepsilon\varepsilon_0(\vec{E}, \vec{E}) - \mu\mu_0\vec{A}^e \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^e}{\tau_{\text{рел}}} + \frac{\partial \vec{A}^e}{\partial t}\right), \tag{10}$$

представленного уравнением энергетического баланса процесса электрической поляризации среды в данной точке. Как видим, в рамках системы (8) уравнений электрических полей напряженности $\vec{E}$ и векторного потенциала $\vec{A}^e$ описываются статические и динамические чисто электрические явления и, соответственно, волны, переносящие только электрическую энергию.

Аналогично можно указать потоковый вектор $[\vec{H}, \vec{A}^m]$, размерность которого определяет поверхностную плотность магнитной энергии. Физический смысл этому вектору найдем из уравнений системы (9) в виде *закона сохранения магнитной энергии* для процесса намагничивания среды в данной точке:

$$\operatorname{div}[\vec{H}, \vec{A}^m] = -\mu\mu_0(\vec{H}, \vec{H}) - \varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^m}{\tau_{\text{рел}}} + \frac{\partial \vec{A}^m}{\partial t}\right). \tag{11}$$

Следовательно, уравнения системы (9) для магнитных полей напряженности $\vec{H}$ и векторного потенциала $\vec{A}^m$ описывают магнитные явления и, соответственно, волны, переносящие только магнитную энергию.

Очевидно, что такие результаты анализа уравнений систем (8) и (9) в принципе невозможны и просто абсурдны в рамках традиционных уравнений Максвелла, но это нисколько не является недостатком системы (1), а лишь иллюстрирует автономию при описании полей в одной системе уравнений по отношению к другим.

Полученные здесь уравнения энергетического баланса (10) и (11) описывают не только энергетику обычных электрической и магнитной поляризаций среды с помощью соответствующего поля (первое слагаемое), но и устанавливают возможность реализации эффектов динамической поляризации вещества посредством изменяющегося во времени поля векторного потенциала, причем наличие электропроводности среды способствует этому. Заметим, что явления динамической поляризации вещества, как нам представляется, уже имеют экспериментальное воплощение: это эффекты *электродинамической индукции* в металлах [7] и *динамического намагничивания* в ферритах и магнитоупорядоченных металлах [8, 9].

Соответственно, для системы (7) можно рассмотреть вектор $[\vec{A}^e, \vec{A}^m]$, размерность которого определяет момент импульса на единицу площади поверхности. Действительно, из уравнений указанной системы необходимо следует *закон сохранения момента импульса*, сформулированный в виде уравнения баланса процесса передачи момента импульса поля электромагнитных векторных потенциалов в данной точке среды:

$$\operatorname{div}[\vec{A}^e, \vec{A}^m] = -\mu\mu_0\vec{A}^e\left(\frac{\vec{A}^e}{\tau_{\text{рел}}} + \frac{\partial\vec{A}^e}{\partial t}\right) - \varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m\frac{\partial\vec{A}^m}{\partial t}. \qquad (12)$$

Согласно уравнению (12) момент импульса передается проводящей среде электрическим вектор-потенциалом, в том числе, стационарным во времени, а диэлектрической среде — переменными во времени полями электрического или магнитного потенциала. Целесообразно отметить, что вектор поверхностной плотности момента импульса поля векторных потенциалов $[\vec{A}^e, \vec{A}^m]$ не может быть сопоставлен формально предложенному в порядке гипотезы из механических аналогий вектору объемной плотности момента импульса электромагнитного поля $[\vec{r}, \vec{S}]/c^2$, дискуссия о реализации которого продолжается по настоящее время [6] и не имеет, на наш взгляд, перспективы.

Итак, уравнения (7) описывают волны векторного потенциала, переносящие согласно уравнению (12) момент электромагнитного импульса. Однако эти волны не переносят энергии, поскольку поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ в указанных уравнениях в явном виде не присутствуют. Вопрос о возможности наблюдения и физическом смысле этих волн остается открытым.

Заключение. Подводя итог, сформулируем кратко основные результаты, полученные в настоящей работе. Проведена модификация электродинамических уравнений Максвелла для электромагнитных векторных потенциалов, возможность которой принципиально заложена в структуре исходных уравнений. На основе анализа физического содержания полученных новых систем уравнений, равноправных с системой уравнений Максвелла, установлено существование чисто электрических или магнитных волн, переносящих соответственно только электрическую или магнитную энергию. Выявлены также волны векторных потенциалов, переносящие момент электромагнитного импульса. Теоретически подтверждена возможность реализации эффектов динамической электрической или магнитной поляризации вещества (об экспериментальном наблюдении такого рода эффектов сообщалось в работах [7–9]).

Важно отметить, что все указанные процессы существуют в электромагнитном поле совместно, что следует из функциональной взаимосвязанности описывающих их систем электродинамических уравнений (1) и (7)–(9). Поэтому разделение обсуждаемых процессов является условным и оправдано эффективностью анализа физического содержания этих систем уравнений, обладающих определенной автономией.

Проведенные исследования показали, что поля электромагнитных векторных потенциалов нельзя считать математическими фикциями, поскольку, как установлено выше, посредством их реализуются фундаментальные характеристики объективной реальности: энергия, импульс и его момент. В этой связи напомним, что даже формальное использование физических представлений об электрическом и магнитном векторных потенциалах позволило в работе [4] "увидеть" потоки чисто электрической и чисто магнитной энергий и момента импульса, поступающие в проводник в процессе стационарной электропроводности вместе с известным потоком электромагнитной энергии компенсации джоулевых потерь. Теперь этому утверждению дано аргументированное теоретическое обоснование. Таким образом, векторные потенциалы являются полноправными физически значимыми полями, первичными по отношению к традиционным электромагнитным полям в классической электродинамике, а их применение расширяет представления об электромагнитных полевых процессах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Максвелл Дж. К. Трактат об электричестве и магнетизме. В 2-х т. – М.: Наука, 1989.
2. Антонов Л. И., Миронова Г. А., Лукашева Е. В., Чистякова Н. И. Векторный магнитный потенциал в курсе общей физики / Препринт № 11. – М.: Изд-во МГУ, 1998. – 47 с.
3. Патент РФ № 2101842. Способ обработки субстрата в поле магнитного векторного потенциала и устройство для его осуществления.
4. Сидоренков В. В. Развитие физических представлений о процессе электрической проводимости в металле // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. "Естественные науки". – 2005. – № 2. – С. 35–46.
5. Матвеев А. Н. Электродинамика. – М.: Высш. шк., 1980. – 383 с.
6. Соколов И. В. Момент импульса электромагнитной волны, эффект Садовского и генерация магнитных полей в плазме // УФН. – 1991. – Т. 161, № 10. – С. 175–190.
7. Дюдкин Д. А., Комаров А. А. Электродинамическая индукция. Новая концепция геомагнетизма / Препринт НАНУ. – Донецк: ДонФТИ, 2001. – 70 с.

8. С и д о р е н к о в В. В., Т о л м а ч е в В. В., Ф е д о т о в а С. В. Негармонический дипольный излучатель в произвольном внешнем электромагнитном поле // Изв. РАН. Сер. физич. – 2001. – Т. 65, № 12. – С. 1776–1782.

9. С и д о р е н к о в В. В. Об электромагнитной квадратичной нелинейности проводящей магнитоупорядоченной среды // Радиотехника и электроника. – 2003. – Т. 48, № 6. – С. 746–749.

Статья поступила в редакцию 22.04.2005

Виктор Васильевич Сидоренков родился в 1946 г., окончил в 1976 г. МИРЭА и в 1980 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 100 научных работ в области физики твердого тела и радиофизики.

V. V. Sidorenkov (b. 1946) graduated from the Moscow Institute for Radio Electronics and Automatics in 1976 and Lomonosov Moscow State University in 1980. Ph. D. (Phys.-Math.), assoc. professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 100 publications in the field of physics of solid body and radio physics.