

# ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ЕСТЕСТВЕННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЕЁ ПРИЛОЖЕНИЯ

В. В. Аксёнов

*Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, 630090, Новосибирск*

УДК 550.37

В статье находят объяснение эффекты в электромагнитном поле, зафиксированном в атмосфере Земли и некоторые эффекты из лабораторной практики, фиксирующие необычное поведение квантовых частиц в поле бесконечно длинного соленоида (эффект Ааронова-Бома), а также эффекты, фиксирующие взрывную неустойчивость плазмы в «бублике» токамака.

**Ключевые слова:** эффекты в ЭМП Земли, эффекты в экспериментах.

## Введение

Обработка авторами [2, 13] результатов измерения на местности электромагнитных полей (ЭМП), наблюдаемых во время двух международных геофизических годов 1933 и 1957/58 гг. и во время всемирной магнитной съемки 1964/65 гг. и ранее в [1], выявила эффекты, которые не укладываются в стандартные уравнения Максвелла. Эти эффекты противоречат первому уравнению Максвелла  $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}$ , где  $\mathbf{H}$  — напряженность магнитного поля,  $\mathbf{j}$  — плотность тока. Согласно этому уравнению в области, где нет электрического тока, магнитное поле должно быть потенциальным ( $\nabla \times \mathbf{H} = 0$ ). Однако обработка экспериментальных данных показала результат:

$$\mathbf{j} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{H} \neq 0. \quad (1)$$

Чтобы снять противоречие с первым уравнением Максвелла, экспериментальный результат (1) должен быть обоснован теоретически.

Аналогичный по физическому смыслу результат опубликован в [3], и зафиксирован он в экспериментах с короткопериодическими вариациями ЭМП Земли. Д.Н. Четаев, измеряя электрическое поле короткопериодических вариаций, получил следующий эффект в атмосфере Земли [3].

$$j_z = 0, \quad \sigma' \neq 0, \quad E_z \neq 0. \quad (2)$$

При этом напряженность вертикальной к поверхности Земли компоненты электрического поля  $E_z$  оказалась очень высокой в связи с малой проводимостью атмосферы  $\sigma' \ll 1$ . Этот эффект также требует теоретического обоснования.

Физические предпосылки решения выше перечисленных проблем заложены работами [4 стр.96, 5-8, 10, 11, 13]. В этих работах доказано, что в ядре Земли и в ионосфере имеют место тороидальные электрические токи, которые генерируют одновременно тороидальные и полоидальные электромагнитные поля. Математическое доказательство выше изложенного физического факта восходит к следующим уравнениям  $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ ,  $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$ . В связи с произвольностью векторного поля  $\mathbf{A}$  (для любого поля  $\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{A} = 0$ ) можно ввести в математику тороидальное, ортогональное разложение векторного потенциала  $\mathbf{A}$  вне источника следующим образом [6]:

$$\mathbf{A} = (Q\mathbf{r}) + \nabla \times (Q\mathbf{r}). \quad (3)$$

Здесь  $Q$  — скалярная функция трех или четырех переменных, если включить в функцию  $Q$  временную зависимость,  $\mathbf{r}$  — радиус вектор,  $\mathbf{A}, Q \in C^\infty$ .

Тороидальное разложение (3) позволяет получить два типа магнитных полей [6, 8].

$$\mathbf{H} = \nabla \times (Q\mathbf{r}) + \nabla \times \nabla \times (Q\mathbf{r}). \quad (4)$$

В (4)  $\mathbf{H}_T = \nabla \times (Q\mathbf{r})$  — называется тороидальным магнитным полем,  $\mathbf{H}_P = \nabla \times \nabla \times (Q\mathbf{r})$  — полоидальным магнитным полем. Свойства полей, соответствие размерностей, а также основные теоремы Гельмгольца, Гаусса, Шмидта, Кауллинга, обобщенные для этих полей, изложены в [6-8].

Вихри наблюдаемого в атмосфере Земли суммарного магнитного поля порождают магнитные поля:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \nabla \times (Q\mathbf{r}) + \nabla \times \nabla \times \nabla \times (Q\mathbf{r}). \quad (5)$$

Из (5) вытекает следующее [7, 8]:

$$\nabla \times \mathbf{H}_T = \mathbf{H}_P, \quad \nabla \times \mathbf{H}_P = \chi \mathbf{H}_T. \quad (6)$$

Здесь  $\chi[1/\text{м}] = \sigma\mu\gamma$  при  $t = 0$  и  $\chi = (i\omega\mu\sigma)^{1/2}$  при  $t > 0$ . Уравнение (6) задают электродинамику тороидальных токов:

$$\nabla \times \mathbf{H}_P = \chi \mathbf{H}_T = \sigma(\gamma\mu\mathbf{H}_T) = \sigma\mathbf{E}_T = \mathbf{j}_T, \quad \nabla \times \mathbf{H}_T = \mathbf{H}_P, \quad \nabla \cdot \mathbf{H}_{P,T} = 0. \quad (7)$$

В [7] доказано, что тороидальные токи создают одновременно тороидальные и полоидальные электромагнитные поля. Тогда наблюдаемое в атмосфере Земли магнитное поле может состоять из того и другого. В [13] доказано, что это так и есть. Поэтому можно записать:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times (\mathbf{H}_T + \mathbf{H}_P) = \nabla \times \mathbf{H}_T + \chi \mathbf{H}_T, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \sigma\mathbf{E}_T + \nabla \times \mathbf{H}_T. \quad (8)$$

Пусть в атмосфере  $\sigma = 0$ , тогда:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{H}_T = \mathbf{H}_P. \quad (9)$$

Соотношение (9) показывает, что вихри суммарного магнитного поля в атмосфере Земли при нулевой удельной проводимости  $\sigma = 0$  могут возбудить только полоидальное поле за счет  $\nabla \times \mathbf{H}_T = \mathbf{H}_P$ . Полоидальному магнитному полю для существования в непроводящей атмосфере электрические токи через атмосферу не нужны. Плотность тока в атмосфере может равняться нулю. При этом суммарное магнитное поле не потенциально ( $\nabla \times \mathbf{H} \neq 0$ ) за счет присутствия в атмосфере всюду не потенциального тороидального магнитного поля  $\mathbf{H}_T$  (6). Скорректированные уравнения Максвелла для магнитного поля в атмосфере Земли примут вид:

$$\nabla \times \mathbf{H}_P = \chi \mathbf{H}_T = \mathbf{j}_T, \quad \nabla \times \mathbf{H}_T = \mathbf{H}_P, \quad \nabla \cdot \mathbf{H}_{P,T} = 0. \quad (10)$$

Эффект, выраженный формулой (1), вполне закономерен из-за существования в атмосфере всюду не потенциального, тороидального магнитного поля, создаваемого тороидальным током в источнике, согласно первому уравнению в (10).

Эффект, зафиксированный формулой (2), также поддается физико-математическому обоснованию с точки зрения выше введенных тороидальных и полоидальных электромагнитных полей.

Рассмотрим периодические во времени электромагнитные поля, а именно электрические поля вариаций естественного ЭМП. В [8 стр. 32] приведены формулы для тороидальных и полоидальных электромагнитных полей в атмосфере Земли и граничные условия для них на поверхности Земли. Электрические поля можно вычислить по формулам:

$$\mathbf{E}_T = -i\omega\mu\nabla \times (Q\mathbf{r}), \quad \mathbf{E}_P = \frac{1}{\sigma'} \nabla \nabla \cdot (Q\mathbf{r}). \quad (11)$$

Граничные условия для них имеют вид:

$$(\mathbf{E}_T^1 - \mathbf{E}_T^2)|_{r=R_0} = 0, \quad E_{Tn}^1|_{r=R_0} = 0, \quad E_{Pn}^1|_{r=R_0} = \frac{\sigma}{\sigma'} E_{Pn}^2. \quad (12)$$

Здесь  $\sigma$  — проводимость Земли,  $\sigma'$  — проводимость атмосферы, 1 — атмосфера, 2 — Земля. Формулы (12) показывают, что вертикальная к поверхности Земли тороидальная компонента электрического поля равна нулю по определению в (11). В [5] она названа индукционной частью электрического поля. Тогда как полоидальная потенциальная компонента в атмосфере Земли нулю не равна ( $E_{Pn}^1|_{r=R_0} \neq 0$ ) (12). Более того, если проводимость атмосферы мала  $\sigma' \ll \sigma$ , то эта компонента может быть значительной по напряженности. Это и показал эксперимент Д.Н. Четаева [3].

Таким образом, эффекты (1) и (2) в электромагнитном поле Земли вполне закономерны. Они обоснованы теоретически с помощью введения в теорию тороидальных и полоидальных электромагнитных полей и экспериментально по данным двух МГГ 1933 и 1957/58 гг., всемирной магнитной съемки 1964/65 гг., а также экспериментом с короткопериодическими колебаниями земного ЭМП [1-3, 5-8, 10, 11, 13].

## 1 О взаимной генерации и несиловых ЭМП

Результат, полученный в (6), вскрывает основное свойство тороидальных и полоидальных магнитных полей, а именно их взаимную генерацию ввиду  $\nabla \times \mathbf{H}_T = \mathbf{H}_P$ ,  $\nabla \times \mathbf{H}_P = \chi \mathbf{H}_T$ . Этим свойством обладают постоянные и переменные ЭМП. Это свойство позволяет обосновать результаты некоторых лабораторных экспериментов, а также позволяет оценить, при какой напряженности этих полей возможна их взаимная генерация. Для земных условий взаимная генерация магнитных полей (динамо возбуждение) возможна при напряженности тороидального поля  $\mathbf{H}_T > 100$  Гс [13].

Еще одним фундаментальным свойством обладает ЭМП Земли, а именно наличием силовой по Лоренцу и не силовой по Моффату составляющими ЭМП в источнике [8, 13]. Силовая составляющая:

$$\mathbf{F}_L = [\sigma \mathbf{E}_T \times \mu \mathbf{H}_P] \neq 0, \quad \text{э.д.с.} = -\mu \int_V \left( \frac{\partial \mathbf{H}_P}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \right) \neq 0. \quad (13)$$

Не силовая составляющая:

$$\mathbf{F}_L = [\chi \mathbf{H}_T \times \mu \mathbf{H}_T] = 0, \quad \text{э.д.с.} = \int_V (\nabla \times \mathbf{E}_P \cdot d\mathbf{s}) = 0 \quad (14)$$

Не силовое магнитное поле  $\mathbf{H}_T$  обладает замечательным свойством не вызывать скин-эффект при распространении в проводящей среде из-за  $\nabla \times \mathbf{H}_T = \mathbf{H}_P$ . Поэтому тороидальное магнитное поле проникает в Землю почти в три раза глубже полоидального магнитного поля [14]. Полоидальные магнитные поля в проводящей среде возбуждают электрический ток, магнитное поле которого противоположно первичному полю, поэтому ослабляет его (скин-эффект) [14]. Отсутствие скин-эффекта в тороидальном магнитном поле земных вариаций можно использовать для сверхглубинного зондирования Земли. Для этого его необходимо выделить из наблюдаемого по методике, опубликованной в [13], и использовать разработанные в [13] формулы для зондирования Земли тороидальным магнитным и электрическим полями. Кроме того, в [13, 15] разработано и опробовано двумодальное зондирование Земли полем медленных солнечно-суточных вариаций земного поля. Двумодальное зондирование обладает значительно более устойчивыми результатами, чем обычное зондирование по Тихонову-Каньяру [15].

Не силовое электрическое поле обладает не менее замечательным свойством, сохранять зависимость от тензора напряжений трещиноватой среды очага землетрясений [8]. Это свойство становится краткосрочным предвестником как слабых, так и сильных землетрясений. Теория краткосрочных предвестников, возникающих в физических полях, подробно разработана в [8] и нескольких других публикаций автора. Краткая характеристика этого эффекта состоит в следующем. Во все времена в сейсмологии являлись актуальными работы по выявлению краткосрочных предвестников землетрясений, в том числе проявляющих себя в физических полях [12, 13]. Автором в свое время было предложено решать эту проблему на основе системы уравнений электромагнитоупругости, записанной в упругих параметрах Работнова-Ломакина для трещиноватой среды очага [8]. По существу, эта система уравнений есть система уравнений очага землетрясений, нормированная на объем очага в предположении его фрактального характера. Краткосрочный предвестник выявляется в вертикальном полоидальном электрическом поле, которое непосредственно и линейно связано с тензором напряжений в очаге [8]. Это поле многократно усиливается плохо проводящей атмосферой. Микротрещиноватость в очаге развивается перед землетрясением. Электрические заряды концентрируются на бортах возникающих трещин. Развитие трещиноватости имеет предел в виде концентрации ее в разрыв, что фиксируется в электрическом поле, в том числе в  $E_z$ . Максимум в  $E_z$  достигается за 2-3 часа до землетрясения (турецкие эксперименты [12]). Организовав мониторинг упомянутой компоненты полоидального электрического поля в сейсмоопасных районах, можно получить краткосрочный предвестник землетрясений любой интенсивности.

## 2 Об уравнениях Максвелла естественного ЭМП в атмосфере земли

Исходя из выше изложенного, первое уравнение Максвелла для естественного электромагнитного поля Земли необходимо записать, согласно формулам (5) и (6), в следующем виде:

$$\nabla \times \mathbf{H}_P = \chi \mathbf{H}_T = \mathbf{j}_T, \quad \nabla \times \mathbf{H}_T = \mathbf{H}_P. \quad (15)$$

Второе уравнение в названных полях будет таким:

$$\nabla \times \mathbf{E}_T = -\frac{\partial \mathbf{B}_P}{\partial t}. \quad (16)$$

Остальные уравнения остаются практически без изменений.

$$\nabla \cdot (\mathbf{H}_{P,T}, \mathbf{B}_{P,T}) = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E}_T = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E}_P = \rho, \quad \mathbf{B}_{P,T} = \mu \mathbf{H}_{P,T}, \quad \mathbf{D}_{P,T} = \varepsilon \mathbf{E}_{P,T}. \quad (17)$$

Уравнения (15) – (17) записаны для постоянного поля и его низкочастотных вариаций, когда в атмосфере нет токов смещения и сторонних токов.

### 3 О пределах применимости электродинамик

В 1919 г. Лармор в [9] ввел во второе уравнение Максвелла, так называемое, динамо-слагаемое  $[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$ , где  $\mathbf{V}$  — скорость течения проводящей жидкости или плазмы в магнитном поле  $\mathbf{B}$ .

$$\nabla \times (\mathbf{E} + [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (18)$$

Объединяя уравнение (18) с первым стандартным уравнением Максвелла  $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}$  получим уравнение индукции с динамо-слагаемым:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] - \frac{1}{\sigma \mu} \Delta \mathbf{B}. \quad (19)$$

Уравнение (19) имеет три физически различных варианта.

Первый вариант возникает при наличии больших магнитных чисел Рейнольдса  $R_m > 10^{17}$ . В этом случае можно пренебречь вторым слагаемым в (19).

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]. \quad (20)$$

Уравнение (20) есть основное уравнение космической электродинамики, где из-за больших магнитных чисел Рейнольдса, обусловленных большими размерами объектов, основную роль играют динамо-эффекты.

Второй вариант реализуется в лабораторных условиях. В них магнитное число Рейнольдса мало  $R_m \leq 1$  из-за малых размеров лабораторных пространств. В лабораториях реализуется второе слагаемое из (19).

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu \sigma} \Delta \mathbf{B}. \quad (21)$$

Поэтому в технической физике практически не занимаются уравнением (20).

Третий вариант реализуется в земной электродинамике. В ней магнитное число Рейнольдса занимает промежуточное положение  $R_m \sim 10^4 \div 10^5$  [13]. Поэтому для земных условий характерно уравнение (19). Такое положение обусловлено размерами источников тороидального тока, обтекающего твердое ядро в виде тороида с поперечным размером порядка 3 км [5, 8]. В этом случае в (19) проявляется его неразрешимость, которая заключается в том, что при известном  $\mathbf{B}$  нельзя найти  $\mathbf{V}$ , и наоборот, при известной скорости  $\mathbf{V}$  нельзя определить индукцию  $\mathbf{B}$ . Поэтому в [8] и более ранних работах автора для преодоления неразрешимости (19) предложено к уравнению индукции добавить уравнение Навье-Стокса для несжимаемой жидкости, сделать проверку разрешимости и провести оценки  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{B}$  по паре уравнений. Система из [8]

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] - \frac{1}{\mu \sigma} \Delta \mathbf{B}, \\ \rho \left[ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} + 2[\omega \times \mathbf{V}] \right] = \nu \rho \Delta \mathbf{V} + \nabla P' + [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] + f \end{cases} \quad (22)$$

оказалась разрешимой и по скорости  $\mathbf{V}$ , и по индукции  $\mathbf{B}$ . Уравнения (22) нормированы на объем среды. Система (22) исследована в [8] применительно к условиям жидкого ядра Земли. Главный результат состоит в том, что система тороидальный электрический ток (поток со скоростью  $\mathbf{V}$ ) — магнитное поле устойчива в виду:

$$V_\phi = \pm \left[ \left( \frac{P}{\rho} - gh \right) \frac{H_\phi}{|\mathbf{H}|} \right]^{1/2} \mp 2L\omega_\phi. \quad (23)$$

Результат (23) указывает на устойчивость потока по отношению к воздействию на им вызываемое магнитное поле  $|\mathbf{H}|$ . Тороидальный ток (в потоке), возбуждается реактивно, вследствие большого магнитного числа Рейнольдса  $10^5$  и малой «затравки» порядка  $10^{-3}$  Гс. Уравнение (23) решает следующие важные проблемы:

- реактивный разгон электрического тока (рост  $V_\phi$ ) «тормозится» магнитным полем  $|\mathbf{H}|$ ,
- конструкция (23) такова, что является устойчивой к воздействию на магнитное поле  $|\mathbf{H}|$  или к воздействию на скорость потока  $V_\phi$ . Равномерное вращение Земли (в первом приближении), за которым «следит» скорость  $V_\phi$  выравнивает систему ток–магнитное поле. Поэтому в природе главного геомагнитного поля реализуется устойчивая к переполюсовкам (смене полярности) конструкция [13]. О смене полярности много пишут и говорят геологи, что физически нереально. С одной стороны, тороидальные токи, возбуждающие ЭМП, устойчивы, а с другой — вектор остаточной намагниченности горных пород, по которому выявляют переполюсовки, принимает самопроизвольное направление [16].

Реконструкция и расчет параметров тороидального электрического тока, вызывающего ГГП, приведена в [8, 11]. Тороидальный ток расположен в зоне  $F$  жидкого ядра, обтекает твердое ядро. Поперечное сечение тороида с током 3 км. Сила тока в источнике порядка  $10^9$  ампер, напряженности полей в районе источника  $H_P \sim 60$  Гс,  $H_T \sim 4$  Гс. Глубина до источника 4934 км, радиус тора с электрическим током 1437 км.

## 4 Об эффекте Ааронова-Бомы и неустойчивости плазмы в токамаках

Лабораторные эксперименты, такие как эксперимент, приведший к необъяснимому эффекту Ааронова-Бомы и неуспешные эксперименты по термоядерному синтезу, известны уже очень давно. Они так и не нашли своего убедительного объяснения. Однако, эти эксперименты могут быть объяснены, если обратить внимание на природу векторного потенциала. Главный вопрос, который обсуждается достаточно длительное время, является ли векторный потенциал из (3) математическим объектом или в нем содержится физическая сущность. Одни считают его произвольным векторным полем, порожденным операторами  $\nabla \cdot \nabla \times$ . И это так и есть. Фейнман же считает, что в эффекте Ааронова-Бомы векторный потенциал проявляет себя как физический объект [8]. В связи с разложением (3) можно констатировать, что векторный потенциал дуален. Второе слагаемое в (3) есть тороидальное магнитное поле, согласно определению (4). Когда тороидальное поле имеет место, как например, в эксперименте Ааронова-Бомы [8], то с ним и взаимодействует элементарная частица при включенном токе в соленоиде эксперимента Ааронова-Бомы. Когда же тороидального поля нет, то векторный потенциал есть математическая функция, отображенная в первом слагаемом (3).

Лабораторный эксперимент, состоящий в попытке получить термоядерную реакцию в токамаке, терпит неудачи (а их уже более 200) в связи с возникновением неуправляемой неустойчивости плазменного шнура в «бублике» токамака [17]. Это происходит, с нашей точки зрения, в связи с взаимной генерацией сильного тороидального поля внутри токамака (порядка 5 Тл) со слабым полоидальным полем центрального проводника по формулам (6). Взаимная генерация этих полей приводит к нарушению тороидальной симметрии магнитного поля в токамаке. Это приводит к хаотизации частиц плазмы. Они устремляются к стенкам и токамак сгорает.

Таким образом, введение в физическую теорию тороидальных и полоидальных электромагнитных полей с помощью (4) (в физике эти поля известны давно) позволило найти объяснение ряду эффектов, возникающих в естественном электромагнитном поле Земли и некоторых лабораторных экспериментах. Дальнейшие работы в этой области, с нашей точки зрения, могут выявить и другие эффекты, не упомянутые в данной статье.

## Список литературы

- [1] Van Vleuten Over de dagelijkse variatie van het Ardmagnetisme // Koninklijk Ned. Meteor. Instit.-Utrecht, 1917. — № 102. — Р. 25–30.
- [2] Бенькова Н.П. Спокойные солнечно-суточные вариации земного магнетизма. М.-Л.: Гидрометеиздат, 1941. — 79 с.
- [3] Четаев Д.Н. О структуре поля короткопериодической геомагнитной вариации и магнитотеллурическом зондировании // Физика Земли, 1970, № 2, с. 52–55.

- [4] Трухин В.И. Общая и экологическая геофизика. М.: Физматлит, 2005. 569 с.
- [5] Аксенов В.В. Тороидальное поле в атмосфере Земли. Изд-во СО РАН, ИВМиМГ, 1997. 133 с.
- [6] Аксенов В.В. О некоторых соленоидальных векторных полях в сферических областях // Дифференциальные уравнения, 2012, Т.48, № 7, с. 1056–1059.
- [7] Аксенов В.В. Моделирование тороидальных и полоидальных электромагнитных полей // Математическое моделирование, 2014, т.26, № 5, с. 3–24;
- [8] Аксенов В.В. Электродинамика тороидальных электромагнитных полей в приложениях. Новосибирск: Изд. ИВМиМГ ФАНО СО РАН, 2014, 152 с;
- [9] J. Larmor How could a rotating body Such as the Sun become a magnet, Rep. Brit. Assoc. Sci., 1919, с. 60–159.
- [10] Аксенов В.В. Физико-математическое моделирование главного геомагнитного поля, наблюдаемого мировой сетью геомагнитных станций. Часть 1. // Изв. ВУЗов Геология и разведка, 2012, № 4. С. 61–68.
- [11] Аксенов В.В. Об источнике главного геомагнитного поля. Часть 2 // Изв. ВУЗов Геология и разведка, 2012, № 5. С. 54–60.
- [12] Ustundag B., Ozerden S. Earthquake prediction using a new monopolar electric field probe // European Seismological Congress (ESC2002). — Genoa, September 2002.
- [13] Аксенов В.В. Электромагнитное поле Земли. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010. 266 с.
- [14] Аксенов В.В. О глубинности исследования земной коры переменным электромагнитным полем // Изв. Вузов Сер: Геология и разведка, 2009, № 2. С. 39–41.
- [15] Аксенов В.В. Тороидальные электрические токи спокойных солнечно-суточных вариаций, применяемых в глубинной электроразведке // Изв. Вузов Сер: Геология и разведка. 2014, № 2. С. 45–54.
- [16] Трухин В.И., Безаева Н.С., Матвеева Т.В., Рошетт П. Физическая и компьютерная модели явления самообращения намагниченности горных пород // Физика Земли, 2006, № 2. — С. 50–63.
- [17] Азизов Э.А. Токамаки от А.Д. Сахорова до наших дней (60 лет токамакам). — М.: Успехи физических наук, 2012, Том 182, № 2. — С. 202–215.

*Валентин Васильевич Аксёнов — д.ф.-м.н., гл. науч. сотр. Института  
вычислительной математики и математической геофизики СО РАН;  
e-mail: aksenov@omzg.sscc.ru.*

*Дата поступления — 24 апреля 2017 г.*