ЖЭТФ, 2016, том 149, вып. 1, стр. 150–154

НЕЛИНЕЙНЫЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ИЗОТРОПНОМ НЕУПОРЯДОЧЕННОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛЯХ

А. Ф. Кабыченков, Ф. В. Лисовский*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
141190, Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 8 июня 2015 г.

Выполнен теоретический анализ допускающих экспериментальное обнаружение нелинейных магнитоэлектрических эффектов в изотропном неупорядоченном диэлектрике в неоднородных электрических и магнитных полях.

DOI: 10.7868/S0044451016010132

В отличие от классических магнитоэлектрических (МЭ) эффектов, наблюдающихся только в неинвариантных относительно обращения времени кристаллах с определенными классами магнитной симметрии [1–3], нелинейные МЭ-эффекты могут существовать даже в неупорядоченных инвариантных относительно операции обращения времени средах.

В работах [4, 5] была получена система нелинейных уравнений для определения основного состояния и анализа возможности существования различных МЭ-эффектов в присутствии неоднородных внешних воздействий. Было показано, что в средах любой симметрии неоднородное магнитное поле в общем случае может давать вклад в электрическую поляризацию, в то время как неоднородное электрическое поле влияет на намагниченность только в присутствии неоднородного магнитного поля. В качестве примера в работе [5] рассматривался точечный объект с магнитным моментом $\mathbf{m}$ и электрическим зарядом q или дипольным моментом $\mathbf{d}_{el}$, когда наблюдение взаимодействия электрической и магнитной «подсистем» представляется весьма затруднительным. В настоящей работе выполнен анализ ситуации, когда влияние магнитного поля на поляризацию и электрического поля на намагниченность можно обнаружить экспериментально.

В средах без сторонних зарядов, когда электрическая $\mathbf{D}$ и магнитная $\mathbf{B}$ индукции удовлетворяют уравнениям

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = 0, \quad \operatorname{div}\mathbf{B} = 0, \tag{1}$$

материальные уравнения, связывающие индукции с напряженностями электрического и магнитного полей,

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\Psi^{(E)}, \quad \mathbf{H} = -\operatorname{grad}\Psi^{(H)},$$

где $\Psi^{(E)}$ и $\Psi^{(H)}$ — соответственно электрический и магнитный потенциалы, с учетом нелинейности и пространственной дисперсии имеют вид [4, 5]

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} - a_2\Delta\mathbf{E} + \nu\mathbf{H} + \mathbf{D}^{(g)}, \tag{2}$$

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} - b_2\Delta\mathbf{H} + \nu\mathbf{E} + \mathbf{B}^{(g)}, \tag{3}$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_0 + a_1\mathbf{E}^2 + c_1\mathbf{H}^2 + 2a_3\operatorname{div}\mathbf{E}, \\ \mu &= \mu_0 + b_1\mathbf{H}^2 + c_1\mathbf{E}^2 + 2c_3\operatorname{div}\mathbf{E}, \\ \nu &= c_2(\mathbf{E}\cdot\mathbf{H}) + c_4\operatorname{div}\mathbf{H} \end{aligned} \tag{4}$$

— обобщенные нелинейные электрическая, магнитная и «магнитоэлектрическая» проницаемости,

$$\begin{aligned} \mathbf{D}^{(g)} &= -a_3\operatorname{grad}\mathbf{E}^2 - c_3\operatorname{grad}\mathbf{H}^2, \\ \mathbf{B}^{(g)} &= -c_4\operatorname{grad}(\mathbf{E}\cdot\mathbf{H}) \end{aligned} \tag{5}$$

— градиентные составляющие электрической и магнитной индукции, ε_0 и μ_0 — линейные диэлектрическая и магнитная проницаемости, a_i, b_i и c_i — материальные константы, входящие в следующее выражение для плотности энергии термодинамического потенциала [4, 5]:

* E-mail: lisf@rambler.ru

$$w = \frac{a_0}{2}\mathbf{E}^2 + \frac{a_1}{4}\mathbf{E}^4 + \frac{a_2}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x_i}\right)^2 + a_3\mathbf{E}^2 \operatorname{div}\mathbf{E} + \\ + \frac{b_0}{2}\mathbf{H}^2 + \frac{b_1}{4}\mathbf{H}^4 + \frac{b_2}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial x_i}\right)^2 + \frac{c_1}{2}\mathbf{E}^2\mathbf{H}^2 + \\ + \frac{c_2}{2}(\mathbf{E}\cdot\mathbf{H})^2 + c_3\mathbf{H}^2 \operatorname{div}\mathbf{E} + c_4(\mathbf{E}\cdot\mathbf{H})\operatorname{div}\mathbf{H}. \quad (6)$$

На поверхностях раздела сред непрерывны нормальная составляющая $\mathbf{B}$ и тангенциальные составляющие $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$, а нормальная составляющая $\mathbf{D}$ испытывает скачок на $4\pi\sigma$, где σ — плотность поверхностных зарядов [3].

Проанализируем возможные МЭ-эффекты в нелинейном изотропном неупорядоченном диэлектрике в присутствии неоднородных электрического и магнитного полей. Рассмотрим сферический конденсатор с внешней обкладкой радиуса r_2 и внутренней обкладкой радиуса r_1, между которыми (в области $r_2 > r > r_1$) размещен неупорядоченный нелинейный диэлектрик (например, сегнетомагнетик в неупорядоченной фазе вблизи точки Кюри) с диэлектрической проницаемостью ε_0 и магнитной проницаемостью μ_0. Пространство вне конденсатора ($r > r_2$) представляет собой среду с магнитной проницаемостью $\mu_0^{(e)}$, внутренняя сфера ($r < r_1$) — среду со спонтанной (или остаточной) намагниченностью $\mathbf{M}_s$ и магнитной проницаемостью $\mu_0^{(i)}$. Магнитная индукция в этой области составляет $\mathbf{B}^{(i)} = \mathbf{B} + 4\pi\mathbf{M}_s$, где значение $\mathbf{B}$ определяется из уравнения (3). Конденсатор заряжен (заряды на обкладках $\pm Q$) и помещен в однородное магнитное поле $\mathbf{H}_0 || \mathbf{M}_s || \mathbf{e}_z$, где ось координат z совмещена с полярной осью сферической системы координат (r, ϑ, φ), начало которой совпадает с центром симметрии конденсатора. Распределение векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ в такой системе является неоднородным, хотя внешние неоднородные воздействия отсутствуют. Выбранная конфигурация позволяет выполнить необходимые теоретические расчеты и осуществить эксперименты, в ходе которых можно будет получить данные о нелинейных материальных константах. Заметим, однако, что способ создания и степень локализации неоднородных полей не играют никакой роли для существования рассматриваемых МЭ-эффектов, поскольку их инициирует возникающая в нелинейном диэлектрике под действием неоднородных полей объемная неоднородность распределения векторов электрической поляризации $\mathbf{P} = (\mathbf{D} - \mathbf{E})/4\pi$ и намагниченности $\mathbf{M} = (\mathbf{B} - \mathbf{H})/4\pi$.

Решения системы нелинейных уравнений (1)–(3) будем искать методом последовательных приближений с использованием малого параметра $\delta \ll 1$, полагая, что

$$\mathbf{E} = \delta\mathbf{E}_1 + \delta^2\mathbf{E}_2 + \delta^3\mathbf{E}_3 + \ldots, \\ \mathbf{H} = \delta\mathbf{H}_1 + \delta^2\mathbf{H}_2 + \delta^3\mathbf{H}_3 + \ldots, \quad (7)$$

где поля и потенциалы любого приближения связаны друг с другом соотношениями $\mathbf{E}_i = -\operatorname{grad}\Psi_i^{(E)}$ и $\mathbf{H}_i = -\operatorname{grad}\Psi_i^{(H)}$.

В первом приближении для потенциалов $\Psi_1^{(E)}$ и $\Psi_1^{(H)}$ получаем уравнения Лапласа

$$\Delta\Psi_1^{(E)} = 0, \quad \Delta\Psi_1^{(H)} = 0, \quad (8)$$

решения которых при стандартных граничных условиях и дополнительном условии $\lim_{r\to\infty} \mathbf{H}(r,\vartheta) = \mathbf{H}_0$, приводит к следующим выражениям для $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{H}_1$. В области $r_2 > r > r_1$ имеем

$$\mathbf{E}_1 = \frac{Q_1}{4\pi\epsilon_0 r^2}\,\mathbf{e}_r, \quad \mathbf{H}_1 = \left(H_{10} + 2m_1 r^{-3}\right)\cos\vartheta\,\mathbf{e}_r + \\ + \left(H_{10} + m_1 r^{-3}\right)\sin\vartheta\,\mathbf{e}_\vartheta, \quad (9)$$

где $\mathbf{e}_r$ и $\mathbf{e}_\vartheta$ — орты сферической системы координат, $Q_1 = Q$ — величина исходного электрического заряда на обкладках,

$$H_{10} = -\left(3a_{12}\mu_0^{(e)}H_0 + a_{22}4\pi M_s\right)d^{-1}$$

— эффективное магнитное поле,

$$m_1 = -\left(3a_{11}\mu_0^{(e)}H_0 + a_{21}4\pi M_s\right)d^{-1}$$

— полный эффективный магнитный дипольный момент однородно намагниченного шара,

$$d = a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21},$$

$$a_{11} = \mu_0^{(i)} - \mu_0, \quad a_{12} = \left(\mu_0^{(i)} + 2\mu_0\right)r_1^{-3},$$

$$a_{21} = 2\mu_0^{(e)} + \mu_0, \quad a_{22} = 2\left(\mu_0^{(e)} - \mu_0\right)r_2^{-3}.$$

В области $r > r_2$ электрическое поле отсутствует, а напряженность магнитного поля равна

$$\mathbf{H}_1^{(e)} = \left(H_0 + 2m_1^{(e)}r^{-3}\right)\cos\vartheta\,\mathbf{e}_r + \\ + \left(-H_0 + m_1^{(e)}r^{-3}\right)\sin\vartheta\,\mathbf{e}_\vartheta, \quad (10)$$

где $m_1^{(e)} = (H_0 - H_{10})r_2^3 + m_1$ — эффективный магнитный момент. В области $r < r_1$ электрическое поле также равно нулю, а магнитное поле

$$\mathbf{H}_1^{(i)} = \left(H_{10} - m_1 r_1^{-3}\right)(\cos\vartheta\,\mathbf{e}_r - \sin\vartheta\,\mathbf{e}_\vartheta). \quad (11)$$

В частном случае отсутствия внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ и при $\mu_0 = \mu_0^{(i)} = \mu_0^{(e)} = 1$ формулы (10) и (11) переходят в известные выражения для поля рассеяния вне однородно намагниченного шара,

$$\mathbf{H}^{(e)} = mr^{-3}\left(2\cos\vartheta\,\mathbf{e}_r + \sin\vartheta\,\mathbf{e}_\vartheta\right),$$

и для поля размагничивания внутри него,

$$\mathbf{H}^{(i)} = -(4\pi/3)\mathbf{M}_s,$$

где $m = (4\pi/3)r_1^3 M_s$ — полная спонтанная намагниченность сферы [3, 6, 7].

В другом случае, когда отсутствует спонтанная намагниченность $\mathbf{M}_s$ и $\mu_0^{(i)} = \mu_0$, при $r < r_1$ напряженность магнитного поля равна

$$\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_0 - (4\pi/3)\,\mathbf{M}^{(h)},$$

где $\mathbf{M}^{(h)}$ — плотность наведенного внешним полем дипольного момента, определяемая выражением

$$\mathbf{M}^{(h)} = \frac{3}{4\pi}\,\frac{\mu_0 - \mu_0^{(e)}}{\mu_0 + 2\mu_0^{(e)}}\,\mathbf{H}_0,$$

а при $r > r_2$ дается формулой (10) с заменой $m_1^{(e)}$ на $m^{(h)}$, где $m^{(h)} = (4\pi/3)\,r_1^3 M^{(h)}$ — полный наведенный магнитный дипольный момент сферы [6, 7]. Если внутреннюю сферу заполнить сверхпроводником, который в сверхпроводящем состоянии является идеальным диамагнетиком с $\mu_0^{(i)} = 0$, то $\mathbf{M}^{(h)} = -(3/8\pi)\mathbf{H}_0$ и при $r < r_1$ индукция $\mathbf{B} = 0$.

Потенциалы второго приближения удовлетворяют следующим уравнениям Пуассона:

$$\Delta\Psi_2^{(E)} = -4\pi q_2^{(E)}, \quad \Delta\Psi_2^{(H)} = -4\pi q_2^{(H)}, \qquad (12)$$

где $q_2^{(E)} = \Delta\Psi_2^{'(E)}/4\pi$ и $q_2^{(H)} = \Delta\Psi_2^{'(H)}/4\pi$ — эффективные электрические и магнитные заряды, которые создаются полями первого приближения из-за нелинейности среды (см. (6)), а

$$\Psi_2^{'(E)} = \frac{a_3}{\varepsilon_0}E_1^2 + \frac{c_3}{\varepsilon_0}H_1^2, \quad \Psi_2^{'(H)} = \frac{c_4}{\mu_0}E_1 H_1$$

— эффективные «нелинейные» потенциалы.

Граничные условия для второго приближения требуют, чтобы на обкладках потенциалы $\Psi_2^{(E)}$ были постоянными:

$$\left.\left(-\varepsilon_0\frac{\partial\Psi_2^{(E)}}{\partial r} + \varepsilon_0^{(e)}\frac{\partial\Psi_2^{(Ee)}}{\partial r}\right)\right|_{r=r_2} = 4\pi\sigma_2^{(e)},$$

$$\left.\left(-\varepsilon_0\frac{\partial\Psi_2^{(E)}}{\partial r} + \varepsilon_0^{(i)}\frac{\partial\Psi_2^{(Ei)}}{\partial r}\right)\right|_{r=r_1} = 4\pi\sigma_2^{(i)},$$

где $\sigma_2^{(e)}$ и $\sigma_2^{(i)}$ — плотность дополнительных поверхностных зарядов на внешней $(e, r = r_2)$ и внутренней $(i, r = r_1)$ сферах, и

$$H_{2\vartheta}^{(i)}(r_1) = H_{2\vartheta}(r_1), \quad H_{2\vartheta}(r_2) = H_{2\vartheta}^{(e)}(r_2),$$

$$\mu_0^{(i)}H_{2r}^{(i)}(r_1) = \mu_0 H_{2r}(r_1), \quad \mu_0 H_{2r}(r_2) = \mu_0^{(e)}H_{2r}^{(e)}(r_2).$$

Полные заряды на обкладках при этом равны по величине и противоположны по знаку.

Эффективный электрический потенциал при $r_2 > r > r_1$ может быть представлен в виде

$$\Psi_2^{'(E)} = a_3^{(Q)}r^{-4} + c_{30}^{(H)} + c_{32}^{(H)}r^{-6} + \left(c_{31}^{(H)}r^{-3} + c_{32}^{(H)}r^{-6}\right)P_2, \qquad (13)$$

где

$$a_3^{(Q)} = \frac{a_3}{\varepsilon_0}\left(\frac{Q_1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2, \quad c_{30}^{(H)} = \frac{c_3}{\varepsilon_0}H_{10}^2,$$

$$c_{32}^{(H)} = 2\frac{c_3}{\varepsilon_0}m_1^2, \quad c_{31}^{(H)} = 4\frac{c_3}{\varepsilon_0}m_1 H_{10},$$

$P_2 = \left(3\cos^2\vartheta - 1\right)/2$ — полином Лежандра. С учетом этого удовлетворяющее граничным условиям решение первого уравнения системы (12) записывается в виде

$$\Psi_2^{(E)} = a_3^{(Q)}\left(a_1^{(r)}r^{-1} - r^{-4}\right) + c_{32}^{(H)}\times \left[a_2^{(r)}r^{-1} - r^{-6} - \left(a_3^{(r)}r^{-2} - a_4^{(r)}r^{-3} + r^{-6}\right)P_2\right] - c_{32r}^{(He)}r^{-1} + c_0, \qquad (14)$$

где

$$a_1^{(r)} = 2\left(r_2^{-3} + r_1^{-3}\right), \quad a_2^{(r)} = 3\left(r_2^{-5} + r_1^{-5}\right),$$

$$a_3^{(r)} = \frac{r_2^3 - r_1^3}{d^{(r)}}, \quad a_4^{(r)} = \frac{r_2^8 - r_1^8}{d^{(r)}},$$

$$d^{(r)} = r_1^3 r_2^3\left(r_2^5 - r_1^5\right),$$

$$c_{32r}^{(He)} = \frac{3\varepsilon_0^{(e)}}{\varepsilon_0}c_{32}^{(He)}r_2^{-5}, \quad c_{32}^{(He)} = \frac{2c_3}{\varepsilon_0}(m_1^e)^2,$$

c_0 — константа. Потенциалы на обкладках при этом даются выражениями

$$\Psi_2^{(E)}|_{1,2} = a_3^{(Q)}\left(a_1^{(r)}r_{1,2}^{-4} - r_{1,2}^{-4}\right) + c_{32}^{(H)}\left(a_2^{(r)}r_{1,2}^{-1} - r_{1,2}^{-6}\right) - c_{32r}^{(He)}r_{1,2}^{-1} + c_0,$$

а дополнительная разность потенциалов на конденсаторе составляет

$$V_2 = a_3^{(Q)}\left[a_1^{(r)}\left(r_1^{-1}-r_2^{-1}\right)-\left(r_1^{-4}-r_2^{-4}\right)\right]+ \\ +2c_{32}^{(H)}\left[a_2^{(r)}\left(r_1^{-1}-r_2^{-1}\right)-\left(r_1^{-6}-r_2^{-6}\right)\right]- \\ -c_{32r}^{(He)}(r_1^{-1}-r_2^{-1}). \quad (15)$$

Компоненты напряженности электрического поля равны

$$\begin{gathered} E_{2r} = a_3^{(Q)}\left(a_1^{(r)}r^{-2}-4r^{-5}\right)+ \\ +c_{32}^{(H)}\left[a_2^{(r)}r^{-2}-r^{-6}+ \right. \\ \left. +\left(2a_3^{(r)}r^{-1}+3a_4^{(r)}r^{-4}-6r^{-7}\right)P_2\right]-c_{32r}^{(He)}r^{-2}, \\ E_{2\vartheta} = -\frac{3}{2}\,c_{32}^{(H)}\left(a_3^{(r)}r^{-2}-a_4^{(r)}r^{-3}+r^{-6}\right)\sin 2\vartheta. \end{gathered} \quad (16)$$

Во втором приближении появляются тангенциальная компонента напряженности электрического поля и угловая зависимость радиальной компоненты, а также изменяется характер пространственной зависимости обеих компонент. Плотность поверхностного заряда на обкладках становится равной

$$\sigma_{21,22}^{(i,e)} = \frac{\varepsilon_0}{4\pi}\,E_{2r}\big|_{r=r_1,r_2},$$

дополнительный полный заряд составляет

$$Q_2 = \varepsilon_0\left[2a_3^{(Q)}\left(r_2^{-3}-r_1^{-3}\right)+3c_{32}^{(H)}\left(r_2^{-5}-r_1^{-5}\right)\right]+ \\ +3\varepsilon_0^{(e)}c_{32}^{(He)}r_2^{-5},$$

а дополнительная емкость при этом равна $C_2 = Q_2/V_2$.

Эффективный электрический потенциал при $r > r_2$ с учетом выражения для напряженности магнитного поля можно представить в виде

$$\Psi_2^{\prime(E)} = \\ = -c_{32}^{(He)}\left[r^{-6}-r^{-3}\left(r_2^{-3}-r^{-3}\right)P_2\right]-c_{30}^{(He)}, \quad (17)$$

где

$$c_{30}^{(He)} = \frac{c_3}{\varepsilon_0}H_0^2, \quad c_{32}^{(He)} = 2\frac{c_3}{\varepsilon_0}(m_1^{(e)})^2,$$

а компоненты напряженности электрического поля даются выражениями

$$E_{2r}^{(e)} = -3c_{32}^{(He)}\left[2r^{-7}\left(r_2^{-3}r^{-4}-2r^{-7}\right)P_2\right],$$

$$E_{2\vartheta}^{(e)} = -(3/2)c_{32}^{(He)}\left(r_2^{-3}r^{-4}-r^{-7}\right)\sin 2\vartheta.$$

При $r < r_1$ потенциал постоянен и, следовательно, электрическое поле отсутствует. Если конденсатор находится в вакууме, т. е. $\varepsilon_0^{(e)} = \mu_0^{(e)} = 1$, приведенные выше формулы упрощаются, поскольку нелинейные материальные константы, например $c_{32}^{(He)}$, обращаются в нуль.

Эффективный магнитный потенциал при $r_2 > r > r_1$ определяется выражением

$$\Psi_2^{\prime(H)} = c_4^{(Q)}\left(H_{10}r^{-2}+2m_1r^{-5}\right)P_1,$$

где $c_4^{(Q)} = c_4Q_1/4\pi\varepsilon_0\mu_0$, $P_1 = \cos\vartheta$ — полином Лежандра, что дает возможность записать удовлетворяющее граничным условиям решение второго уравнения системы (12) следующим образом:

$$\Psi_2^{(H)} = c_4^{(Q)}m_1\left(2l_1r+l_2r^{-2}-2r^{-5}\right)P_1, \quad (18)$$

где

$$l_1 = \left(a'_{22}a''_{22}+a'_{12}a''_{12}\right)/d, \quad l_2 = \left(a'_{11}a''_{12}+2a'_{21}a''_{22}\right)/d,$$

$$d = a'_{11}a'_{22}-a'_{12}a'_{21},$$

$$a'_{11} = \mu_0+2\mu_0^{(e)}, \quad a'_{22} = -\left(2\mu_0+\mu_0^{(i)}\right)r_1^{-3},$$

$$a'_{12} = 2\left(\mu_0^{(e)}-\mu_0\right)r_2^{-3}, \quad a'_{21} = \mu_0-\mu_0^{(i)},$$

$$a''_{12} = 2\left(2\mu_0^{(e)}-5\mu_0\right)r_2^{-6}, \quad a''_{22} = 2\left(\mu_0^{(i)}+5\mu_0\right)r_2^{-6}$$

— коэффициенты, зависящие от геометрических размеров конденсатора и магнитных проницаемостей сред. Радиальная и тангенциальная компоненты напряженности магнитного поля, зависящие от произведений электрического заряда на намагниченность и внешнее магнитное поле, при этом равны

$$\begin{gathered} H_{2r} = -2c_4^{(Q)}m_1\left(l_1-l_2r^{-3}+5r^{-6}\right)\cos\vartheta, \\ H_{2\vartheta} = c_4^{(Q)}m_1\left(2l_1+l_2r^{-3}-2r^{-6}\right)\sin\vartheta. \end{gathered} \quad (19)$$

При $r > r_2$ находим, что

$$H_{2r}^{(e)} = 2d_2^{(e)}r^{-3}\cos\vartheta, \quad H_{2r}^{(e)} = d_2^{(e)}r^{-3}\sin\vartheta, \quad (20)$$

где $d_2^{(e)} = c_4^{(Q)}m_1\left(2l_1r_2^3+l_2-2r_2^{-3}\right)$ — эффективный «магнитоэлектрический» дипольный момент, а при $r < r_1$ имеем

$$H_{2r}^{(i)} = H_{20}^{(i)}\cos\vartheta, \quad H_{2\vartheta}^{(i)} = H_{20}^{(i)}\sin\vartheta, \quad (21)$$

где $H_{20}^{(i)} = c_4^{(Q)}m_1\left(2l_1+l_2r_1^{-3}-2r_1^{-6}\right)$.

Таким образом, уже во втором приближении электрическое и магнитное поля становятся связанными. В третьем приближении в нелинейных эффективных потенциалах появляются кубические (по полям $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$) члены, влияние которых, например на изменение зарядов на обкладках, также может быть обнаружено экспериментально.

Описанные в настоящей работе МЭ-эффекты могут иметь место во многих реальных объектах.

Все живое на нашей планете находится в гигантском сферическом конденсаторе, обкладками которого являются положительно заряженная ионосфера и отрицательно заряженная земная поверхность, находящемся в магнитном поле Земли, по распределению близком к полю однородно намагниченного шара. Разность потенциалов между обкладками такого конденсатора лежит в пределах от 200 до 250 кВ, а напряженность поля у поверхности Земли достигает 130 В/м. Эквипотенциальные поверхности геоэлектрического поля не являются сферами; они следуют за рельефом, огибают высокие здания и др. Неоднородности напряженности геоэлектрического поля возникают также при изменении солнечной активности [8].

Зависящая от географического положения напряженность магнитного поля у поверхности Земли в среднем составляет около 0.5 Э, на магнитном экваторе — около 0.34 Э, у магнитных полюсов — около 0.66 Э. Она сильно возрастает (до 2–3 Э) в районах магнитных аномалий. Во время магнитных бурь возмущения геомагнитного поля у поверхности Земли не превышают единиц процентов [8, 9].

Клетку любого живого организма можно также считать сферическим конденсатором, в котором диэлектрическим слоем является биологическая мембрана, а внутренней и внешней обкладками — обладающие проводящими свойствами цитоплазма и внеклеточная среда. Мембрана состоит из двух слоев липидных молекул, гидрофильные головки которых обращены к цитоплазме и внеклеточной среде, а гидрофобные хвосты — внутрь мембраны. Хотя величина мембранных потенциалов мала (не более 0.1 В), но из-за малой толщины мембраны (около 10 нм) напряженность электрического поля в ней может достигать значений 10^4 кВ/м. Локальные неоднородности электрических и магнитных полей в мембране вблизи мест протекания трансмембранных токов могут быть весьма значительными [10, 11]. На процессы в таких биологических сферических конденсаторах большое влияние оказывают также геоэлектрические и геомагнитные поля и их неоднородности [12–18].

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Н. Астров, ЖЭТФ **40**, 1035 (1961).

2. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **47**, 992 (1964).

3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1995).

4. А. Ф. Кабыченков, Ф. В. Лисовский, Письма в ЖЭТФ **98**, 898 (2013).

5. А. Ф. Кабыченков, Ф. В. Лисовский, ЖЭТФ **145**, 733 (2014).

6. Дж. Джексон, *Классическая электродинамика*, Мир, Москва (1965) [J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York (1962), p. 832.

7. V. G. A. Ferraro, *Electromagnetic Theory*, Athlone Press, Univ. of London (1956).

8. В. В. Кузнецов, *Физика Земли. Учебник-монография*, Новосибирск (2011).

9. Н. Г. Бочкарев, *Магнитные поля в космосе*, Изд-во Книжный дом ЛИБРОКОМ, Москва (2011).

10. Ю. С. Ченцов, *Общая цитология*, Изд-во МГУ, Москва (1984).

11. В. Ф. Антонов, А. Ф. Черныш, В. П. Пасечник и др., *Биофизика*, ВЛАДОС, Москва (1999).

12. Ю. А. Холодов, А. Н. Козлов, А. М. Горбач, *Магнитные поля биологических объектов*, Наука, Москва (1987).

13. R. Glaser, Bioelectrochemistry and Bioenergetics **27**, 255 (1992).

14. Н. Г. Птицына, Дж. Виллорези, Л. И. Дорман и др., УФН **168**, 767 (1998).

15. S. Genet, R. Costalat, and J. Burger, Acta Biotheoretica **48**, 273 (2000).

16. В. Н. Бинги, *Магнитобиология. Эксперименты и модели*, МИЛТА, Москва (2002).

17. С. М. Новиков, Г. В. Максимов, В. В. Волков и др., Биофизика **53**, 519 (2008).

18. В. Н. Бинги, А. В. Савин, УФН **173**, 265 (2013).