07;09

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ФОТОЭФФЕКТЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

П.С. Кондратенко, Н.И. Половкова

Теоретически исследованы характеристики низкочастотных электромагнитных полей, возникающих при фотоэмиссии с заряженных тонкостенных металлических оболочек, возбуждаемой импульсным лазерным излучением. Установлены граничные условия, позволяющие произвести разделение внутренней и внешней электромагнитных задач. Временная и пространственная зависимости полей внутри оболочки факторизуются, причем определение второй из них сводится к задаче электростатического типа. Дано приложение к случаю плоскопараллельной пластины и показано, что малые возмущения ее поверхности способны привести к значительному усилению полей, проникающих через пластину диффузионным путем.

Введение

Как известно, воздействие лазерного излучения на вещество приводит к физическому отклику, сопровождающемуся тепловыми, механическими, электромагнитными и другими возмущениями. Среди них заметный интерес представляют процессы генерации низкочастотных электромагнитных полей. Внимание к спонтанным магнитным полям в лазерной плазме [1-4] обусловлено возможным обратным влиянием полей на динамику разогрева и разлета плазмы, а также поисками путей преобразования энергии лазерного излучения в электрическую [5,6]. Указанные поля могут представлять и самостоятельный интерес как источник паразитных наводок или, наоборот, как один из видов отклика, дающий возможность регистрации характеристик воздействующего излучения.

Предлагаемая работа посвящена теоретическому исследованию низкочастотных электромагнитных полей, возникающих при фотоэффекте с отрицательно заряженной мишени под действием лазерного импульса. Впервые на специфику такого эксперимента было указано в работе [7].

Мы будем рассматривать вариант геометрии задачи, в котором мишень представляет собой электрически изолированную заряженную отрицательно замкнутую металлическую тонкостенную оболочку, на которую лазерный импульс воздействует с внешней стороны. Толщину оболочки d будем считать малой по сравнению с размером лазерного пятна R

$$d \ll R, \tag{1}$$

а последний — малым по отношению к длине светового пути за время фотоэмиссии τ

$$R \ll c\tau, \tag{2}$$

где c — скорость света в вакууме.

Источником интересующих нас полей являются вызванные фотоэффектом токи и заряды вне оболочки. Наведенные токи в самой оболочке однозначно связаны с возникающими там полями и не являются сторонними. В процессе медленного формирования полей внутри оболочки результат внешнего воздействия в существенной степени усредняется во времени. Поэтому отрицательно заряженная оболочка играет выделенную роль, так как выбитый с нее заряд возвращается не полностью и, следовательно, компенсации токов не происходит.

Общая схема решения задачи

Учитывая относительную малость толщины оболочки, естественно попытаться установить граничные условия, связывающие поля на внешней и внутренней ее стороне, тем самым существенно упростив всю задачу. Далее увидим, что это действительно удается сделать.

Введем пространственную криволинейную систему координат $\mathrm{r}\{\vec{\rho},\ z\}$ так, что $\vec{\rho}$ — двумерная координата на поверхности оболочки, а z — координата по нормали к ней, направленная снаружи внутрь, причем $z = 0$ соответствует внешней поверхности, а $z = d$ — внутренней. Толщина может быть медленной на масштабе d функцией $\vec{\rho}$, $d = d(\vec{\rho})$. Электромагнитное поле в самой оболочке будем описывать зависящим от координат и времени вектор-потенциалом $\mathrm{A}(\mathrm{r},\ t)$, удовлетворяющим условию поперечности,

$$\operatorname{div} \mathrm{A}(\mathrm{r},\ t) = 0. \tag{3}$$

В представлении Фурье по времени

$$\mathrm{A}(\mathrm{r},\ t) = \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} \mathrm{A}_{\omega}(\vec{\rho},\ z). \tag{4}$$

С точностью до малых поправок $\sim (d/R)^2$ он удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{i\omega}{D} \right) \mathrm{A}_{\omega}(\vec{\rho},\ z) = 0, \tag{5}$$

в котором $D = c^2/4\pi\delta$ — коэффициент диффузии поля в материале оболочки, δ — коэффициент удельной электропроводности материала.

Решение уравнения (5), удовлетворяющее условию (3), запишем в форме

$$\mathrm{A}\omega \longrightarrow (\vec{\rho},\ z) = \mathrm{b}(\vec{\rho})\cos pz + \mathrm{c}(\vec{\rho})\cos p(z - d), \tag{6}$$

где $p = \sqrt{(i\omega)D}$; векторы b, c лежат в плоскости, касающейся оболочки в точке $\vec{\rho}$, т. е.

$$(\mathrm{nb}) = 0, \ (\mathrm{nc}) = 0, \tag{7}$$

n — единичный вектор вдоль z.

Обозначим через $\mathrm{E}_\omega^{t<}(\vec{\rho})$, $\mathrm{H}_\omega^{t<}(\vec{\rho})$ и $\mathrm{E}_\omega^{t>}(\vec{\rho})$, $\mathrm{H}_\omega^{t>}(\vec{\rho})$ компоненты Фурье касательных к поверхности оболочки составляющих векторов электрического и магнитного полей соответственно на наружной и внутренней стороне в точке $(\vec{\rho})$. Другими словами,

$$\mathrm{E}_\omega^{t<}(\vec{\rho}) = \mathrm{E}_\omega(\vec{\rho}, \ z = 0) - \mathrm{n}(\mathrm{nE}_\omega(\vec{\rho}, z = 0)),$$

$$\mathrm{E}_\omega^{t>}(\vec{\rho}) = \mathrm{E}_\omega(\vec{\rho}, \ z = d) - \mathrm{n}(\mathrm{nE}_\omega(\vec{\rho}, z = \mathrm{d})),$$

аналогично для $\mathrm{H}_\omega^{t<}(\vec{\rho})$, $\mathrm{H}_\omega^{t>}(\vec{\rho})$. Пользуясь выражением (6) и формулами связи

$$\mathrm{E} = \frac{i\omega}{c}\mathrm{A}, \ \mathrm{H} = \mathrm{rot}\mathrm{A}$$

для полей в оболочке $(0 < z < d)$, выпишем граничные условия для полей на внешней и внутренней поверхности оболочки

$$\mathrm{E}_\omega^{t<} = i\frac{\omega}{c}(\mathrm{b} + \mathrm{c}\cos pd), \tag{8}$$

$$\mathrm{H}_\omega^{t<} = [\mathrm{nc}]p\sin pd, \tag{9}$$

$$\mathrm{E}_\omega^{t>} = i\frac{\omega}{c}(\mathrm{b}\cos pd + \mathrm{c}), \tag{10}$$

$$\mathrm{H}_\omega^{t>} = -[\mathrm{nb}]p\sin pd. \tag{11}$$

Поля внутри оболочки (при $z > d$) можно разбить на две части

$$\mathrm{E} = \mathrm{E}_e + \mathrm{E}_m, \ \mathrm{H} = \mathrm{H}_e + \mathrm{H}_m \tag{12}$$

так, что

$$(\mathrm{n}\ \mathrm{rot}\ \mathrm{E}_e^{t>}) = 0, \ (\mathrm{n}\ \mathrm{rot}\ \mathrm{H}_m^{t>}) = 0. \tag{13}$$

Соответственно будем говорить о E_e, E_e как о полях электрического или e-типа, а о E_m, E_m как о полях магнитного или m-типа. С учетом (13) из уравнений Максвелла легко получить оценки

$$\frac{|\mathrm{H}_{\omega}^{t>}|}{|\mathrm{E}_{\omega}^{t>}|} \sim \begin{cases} \dfrac{|\omega| R}{c} & \text{для полей } e\text{-типа}, \\[2ex] \dfrac{c}{|\omega| R} & \text{для полей } m\text{-типа}. \end{cases} \tag{14}$$

Пользуясь ими, из (10), (11) приходим к неравенству

$$\frac{|\mathrm{b}|}{|\bar{\mathrm{c}}|} \ll 1, \tag{15}$$

которое для полей e-типа выполняется практически всегда, а для полей m-типа при выполнении условия

$$\frac{|\omega| R d}{D} \gg 1. \tag{16}$$

С учетом неравенства (15) из соотношений (8)—(10) получаем

$$\mathrm{E}_{\omega}^{t<} = 0, \tag{17}$$

$$\mathrm{E}_{\omega}^{t>} = - i \frac{\omega}{cp \sin pd} [n\mathrm{H}_{\omega}^{t<}(\vec{\rho})]. \tag{18}$$

Это и есть искомые граничные условия. Характер их таков, что внешняя и внутренняя по отношению к оболочке ($z < 0$ и $z > d$) задачи разделяются и решение полной электродинамической задачи может быть проведено в два этапа. Сначала решается внешняя задача с условием (17), равносильным условию на границе массивного идеального проводника. После этого условие (18) с учетом (13) дает возможность решить задачу о полях внутри оболочки. Рассмотрим формулировку внутренней задачи для полей e- и m-типов отдельно.

Для полей e-типа имеем

$$\mathrm{E}(\mathrm{r}, t) = - \nabla\Phi(\mathrm{r}, t), \tag{19}$$

$$\Delta\Phi(\mathrm{r}, t) = 0, \tag{20}$$

$$\frac{\partial\Phi^{>}}{\partial\vec{\rho}} = - \frac{D^2}{cd^3} \int_0^{\infty} dt' \dot{\varphi}\left(\frac{Dt'}{d^2}\right) [\mathrm{nH}^{t<}(\vec{\rho}, t - t')]. \tag{21}$$

Значок > при Φ в (21), как и ранее, указывает на соответствие аргумента функции — внутренней границе оболочки, функция φ определена равенством

$$\varphi(\mu) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds}{2\pi} \frac{e^{-is\mu}}{\sqrt{is - \delta} \sin\sqrt{is - \delta}}, \quad \delta \longrightarrow +0, \tag{22}$$

точка сверху означает дифференцирование по аргументу, $\dot{\varphi}(\mu) \equiv \frac{\partial\varphi}{\partial\mu}$. $H^{t<}(\vec{\rho}, t)$ в (21) — результат решения внешней электромагнитной задачи с граничным условием (17). Характерные частоты, согласно (18), $|\omega| \lesssim D/d^2$. Поэтому в соответствии с (14) для магнитного поля e-типа имеем оценку

$$\frac{|H|}{|E|} \sim \frac{DR}{cd^2} \ll 1.$$

Формулировки внутренней задачи для полей m-типа имеет вид

$$H(r, t) = -\nabla\Psi(r, t), \tag{23}$$

$$\Delta\Psi(r, t) = 0, \tag{24}$$

$$\left(\frac{\partial\Psi}{\partial n}\right)^{>} = \int_0^\infty dt'(\text{n}\,\text{rot}[\text{n}, \frac{D}{d}\varphi\left(\frac{Dt'}{d^2}\right)H^{t<}(\vec{\rho}, t - t')]), \tag{25}$$

$\frac{\partial}{(\partial n)}$ означает дифференцирование по внутренней нормали оболочки.

Электрическое поле m-типа, согласно (14), имеет оценку

$$\frac{|E|}{|H|} \sim \frac{DR}{cd^2} \ll 1.$$

В случае, когда длительность фотоэмиссии τ удовлетворяет условию

$$\tau \leqslant \tau_d, \tag{26}$$

где $\tau_d = d^2/D$ — время диффузии поля через оболочку, формулы (21), (25) можно переписать в виде

$$\frac{\partial\Phi^{>}}{\partial\vec{\rho}} = -\frac{D^2}{cd^3}\dot{\varphi}\left(\frac{Dt}{d^2}\right)\int_{-\infty}^{\infty} dt'[\text{n}H^{t<}(\rho, t')], \tag{21'}$$

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial \text{n}}\right)^{>} = \int_{-\infty}^{\infty} dt'(\text{n rot }[\text{n}, \frac{D}{d}\varphi\left(\frac{Dt}{d^2}\right)H^{t<}(\rho, t')]). \tag{25'}$$

Начало отсчета времени в этих формулах выбрано совпадающим с началом воздействия лазерного импульса. Отметим, что в соответствии с неравенством (16) формула (25′) для поля m-типа справедлива при

$$t \ll \frac{dR}{D} = \frac{R}{d}\tau_d. \tag{27}$$

Формула (24) для поля e-типа не содержит такого ограничения.

В общем случае, когда поле внутри оболочки не может быть сведено к e- или m-типу в чистом виде, решение задачи получается на основе разработанной выше схемы после разложения напряженности электрического поля на границе $z = d$ (18) на потенциальную (e-) и вихревую (m-) составляющие, которое производится стандартным путем.

Конкретные примеры

Для иллюстрации общей схемы рассмотрим два примера. Первый соответствует оболочке, которая сводится к бесконечной тонкой плоскопараллельной пластине, на поверхность которой, заданную уравнением $z = 0$, воздействует лазерный импульс, индиицирующий фотоэмиссию. По сравнению с конечными замкнутыми оболочками бесконечную пластину можно считать асимптотически замкнутой оболочкой и результаты предыдущего раздела, дополненные требованием исчезновения полей при $z \longrightarrow \infty$, остаются в силе и для данного случая.

Решение внешней задачи ($z < 0$) с граничным условием (17) на расстояниях от пятна малых по сравнению с $c\tau$ дается формулами

$$E(r, t) = -\nabla_r \int d\rho' \int_{-\infty}^{0} dz' q(r,t) \left(\frac{1}{\sqrt{(\vec{\rho} - \vec{\rho}')^2 + (z - z')^2}} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{\sqrt{(\vec{\rho} - \vec{\rho}')^2 + (z + z')^2}} \right), \tag{28}$$

$$H(r, t) = \frac{1}{c} \operatorname{rot}_r \int d\rho' \int_{-\infty}^{0} dz' \left(\frac{j(r, t)}{\sqrt{(\rho - \rho')^2 + (z - z')^2}} - \right.$$

$$\left. - \frac{\bar{j}(\bar{r}, t) - 2\bar{n}(\bar{n}\bar{j}(\bar{r}, t))}{\sqrt{(\vec{\rho} - \vec{\rho}')^2 + (z - z')^2}} \right), \tag{29}$$

где $q(r, t)$, $j(r, t)$ — плотности электрических заряда и тока.

В предположении, что $\operatorname{rot} j(r, t) = 0$ (следствие изотропии фотоэффекта), выражение для касательной составляющей напряженности магнитного поля при $z = 0$ на основе формулы (29) преобразуется к виду

$$H^{t<}(\vec{\rho}, t) = -\frac{1}{c} [n\nabla_{\vec{\rho}}] \int d\rho' \{ (nj(\vec{\rho}', z = 0, t) \ln|\vec{\rho} - \vec{\rho}'| -$$

$$- \int_{-\infty}^{0} dz' \operatorname{div} \bar{j}(\bar{r}', t) \ln(|z'| + \sqrt{(\rho - \rho')^2 + z'^2}) \}. \tag{30}$$

Очевидно, что, согласно (13), (18), (30), поле при $z > d$ относится к e-типу. Считая неравенство (26) выполненным, из (21′), (30) получим

$$\Phi^{>} = -\frac{D^2}{c^2 d^3}\dot{\varphi}\left(\frac{Dt}{d^2}\right)\int d\vec{\rho}\, Q(\vec{\rho})\ \ln|\vec{\rho} - \vec{\rho}|, \tag{31}$$

где

$$Q(\vec{\rho}) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt(\mathrm{n}\mathbf{j}(\vec{\rho},\ z = 0;\ t)) \tag{32}$$

— отнесенная к единице площади плотность заряда эмиссии.

Решение электростатической задачи (19), (20), (31), обращающееся в нуль при $z \longrightarrow \infty$, имеет вид

$$\mathrm{E}(\mathrm{r},\ t) = \frac{D^2}{c^2 d^3}\dot{\varphi}\left(\frac{Dt}{d^2}\right)\nabla_{\vec{r}}\int d\vec{\rho}'\, Q(\vec{\rho}') \times$$

$$\times \ln(z + \sqrt{(\vec{\rho} - \vec{\rho}')^2 + z^2}). \tag{33}$$

В качестве второго примера рассмотрим оболочку, „внешняя" поверхность которой по-прежнему плоская ($z = 0$), а внутренняя задана уравнением $z = d(\vec{\rho})$, в котором

$$d(\vec{\rho}) = d(1 + f(\vec{\rho})), \tag{34}$$

где функция $f(\vec{\rho})$ удовлетворяет условиям

$$|f(\vec{\rho})| \ll 1,\ d|\nabla_{\rho} f(\vec{\rho})| \ll 1. \tag{35}$$

В нулевом приближении по малому возмущению $f(\bar{\rho})$ решение задачи при $z > d$ сводится к (33). Однако уже в первом порядке возникает новое качество: появляется m-составляющая поля, способная, как мы сейчас убедимся, превзойти поле e-типа нулевого порядка, несмотря на малость $f(\rho)$. Подставляя (30) в (25′), считая выполненным условие (26), с учетом (34) и (32) получаем граничное условие для магнитного потенциала

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial n}\right)^{>} = -\frac{D}{cd}\left(\varphi\left(\frac{Dt}{d^2}\right) + \frac{2Dt}{d^2}\dot{\varphi}\left(\frac{Dt}{d^2}\right)\right) \times$$

$$\times\ (\mathrm{n}[\nabla f(\vec{\rho}),\ \nabla_{\rho}\int d\vec{\rho}'\, Q(\vec{\rho})\ln|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|). \tag{36}$$

Решение задачи (23), (24), (36) при $z > d$ в первом порядке по $f(\rho)$ дается формулой

$$\mathrm{H}_1(\mathrm{r},\ t) = \frac{D}{2\pi cd}\left(\varphi\left(\frac{Dt}{d^2}\right) + 2\frac{Dt}{d^2}\dot{\varphi}\left(\frac{Dt}{d^2}\right)\right) \times$$

$$\times \nabla_r \int d\vec{\rho}\, \frac{1}{\sqrt{(\vec{\rho} - \vec{\rho}\,')^2 + z^2}} (\mathrm{n}[\nabla f(\vec{\rho}\,'),\ \nabla_\rho \int d\vec{\rho}\,'' Q(\rho'') \ln|\vec{\rho}\,' - \vec{\rho}\,''|]). \quad (37)$$

Сравнивая выражения (37) и (33), полагая при этом $|\nabla f| \sim R^{-1}|f|$, получаем оценку

$$\frac{|\mathrm{H}_1|}{|\mathrm{E}|} \sim |f| \frac{c\tau_d}{R}. \quad (38)$$

При $d \sim 0.1$ см, $D \sim 10^3$ см^2/с, $R \sim 1$ см имеем $\tau_d \sim 10^{-5}$с, $|\mathrm{H}_1|/|\mathrm{E}| \sim 10^5\ |f|$. Поэтому даже при малом возмущении „внутренней“ поверхности $z = d$ магнитное поле способно по своей величине существенно превзойти электрическое поле нулевого порядка.

Физический смысл этого результата состоит в том, что компонента поля m-типа, связанная с вихревыми токами в плоскопараллельной пластине, в данной задаче запрещена условиями симметрии. Возмущение же поверхности вносит асимметрию и снимает указанный запрет, приводя к восстановлению компоненты поля m-типа. Последняя в гораздо меньшей степени подвержена экранированию по сравнению с полем e-типа, что и объясняет явление значительного возрастания за счет поверхности экрана.

Заключение

Перечислим основные физические следствия, вытекающие из полученных результатов. Задача о низкочастотных полях, сопровождающих фотоэффект, при воздействии коротких лазерных импульсов на тонкую металлическую оболочку с помощью установленных нами граничных условий разбивается на внешнюю и внутреннюю, решаемые последовательно одна за другой. Электромагнитные поля снаружи оболочки, где происходит фотоэмиссия, практически не зависят от ее толщины и сводятся к полям для массового образца, по форме совпадающего с оболочкой, но без внутренней полости. Электромагнитные поля внутри оболочки возникают за счет диффузии через ее стенку и по отношению к полям снаружи сдвинуты на время $\tau_d = d^2/D$. Для коротких лазерных импульсов временные и пространственные зависимости внутренних полей факторизуются, причем зависимости от времени определяются свойствами оболочки, а не характеристиками воздействующего импульса. Определение пространственных зависимостей полей внутри оболочек сводится к задачам, типичным для электростатистики. Порядок величин полей внутри оболочек, согласно формулам (33), (38), соответствует

$$E \sim Q \frac{Rd}{(c\tau_d)^2}, \quad H \sim Q \frac{d}{c\tau_d}.$$

Проведем численную оценку напряженностей внутренних полей для частного примера. Пусть толщина оболочки $d \sim 10^{-2}$ см, коэффициент диффузии $D \sim 3\cdot10^2$ см^2/с, тогда время диффузии $\tau_d \sim 3\cdot10^{-7}$ с. Предположим далее, что размер изолированной оболочки ~ 1 см и ее потенциал $U \sim 10$ кВ. Полагая энергию лазерного импульса $\varepsilon \sim 10^{-3}$ Дж, размер пятна $R \sim 1$ см, энергию одного фотона $\varepsilon_0 \sim 5$ эВ и квантовый выход $\gamma \sim 10^{-4}$ электрон/фотон, получаем

$$E \sim \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\gamma \frac{e}{R^2} \frac{Rd}{(c\tau_d)^2} \sim 10^{-4} \text{ В/м},$$

$$H \sim \frac{c\tau_d}{R} E \sim 10^{-2} \text{ А/м}.$$

Здесь e — заряд электрона. Принятые значения U, R, ε, γ обеспечивают невозвращение заряда фотоэмиссии на оболочку.

Список литературы

[1] *Коробкин В.В., Серов Р.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. Вып. 3. С. 103—106.

[2] *Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Смирнова А.Д., Студенов В.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. Вып. 4. С. 116—118.

[3] *Stamper T.A., Paradopoulos K., Sudan R.N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 26. N 17. P. 1012—1015.

[4] *Агеев В.П., Барчуков А.И., Конов В.И. и др.* // ЖЭТФ. 1979. Т 76. Вып. 1. С. 158—163.

[5] *Арифов Т.У., Аскарьян Г.А., Раевский И.М., Тарасова Н.М.* // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. Вып. 2. С. 385—388.

[6] *Аскарьян Г.А., Раевский И.М.* // Письма в ЖТФ. 1982. Вып. 8. С. 472—478.

[7] *Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Смирнова А.Д. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. Вып. 5. С. 177—180.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт оптико-физических измерений
Москва

Поступило в Редакцию
13 марта 1991 г.
В окончательной редакции
22 октября 1991 г.