При этом точность величины T_d, определяемой в соответствии с [2], составляет 1–2 %, а точность перехода от (8) к (10) составляет $\sim \frac{2a_1 x_0 - b_1}{\xi} \sim 3$ %.

Таким образом, для определения парциального давления газа-восстановителя требуется лишь фиксация времени достижения поглощательной способностью термически тонкой мишени из Cu_2O значения A_1.

Список литературы

[1] Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. // УФН. 1982. Т. 138. № 1. С. 45–93.
[2] Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С., Сапецкий А.Н. // Поверхность. 1982. № 6. С. 98–104.
[3] Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. и др. // Поверхность, 1984. № 9. С. 112–118.
[4] Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Морозов Ю.Ю. и др. // Поверхность. 1985. № 4. С. 119–125.
[5] Алимов Д.Т., Едвабный Е.В., Хабибуллаев П.К. // ФХОМ. 1986. № 3. С. 10–13.
[6] Углов А.А., Смуров И.Ю., Волков А.А., Кульбацкий Е.Б. // ИФЖ, 1989. Т. 56. № 1. С. 112–118.
[7] Барре М. Кинетика гетерогенных процессов. М.: Мир, 1976.

Институт металлургии им. А.А. Байкова АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию 25 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 7 12 апреля 1990 г.

01; 07

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ВЫПРЯМЛЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА

А.А. Ковалев, П.С. Кондратенко

Исследуется генерация магнитных полей, обусловленная оптическим выпрямлением лазерного импульса на металлической поверхности периодического профиля при возбуждении поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). Отметим, что некоторые физические аспекты оптического выпрямления лазерного импульса на металлической решетке обсуждались в работе [1].

Рассмотрим ситуацию, когда из вакуума на полупространство, заполненное металлом, падает импульс лазерного излучения длительностью $\tau_и$. Будем считать, что граница раздела может представлять собой либо плоскую поверхность, либо мелкую решетку с амплитудой $h \ll \frac{\lambda}{2\pi}$, где λ – длина волны лазерного излучения. Поскольку пространственный масштаб полей, возникающих за счет оптического выпрямления, велик в сравнении с амплитудой h, при решении основной задачи будем считать границу раздела в любом случае плоской, учитывая усиление поля за счет возбуждения ПЭВ на периодическом профиле в выражении для нелинейно-оптического источника.

При выводе выражения для источника будем исходить из уравнения для скорости движения электронной жидкости в металле $\vec{v}(\vec{r}, t)$:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\vec{v}}{\tau_0} + (\vec{v}\nabla)\vec{v} = -\frac{e}{m}\vec{\mathcal{E}} - \frac{e}{mc}[\vec{v}\vec{B}] \qquad (1)$$

и выражения для плотности тока

$$j(\vec{r}, t) = -en(\vec{r}, t)\vec{v}(\vec{r}, t), \qquad (2)$$

где $\vec{r}$ – радиус-вектор, t – время, τ_0 – время релаксации электронного импульса, e и m – заряд и масса электрона, $\vec{\mathcal{E}}$ и $\vec{B}$ – векторы напряженности электрического поля и магнитной индукции в металле (магнитная проницаемость металла $\mu=1$), $n(\vec{r}, t)$ – концентрация электронов, c – скорость света в вакууме.

Оптическое выпрямление – эффект, квадратичный по амплитуде поля падающей электромагнитной волны. Поэтому для вычисления отклика электронов воспользуемся стандартной процедурой разложения поля в среде в ряд Фурье по частотам, кратным частоте падающего излучения Ω, используемой при исследовании генерации второй гармоники [2]. В результате для интересующей нас составляющей плотности стороннего тока, отвечающего нулевой гармоники, при $\Omega \gg \tau_0^{-1}$ и $L \gg c\tau_0$ получаем

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \frac{e}{8\pi m\Omega} Im\left\{\vec{E}\,div\vec{E}^*\right\} - \frac{e\,\omega_p^2}{8\pi c m\Omega^2} Re\left\{[\vec{E}\vec{H}^*]\right\}, \qquad (3)$$

где $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{H}(\vec{r}, t)$ – комплексные амплитуды электрического и магнитного полей в металле на частоте Ω, изменении которых определяются временны́ми и пространственными характеристиками падающего лазерного импульса, ω_p – плазменная частота, L – характерный размер зоны облучения. В рассматриваемой модели с резкой границей металл-вакуум из (3) для тангенциальной составляющей поверхностной плотности тока $\vec{J}(\vec{\rho}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dz\, \vec{j}_t(\vec{r}, t)$ имеем

$$\vec{J}(\vec{\rho},t)=\frac{e}{16\pi m\Omega}\,Jm\left\{\vec{E}_t^{\,*}(\vec{E}\vec{n})\right\}-\frac{e\omega_p}{16\pi m\Omega^2}\,Re\left\{(\vec{H}^*\vec{n})[\vec{E}\vec{n}]\right\}. \qquad (4)$$

Здесь уже $\vec{E}(\vec{\rho},t)$ и $\vec{H}(\vec{\rho},t)$ – амплитуды электрического и магнитного полей на частоте Ω в вакууме при $z=0$; ось z направлена по нормали $\vec{n}$ к поверхности внутрь металла; $\vec{\rho}$ – радиус-вектор на поверхности.

Вычислим теперь магнитные поля вне металла, генерируемые найденными выше сторонними токами. Мы ограничим рассмотрение квазистатистическим случаем, который при $\tau_и \gtrsim 10^{-9}$ с практически всегда реализуется в лабораторных условиях. Сшивая на границе с учетом (4) решения для тангенциальных составляющих магнитных и электрических полей в вакууме и в металле, для амплитуды магнитного поля в вакууме $\vec{H}_1(\vec{\rho},z,t)$ получаем

$$\vec{H}_1(\vec{\rho},z,t)=\frac{1}{2\pi^2 c}\int d\vec{q}\int d\omega\, e^{i\vec{q}\vec{\rho}-i\omega t+qz}\left(i\vec{n}-\frac{\vec{q}}{q}\right)\frac{(\vec{J}^{q\omega}[\vec{n}\vec{q}])}{q+\Lambda}, \qquad (5)$$

где $\vec{J}^{q\omega}$ – фурье-компонента по переменным $\vec{\rho}$ и t поверхностной плотности стороннего тока $\vec{J}$, $\vec{q}$ – вектор в плоскости поверхности металла, $q=|\vec{q}|$, $\Lambda=\left(q^2-\frac{4\pi i\sigma\omega}{c^2}\right)^{1/2}$, σ – статическая проводимость металла.

В случае падения лазерного излучения на плоскую поверхность при выполнении неравенства $L \gg \sqrt{D\tau_и}$, $D=\frac{c^2}{4\pi\sigma}$ – коэффициент диффузии магнитного поля, из (5) имеем

$$\vec{H}_{10}(\vec{\rho},z,t)=-\frac{1}{\pi\sqrt{\sigma}}\frac{\partial}{\partial\vec{r}}\left\{\int_{-\infty}^{t}\frac{dt'}{\sqrt{t-t'}}\int d\vec{\rho}\,'\frac{((\vec{\rho}-\vec{\rho}\,')[\vec{n}\vec{J}(\vec{\rho}\,',t')])}{|\vec{r}-\vec{\rho}\,'|^3}\right\}. \qquad (6)$$

Из формулы (6) следует, что характерный размер, на котором изменяется поле при удалении от поверхности, $|z|\sim L$. Такое поле мы будем называть крупномасштабным. Величины возбуждаемых полей в этом случае для s- и p-поляризованных волн имеют один порядок. Оценки показывают, что вблизи поверхности металла при угле падения $\theta=\frac{\pi}{4}$, $L\sim 1$ см, $\tau_и\sim 10^{-8}$ с, $\sigma\sim 10^{17}$ $с^{-1}$, $\omega_p\sim 10^{16}$ $с^{-1}$ и $I\sim 2\cdot 10^9$ Вт/см^2 величина $H_{10}\sim 10^{-5}$ Гс. Здесь $I(\vec{\rho},t)$ – распределение интенсивности лазерного излучения в пределах светового пятна на поверхности металла.

Рассмотрим теперь ситуацию с возбуждением ПЭВ на периодически гофрированной поверхности металла. Наибольший интерес представляет вырожденный случай, когда падающая волна имеет s – поляризацию, а волновой вектор обратной решетки $\vec{g}$ перпендикулярен плоскости падения, $\vec{g}\perp\vec{Q}$, $\vec{Q}$ – проекция волнового вектора падающей волны на усредненную поверхность. В этом случае возбуждаются две ПЭВ с проекциями волновых векторов $\vec{Q}+\vec{g}$ и $\vec{Q}-\vec{g}$. Для оценки максимально возможного эффекта будем полагать, что решетка имеет синусоидальный профиль, а ее параметры отвечают условиям полного подавления зеркально отраженной волны [3]. Тогда величина магнитного поля в вакууме при $\lambda \ll \sqrt{D\tau_{u}}$ определяется выражением

$$\vec{H}_1(\rho, z, t) = \vec{H}_{1g}(\vec{\rho}, z, t) + \vec{H}_{10}(\vec{\rho}, z, t). \qquad (7)$$

Здесь

$$\vec{H}_{1g}(\vec{\rho}, z, t) = -\frac{\xi_2}{\xi_1} H_0 e^{2gz}\left\{\vec{n}\sin(2\vec{g}\vec{\rho}) + \frac{\vec{g}}{g}\cos(2\vec{g}\vec{\rho})\right\} +$$
$$+\sqrt{\frac{2\cos\theta}{\xi_1}}\, H_0 e^{gz}\left\{\vec{n}\cos(\vec{g}\vec{\rho}) - \frac{\vec{g}}{g}\sin(\vec{g}\vec{\rho})\right\},$$

где $H_0 = \frac{2\pi}{c} J_0$, $J_0 = \frac{\sin\theta}{2}\frac{eI}{m\Omega c}$, $\xi = \xi_1 - i\xi_2$ – поверхностный импеданс металла, $|\xi| \ll 1$; в (7) величина $\vec{H}_{10}(\vec{\rho}, z, t)$ определяется выражением (6), где

$$\vec{J}(\vec{\rho}, t) = -\left(\frac{\xi_2}{\xi_1} + \frac{1}{\xi_2\cos\theta}\right) J_0 \frac{\vec{Q}}{Q}.$$

Как следует из (7), в рассматриваемом случае образуются квазистатические поля двух типов. Первый тип – мелкомасштабные поля величина которых отслеживает координатную и временну́ю зависимость интенсивности падающего излучения, а направление вектора магнитного поля испытывает пространственные осцилляции с характерным масштабом порядка периода решетки d. При удалении от поверхности эти поля экспоненциально затухают на расстояниях $\sim\frac{d}{2\pi}$. Интересно отметить, что в зависимости от значений параметров ξ_1 и ξ_2 могут доминировать либо структуры с характерным масштабом пространственных осцилляций поля $\frac{d}{2}$, либо структуры с масштабом d. Оценки показывают, что для Ag при выбранных выше значениях параметров и λ =10.6 мкм, ξ_1 =0.001, ξ_2 =0.014 [4] величина мелкомасштабного поля вблизи поверхности металла $\sim$5 Гс. Второй тип образующихся полей – крупномасштабные поля, аналогичные полям, возникающим при воздействии излучения на плоскую поверхность. За счет возбуждения ПЭВ величина крупномасштабного поля увеличивается на несколько порядков. В частности, для Ag при использованных выше значениях параметров в (7) $H_{10}(z=0) \sim 10^{-2}$ Гс.

В невырожденном случае, когда падающей плоскополяризованной волной возбуждается только одна ПЭВ, структура решения для $H_1(\vec{\rho}, z, t)$ аналогична (7). Пространственный масштаб осциллящий мелкомасштабного поля здесь один – d, а порядок величин генерируемых полей, как крупномасштабного, так и мелкомасштабного, такой же как и в вырожденном случае. Отметим также, что в этом случае мелкомасштабное поле исчезает когда $\vec{Q} \parallel \vec{g}$.

Таким образом, как и в случае ГВГ, при оптическом выпрямлении лазерного импульса поля, возникающие в результате нелинейного взаимодействия излучения с металлом, при резонансном возбуждении ПЭВ усиливаются на несколько порядков. Наиболее сильно эффект проявляется в виде осциллирующего с периодом $\sim d$ поля, локализованного у поверхности металла. Аналогично ситуации, которая имеет место при ГВГ [5], следует ожидать, что при возбуждении ПЭВ на границе металл–нелинейный диэлектрик величины рассмотренных выше квазистационарных полей возрастут еще на несколько порядков.

Список литературы

[1] Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н., Макин В.С., Румянцев А.Г. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. В. 53. С. 769.

[2] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Милса. М.: Наука, 1985.

[3] Гандельман Г.М., Кондратенко П.С. // Письма в ЖЭТФ. 1983. № 38. С. 246.

[4] Ordal M.A., Long L.L., Bell R.J. et al. // Appl. Opt. 1983. N 22. C. 1099.

[5] Ковалев А.А., Кондратенко П.С., Левинский Б.Н. // Квантовая электроника. 1989. № 16. С. 1021.

Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва

Поступило в Редакцию 28 декабря 1989 г.