

УДК 535.41.001.5

В. В. Толмачев, В. В. Савичев,
В. В. Сидоренков

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПРОСВЕТЛЕНИЕ ПОГЛОЩАЮЩЕГО ПЛОСКОГО СЛОЯ

Проанализировано явление туннельной электромагнитной интерференции, характеризующееся наличием незатухающего потока электромагнитной энергии в туннельной области (волновые векторы чисто мнимые или комплексные), связанного с интерференцией встречных электромагнитных волн. Результаты анализа позволяют теоретически обосновать экспериментально установленный эффект интерференционного просветления металлических пленок в оптическом и СВЧ-диапазонах.

Экспериментально установлено [1, 2], что электромагнитную интерференцию в металлической пластинке можно наблюдать, если на ее противоположные стороны направить две электромагнитные когерентные волны — основную и вспомогательную. Возникающее при этом явление, названное туннельной электромагнитной интерференцией, теоретически исследовано для плоского слоя идеального диэлектрика при полном внутреннем отражении [3]. В настоящей работе представлен подробный теоретический анализ указанного явления в диссипирующем слое конечной толщины.

Рассмотрим физически идеализированную задачу, когда плоский слой толщиной d , представляющий собой однородную среду с электропроводностью σ , относительными диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ и μ , ограничен бесконечными параллельными плоскостями $x = -d/2$ и $x = d/2$. Пусть из вакуума на слой с противоположных его сторон нормально падают две когерентные плоские электромагнитные волны с частотой ω , одинаково линейно поляризованные вдоль оси y . При этом волна a , характеризуемая комплексной амплитудой $A = |A|e^{i\varphi}$, падает на слой из области $x < -d/2$ и распространяется в положительном направлении оси x , а волна b с комплексной амплитудой $B = |B|e^{i\psi}$ падает на слой из области $x > d/2$ и распространяется в отрицательном направлении оси x (здесь φ, ψ — начальные фазы волн a и b).

Поставленная задача о двух волнах имеет очевидное точное решение, составленное из решений известной задачи о падении на слой одной из рассматриваемых волн [4]. Тогда электромагнитное поле падающей на слой волны a в области $x < -d/2$ вне слоя можно определить, используя выражения

$$\begin{aligned} E_{ya} &= \operatorname{Re} (A e^{ik_0 x} e^{-i\omega t}); \\ H_{za} &= \operatorname{Re} \left(\frac{A}{Z_0} e^{ik_0 x} e^{-i\omega t} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

а поле волны b в области $x > d/2$ — выражения

$$\begin{aligned} E_{yb} &= \operatorname{Re} (B e^{-ik_0 x} e^{-i\omega t}); \\ H_{zb} &= \operatorname{Re} \left(-\frac{B}{Z_0} e^{-ik_0 x} e^{-i\omega t} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$ — волновое число плоской волны в вакууме; $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ — импеданс вакуума; ϵ_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные; Re — реальная часть комплексной величины.

Оба указанных поля переходят друг в друга при очевидном преобразовании симметрии:

$$A \rightleftharpoons B, \quad x \rightleftharpoons -x, \quad E_{ya} \rightleftharpoons E_{yb}, \quad H_{za} \rightleftharpoons -H_{zb}. \quad (3)$$

Образующееся при одновременном падении на слой волн a и b сложное электромагнитное поле в слое и вне его представляет собой сумму указанных полей, определяемых выражениями (1) и (2).

Поскольку имеет место симметрия рассматриваемой задачи по отношению к обеим сторонам слоя, подробно исследуем только область справа от слоя ($x > d/2$). Поле в указанной области образуется падающей волной (2) и отраженной от слоя волной b :

$$\begin{aligned} E'_{yb} &= \operatorname{Re} (B' e^{ik_0 x} e^{-i\omega t}); \\ H'_{zb} &= \operatorname{Re} \left(\frac{B'}{Z_0} e^{ik_0 x} e^{-i\omega t} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где
$$B' = \frac{B}{S} (1 - Z_0^2/Z^2) e^{-ik_0 d} (e^{-ikd} - e^{ikd}),$$

и прошедшей через слой волной a :

$$\begin{aligned} E''_{ya} &= \operatorname{Re} (A'' e^{ik_0 x} e^{-i\omega t}); \\ H''_{za} &= \operatorname{Re} \left(\frac{A''}{Z_0} e^{ik_0 x} e^{-i\omega t} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где
$$A'' = \frac{4A}{S} \frac{Z_0}{Z} e^{-ik_0 d}; \quad Z = \mu\mu_0\omega/k$$
 —

импеданс слоя; $k = \alpha + i\beta$ — комплексное волновое число в поглощающей среде слоя, с действительной и мнимой частью, равными соответственно

$$\begin{aligned} \alpha &= \omega \left[\frac{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}{2} (V\sqrt{1 + (\sigma/\epsilon\epsilon_0\omega)^2} + 1) \right]^{1/2} \\ \text{и} \quad \beta &= \omega \left[\frac{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}{2} (V\sqrt{1 + (\sigma/\epsilon\epsilon_0\omega)^2} - 1) \right]^{1/2}; \end{aligned} \quad (6)$$

$$S = \left(1 + \frac{Z_0}{Z}\right)^2 e^{-ikd} - \left(1 - \frac{Z_0}{Z}\right)^2 e^{ikd}, \quad (7)$$

причем
$$\begin{aligned} |S|^2 &= 2 \left[\left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2}\right)^2 + \frac{4\alpha^2}{\mu^2 k_0^2} \right] \operatorname{ch}(2\beta d) - \\ &- 2 \left[\left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2}\right)^2 - \frac{4\beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right] \cos(2\alpha d) + \frac{8\alpha}{\mu k_0} \times \\ &\times \left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2}\right) \operatorname{sh}(2\beta d) - \frac{8\beta}{\mu k_0} \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2}\right) \sin(2\alpha d). \end{aligned}$$

Составляя выражения для усредненной по периоду колебаний x -компоненты потока энергии, определяемого зависимостями (2), (4) и (5) суммарного электромагнитного поля в области $x > d/2$

$$\langle P_x(x) \rangle = \frac{1}{2} \{ (E_{yb} + E_{yb}' + E_{ya}'')(H_{zb}^* + H_{zb}'^* + H_{za}''^*) \},$$

получим для усредненных x -компонент потоков $\langle P_{xb}(x) \rangle$, $\langle P'_{xb}(x) \rangle$, $\langle P''_{xa}(x) \rangle$ каждой из волн и интерференционного потока $\langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}}$ следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \langle P_{xb}(x) \rangle &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_{yb} H_{zb}^*) = -\frac{|B|^2}{2Z_0}; \\ \langle P'_{xb}(x) \rangle &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E'_{yb} H_{zb}'^*) = \frac{|B'|^2}{2Z_0}; \\ \langle P''_{xa}(x) \rangle &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E''_{ya} H_{za}''^*) = \frac{|A''|^2}{2Z_0}; \\ \langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ (E''_{ya} H_{zb}'^* + E'_{yb} H_{za}''^*) + (E_{yb} H_{za}''^* + E_{ya} H_{zb}^*) + \\ &+ (E_{yb} H_{zb}'^* + E'_{yb} H_{zb}^*) \} = \frac{1}{2Z_0} \operatorname{Re} (A'' B'^* + B' A''^*). \end{aligned} \quad (8)$$

В рассматриваемой области (идеальный диэлектрик, $\beta=0$) интерференционные потоки встречных волн

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_{yb} H_{za}''^* + E''_{ya} H_{zb}^*) \text{ и } \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_{yb} H_{zb}'^* + E'_{yb} H_{zb}^*)$$

равны нулю. Действительно, в этих соотношениях в силу условия $E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu\mu_0}$ слагаемые компенсируют друг друга при любых амплитудах и начальных фазах интерферирующих встречных волн. Таким образом, поток $\langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}}$ реализуется благодаря интерференции электромагнитных полей волн одного направления.

Используя формулы (4), (5) для амплитуд B' , A'' и проводя необходимые вычисления с учетом соотношений (8), получим

$$\begin{aligned} \langle P''_{xa}(x) \rangle &= \frac{1}{2Z_0} D |A|^2; \\ \langle P'_{xb}(x) \rangle &= \frac{1}{2Z_0} R |B|^2; \end{aligned}$$

$$\langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}} = \frac{1}{2Z_0} T |A| |B| \sin(\varphi - \psi + \delta), \quad (9)$$

где
$$D = \frac{16}{|S|^2} \left(\frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right); \quad R = \frac{2}{|S|^2} \left[\left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right)^2 - \frac{4\alpha^2}{\mu^2 k_0^2} \right] [\operatorname{ch}(2\beta d) - \cos(2\alpha d)];$$

$$T = \frac{8\sqrt{2}}{|S|^2} \left[\frac{\alpha^2}{\mu^2 k_0^2} \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right)^2 + \frac{\beta^2}{\mu^2 k_0^2} \left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \times$$

$$\times [\operatorname{ch}(2\beta d) - \cos(2\alpha d)]^{1/2};$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{-\alpha(\mu^2 k_0^2 - \alpha^2 - \beta^2) \operatorname{th}(\beta d) + \beta(\mu^2 k_0^2 + \alpha^2 + \beta^2) \operatorname{tg}(\alpha d)}{\alpha(\mu^2 k_0^2 - \alpha^2 - \beta^2) \operatorname{tg}(\alpha d) + \beta(\mu^2 k_0^2 + \alpha^2 + \beta^2) \operatorname{th}(\beta d)}. \quad (10)$$

Согласно выражениям (4) и (5) величины D и R представляют собой коэффициенты прохождения $D = |A''|^2/|A|^2$ и отражения $R = |B'|^2/|B|^2$ волны по интенсивности [4]. По аналогии с обычным коэф-

коэффициентом прохождения D параметр T назовем коэффициентом интерференционного прохождения. Если учесть, что $B' = |B| \sqrt{R} e^{i(\psi+\xi)}$, а $A' = |A| \sqrt{D} e^{i(\varphi+\eta)}$ (здесь ξ и η — фазы соответственно при отражении волны b от слоя и при прохождении волны a через слой), то будут справедливы следующие простые соотношения:

$$T = 2 \sqrt{DR}; \quad \delta = \eta - \xi + \frac{\pi}{2} + 2\pi n, \quad (11)$$

где $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Следовательно, исходя из зависимостей (9)

$$\langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}} = \frac{1}{2Z_0} 2 \sqrt{DR} |A| |B| \sin(\varphi - \psi + \eta - \xi + \frac{\pi}{2}).$$

Аналогичные рассуждения для области слева от слоя ($x < -d/2$) позволяют получить соответствующие выражения для энергетических потоков:

$$\langle P_{xa}(x) \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(E_{ya} H_{za}^*) = \frac{|A|^2}{2Z_0};$$

$$\langle P_{xb}''(x) \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(E_{yb}'' H_{zb}''^*) = -\frac{|B''|^2}{2Z_0} = -\frac{1}{2Z_0} D |B|^2;$$

$$\langle P_{xa}'(x) \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(E_{ya}' H_{za}'^*) = -\frac{|A'|^2}{2Z_0} = -\frac{1}{2Z_0} R |A|^2;$$

$$\langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}} =$$

$$= \frac{1}{2} \operatorname{Re}(E_{yb}'' H_{za}'^* + E_{ya}' H_{zb}''^*) = -\frac{1}{2Z_0} \operatorname{Re}(B'' A'^* + A' B''^*) = -\frac{1}{2Z_0} \times T |A| |B| \sin(\psi - \varphi + \delta). \quad (12)$$

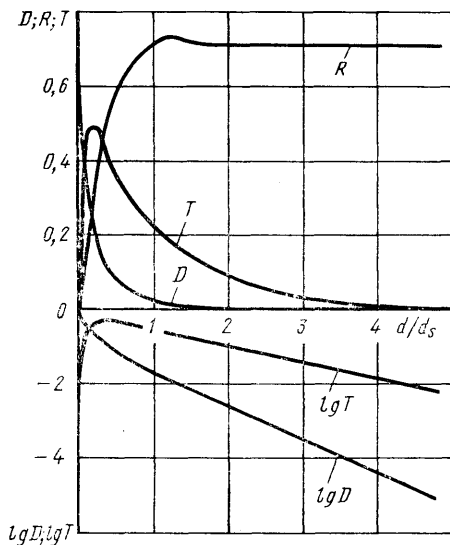


Рис. 1. Зависимость коэффициентов D , T обычного и интерференционного прохождения и коэффициента отражения R по интенсивности для электромагнитного излучения с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм от относительной толщины d/d_s пластинки титана

На рис. 1 в линейном и полулогарифмическом масштабах представлены расчетные зависимости коэффициентов обычного и интерференционного прохождения D , T и коэффициента отражения R от относительной толщины d/d_s пластинки титана для электромагнитных волн оптического диапазона ($\lambda = 632,8$ нм), при этом глубина скин-слоя для титана $d_s \sim 17$ нм. Видно, что для толстых пластинок ($d > d_s$) коэффициент интерференционного прохождения T намного больше коэффициента обычного прохождения D , причем коэффициент отражения R соответствует коэффициенту отражения от поверхности массивного металла. Указанные теоретические зависимости $D(d/d_s)$ и $T(d/d_s)$ экспериментально подтверждены в работе [1].

Рассмотрим индуцируемые волнами a и b поля внутри поглощающего слоя ($-d/2 < x < d/2$), которые можно определить из условия непрерывности тангенциальных составляющих на границах слоя [4]. Тогда, из выражений (1) и (4) с учетом преобразований (3), получим следующие выражения для полей от волны a :

$$\begin{aligned} E_{ya} &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{2A}{S} e^{-ik_0 d/2} \left[\left(1 + \frac{Z_0}{Z} \right) e^{ik(x-d/2)} - \left(1 - \frac{Z_0}{Z} \right) e^{-ik(x-d/2)} \right] e^{-i\omega t} \right\}; \\ H_{za} &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{2A}{SZ} e^{-ik_0 d/2} \left[\left(1 + \frac{Z_0}{Z} \right) e^{ik(x-d/2)} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(1 - \frac{Z_0}{Z} \right) e^{-ik(x-d/2)} \right] e^{-i\omega t} \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Используя зависимости (2) и (5), получим соотношения для полей от волны b

$$\begin{aligned} E_{yb} &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{2B}{S} e^{-ik_0 d/2} \left[\left(1 + \frac{Z_0}{Z} \right) e^{-ik(x+d/2)} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \left(1 - \frac{Z_0}{Z} \right) e^{ik(x+d/2)} \right] e^{-i\omega t} \right\}; \\ H_{zb} &= \operatorname{Re} \left\{ -\frac{2B}{SZ} e^{-ik_0 d/2} \left[\left(1 + \frac{Z_0}{Z} \right) e^{-ik(x+d/2)} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(1 - \frac{Z_0}{Z} \right) e^{ik(x+d/2)} \right] e^{-i\omega t} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Усредняя по периоду колебаний x -компоненту потока энергии рассматриваемого в выражениях (13) и (14) суммарного электромагнитного поля внутри слоя ($-d/2 < x < d/2$)

$$\langle P_x(x) \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ (E_{ya} + E_{yb}) (H_{za}^* + H_{zb}^*) \},$$

получим для усредненных x -компонент потоков $\langle P_{xa}(x) \rangle$, $\langle P_{xb}(x) \rangle$ каждой из волн и интерференционного потока $\langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}}$ следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \langle P_{xa}(x) \rangle &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_{ya} H_{za}^*) = \frac{4|A|^2}{|S|^2 Z_0} \left\{ -\frac{\alpha}{\mu k_0} \left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \times \right. \\ &\times \operatorname{sh} \left[2\beta \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] + \frac{2\alpha^2}{\mu^2 k_0^2} \operatorname{ch} \left[2\beta \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] + \frac{\beta}{\mu k_0} \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \times \\ &\times \sin \left[2\alpha \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] + \frac{2\beta^2}{\mu^2 k_0^2} \cos \left[2\alpha \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] \left. \right\}; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \langle P_{xb}(x) \rangle &= -\frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_{yb} H_{zb}^*) = -\frac{4|B|^2}{|S|^2 Z_0} \left\{ \frac{\alpha}{\mu k_0} \left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \times \right. \\ &\times \operatorname{sh} \left[2\beta \left(x + \frac{d}{2} \right) \right] + \frac{2\alpha^2}{\mu^2 k_0^2} \operatorname{ch} \left[2\beta \left(x + \frac{d}{2} \right) \right] + \frac{\beta}{\mu k_0} \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \times \\ &\times \sin \left[2\alpha \left(x + \frac{d}{2} \right) \right] + \frac{2\beta^2}{\mu^2 k_0^2} \cos \left[2\alpha \left(x + \frac{d}{2} \right) \right] \left. \right\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_{ya} H_{zb}^* + E_{yb} H_{za}^*) = \frac{1}{2Z_0} \times \\ &\times T(x) |A| |B| \sin [\varphi - \psi + \delta(x)], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{где } T(x) \sin [\delta(x)] &= \frac{8}{|S|^2} \left\{ -\frac{\beta}{\mu k_0} \left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \operatorname{ch}(\beta d) \sin(\alpha x) - \right. \\
&\quad - \frac{2\alpha\beta}{\mu^2 k_0^2} \operatorname{sh}(\beta d) \sin(\alpha x) + \frac{\alpha}{\mu k_0} \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \times \\
&\quad \times \operatorname{sh}(\beta d) \cos(\alpha x) + \left. \frac{2\alpha\beta}{\mu^2 k_0^2} \operatorname{sh}(\beta x) \sin(\alpha d) \right\}; \\
T(x) \cos [\delta(x)] &= \frac{8}{|S|^2} \left\{ -\frac{\beta}{\mu k_0} \left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \operatorname{sh}(\beta d) \cos(\alpha x) - \right. \\
&\quad - \frac{2\alpha\beta}{\mu^2 k_0^2} \operatorname{ch}(\beta d) \cos(\alpha x) - \frac{\alpha}{\mu k_0} \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \operatorname{ch}(\beta x) \sin(\alpha d) + \\
&\quad \left. + \frac{2\alpha\beta}{\mu^2 k_0^2} \operatorname{ch}(\beta x) \cos(\alpha d) \right\}. \quad (16)
\end{aligned}$$

Таким образом, можно сделать вывод, что интерференционный поток энергии внутри поглощающего слоя реализуется за счет интерференции полей встречных волн.

В поглощающей среде постоянно происходит выделение джоулева тепла, объемные плотности мощности которого на основании закона сохранения энергии можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned}
\langle q_a(x) \rangle &= -\frac{d}{dx} \langle P_{xa}(x) \rangle; \\
\langle q_b(x) \rangle &= -\frac{d}{dx} \langle P_{xb}(x) \rangle; \\
\langle q(x) \rangle_{\text{инт}} &= -\frac{d}{dx} \langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}}. \quad (17)
\end{aligned}$$

Тогда, согласно соотношениям (15), получим следующие выражения для плотностей мощности выделяемого в слое тепла $\langle q_a(x) \rangle$ и $\langle q_b(x) \rangle$ каждой из волн и мощности интерференционного поглощения $\langle q(x) \rangle_{\text{инт}}$

$$\begin{aligned}
\langle q_a(x) \rangle &= \frac{1}{2} \sigma E_{ya} E_{ya}^* = \frac{4\sigma |A|^2}{|S|^2} \left\{ \left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \operatorname{ch} \left[2\beta \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] - \right. \\
&\quad - \frac{2\alpha}{\mu k_0} \operatorname{sh} \left[2\beta \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] - \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \cos \left[2\alpha \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] + \\
&\quad \left. + \frac{2\beta}{\mu k_0} \sin \left[2\alpha \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] \right\}; \\
\langle q_b(x) \rangle &= \frac{1}{2} \sigma E_{yb} E_{yb}^* = \frac{4\sigma |B|^2}{|S|^2} \left\{ \left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \operatorname{ch} \left[2\beta \left(x + \frac{d}{2} \right) \right] + \right. \\
&\quad + \frac{2\alpha}{\mu k_0} \operatorname{sh} \left[2\beta \left(x + \frac{d}{2} \right) \right] - \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \cos \left[2\alpha \left(x + \frac{d}{2} \right) \right] - \\
&\quad \left. - \frac{2\beta}{\mu k_0} \sin \left[2\alpha \left(x + \frac{d}{2} \right) \right] \right\}; \quad (18) \\
\langle q(x) \rangle_{\text{инт}} &= \frac{1}{2} \sigma (E_{ya} E_{yb}^* + E_{yb} E_{ya}^*) = \frac{8\sigma |A| |B|}{|S|^2} \times \\
&\quad \times \left\{ \left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \operatorname{ch}(\beta d) \cos(2\alpha x) + \frac{2\alpha}{\mu k_0} \operatorname{sh}(\beta d) \cos(2\alpha x) - \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \operatorname{ch} (2\beta x) \cos (\alpha d) - \frac{2\beta}{\mu k_0} \times \\
& \times \operatorname{sh} (2\beta x) \cos (\alpha d) \left\{ \cos (\varphi - \psi) - \frac{8\sigma |A||B|}{|S|^2} \left(1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \times \right. \\
& \times \operatorname{sh} (\beta d) \sin (2\alpha x) + \frac{2\alpha}{\mu k_0} \operatorname{ch} (\beta d) \sin (2\alpha x) - \left. \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu^2 k_0^2} \right) \times \right. \\
& \left. \times \operatorname{sh} (2\beta x) \sin (\alpha d) + \frac{2\beta}{\mu k_0} \operatorname{sh} (2\beta x) \cos (\alpha d) \right\} \sin (\varphi - \psi).
\end{aligned}$$

Следовательно, распространение встречных электромагнитных волн в поглощающей среде сопровождается своеобразным интерференционным поглощением, усиливающим либо ослабляющим результирующее поглощение электромагнитной энергии в слое. Анализ выражений (18) показывает, что в сравнении с обычным поглощением обеих волн $\langle q_a(x) \rangle + \langle q_b(x) \rangle$ поглощение с учетом интерференции $\langle q(x) \rangle + \langle q_b(x) \rangle + \langle q(x) \rangle_{\text{инт}}$ не может увеличиться более чем в 2 раза.

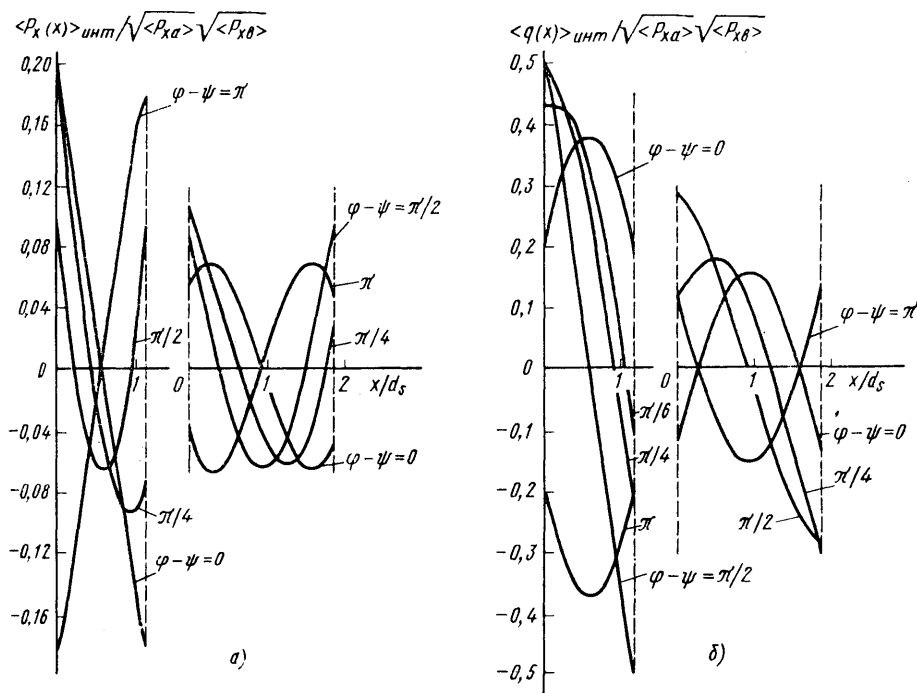


Рис. 2. Изменение нормированных интерференционных потоков энергии ($\lambda = 632,8$ нм) $\langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}} / \sqrt{\langle P_{xa} \rangle \langle P_{xb} \rangle}$ (а) и нормированного интерференционного тепловыделения $\langle q(x) \rangle_{\text{инт}} / \sqrt{\langle P_{xa} \rangle \langle P_{xb} \rangle}$ (б) внутри пластинки титана по оси x , нормальной к ее плоскости, при различной разности начальных фаз интерферирующих волн $\varphi - \psi$ для $d/d_s = 1,17$ (слева) и $1,87$ (справа)

На рис. 2, а представлены рассчитанные для пластинок титана с $d/d_s = 1,17; 1,87$ в оптическом диапазоне волн ($\lambda = 632,8$ нм) зависимости нормированных интерференционных потоков энергии $\langle P_x(x) \rangle_{\text{инт}} / \sqrt{\langle P_{xa} \rangle \langle P_{xb} \rangle}$ от координаты x для нескольких значений разности начальных фаз волн, падающих на слой. Как видно, на амплитуду интерференционного потока существенно влияет толщина слоя: для пластин-

ки с $d/d_s = 1,17$ амплитуда интерференционного потока составляет 20% амплитуд падающих потоков, а для пластинки с $d/d_s = 1,87$ — порядка 9%. При этом поток энергии одной волны, прошедшей через слой, оказывается на порядок меньше. Отметим, что интерференционный поток внутри пластинки имеет локально различные направления, и для данного сечения оно определяется разностью начальных фаз $\varphi - \psi$ интерферирующих волн.

На рис. 2, б приведены соответствующие зависимости для нормированного интерференционного тепловыделения $\langle q(x) \rangle_{\text{инт}} / \sqrt{\langle P_{xa} \rangle \langle P_{xb} \rangle}$, которое оказывается для пластинок с $d/d_s \leq 1$ сравнимо с энергией, переносимой интерференционным потоком. Экспериментально это подтверждено для волн СВЧ-диапазона [2]. Установлено, что наличие интерференции приводит к усилению либо ослаблению поглощения электромагнитной энергии в металлической пластинке в зависимости от разности начальных фаз $\varphi - \psi$ падающих волн.

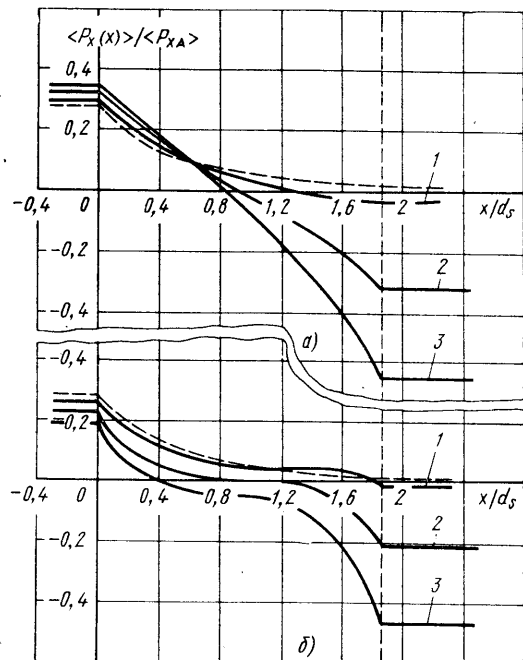


Рис. 3. Изменение нормированных полных потоков энергии $\langle P_x \rangle / \sqrt{\langle P_{xa} \rangle \langle P_{xb} \rangle}$ вдоль оси x , нормальной к плоскости пластинки титана ($d/d_s = 1,87$), при различных относительной интенсивности η волны b и разности начальных фаз интерферирующих волн $\varphi - \psi$: а) $\varphi - \psi = 0$; б) $\varphi - \psi = \pi$; 1 — $\eta = 0,1$; 2 — $\eta = 1$; 3 — $\eta = 2$; — — x -компонента полного потока энергии для одной падающей волны a

На рис. 3 показано изменение нормированных x -компонент полных потоков энергии $\langle P_x(x) \rangle / \langle P_{xa} \rangle$ в зависимости от координаты x внутри пластинки и вне ее для двух значений $\varphi - \psi = 0, \pi$ и относительной интенсивности волны b $\eta = \langle P_{xb} \rangle / \langle P_{xa} \rangle = 0,1; 1; 2$. Видно, что наличие интерференционного потока, который намного больше проходящего потока одной волны, приводит к перераспределению потоков энергии между волнами, отраженными от обеих сторон пластинки. На рис. 4 приведены соответствующие кривые для нормированного полного тепловыделения $\langle q(x) \rangle / \langle P_{xa} \rangle$.

Полученные результаты показывают, что использование второй электромагнитной волны, когерентной с первой, позволяет реализовать интерференцию в поглощающем плоском слое, в определенной мере аналогичную обычной интерференции в пластинках диэлектрика. Наряду с этим выявлены характерные особенности электромагнитной интерференции в поглощающих средах: во-первых, наличие незатухающего потока электромагнитной энергии, обусловлено интерференцией встреч-

ных электромагнитных волн; во-вторых, возможность активного управления энергетическими параметрами волны, проходящей через поглощающий слой; в-третьих, существование своеобразного интерференционного поглощения энергии, влияющего на эффективность взаимодействия среды с электромагнитным полем. Проявление интерференции в механизме диссипации энергии в средах с высоким поглощением нетривиально с физической точки зрения, не имеет аналогов в обычных интерференционных эффектах и является характерным именно для туннельной интерференции.

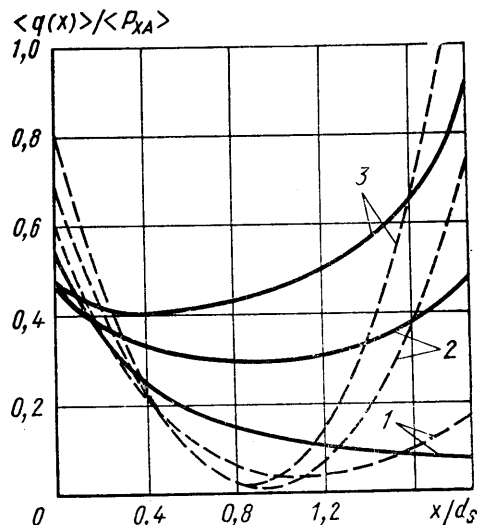


Рис. 4. Изменение нормированного полного тепловыделения $\langle q(x) \rangle / \langle P_{\text{ХА}} \rangle$ вдоль оси x , нормальной к плоскости пластинки титана ($d/d_s = 1,87$):

1—3 — то же, что и на рис. 3; — $\varphi - \psi = 0$; --- $\varphi - \psi = \pi$

В заключение необходимо отметить, что интерференция полей в туннельной области должна наблюдаться для волн произвольной физической природы. Примером тому может служить туннельный ток в эффекте Джозефсона [5], намного превышающий обычный туннельный ток, что обусловлено в конечном итоге интерференцией волновых функций когерентных сверхпроводящих электронов в области туннельного контакта. По нашему мнению, эффекты туннельной интерференции представляют несомненный научный интерес, требуют дальнейшего изучения и являются перспективными для различных технических приложений в радиотехнике, оптике и микроэлектронике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сидоренков В. В., Толмачев В. В. Эффект туннельной электромагнитной интерференции в металлических пленках // Письма в ЖТФ — 1989. — Т. 15. — Вып. 21. — С. 34—37.
2. Сидоренков В. В., Толмачев В. В. Эффекты электромагнитной интерференции в металлических пластинках // Письма в ЖТФ. — 1990. — Т. 16. — Вып. 3. — С. 20—25.
3. Бакрадзе Р. В., Брандт Н. Б., Толмачев В. В. Интерференционная прозрачность плоскопараллельной пластинки при падении на нее с двух сторон плоских электромагнитных волн // Сб.: Механика сплошной среды. — М.: ВЗПИ, 1984. — С. 3—15.
4. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма. М.-Л.: ГИТТЛ, 1948. — 539 с.
5. Солимар Л. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. — М.: Мир, 1974. — 422 с.

Получено 07.03.90

Типография МГТУ им. Н. Э. Баумана

Сдано в набор 29.09.90.

Подписано в печать 25.10.90.

Формат 70×108/16.

Печать высокая.

Усл.-печ. л. 11,9.

Уч.-изд. л. 11,68.

Заказ 903.

Цена 1 р. 40 коп.

Тираж 1000 экз.