

## Интерференционное тепловыделение в поглощающем слое в поле двух волн

© А.С. Абрамов, С.А. Афанасьев, С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,  
432970 Ульяновск, Россия  
e-mail: sementsovdi@mail.ru

(Поступило в Редакцию 23 мая 2012 г. В окончательной редакции 21 сентября 2012 г.)

Рассмотрена задача об управлении интерференционным тепловыделением при наклонном падении на противоположные стороны поглощающего слоя двух встречных (по поперечной компоненте волнового вектора) когерентных волн одинаковой линейной поляризации. Установлена зависимость интерференционного тепловыделения от угла падения и толщины слоя для различных значений показателей преломления и затухания в случае слабого и сильного поглощения. Определены условия, при которых величина интерференционного тепловыделения достигает максимально возможного значения.

### Введение

Проблема управления поглощающей способностью планарных структур в отношении падающего на него электромагнитного излучения является достаточно актуальной [1–4]. Один из эффективных методов ее решения основан на использовании интерференции встречных волн (ИВВ). В средах с комплексным показателем преломления распространение двух встречных когерентных волн сопровождается формированием направленного интерференционного потока (ИП) реактивных компонент волновых полей, величина которого определяется произведением амплитуд и разностью начальных фаз этих волн [5,6]. На вклад ИП в процесс переноса энергии при падении света на границу раздела прозрачной и поглощающей сред указывалось еще в работах [7,8]. Эксперименты по наблюдению ИВВ в сантиметровом и оптическом диапазонах в тонких металлических пленках впервые были проведены в работах [9,10].

Наличие интерференции встречных когерентных волн в поглощающей среде приводит также к возникновению пространственных осцилляций выделения тепла в образце, т.е. к интерференционному тепловыделению (ИТ). В случае падения встречных волн на поглощающий слой можно добиться увеличения или уменьшения ИТ в заданных пределах за счет соответственного изменения величин потоков лучистой энергии, уходящих от поверхностей слоя [6,10–12]. Использование ИВВ особенно актуально для оптимизации режимов сверхвысокочастотной (СВЧ) термообработки и эффективного равномерного нагрева металлических деталей и образцов [13,14].

В указанных работах ИВВ рассматривалась лишь при нормальном падении волн на плоский слой. Между тем наклонное падение света на отражающие и поглощающие покрытия широко распространено на практике и имеет ряд технологических и экспериментальных преимуществ. В отличие от случая нормального падения, при наклонном падении коэффициент отра-

жения зависит от состояния поляризации падающего света [15,16], что позволяет использовать этот эффект при создании различных поляризационных устройств. Так, в работах [17,18] разработаны и реализованы интерференционный поляризатор, работающий при углах падения вблизи  $72^\circ$ , и широкополосные просветляющие покрытия для  $s$ -поляризованного света, работающие при углах падения вблизи  $45^\circ$ . В работе [19] наклонное падение используется для оптимизации распределения поглощенной энергии по слоям гетероструктуры фотovoltaической ячейки. Во всех указанных структурах за счет переотражения света в той или иной степени проявляется ИВВ, что и определяет важность теоретического анализа ИТ в подобных структурах при наклонном падении на них излучения.

В настоящей работе исследуются особенности ИТ в поглощающем слое при наклонном падении встречных волн на противоположные его поверхности. Исследуется зависимость ИТ от угла падения, толщины слоя, уровня поглощения. Показано, что ИТ можно эффективно управлять за счет изменения разности фаз падающих на слой волн и изменять его в широких пределах.

### 1. Основные соотношения

Рассмотрим плоскопараллельный поглощающий слой, ограниченный плоскостями  $z = 0$  и  $z = d$  (область II). Материал слоя будем считать немагнитным ( $\mu = 1$ ). Его электрофизические свойства характеризуются комплексной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$  и, следовательно, комплексным показателем преломления  $n = \sqrt{\varepsilon} = n' - in''$ . Параметр  $n'$  определяет фазовую скорость волны в среде и является фактически коэффициентом преломления для поглощающей среды; параметр  $n''$  определяет степень поглощения волны в среде. Пусть на противоположные границы слоя из вакуума ( $z < 0$ , область I и  $z > d$ , область III) под одинаковым углом  $\alpha$  падают две плоские когерентные волны одинаковой линейной поляризации. При этом

нормальные (по отношению к границам раздела сред) компоненты волновых векторов  $\mathbf{k}_{1,3}$  падающих волн одинаковы по величине, но противоположны по знаку, а тангенциальные компоненты одинаковы и по величине, и по знаку.

Будем различать два случая поляризации падающих волн, когда векторы волнового электрического поля лежат в плоскости падения и перпендикулярны ей ( $p$ - и  $s$ -поляризация соответственно). В случае  $p$ -поляризации выражения для компонент векторов магнитного и электрического полей этих волн запишутся в виде

$$\begin{aligned} H_{01} &= A \exp[i(\omega t - k_0 x \sin \alpha - k_0 z \cos \alpha + \varphi_A)], \\ E_{01} &= H_{01} \cos \alpha, \quad z \leq 0, \\ H_{03} &= B \exp[i(\omega t - k_0 x \sin \alpha + k_0 z \cos \alpha + \varphi_B)], \\ E_{03} &= -H_{03} \cos \alpha, \quad z \geq d, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $k_0 = \omega/c$ ,  $\omega$  и  $c$  — частота и скорость света в вакууме,  $\varphi_A$  и  $\varphi_B$  — начальные фазы волн на границе  $z = 0$ .

Помимо падающих волн вне слоя должны присутствовать волны, уходящие от каждой из его граничных поверхностей и образованные суперпозицией отраженной от слоя и прошедшей через слой волн. Запишем выражения для волновых полей в областях I и III:

$$\begin{aligned} H_1 &= C \exp[i(\omega t - k_0 x \sin \alpha + k_0 z \cos \alpha)], \\ E_1 &= -H_1 \cos \alpha, \quad z \leq 0, \\ H_3 &= F \exp[i(\omega t - k_0 x \sin \alpha - k_0 z \cos \alpha)], \\ E_3 &= H_3 \cos \alpha, \quad z \geq d. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь введены комплексные амплитуды

$$C = Ar_A + Bt_B, \quad F = At_A + Br_B \quad (3)$$

и амплитудные коэффициенты отражения и прохождения, получающиеся при решении соответствующей граничной задачи:

$$\begin{aligned} r_A &= iG^{-1}(\xi^2 - 1) \sin(kd \cos \beta) = |r_A| \exp(i\chi_A), \\ r_B &= r_A \exp(2ik_0 d \cos \alpha) = |r_B| \exp(i\chi_B), \\ t_{A,B} &= 2\xi G^{-1} \exp(ik_0 d \cos \alpha) = |t_{A,B}| \exp(i\psi_{A,B}), \\ G &= 2\xi \cos(kd \cos \beta) + i(\xi^2 + 1) \sin(kd \cos \beta), \end{aligned} \quad (4)$$

где угол преломления  $\beta$  определяется соотношением  $\cos \beta = \sqrt{1 - \varepsilon^{-1} \sin^2 \alpha}$ ,  $k = k_0 \sqrt{\varepsilon}$  — волновое число в слое,  $\chi_{A,B}$  и  $\psi_{A,B}$  — сдвиги фаз, приобретаемые волнами при отражении и прохождении, параметр  $\xi = \xi_p \cos \beta / \sqrt{\varepsilon} \cos \alpha$ . Соотношения (4) оказываются справедливыми и в случае  $s$ -поляризации падающих на слой волн, однако при этом параметр  $\xi = \xi_s = \sqrt{\varepsilon} \cos \beta / \cos \alpha$ .

Средние по времени плотности потоков энергии, уходящих от поверхностей слоя в областях I и III, определяются выражениями

$$\mathbf{S}_j = \tau \operatorname{Re}[\mathbf{E}_j, \mathbf{H}_j^*], \quad (5)$$

где  $j = 1, 3$ ,  $\tau = c/8\pi$ . Каждый из указанных энергетических потоков имеет две компоненты — продольную и поперечную (по отношению к поверхностям слоя). Его модуль может быть представлен в виде суммы трех слагаемых:

$$\begin{aligned} S_1 &= S_1^A + S_1^B + S_1^{\text{int}} = \tau [R_A A^2 + T_B B^2 \\ &\quad + IAB \cos(\delta - \psi_B + \chi_A)], \\ S_3 &= S_3^A + S_3^B + S_3^{\text{int}} = \tau [T_A A^2 + R_B B^2 \\ &\quad + IAB \cos(\delta + \psi_A - \chi_B)]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь введены энергетические коэффициенты отражения и прохождения  $R_{A,B} = |r_{A,B}|^2$  и  $T_{A,B} = |t_{A,B}|^2$ , зависящие от угла падения и параметров структуры; коэффициент интерференционной прозрачности  $I = 2\sqrt{RT}$  [4,5], определяющий амплитудную величину ИП; величина  $\delta$  имеет смысл разности фаз падающих на слой волн, записанная с учетом набега фаз на разных границах слоя

$$\delta = \varphi_B - \varphi_A + k_0 d \cos \alpha. \quad (7)$$

Таким образом, потоки энергии (6) в каждой из областей будут отличаться от суммы интенсивностей прошедших и отраженных одиночных волн на величину интерференционного потока  $S_j^{\text{int}}$  в соответствующей области.

## 2. Интерференционное тепловыделение

Рассмотрим теперь вопрос о поглощаемой слоем мощности  $Q$  в условиях распространения в нем встречных когерентных волн. Именно указанная часть мощности падающих волн в конечном счете переходит в тепло. Указанная величина должна определяться разностью между суммарной мощностью падающих на слой и уходящих от него волн:

$$Q = S_{01} + S_{03} - S_1 - S_3, \quad (8)$$

где  $S_{01} = \tau A^2$  и  $S_{03} = \tau B^2$  — потоки энергии падающих волн. Введем энергетический коэффициент поглощения  $D$ , который характеризует эффект тепловыделения в слое и определяется отношением поглощаемой слоем мощности  $Q$  к суммарной мощности падающих на него волн:

$$D = \frac{Q}{S_{01} + S_{03}} = 1 - \frac{S_1 + S_3}{S_{01} + S_{03}}. \quad (9)$$

С учетом (6) и (8) выражение (9) может быть представлено в виде

$$D = D_0 - D_{\text{int}}(\Delta, \delta), \quad D_{\text{int}} = D_m \cos \delta, \quad (10)$$

где введены коэффициент поглощения одиночной волны  $D_0 = 1 - R - T$  и амплитуда интерференционной осциллирующей части тепловыделения

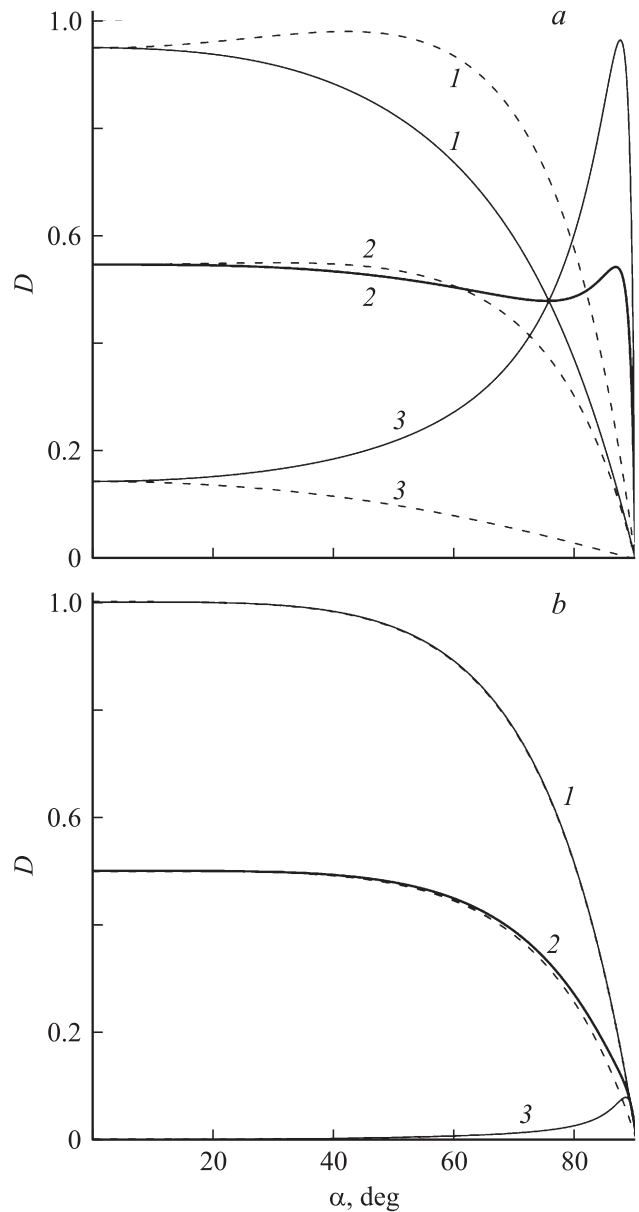
$$D_m = \frac{2IAB}{A^2 + B^2} \cos \Delta. \quad (11)$$

Наличие дополнительной интерференционной составляющей тепловыделения  $D_{\text{int}}$  в полном тепловыделении позволяет управлять результирующей величиной коэффициента поглощения  $D$ , т.е. поглощаемой слоем мощностью падающего на него излучения. За счет изменения величин  $\Delta$  и  $\delta$  можно осуществлять как увеличение тепловыделения, так и его уменьшение. Значениям  $\Delta = k\pi$  и  $\delta = m\pi$ , где  $k, m$  — целые числа, соответствуют интерференционные максимумы и минимумы тепловыделения; при  $\Delta, \delta = (2m + 1)\pi/2$  интерференционная составляющая отсутствует. Амплитудное значение тепловыделения  $D_m$  достигает максимума  $D_m = I \cos \Delta$  при равенстве амплитуд падающих волн  $A = B$ . Отметим, что управляемым за счет возможности изменения разности фаз  $\varphi_B - \varphi_A$  падающих на слой волн является только параметр  $\delta$ . Величина параметра  $\Delta$ , так же как и параметра  $I$ , зависит от угла падения и толщины слоя. Таким образом, величина интегрального тепловыделения  $D$  в поглощающем слое может изменяться от минимального значения  $D_{\text{min}} = D_0 - I \cos \Delta$  до максимального —  $D_{\text{max}} = D_0 + I \cos \Delta$ .

### 3. Численный анализ

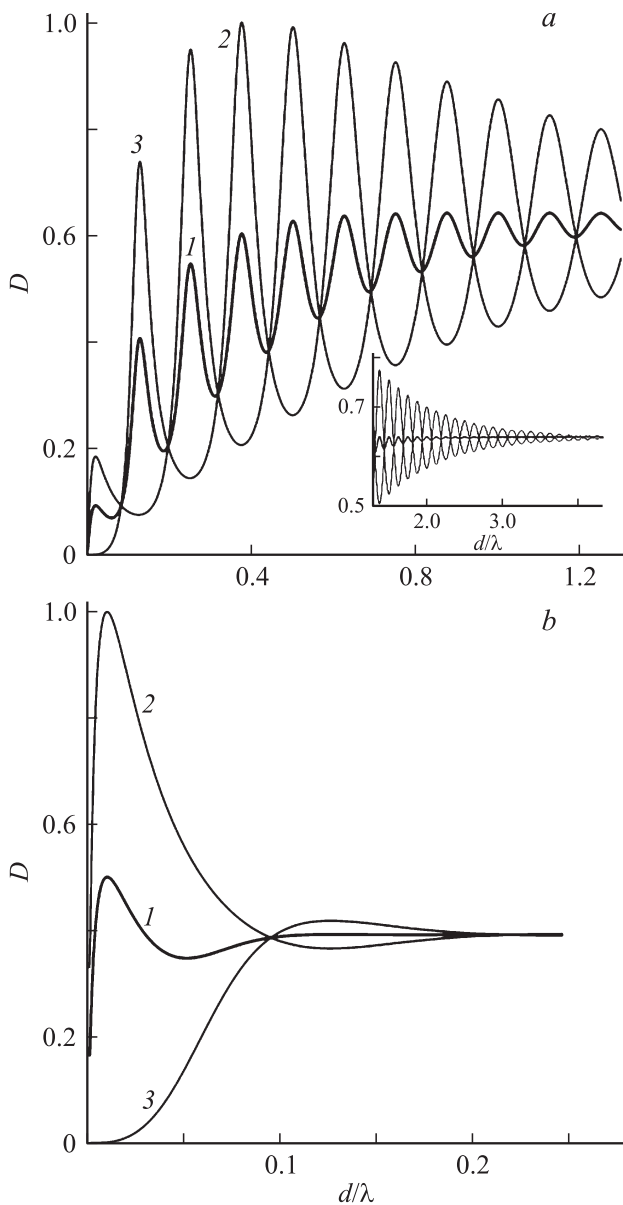
Проведем на основе полученных соотношений численный анализ особенностей тепловыделения в поглощающем слое. При этом будем считать амплитуды падающих встречных волн одинаковыми, т.е.  $A = B$ .

На рис. 1 для случаев  $p$ - и  $s$ -поляризаций (сплошные и штриховые кривые) представлены зависимости от угла падения величин  $D_{\text{min}}$ ,  $D_0$  и  $D_{\text{max}}$ , которым отвечают значения разности фаз падающих волн  $\delta = 0, \pi/2, \pi$  соответственно (кривые 1–3). Коэффициенту поглощения одиночной волны  $D_0$  в режиме ИВВ соответствует разность фаз  $\delta = \pi/2$ , при которой интерференционная составляющая отсутствует (кривая 2). Кривые 1 и 3 иллюстрируют, как изменяется с увеличением угла падения максимальная и минимальная величины тепловыделения. Указанные зависимости построены для материальных параметров  $n' = 4$  и  $n'' = 0.2, 4$  (а, б). Приведенные два значения параметра  $n''$  отвечают слабому и сильному поглощению среды. Выбранные значения мнимой части комплексного показателя преломления по величине соответствуют диэлектрику с потерями (слабое поглощение, а) и металлу (сильное поглощение, б), например алюминию, олову, молибдену в видимом диапазоне [20]. В случае слабого поглощения различия, связанные с выбором поляризации интерферирующих волн, более существенны. В частности, для  $p$ -поляризации углу Брюстера  $\alpha_B = 76^\circ$  отвечает



**Рис. 1.** Угловые зависимости коэффициента поглощения для  $p$ - и  $s$ -волн (сплошная и штриховая кривые) при  $\delta = 0, \pi/2, \pi$  (кривые 1–3),  $n' = 4$ ;  $n'' = 0.2, \xi = 0.252$  и  $n'' = 4, \xi = 0.01$  (а, б), параметр  $\xi = d/\lambda$ .

точка пересечения кривых 1–3, а при углах  $\alpha > \alpha_B$  имеется максимум тепловыделения. Величины минимального и максимального тепловыделения  $D_{\text{min}}$  и  $D_{\text{max}}$  для  $p$ - и  $s$ -поляризаций существенно различаются. Для  $s$ -поляризации максимум тепловыделения наблюдается при углах  $\alpha \approx 40-50^\circ$ , кривая же минимального тепловыделения плавно стремится к нулю с увеличением угла падения. В целом интервал  $D_{\text{min}} - D_{\text{max}}$ , в котором может находиться интегральное тепловыделение, значительно сужается с увеличением угла. Поэтому при дальнейшем анализе в основном будет рассматриваться нормальное падение.

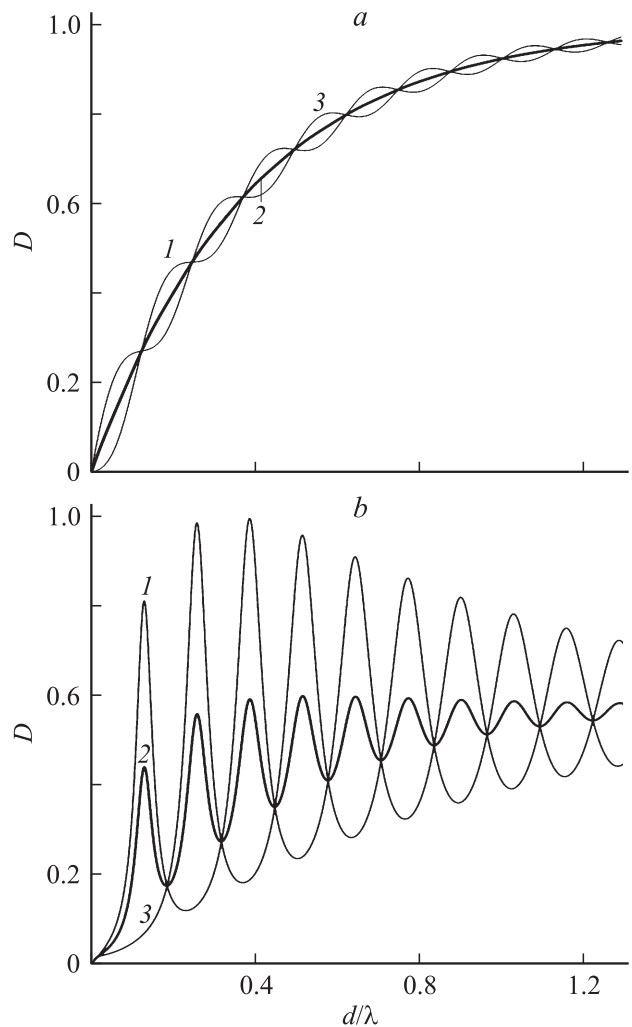


**Рис. 2.** Зависимости коэффициента поглощения от толщины слоя при  $\alpha = 0$  и  $\delta = 0, \pi/2, \pi$  (кривые 1-3),  $n' = 4; n'' = 0.2$ ,  $\xi = 0.252$  и  $n'' = 4, \xi = 0.01$  (a, b).

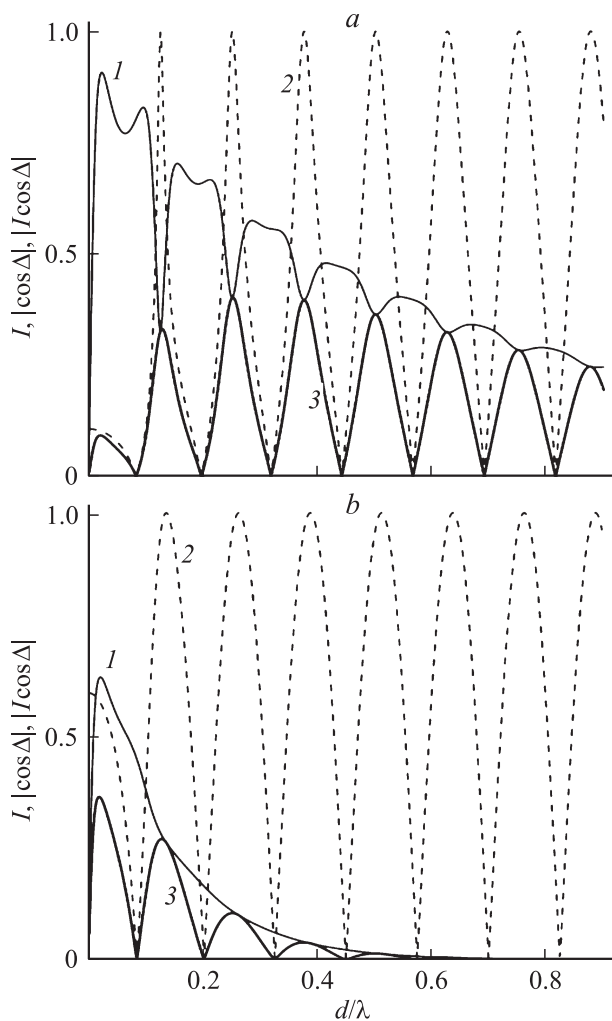
Проанализируем теперь зависимости коэффициента тепловыделения от толщины слоя при нормальном падении. На рис. 2 приведены указанные зависимости величин  $D_{\min}$ ,  $D_0$  и  $D_{\max}$  для слоя с параметрами  $n' = 4$  и  $n'' = 0.2$ , 4 (a, b) и разности фаз  $\delta = 0, \pi/2, \pi$  (кривые 1-3). В случае слабого поглощения ( $n'' = 0.2$ ) интегральное тепловыделение  $D$  варьирует в широких пределах (от 0.146 до 0.946) при относительной толщине слоя, близкой к четвертьволновой (т.е.  $\xi = d/\lambda \approx 0.25$ ). Анализ показывает, что добиться максимально возможного изменения тепловыделения (от нуля до единицы) не удастся при любом подборе материальных параметров и толщины слоя. В случае сильного поглоще-

ния ( $n'' = 4$ ) интегральное тепловыделение варьирует в максимально возможных пределах при толщине слоя  $\xi = d/\lambda \approx 0.01$ . Коэффициент поглощения одиночной волны на этой толщине равен  $D_0 \approx 0.5$ , а минимальное и максимальное значения интегрального тепловыделения  $D_{\min} = 0.00130$  и  $D_{\max} = 0.99998$  соответственно. Кривая для коэффициента поглощения одиночной волны  $D_0$  имеет тот же характер, что и в экспериментальной работе [4], которая посвящена изучению поглощения в тонких алюминиевых пленках.

На рис. 3 представлены толщиновые зависимости коэффициента поглощения волн  $p$ -поляризации при углах падения  $\alpha_B = 75.31^\circ$  и  $\alpha = 87.06^\circ$  (a, b) при разностях фаз  $\delta = 0, \pi/2, \pi$  (кривые 1-3) и  $n' = 4$  и  $n'' = 0.2$ . При угле Брюстера интерференционное тепловыделение не превышает значения  $D_{\text{int}} = 0.1$  вследствие чего заметны лишь малые осцилляции тепловыделения при изменении толщины слоя. При угле  $\alpha = 87.06^\circ$ , отвечающему максимуму тепловыделения и находящемуся за углом Брюстера, наблюдается ситуация, схожая с нормальным



**Рис. 3.** Зависимости коэффициента поглощения  $p$ -волн от толщины слоя при  $\delta = 0, \pi/2, \pi$  (кривые 1-3),  $n' = 4; n'' = 0.2$ ;  $\alpha = \alpha_B = 75.31^\circ$  и  $\alpha = 87.06^\circ$  (a, b).



**Рис. 4.** Зависимости интерференционной прозрачности  $I$ ,  $|\cos \Delta|$  и максимального интерференционного тепловыделения  $|I \cos \Delta|$  (кривые 1–3) от толщины слоя при  $n' = 4$  и  $n'' = 0.2, 1.25$  (a, b).

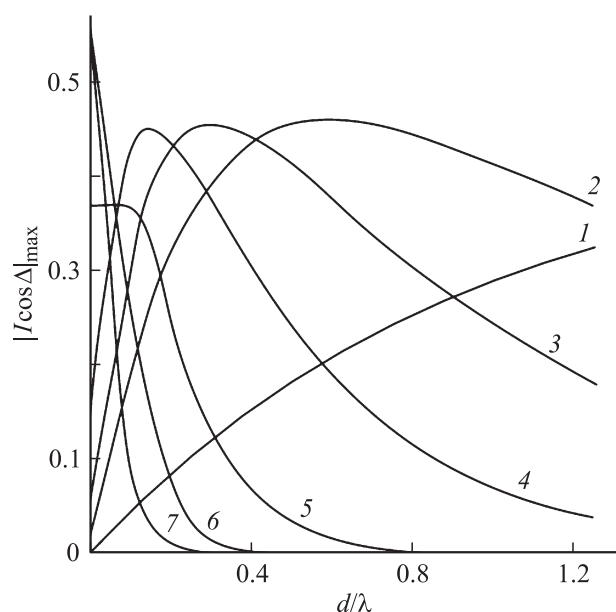
падением, однако здесь имеется чуть больший разброс значений коэффициента поглощения — от  $D_{\min} = 0.125$  до  $D_{\max} = 0.982$ .

На рис. 4 представлены толщинные зависимости коэффициента интерференционной прозрачности  $I$ , величины  $|\cos \Delta|$  и максимального интерференционного тепловыделения  $|D_m| = |I \cos \Delta|$ , отвечающего разности фаз  $\delta = 2k\pi$  (кривые 1–3) при  $n' = 4$  и  $n'' = 0.2, 1.25$  (a, b). Наблюдается картина чередующихся нулей и максимумов величины  $|D_m|$ , которая существенно зависит от величины параметра  $n''$ . Начиная с относительных толщин  $\xi \geq 1$  функция  $\cos \Delta(\xi)$  является периодической. Нули зависимости величины  $|D_m|$  от  $\xi$  соответствуют нулям функции  $\cos \Delta(\xi)$ , когда интерференционное тепловыделение отсутствует. При слабом поглощении (a) величина максимума интерференционного тепловыделения  $|D_m|$  сначала увеличивается до определенного значения, а затем плавно уменьшается. В случае переходной ситу-

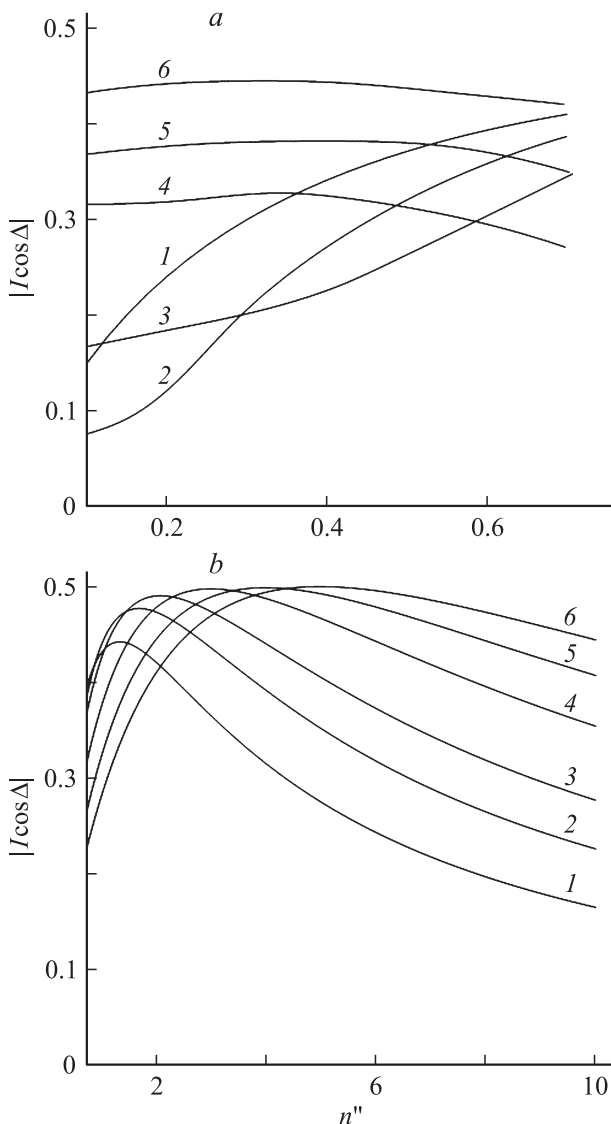
ации от слабого поглощения к сильному (b) два первых максимума заметно превосходят остальные и примерно равны по высоте. С увеличением поглощения первый максимум будет преобладать над вторым. При сильном поглощении имеется один ярко выраженный первый максимум величины  $|D_m|$ , после которого происходит ее резкий спад.

На рис. 5 представлены огибающие функции  $|I(\xi) \cos \Delta(\xi)|$  для значений параметров  $n' = 4$  и  $n'' = 0.02, 0.1, 0.2, 0.4, 1, 2, 3.5$  (кривые 1–7). Кривые 1–4 отвечают слабому поглощению, кривые 6–7 — сильному, а кривая 5 — переходной ситуации. По мере увеличения  $n''$  наблюдается смещение максимума тепловыделения  $|D_m|$  в область меньших толщин. Положение указанного максимума соответствует относительной толщине поглощающего слоя  $\xi_m$ , которая отвечает максимуму интерференционной прозрачности. В каждом отдельно взятом случае можно подобрать такое  $\xi_m$ , при котором интерференционный эффект будет максимален. При таких относительных толщинах численным моделированием определялась зависимость  $|D_m|(\xi_m)$ . С возрастанием потерь  $n''$  такие толщины будут уменьшаться.

На рис. 6 представлены зависимости интерференционного тепловыделения  $|D_m| = |I \cos \Delta|$  от параметра  $n''$  для материалов с различным показателем преломления  $n' = 1, 1.5, 2, 3, 4, 5$  (кривые 1–6). В случае слабого поглощения (a) величина  $n''$  варьирует в интервале (0.1–0.75), в котором наибольшие значения  $|I \cos \Delta|$  достигаются при наибольших значениях  $n''$ . Для случая  $n' = 5$  интерференционное тепловыделение практически не зависит от  $n''$  в широком интервале его значений — (0.1–0.5). При этом значение  $|I \cos \Delta|_{\max} = 0.5$  не достигается ни при каких параметрах. Это означает,



**Рис. 5.** Вид огибающих максимумов функции  $|I(\xi) \cos \Delta(\xi)|$  при  $n' = 4$  и  $n'' = 0.02, 0.1, 0.2, 0.4, 1, 2, 3.5$  (кривые 1–7).



**Рис. 6.** Зависимости интерференционного тепловыделения от  $n''$  в области слабого (*a*) и сильного (*b*) поглощения при  $n' = 1, 1.5, 2, 3, 4, 5$  (кривые 1–6).

что при конкретной толщине слоя не удастся добиться изменения значения коэффициента поглощения от нуля до единицы. В случае сильного поглощения (*b*), которое рассматривалось в интервале значений  $n''$  0.75–10, идеальная ситуация проявляется уже начиная с  $n' = 3.0$ , когда в максимуме достигается близкое к 0.5 значение величины  $|I \cos \Delta|$ . В точках максимума для каждого случая выполняется условие  $n' = n''$ , из которого следует, что хорошо проводящие среды наиболее оптимально подходят для наблюдения описанного эффекта. Можно также заключить, что если максимум функции  $D_0$  равен 0.5 (при этом сумма коэффициентов отражения и прохождения также равна 0.5, что соответствует полупрозрачному слою), то соответствующий набор параметров будет соответствовать максимуму ИТ. Таким образом, при  $D_0 = |I \cos \Delta| = 0.5$  имеют место две крайние

ситуации. В минимуме величина  $D_{\min} = D_0 - |I \cos \Delta|$  может достигать практически нулевого значения, что соответствует бездиссипативному процессу, в максимуме  $D_{\max} = D_0 + |I \cos \Delta|$  равно практически единице, что отвечает полному поглощению слоем падающей мощности.

Проведенный в работе анализ, справедливый в широком диапазоне длин волн, показал, что интерференционные эффекты при наличии встречных волн в поглощающем слое могут приводить как к увеличению, так и уменьшению тепловыделения в нем. Управление интегральным тепловыделением осуществляется за счет управления разностью фаз  $\delta$  падающих на слой волн и, следовательно, величиной дополнительной интерференционной составляющей коэффициента поглощения  $D_{\text{int}} \cos \delta$ . Наиболее эффективно с точки зрения управления тепловыделение в хорошо проводящих средах, в которых при нормальном падении и толщине слоя, соответствующей максимуму интерференционной прозрачности, интегральное поглощение  $D$  может варьировать в максимально возможных пределах — практически от нуля до единицы. В средах со слабым поглощением такая вариация не может быть достигнута при любом подбore вышеуказанных параметров, однако при выборе  $s$ -поляризации падающего излучения можно добиться изменения величины поглощения  $D$  в пределах, близких к максимальным.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг.

## Список литературы

- [1] Балакирев В.А., Сотников Г.В., Ткач Ю.В., Яценко Т.Ю. // Электромагнитные явления. 2001. Т. 2. № 1. С. 95.
- [2] Касимов Э.Р. // Инженерно-физический журн. 2003. Т. 76. № 1. С. 105.
- [3] Комаров В.В. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2007. Т. 10. № 1. С. 71.
- [4] Андреев В.Г., Вдовин В.А., Воронов П.С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 22. С. 68.
- [5] Колоколов А.А., Скромный Г.В. // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 165.
- [6] Афанасьев С.А., Семенов Д.И. // УФН. 2008. Т. 178. № 4. С. 377.
- [7] Верей В.В., Горбунова Т.А., Пуговкин Л.В. // Опт. и спектр. 1978. Т. 44. Вып. 2. С. 345.
- [8] Минков И.М. // Опт. и спектр. 1985. Т. 58. Вып. 2. С. 466.
- [9] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 21. С. 34.
- [10] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 3. С. 20; Вып. 20. С. 5.
- [11] Sementsov D.I., Efimov V.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. Vol. 28. P. 1225.
- [12] Ефимов В.В., Семенов Д.И. // ЖТФ. 1995. Т. 65. № 10. С. 184; 1997. Т. 67. № 2. С. 118.

- [13] *Слухоцкий А.Е.* Установки индукционного нагрева. Л.: Энергоиздат, 1981.
- [14] *Савичев В.В., Сидоренков В.В., Толмачев В.В., Тимченко С.Л.* // Авт. свид. № 1707782 А1. Бюлл. изобр. № 3. 1992.
- [15] *Schubert M.* // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 53. N 8. P. 4265.
- [16] *Sedrakian D.M., Gevorgyan A.H., Khachatryan A.Zh.* // Opt. Commun. 2001. Vol. 195. P. 1.
- [17] *Коноплев Ю.Н., Мамаев Ю.А., Сафронов А.Ю., Старостин В.Н., Туркин А.А.* // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. Вып. 4. С. 512.
- [18] *Коноплев Ю.Н., Мамаев Ю.А., Старостин В.Н.* // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. № 1. С. 57.
- [19] *Филиппов В.В., Серебрякова Л.М.* // ЖПС. 2007. Т. 74. № 6. С. 795.
- [20] *Электротехнические материалы* / Под ред. В.Г. Герасимова. М.: Энергоатомиздат, 1985. 488 с.