

01;06;07;11

Фазовый (интерференционный) фототермический метод для отдельного измерения поверхностного и объемного поглощения

© А.Ю. Лукьянов, А.А. Погорелко

Институт физики микроструктур РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия
e-mail: luk@ipm.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 18 декабря 2000 г. В окончательной редакции 30 мая 2001 г.)

С помощью фазового фототермического метода показана возможность отдельного измерения поверхностного и объемного поглощения на примере полированных образцов ZnSe. Развита теория позволила непосредственно связывать амплитуду измеряемых сигналов с величинами коэффициентов объемного и поверхностного поглощения. По экспериментальной зависимости амплитуды колебаний температуры на поверхности образца от угла падения накачки определены положение приповерхностного поглощающего слоя относительно границы раздела, а также механизм взаимодействия излучения накачки с веществом образца.

Быстрое развитие лазерной техники приводит к непрерывному увеличению мощности лазеров и, как следствие, к непрерывному увеличению требований к качеству оптических элементов. Одним из наиболее важных параметров качества этих элементов, определяющих величины оптических потерь и искажений, а также их стойкость, является величина коэффициента поглощения.

В настоящее время наиболее популярным методом измерения коэффициента поглощения является калориметрический. Основное преимущество этого метода состоит в простоте его реализации. Однако интерпретация данных, получаемых этим методом, наталкивается на существенные трудности, особенно в тех случаях, когда необходимо исследовать образцы различной формы, отдельно определять коэффициенты объемного и поверхностного поглощения, а также исследовать их распределение по образцу [1,2].

Указанные проблемы можно преодолеть, используя фототермические методы диагностики. На протяжении последнего десятилетия они получают все более широкое применение в микроскопии и интроскопии, в исследованиях теплофизических характеристик различных объектов и сред, в системах контроля за примесями и загрязнениями и т.д. [3–5]. Особый интерес представляют оптические методы фототермической спектроскопии, поскольку они являются полностью бесконтактными и обладают высокой чувствительностью и пространственным разрешением. Среди этих методов наибольшей чувствительностью обладает фазовый (интерференционный) метод [6–8], который и был применен для решения данной задачи.

Схема созданной установки приведена на рис. 1. Более подробное описание установки можно найти в [9,10].

В работе исследовалось поглощение в хорошо полированных пластинах поликристаллического селенида цинка ZnSe на длине волны 10.6 мкм.

На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость амплитуды фототермического сигнала (A_{ph}) от положения области пересечения зондирующего и греющего

пучков света. Из рисунка следует, что кроме тепловыделения в объеме образца, связанного с обычным объемным поглощением, наблюдается аномальное тепловыделение вблизи поверхностей. Последнее может быть объяснено тем, что вблизи границы раздела двух сред находится тонкий слой, обладающий аномальным поглощением.

Выяснение природы этого слоя требует отдельного исследования, которое выходит за рамки данной работы. Отметим лишь некоторые возможности причины его возникновения. Во-первых, приповерхностный поглощающий слой могут образовывать молекулы загрязнения, например воды, адсорбированные из воздуха на поверхность раздела. Во-вторых, слой может быть образован оставшимся в трещинах полировочным материалом.

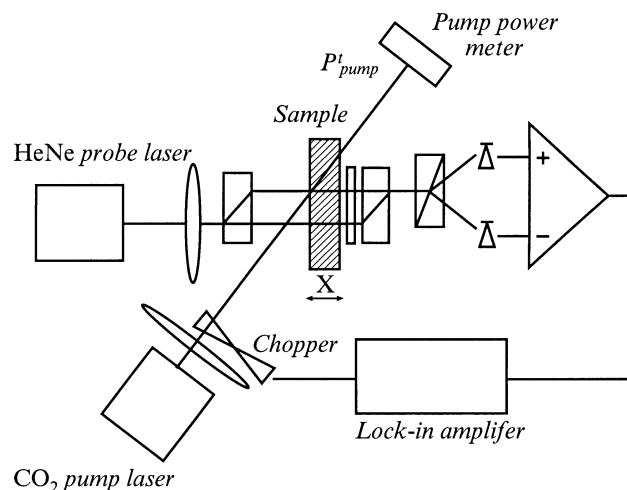


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. HeNe пробный лазер модели ЛГН-302; CO₂ лазер накачки модели ЛГ-74, средней мощностью 1 W; синхронный усилитель модели UNIPAN, 232P. Достигнутая чувствительность была не хуже 10^{-5} cm^{-1} для объемного поглощения и 10^{-6} для поверхностного поглощения; при погрешности измерений $\pm 30\%$.

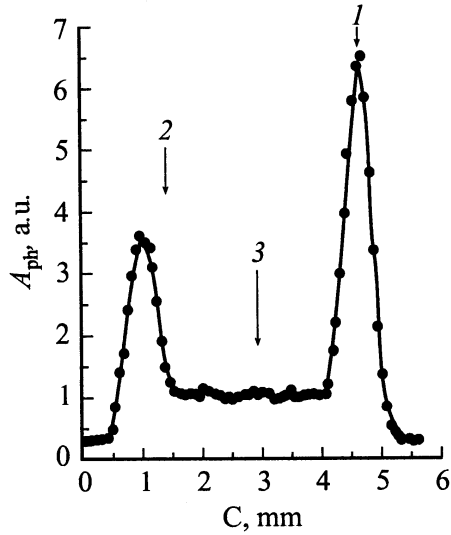


Рис. 2. Зависимость величины измеряемого сигнала от положения точки пересечения зондирующего и греющего пучков света C . Максимумы сигнала приходятся на поверхность образца: меньший — на переднюю (ближнюю), больший — на заднюю (дальнюю). 1 — сигнал на задней грани, 2 — сигнал на передней грани, 3 — сигнал в объеме.

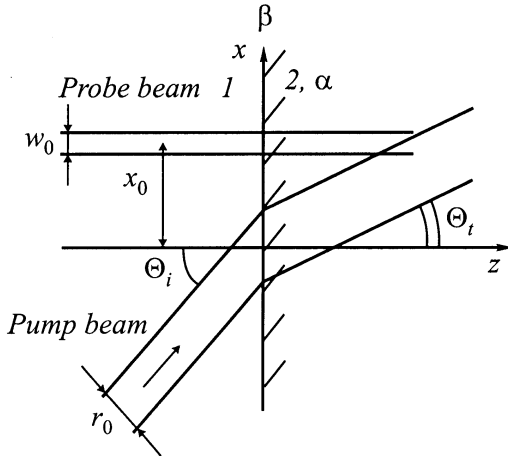


Рис. 3. Геометрия эксперимента.

В-третьих, дополнительное поглощение может возникнуть за счет изменения зонной структуры ZnSe в слое, нарушенном при полировке.

Во всех вышеуказанных случаях толщина слоя не превышает нескольких сотен ангстрем. Учитывая, что характерные размеры области взаимодействия зондирующего и греющего пучков составляют несколько сотен микрон, наличие дополнительного слоя не может сколько-нибудь заметно изменить теплофизические свойства материала. Показатель преломления также меняется незначительно. При толщине слоя 100 \AA и величине измеренных нами потерь порядка $10^{-2}\%$ мнимая часть показателя преломления аномального слоя не превышает 10^{-2} .

Таким образом, для описания регистрируемых сигналов достаточно рассмотреть модель полубесконечной среды 2, имеющей достаточно малые коэффициенты объемного поглощения α [cm^{-1}] и поверхностного поглощения β [%], находящуюся в контакте с непоглощающим воздухом (рис. 3).

Нас будет интересовать переменное возмущение температуры, возникающее в результате поглощения излучения накачки, имеющей гауссово распределение интенсивности $I(x, y, z, t)$ и модулированное во времени с помощью механического прерывателя,

$$I(x, y, z, t) = \frac{2 I \cos \Theta}{\pi r_0^2} \exp\left(-\frac{2(x-z \tan \Theta)^2}{r_0^2 \cos^2 \Theta_1} - \frac{2y^2}{r_0^2}\right) \times \left(1 + \frac{4}{\pi} \left(\sin(2\pi f \cdot t) + \frac{\sin(6\pi f \cdot t)}{3} + \dots\right)\right). \quad (1)$$

Здесь и далее $\Theta = \Theta_1$ в первой области (угол падения), $\Theta = \Theta_2$ во второй области (угол преломления), r_0 — радиус пучка накачки, f — частота модуляции, I — средняя интенсивность накачки. В этом случае уравнение тепловой диффузии для каждой из Фурье-компонент имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 T_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_m}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_m}{\partial z^2} - \frac{1}{\chi} \frac{\partial T_m}{\partial t} = -\frac{\alpha}{K} I(x, y, z) a_m \text{Im}(e^{im\Omega t}). \quad (2)$$

Здесь K — коэффициент теплопроводности, $\chi = K/\rho c$ — коэффициент температуропроводности, ρ — плотность, c — теплоемкость, $\Omega = 2\pi f$ — круговая частота, a_m — амплитуда гармоники с порядковым номером $m = 1, 3, 5, \dots$. Распределение температуры $T_m(x, y, z, t)$ будем искать в виде

$$T_m(x, y, z, t) = \text{Im}\left(\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{T}_m(\lambda, \delta, z) e^{i\lambda x + i\delta y} d\lambda d\delta e^{im\Omega t}\right), \quad (3)$$

где $\tilde{T}_m(\lambda, \delta, z)$ — амплитуда m -й гармоники.

Уравнение (3) для нее можно записать в следующем виде:

$$\frac{d^2 \tilde{T}_m(\lambda, \delta, z)}{dz^2} - \left(\frac{im\Omega}{\chi} + \lambda^2 + \delta^2\right) \tilde{T}_m(\lambda, \delta, z) = -a_m \frac{\alpha}{K} I \exp\left(-\frac{r_0^2}{8} \left(\frac{\lambda^2}{\cos^2 \Theta_1} + \delta^2\right) - iz\lambda \tan \Theta\right). \quad (4)$$

Пренебрегая поглощением в воздухе и учитывая невозможность возрастания температуры при стремлении z к $\pm\infty$, получим решение (4) в первой и второй областях соответственно

$$\tilde{T}_m^1(\lambda, \delta, z) = A \exp(\xi_1 z), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \tilde{T}_m^2(\lambda, \delta, z) = & B \exp(-\xi_2 z) + a_m \frac{\alpha}{K_2} \frac{I_2}{(\lambda \tan \Theta_2)^2 + \xi_2^2} \\ & \times \exp\left(-\frac{r_0^2}{8} \left(\frac{\lambda^2}{\cos^2 \Theta_1} + \delta^2\right) - iz \lambda \tan \Theta_2\right), \quad (6) \end{aligned}$$

где $\xi_{1,2} = \lambda^2 + \delta^2 + im\Omega/\chi_{1,2}$; I_2 — интенсивность света, прошедшего через границу раздела; A и B — постоянные коэффициенты, определяемые из граничных условий при $z = 0$

$$\tilde{T}_m^1(\lambda, \delta, z) = \tilde{T}_m^2(\lambda, \delta, z)|_{z=0}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} K_1 \frac{d\tilde{T}_m^1(\lambda, \delta, z)}{dz} - K_2 \frac{d\tilde{T}_m^2(\lambda, \delta, z)}{dz} \\ = a_m I^{\text{surf}} \beta \exp\left(-\frac{r_0^2}{8} \left(\frac{\lambda^2}{\cos^2 \Theta_1} + \delta^2\right)\right) \Big|_{z=0}. \quad (8) \end{aligned}$$

Здесь I^{surf} — интенсивность накачки в области поглощающего слоя.

$$\begin{aligned} A = \frac{a_m}{\Delta} \left[-\beta I^{\text{surf}} \exp\left(-\frac{r_0^2}{8} \left(\frac{\lambda^2}{\cos^2 \Theta_1} + \delta^2\right)\right) \right. \\ \left. + \frac{\alpha I_2}{\xi_2^2 + \lambda^2 \tan^2 \Theta_2} (i\lambda \tan \Theta_2 + \xi_2) \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{r_0^2}{8} \left(\frac{\lambda^2}{\cos^2 \Theta_1} + \delta^2\right)\right) \right] \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B = \frac{a_m}{\Delta} \left[\beta I^{\text{surf}} \exp\left(-\frac{r_0^2}{8} \left(\frac{\lambda^2}{\cos^2 \Theta_1} + \delta^2\right)\right) \right. \\ \left. - \frac{\alpha I_2}{\xi_2^2 + \lambda^2 \tan^2 \Theta_2} \left(i\lambda \tan \Theta_2 + \xi_1 \frac{K_1}{K_2}\right) \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{r_0^2}{8} \left(\frac{\lambda^2}{\cos^2 \Theta_1} + \delta^2\right)\right) \right], \quad (10) \end{aligned}$$

$$\Delta = K_2 \xi_2 + K_1 \xi_1. \quad (11)$$

Зондирующий свет с длиной волны λ_{probe} , прошедший через нагретую таким образом область перпендикулярно границе раздела, получит дополнительный набег фазы (при условии, что и сами возмущения температуры и их градиенты достаточно малы)

$$\tilde{\Phi}_m(\lambda, \delta) = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{probe}}} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{T}_m(\lambda, \delta, z) dz. \quad (12)$$

Периодические изменения разности фаз между зондирующими пучками приводят к колебаниям интерференционной картины на выходе пробного интерферометра. Считая профиль зондирующего пучка неизменным в области переменных возмущений температуры, комплексную относительную амплитуду этих колебаний интенсивности на частоте $2\pi f \cdot m$, регистрируемую фотоприемником, находящимся в дальней зоне, можно записать [7,8], возвращаясь к переменным x и y ,

$$\frac{\Delta I_m}{I} = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy |U_0(x, y)|^2 \tilde{\Phi}_m(x, y). \quad (13)$$

Здесь $|U_0(x, y)|^2$ — распределение интенсивности зондирующего света в нагретой области

$$|U_0(x, y)|^2 = \frac{2}{\pi \omega_0^2} \exp\left(-2 \frac{(x - x_0)^2 + y^2}{\omega_0^2}\right), \quad (14)$$

$$\tilde{\Phi}_m(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\Phi}_m(\lambda, \delta) e^{i\lambda x + i\delta y} d\lambda d\delta. \quad (15)$$

Подставляя (5), (6), (9)–(12), (14), (15) в (13), окончательно получаем

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I_m}{I} = \frac{a_m}{2\pi \lambda_{\text{probe}}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda d\delta \exp\left(-\frac{\omega_0^2(\delta^2 + \lambda^2)}{8} + i\lambda x_0\right) \\ \times \left\{ \frac{a}{\cos \Theta_2} \frac{I_2}{\xi_2^2 + \lambda^2 \tan^2 \Theta_2} \exp\left(-\frac{r_0^2}{8} \left(\frac{\lambda^2}{\cos^2 \Theta_1} + \delta^2\right)\right) \right. \\ \times \left[\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_2 \frac{1}{K_2} \int_0^{\infty} e^{-i\lambda z \tan \Theta_2} dz - \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_2 \frac{1}{\Delta \xi_2} \right. \\ \left. \times \left(\xi_1 \frac{K_1}{K_2} + i\lambda \tan \Theta_1\right) + \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_1 \frac{1}{\Delta \xi_1} (\xi_2 - i\lambda \tan \Theta_2) \right] \\ \left. + \frac{\beta I^{\text{surf}}}{\Delta} \exp\left(-\frac{r_0^2}{8} \left(\frac{\lambda^2}{\cos^2 \Theta_1} + \delta^2\right)\right) \right. \\ \left. \times \left[\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_2 \frac{1}{\xi_2} + \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_1 \frac{1}{\xi_1} \right] \right\}. \quad (16) \end{aligned}$$

Учитывая, что при заданных параметрах ($f > 100$ Hz, $r_0 = 270$ мкм, $K_2 = 0.18$ W/cm·K, $c_2 = 0.342$ J/g·K, $\rho_2 = 5.265$ g/cm³, $K_1 = 2.5 \cdot 10^{-4}$ W/cm·K, $c_1 = 1$ J/g·K, $\rho_1 = 1.3 \cdot 10^{-3}$ g/cm³) $\Omega/\chi_{1,2}$ больше, чем λ^2 и δ^2 , выражение (16) можно разложить в ряд по малым параметрам $\chi\lambda^2/\Omega$ и $\chi\delta^2/\Omega$. Оценки показали, что поправки, вносимые членами первого порядка малости достаточно малы, поэтому в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением членов только нулевого порядка. В этом случае после интегрирования получим комплексную относительную амплитуду фототермического сигнала на частоте $2\pi f \cdot m$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I_m}{I} = \frac{4a_m}{(\omega_0^2 + r_0^2/\cos^2 \Theta_1)^{1/2} (\omega_0^2 + r_0^2)^{1/2}} \\ \times \frac{\alpha}{\sqrt{\rho_1 c_1 K_1}} + \sqrt{\rho_2 c_2 K_2} \frac{I_2}{im\Omega \lambda_{\text{probe}}} \exp\left(-\frac{2x_0^2}{\omega_0^2 + r_0^2/\cos^2 \Theta_1}\right) \\ \times \left\{ \frac{\sqrt{\chi_1} \sqrt{\chi_2}}{\sqrt{im\Omega}} \left[\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_1 - \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_2 \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} \right] \right. \\ \left. + \frac{4\chi_2 x_0 \tan \Theta_2}{im\Omega (\omega_0^2 + r_0^2/\cos^2 \Theta_2)} \left[\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_1 \sqrt{\chi_1} - \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_2 \sqrt{\chi_2} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\sqrt{2\pi}}{\lambda_{\text{probe}}} \frac{a_m}{(\omega_0^2 + r_0^2)^{1/2}} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_2 \frac{I_2}{im\Omega} \frac{\alpha}{\rho_2 c_2 \tan \Theta_2} \\
 & \times \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{\sqrt{2} x_0}{(\omega_0^2 + r_0^2 / \cos^2 \Theta_1)^{1/2}} \right) \right) \\
 & + \frac{4}{(\omega_0^2 + r_0^2 / \cos^2 \Theta_2)^{1/2} (\omega_0^2 + r_0^2)^{1/2}} \frac{a_m}{\sqrt{\rho_1 c_1 K_1} + \sqrt{\rho_2 c_2 K_2}} \\
 & \times \frac{\beta I^{\text{surf}}}{im\Omega \lambda_{\text{probe}}} \exp \left(-\frac{2x_0^2}{\omega_0^2 + r_0^2 / \cos^2 \Theta_1} \right) \\
 & \times \left[\left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_1 \sqrt{\chi_1} + \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_2 \sqrt{\chi_2} \right]. \quad (17)
 \end{aligned}$$

Интерес представляют два предельных случая. При $x_0 \gg \sqrt{\omega_0^2 + r_0^2 / \cos^2 \Theta_1}$ граница раздела перестает влиять на величину измеряемого сигнала; первое и третье слагаемые зануляются и появляется возможность независимого измерения коэффициента объемного поглощения. При этом принимаемый сигнал имеет пилообразную форму с эффективным значением относительного напряжения

$$\frac{\tilde{U}}{\bar{U}} \Big|_{x_0=\infty} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\alpha I_2}{f \lambda_{\text{probe}} \rho_2 c_2 \tan \Theta_2} \frac{1}{\left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_2} \frac{1}{\sqrt{\omega_0^2 + r_0^2}}. \quad (18)$$

При $x = 0$ основной вклад в величину принимаемого сигнала вносит поверхностное поглощение (рис. 2), а вкладом объемного поглощения можно пренебречь. Таким образом, эффективное значение регистрируемого относительного напряжения равно

$$\begin{aligned}
 \frac{\tilde{U}}{\bar{U}} \Big|_{x_0=0} & = \frac{\beta I^{\text{surf}}}{2f \lambda_{\text{probe}}} \frac{1}{\sqrt{\omega_0^2 + r_0^2} \sqrt{\omega_0^2 + r_0^2 / \cos^2 \Theta_1}} \\
 & \times \frac{1}{\sqrt{\rho_1 c_1 K_1} + \sqrt{\rho_2 c_2 K_2}} \left(\left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_2 \sqrt{\chi_2} + \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_1 \sqrt{\chi_1} \right). \quad (19)
 \end{aligned}$$

Как было показано [10,11], при измерении поверхностного поглощения необходимо учитывать интерференцию падающего и отраженного от границы раздела излучения накачки. Причем ситуация изменяется в зависимости от поляризации накачки, угла падения, положения поглощающего слоя относительно границы раздела: снаружи или внутри образца (над или под отражающей поверхностью), а также от вида взаимодействия излучения накачки с исследуемым веществом: электро- или магнитодипольное. Последнее обстоятельство связано с тем, что в электродипольном взаимодействии основную роль играет напряженность электрического поля. Поэтому учет интерференции сводится к вычислению суммы напряженностей электрических полей падающей и отраженной от границы волн. В магнитодипольном взаимодействии основную роль играет напряженность магнитного поля, поэтому учет интерференции сводится к вычислению суммы напряженностей магнитных полей,

падающей и отраженной от границы волн. В случае, когда поглощающий слой находится над отражающей поверхностью (снаружи образца), для образца конечной толщины (пластинки) интерференционные эффекты влияют на величину регистрируемого сигнала вблизи поверхности, ближайшей к источнику накачки. В случае, когда поглощающий слой находится под отражающей поверхностью (внутри образца), для образца конечной толщины (пластинки) интерференционные эффекты влияют на величину регистрируемого сигнала вблизи поверхности, дальнейшей от источника накачки.

Таким образом, коэффициенты объемного и поверхностного поглощения достаточно толстой плоскопараллельной пластинки (чтобы многократно отраженные пучки накачки не пересекались внутри) при указанных выше ограничениях могут быть вычислены следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \alpha & = \frac{\tilde{U}}{\bar{U}} \frac{f}{P'_{\text{pump}}} \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{\lambda_{\text{probe}} \rho_2 c_2 \tan \Theta_2}{(\partial n / \partial T)_2} k_t^2 \sqrt{\omega_0^2 + r_0^2}, \\
 \beta & = \frac{\tilde{U}}{\bar{U}} \frac{f}{P'_{\text{pump}}} \frac{2 \lambda_{\text{probe}} (\sqrt{\rho_1 c_1 K_1} + \sqrt{\rho_2 c_2 K_2})}{(\partial n / \partial T)_1 \sqrt{\chi_1} + (\partial n / \partial T)_2 \sqrt{\chi_2}} \\
 & \times \sqrt{\omega_0^2 + r_0^2} \frac{\sqrt{\omega_0^2 \cos^2 \Theta_1 + r_0^2}}{\cos \Theta_1} k_{\text{int}}.
 \end{aligned}$$

Здесь P'_{pump} — средняя мощность излучения накачки, прошедшего через исследуемую плоскопараллельную пластинку; k_t — френелевский коэффициент пропускания, равный

$$k_t^2 = \left(\frac{2n_2 \cos \Theta_2}{n_2 \cos \Theta_2 + n_1 \cos \Theta_1} \right)^2 \frac{n_1 \cos \Theta_1}{n_2 \cos \Theta_2}$$

и

$$k_t^2 = \left(\frac{2n_2 \cos \Theta_2}{n_2 \cos \Theta_1 + n_1 \cos \Theta_2} \right)^2 \frac{n_1 \cos \Theta_1}{n_2 \cos \Theta_2}$$

соответственно для s - и p -поляризованной накачки; k_{int} — „интерференционный“ коэффициент, учитывающий потери света при отражении от границы раздела и интерференционные эффекты вблизи нее;

$$k_{\text{int}} = \left(\frac{2n_2 \cos \Theta_2}{n_1 \cos \Theta_1 + n_2 \cos \Theta_2} \right)^2$$

— ближний пик, s -поляризация накачки, электродипольное взаимодействие, поглощающий слой снаружи;

$$k_{\text{int}} = \frac{4n_2 \cos^2 \Theta_2}{(n_1 \cos \Theta_1 + n_2 \cos \Theta_2)^2}$$

— ближний пик, s -поляризация накачки, электродипольное взаимодействие, поглощающий слой внутри;

$$k_{\text{int}} = \left(\frac{2 \cos \Theta_2}{n_1 \cos \Theta_1 + n_2 \cos \Theta_2} \right)^2$$

— ближний пик, s -поляризация накачки, магнитодипольное взаимодействие, поглощающий слой снаружи;

$$k_{\text{int}} = \frac{4n_2 \cos^2 \Theta_2}{(n_1 \cos \Theta_1 n_2 \cos \Theta_2)^2}$$

— ближний пик, s -поляризация накачки, магнитодипольное взаимодействие, поглощающий слой внутри; $k_{\text{int}} = 1$ — дальний пик, s -поляризация накачки, электродипольное взаимодействие, поглощающий слой снаружи; $k_{\text{int}} = 1/n_2$ — дальний пик, s -поляризация накачки, электродипольное взаимодействие, поглощающий слой внутри; $k_{\text{int}} = 1$ — дальний пик, s -поляризация накачки, магнитодипольное взаимодействие, поглощающий слой снаружи; $k_{\text{int}} = n_2$ — дальний пик, s -поляризация накачки, магнитодипольное взаимодействие, поглощающий слой внутри;

$$k_{\text{int}} = \left(\frac{2n_2 \cos \Theta_1}{n_1 \cos \Theta_2 + n_2 \cos \Theta_1} \right)^2 \frac{1}{\cos^2 \Theta_2 + n_2^2 \sin^2 \Theta_2}$$

— ближний пик, p -поляризация накачки, электродипольное взаимодействие, поглощающий слой снаружи;

$$k_{\text{int}} = \frac{4n_2 \cos^2 \Theta_2}{(n_1 \cos \Theta_2 + n_2 \cos \Theta_1)^2}$$

— ближний пик, p -поляризация накачки, электродипольное взаимодействие, поглощающий слой внутри;

$$k_{\text{int}} = \left(\frac{2 \cos \Theta_2}{n_2 \cos \Theta_1 + n_1 \cos \Theta_2} \right)^2$$

— ближний пик, p -поляризация накачки, магнитодипольное взаимодействие, поглощающий слой снаружи;

$$k_{\text{int}} = \frac{4n_2 \cos^2 \Theta_2}{(n_1 \cos \Theta_1 + n_2 \cos \Theta_2)^2}$$

— ближний пик, p -поляризация накачки, магнитодипольное взаимодействие, поглощающий слой внутри; $k_{\text{int}} = 1$ — дальний пик, p -поляризация накачки, электродипольное взаимодействие, поглощающий слой снаружи;

$$k_{\text{int}} = \frac{n_2}{n_2^2 \cos^2 \Theta_1 + \sin^2 \Theta_1}$$

— дальний пик, p -поляризация накачки, электродипольное взаимодействие, поглощающий слой внутри; $k_{\text{int}} = 1$ — дальний пик, p -поляризация накачки, магнитодипольное взаимодействие, поглощающий слой снаружи; $k_{\text{int}} = n_2$ — дальний пик, p -поляризация накачки, магнитодипольное взаимодействие, поглощающий слой внутри.

На рис. 4 приведены экспериментальная и теоретическая зависимости величины сигнала объемного поглощения от угла падения p -поляризованной накачки. При $\alpha = 1.33 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ теория достаточно хорошо описывает полученные данные.

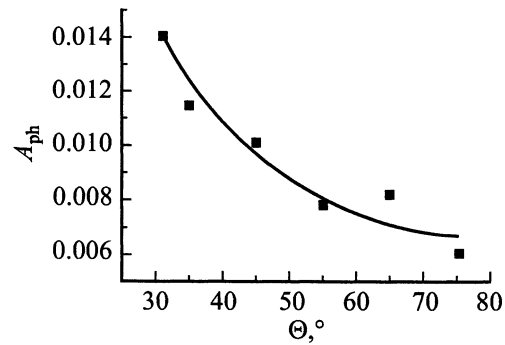


Рис. 4. Экспериментальная (■ — средние значения) и теоретическая зависимость (сплошная кривая, $\alpha = 1.33 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$) амплитуды сигнала объемного поглощения от угла падения p -поляризованной накачки (Θ).

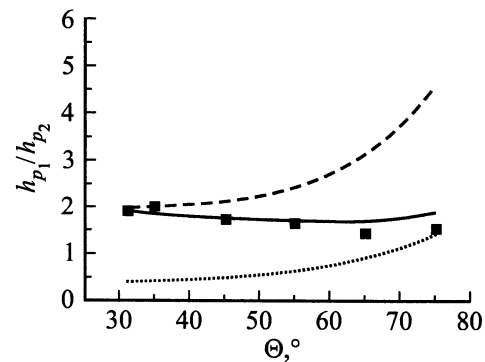


Рис. 5. Экспериментальная (■) и теоретические (кривые) зависимости отношения амплитуд фототермических сигналов (A_{ph}) на дальней и ближней (по отношению к лазеру накачки) поверхности образца в зависимости от угла падения p -поляризованной накачки. Сплошная и штриховая кривые — электродипольное взаимодействие (модель внутрилежачего и поглощающего слоя и модель снаружилежачего поглощающего слоя соответственно), пунктир — магнитодипольное взаимодействие; h_{p1}/h_{p2} — отношение высот 1-го и 2-го пиков.

На рис. 5 показаны экспериментальная и теоретическая зависимости отношения амплитуд колебаний температуры на дальней и ближней (по отношению к лазеру накачки) поверхности образца в зависимости от угла падения p -поляризованной накачки. Как и следовало ожидать, модель электродипольного взаимодействия излучения накачки с веществом образца наилучшим образом описывает полученные данные. Более того, по приведенным результатам можно определить положение поглощающего слоя относительно границы раздела воздух–исследуемый образец. В данном случае он расположен внутри образца под отражающей поверхностью.

Этот вывод подтверждает сравнение приведенных на рис. 6 и 7 экспериментальных и теоретических зависимостей амплитуды колебаний температуры на дальней и ближней поверхности образца от угла падения p -поляризованной накачки. Из графиков видно, что модель

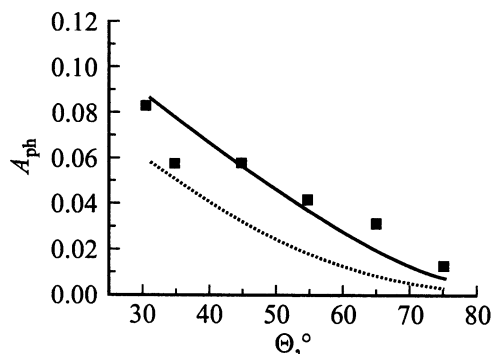


Рис. 6. Зависимость усредненной амплитуды фототермического сигнала A_{ph} , измеренного на ближней поверхности образца, от угла падения p -поляризованной накачки (Θ), а также теоретические зависимости этой величины, вычисленные согласно двум моделям положения поглощающего слоя. ■ — измеренные значения; сплошная кривая — модель внутрилежащего поглощающего слоя, $\beta = 1.65 \cdot 10^{-2}\%$; пунктир — модель снаружилежащего поглощающего слоя $\beta = 3.5 \cdot 10^{-2}\%$.

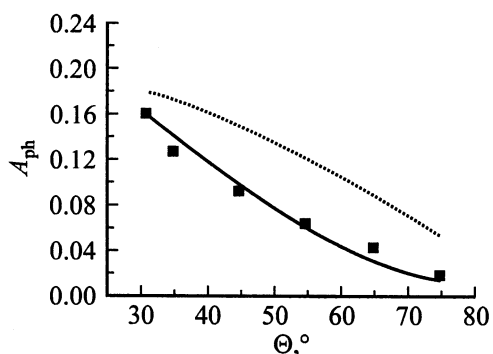


Рис. 7. Зависимость усредненной амплитуды фототермического сигнала A_{ph} , измеренного на дальней поверхности образца, от угла падения p -поляризованной накачки (Θ), а также теоретические зависимости этой величины, вычисленные согласно двум моделям положения поглощающего слоя. Обозначения те же, что и на рис. 6.

внутреннего поглощения (поглощающий слой лежит под отражающей поверхностью) более адекватно описывает полученные экспериментальные данные. При этом измеренный коэффициент поверхностного поглощения лежит в пределах $1.2 \cdot 10^{-2} - 1.7 \cdot 10^{-2}\%$.

Таким образом, с помощью фазового фототермического метода показана возможность раздельного измерения малых величин поверхностного и объемного оптического поглощения в достаточно толстых полированных образцах оптических материалов. Развитая теория позволила непосредственно связывать амплитуду измеряемых сигналов с величинами коэффициентов объемного и поверхностного поглощения. В представленном образце поликристаллического *CVD ZnSe* они лежат в диапазонах $1.1 \cdot 10^{-4} - 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ и $1.2 \cdot 10^{-2} - 1.7 \cdot 10^{-2}\%$ соответственно.

По экспериментальной зависимости амплитуды колебаний температуры на поверхности образца от угла падения p -поляризованной накачки показана возможность установления природы взаимодействия излучения с исследуемым веществом. В случае поликристаллического *CVD ZnSe*, как и следовало ожидать, это электродипольное взаимодействие.

Кроме того, была продемонстрирована возможность определения положения приповерхностного поглощающего слоя относительно границы раздела. В исследованных образцах он лежит внутри, под отражающей поверхностью, и может быть связан с изменением зонной структуры материала в нарушенном при полировке слое или оставшимся в микротрещинах полировочным материалом.

Список литературы

- [1] Hass M., Davison J.W., Kleyn P.H., Boyer L.L. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 9. P. 3959–3963.
- [2] Плотниченко В.Г., Сыроев В.К., Фирсов И.Г. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 9. С. 1903–1908.
- [3] Bicanic D. Photoacoustic and Photothermal Phenomena III. Berlin: Springer, 1992.
- [4] Mandelis A. Principles & Perspectives of Photothermal and Photoacoustic Phenomena. New York: Elsevier, 1992.
- [5] Proc. of the 9th Intern. Conf. on Photoacoustic and Photothermal Phenomena. Progress in National Science. Supplement to Vol. 6. Washington, D.C.: Taylor & Francis, 1996.
- [6] Бражчик П.К., Новиков М.А. // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. № 2. С. 453.
- [7] Глазов А.Л., Муратиков К.Л. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 11. С. 187–196.
- [8] Лукьянов А.Ю., Новиков М.А. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 11. С. 99–104.
- [9] Лукьянов А.Ю., Владыкин Г.Б., Аратскова А.А. и др. // Журн. физ. хим. 1997. Т. 71. № 8. С. 1497.
- [10] Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. // Квантовая электрон. 1998. Т. 25. № 9.
- [11] Плеханов В.И., Лукьянов А.Ю., Новиков М.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 2. С. 57.