

07

©1994 г.

ТЕОРИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОГО СИГНАЛА В РАМКАХ ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ ПРИ ЛАЗЕРНЫХ ТЕРМОВОЛНОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ТВЕРДОТЕЛЬНЫМИ ОБЪЕКТАМИ. ТАНГЕНЦИАЛЬНАЯ КОМПОНЕНТА

А.Л.Глазов, К.Л.Муратиков

Выполнен расчет тангенциальной компоненты фотодефлекционного сигнала в рамках волновой оптики. Произведено сравнение особенностей поведения амплитудной и фазовой составляющих тангенциальной компоненты фотодефлекционного сигнала, найденных на основании геометрической и волновой оптики. Показано, что волновая оптика приводит к заметным отклонениям в поведении тангенциальной компоненты фотодефлекционного сигнала по сравнению с геометрической. Выяснено, что для образцов с низкой температуропроводностью эти различия приобретают принципиальный характер и для корректной интерпретации данных фотодефлекционных экспериментов в подобных условиях необходимо использовать подход, основанный на волновой оптике.

В последнее время продемонстрирована высокая эффективность использования лазерных термоволновых методик для получения информации о теплофизических характеристиках твердотельных объектов, а также для формирования с их помощью изображений твердотельных объектов, отражающих различные особенности строения их поверхностных слоев [1-5]. Большим достоинством подобного рода методик является возможность использования лазерного излучения как для генерации температурных волн в исследуемых объектах, так и для их регистрации. Среди разнообразных оптических способов регистрации температурных волн одним из наиболее широко используемых в настоящее время является фотодефлекционный (ФД) метод [6,7]. ФД метод основан на определении отклонения лучей зондирующего лазера в перпендикулярном и параллельном направлениях к поверхности объекта в результате их взаимодействия с тепловой линзой, возникающей вблизи поверхности объекта при его освещении излучением возбуждающего лазера.

В связи с этим большой интерес вызывает исследование особенностей образования ФД сигнала. Для интерпретации данных ФД экспериментов обычно используются представления геометрической оптики. При этом в зависимости от целей исследования, типа объекта наиболее ценная информация об особенностях его строения и параметрах

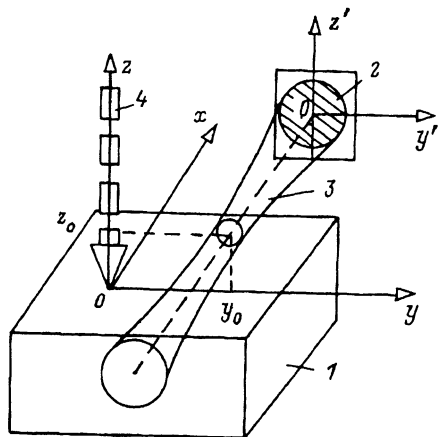


Рис. 1. Геометрия расположения образца и лазерных пучков во время ФД экспериментов.

1 — образец, 2 — фотоприемник, 3 — пучок зондирующего лазера, 4 — возбуждающее излучение.

может заключаться как в нормальной, так и в тангенциальной компонентах ФД сигнала [6-14].

В рамках [15,16] был рассмотрен вопрос о влиянии эффектов волновой оптики на параметры нормальной составляющей ФД сигналов в геометрии эффекта "миража". Полученные в ней результаты показывают, что эффекты волновой оптики способны существенным образом влиять на параметры ФД сигналов. В связи с этим представляет интерес исследование вопроса о влиянии эффектов волновой оптики и на характеристики тангенциальной составляющей ФД сигналов. Расчет амплитуды и фазы тангенциальной компоненты ФД сигналов в рамках волновой оптики и сравнение полученных результатов с результатами геометрической оптики являются основной целью данной работы.

Для определения ФД сигнала необходимо знать распределение интенсивности излучения зондирующего лазера в плоскости фоточувствительных элементов после его взаимодействия с тепловой линзой. В рамках волновой оптики тангенциальная компонента ФД сигнала может быть найдена с помощью подхода, развитого в работах [15,16] для нормальной составляющей. При этом для определения тангенциальной составляющей ФД сигнала необходимо учесть другое расположение фоточувствительных элементов. Геометрия расположения лазерных пучков, образца и фоточувствительных элементов в случае регистрации тангенциальной компоненты показана на рис. 1.

Тангенциальная компонента ФД сигнала пропорциональна разности сигналов от двух фотоприемников, включенных по балансной схеме. В соответствии с рис. 1 будем считать, что один из них занимает полуплоскость $y \leq y_0$, а второй — $y \geq y_0$. При этом происходят компенсация постоянной составляющей сигнала от обоих фотоприемников и удвоение ее переменной составляющей. В связи с этим тангенциальная компонента ФД сигнала связана с суммарным изменением засветки фотоприемника, например с $y \geq y_0$, с помощью выражения

$$S_t(t) = K \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_{y_0}^{\infty} dy' \cdot \Delta I(y', z', t), \quad (1)$$

где K — коэффициент пропорциональности между интенсивностью света на фотоприемнике и электрическим сигналом; $\Delta I(y', z', t)$ — изменения в распределении интенсивности излучения зондирующего лазера на фотоприемнике, обусловленные его взаимодействием с тепловой линзой.

На основании полученных в работах [15,16] результатов для определения вклада в тангенциальную компоненту Φ_D сигнала можно использовать выражение (1), преобразованное к следующему виду:

$$S_t(t) = K \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_{y_0}^{\infty} dy' [U_0^*(y', z') \cdot \Delta U(y', z', t) + U_0(y', z') \cdot \Delta U^*(y', z', t)], \quad (2)$$

где $U_0(y', z')$ — распределение поля зондирующего лазера без учета взаимодействия с тепловой линзой в плоскости фоточувствительных элементов; $\Delta U(y', z', t)$ — распределение поля зондирующего лазера, рассеянного тепловой линзой, в той же плоскости.

Распределение поля излучения зондирующего лазера при известном его распределении в зоне действия тепловой линзы может быть найдено с помощью интеграла Френеля–Кирхгофа

$$U_0(y', z') = \frac{i}{\lambda L} \int dy \int dz U_0(y, z) e^{-\frac{i\pi}{\lambda L} [(y'-y)^2 + (z'-z)^2]}, \quad (3)$$

где $U_0(y, z)$ — распределение поля в излучении зондирующего лазера в зоне действия тепловой линзы; λ — длина волны излучения зондирующего лазера; L — расстояние от тепловой линзы до плоскости фоточувствительных элементов.

В соответствии с результатами работ [15,16] распределение поля излучения зондирующего лазера, рассеянного тепловой линзой, в плоскости фоточувствительных элементов может быть найдено с помощью выражения

$$\Delta U(y', z', t) = -\frac{1}{\lambda L} \int dy \int dz U_0(y, z) \varphi(y, z, t) e^{-\frac{i\pi}{\lambda L} [(y'-y)^2 + (z'-z)^2]}, \quad (4)$$

где

$$\varphi(y, z, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} dx T(x, y, z, t)$$

— сдвиг фазы в излучении зондирующего лазера после его прохождения через тепловую линзу; $T(x, y, z, t)$ — распределение температуры в зоне действия тепловой линзы; $\partial n / \partial T$ — коэффициент, характеризующий скорость изменения показателя преломления среды вблизи объекта с температурой.

В дальнейшем будем считать, что распределение интенсивности излучения зондирующего лазера в пространстве подчиняется гауссовскому закону. Тогда напряженность поля в таком пучке в фокальной плоскости описывается соотношением [17]

$$U_0(y, z) = \sqrt{\frac{I_0}{\pi r^2}} \cdot e^{-\frac{(y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}{2r^2}}, \quad (5)$$

где I_0 — интенсивность излучения зондирующего лазера, r — радиус его пучка в фокальной плоскости, y_0 — поперечное смещение пучка зондирующего лазера относительно центра тепловой линзы, z_0 — высота его прохождения над поверхностью образца.

С помощью равенств (3) и (5) для распределения поля излучения считывающего лазера в плоскости фоточувствительных элементов получим следующий результат:

$$U_0(y', z') = \sqrt{\frac{I_0}{\pi r^2}} \frac{2r^2}{2r^2 + \frac{\lambda L}{i\pi}} e^{-\frac{(y'-y_0)^2 + (z'-z_0)^2}{2r^2 + \frac{\lambda L}{i\pi}}} \quad (6)$$

Выражение (2) для тангенциальной компоненты ФД сигнала с использованием равенств (4) и (6) можно преобразовать к виду

$$S_t(t) = -\frac{K I_0}{\pi r^2} \int dy \int dz e^{-\frac{(y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}{r^2}} \cdot \varphi(y, z, t) \times \\ \times \operatorname{Re} \operatorname{erfi} \left[(y - y_0) \sqrt{\frac{1}{2r^2} - \frac{i\pi}{\lambda L}} \right], \quad (7)$$

где

$$\operatorname{erfi}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x dx \cdot \exp(x^2).$$

Остановимся более подробно на случае, когда излучение возбуждающего лазера изменяется во времени по гармоническому закону. В этих условиях ФД сигнал можно представить в следующей форме:

$$S_t(t) = \operatorname{Re} (S_t(\omega) \cdot e^{i\omega t}), \quad (8)$$

где $\omega = 2\pi f$, f — частота модуляции возбуждающего излучения.

С помощью (7) можно выразить ФД сигнал непосредственно через температуру поверхности исследуемого объекта. При этом удобно перейти от распределения температуры вблизи объекта к ее фурье-образу по координатам, лежащим в плоскости поверхности объекта, с помощью равенства

$$T(x, y, z, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int dk_x \int dk_y e^{ik_x x + ik_y y} \cdot \hat{T}(k_x, k_y, z, \omega). \quad (9)$$

Тогда с помощью соотношений (7)–(9) для тангенциальной компоненты ФД сигнала получим выражение

$$S_t(\omega) = -\frac{K I_0}{2\sqrt{\pi r \lambda}} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} dy e^{-\frac{(y-y_0)^2}{r^2}} \int dk_y e^{ik_y y} \cdot e^{-\gamma_g z_0} \cdot e^{\frac{\gamma_g^2 r^2}{4}} \cdot \hat{T}_s(0, k_y, \omega) \times \\ \times \operatorname{Re} \operatorname{erfi} \left[(y - y_0) \sqrt{\frac{1}{2r^2} - \frac{i\pi}{\lambda L}} \right] \cdot \left[1 + \operatorname{erf} \left(-\frac{\gamma_g r}{2} + \frac{z_0}{r} \right) \right], \quad (10)$$

где

$$\gamma_g(k_y, \omega) = \sqrt{k_y^2 + \frac{i\omega}{\kappa_g}},$$

κ_g — коэффициент температуропроводности среды вблизи объекта; $\hat{T}_s(k_x, k_y, \omega)$ — фурье-образ по координатам x и y от нестационарной составляющей температуры поверхности объекта $T(x, y, 0, \omega)$.

Выражение (10) представляет собой строгий результат для тангенциальной компоненты ФД сигнала в рамках волновой оптики, полученный методом интегралов Френеля-Кирхгофа. Его можно несколько упростить, учитывая, что в ФД экспериментах обычно выполняется условие $r \ll \sqrt{\lambda L/2\pi}$, а также то обстоятельство, что функция под знаком интеграла по y является нечетной относительно значения $y = y_0$. В указанных условиях тангенциальная компонента ФД сигнала может быть представлена в таком виде:

$$S_t(\omega) = -\frac{iK I_0}{2\sqrt{\pi r \lambda}} \frac{\partial n}{\partial T} \int dy e^{-\frac{(y-y_0)^2}{r^2}} \int dk_y \cdot \sin k_y(y - y_0) \cdot e^{ik_y y_0} \cdot e^{-\gamma_g z_0} \times \\ \times e^{\frac{\gamma_g^2 r^2}{4}} \cdot \hat{T}_s(0, k_y, \omega) \cdot \operatorname{erfi}\left(\frac{y - y_0}{\sqrt{2r}}\right) \cdot \left[1 + \operatorname{erf}\left(-\frac{\gamma_g r}{2} + \frac{z_0}{r}\right)\right]. \quad (11)$$

При формировании ФД сигнала в случае, когда длина температурной волны в среде вблизи объекта существенно превышает радиус пучка считывающего лазера, выражение (11) может быть существенно упрощено. В этом случае оно переходит в обычный для ФД сигнала результат, соответствующий формированию ФД сигнала бесконечно тонким лучом зондирующего лазера. Для осуществления подобного перехода необходимо воспользоваться значением интеграла [18],

$$\int_0^{\infty} dx e^{-px^2} \operatorname{erfi}(cx) = \frac{1}{2p} \frac{c}{\sqrt{p - c^2}}. \quad (12)$$

С помощью интеграла (12) и соотношения (11) для ФД сигнала можно получить обычное выражение, связывающее ФД сигнал с углом отклонения луча зондирующего лазера тепловой линзой. Выражение (11) для тангенциальной компоненты ФД сигнала в этих условиях может быть преобразовано к виду

$$S_t(\omega) = \frac{2rK I_0}{\sqrt{\pi \lambda}} \theta_t(\omega), \quad (13)$$

где

$$\theta_t(\omega) = \frac{\partial n}{\partial T} \int dx \frac{\partial}{\partial y} T(x, y, z, \omega)$$

— угол отклонения луча зондирующего лазера тепловой линзой в направлении, перпендикулярном поверхности образца.

В рамках геометрической оптики учет влияния конечной ширины пучка зондирующего лазера на характеристики ФД сигнала обычно

производится путем замены угла отклонения $\theta_t(\omega)$ на некоторое эффективное значение $\bar{\theta}_t(\omega)$, усредненное в соответствии с распределением интенсивности света в пучке зондирующего лазера [9,19],

$$\bar{\theta}_t(\omega) = \frac{1}{\pi r^2} \int dy \int dz e^{-\frac{(y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}{r^2}} \theta_t(y, z, \omega). \quad (14)$$

При таком подходе в соответствии с (13) и (14) тангенциальная компонента ФД сигнала определяется равенством

$$S_t^{(g)}(\omega) = i \frac{r K I_0}{\sqrt{\pi} \lambda} \frac{\partial n}{\partial T} e^{i \frac{\omega r^2}{\kappa_g}} \int dk_y \cdot k_y \cdot e^{i k_y y_0 - \gamma_g z_0} \hat{T}_s(0, k_y, \omega) \times \\ \times \left[1 + \operatorname{erf} \left(-\frac{\gamma_g r}{2} + \frac{z_0}{r} \right) \right]. \quad (15)$$

Из выражения (15) видно, что для зондирующих пучков с конечной шириной амплитуда ФД сигнала начинает зависеть от радиуса пучка. Что касается фазы ФД сигнала, то в соответствии с (15) учет влияния радиуса пучка в рамках геометрической оптики приводит к появлению дополнительного фазового сдвига $(\omega r^2)/\kappa_g$ по сравнению со случаем $r = 0$. Вместе с тем из сравнения выражений (11) и (15) видно, что в общем случае для считывающих пучков конечной ширины они не совпадают. В связи с этим возникает необходимость более подробного исследования влияния эффектов волновой оптики на параметры тангенциальной компоненты ФД сигнала.

Рассмотрим этот вопрос с помощью полученных результатов. Поскольку входящие в выражения (11), (13) и (15) интегралы в общем случае не могут быть найдены в аналитической форме, то для анализа вопроса воспользуемся количественными расчетами. При этом фурье-образ распределения температуры в образце возьмем в виде, соответствующем объемным материалам [20].

Исследуем влияние эффектов волновой оптики на параметры тангенциальной компоненты ФД сигнала при различных значениях поперечного смещения пучка зондирующего лазера относительно центра тепловой линзы. На рис. 2 представлены результаты расчетов амплитуды и фазы тангенциальной компоненты ФД сигнала для небольшого поперечного смещения $y_0 = 1$ мкм. Остальные значения параметров соответствовали типичным для проведения ФД экспериментов условиям. Так, радиус пучка возбуждающего лазера составлял 1 мкм, расстояние от центра пучка зондирующего лазера до поверхности объекта и его радиус считались связанными соотношением $z_0 = 2r$, температуропроводность образца совпадала с температуропроводностью воздуха, т.е. выполнялись равенства $\kappa_0 = \kappa_g = 0.2 \text{ см}^2/\text{с}$. Из приведенных на рис. 2 данных видно, что при малых смещениях y_0 результаты волновой оптики отличаются от результатов геометрической оптики как для амплитудной, так и для фазовой составляющих ФД сигнала. Видно также, что, несмотря на существенно более точное описание особенностей поведения тангенциальной компоненты ФД сигнала геометрической оптикой с конечным радиусом зондирующего пучка, волновая оптика дает несколько другие значения. Подобные отклонения имеют наиболее важное значение для фазовой составляющей ФД сигнала,

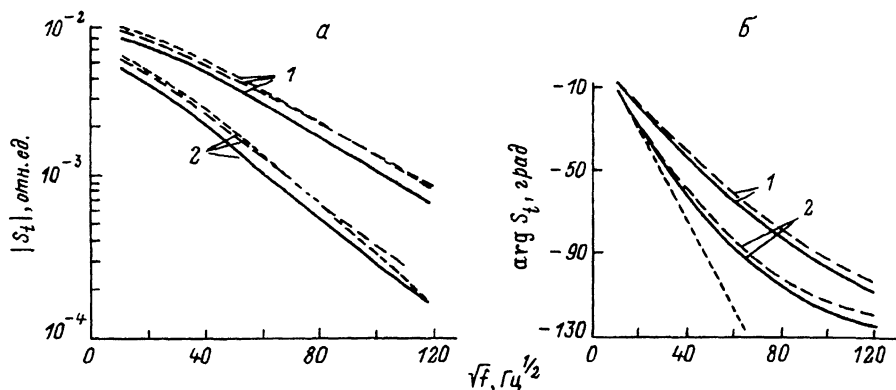


Рис. 2. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) тангенциальной компоненты ФД сигнала от частоты модуляции возбуждающего излучения при $y_0 = 1$ мкм.

1 — $r = 35$, 2 — 50 мкм; сплошные линии — результаты волновой оптики, штриховые — геометрической оптики с конечным значением радиуса пучка зондирующего лазера, пунктир — геометрической оптики с $r = 0$.

поскольку на ее измерении обычно основываются методики определения теплофизических параметров объектов [13,21]. В соответствии с полученными данными различие в фазах ФД сигналов вполне может достигать 5° и более. Отметим, что такое расхождение превышает точность измерения фазы в ФД экспериментах и, как будет показано дальше, способно заметным образом влиять на величину коэффициента температуропроводности, измеряемого ФД методом.

Процедура измерения коэффициента температуропроводности ФД методом обычно основывается на регистрации изменений фазы тангенциальной компоненты ФД сигнала при увеличении поперечного смещения y_0 . В связи с этим рассмотрим вопрос о том, как изменяются амплитудная и фазовая составляющие ФД сигнала при увеличении поперечного смещения. Подобные данные представлены на рис. 3 и 4 для значений поперечных смещений, равных соответственно $y_0 = 1.5 \cdot r$ и $y_0 = 3 \cdot r$. При этом остальные параметры оставались такими же, как на рис. 2. Из приведенных графиков видно, что при таких значениях y_0 различие в амплитудах тангенциальных компонент ФД сигналов,

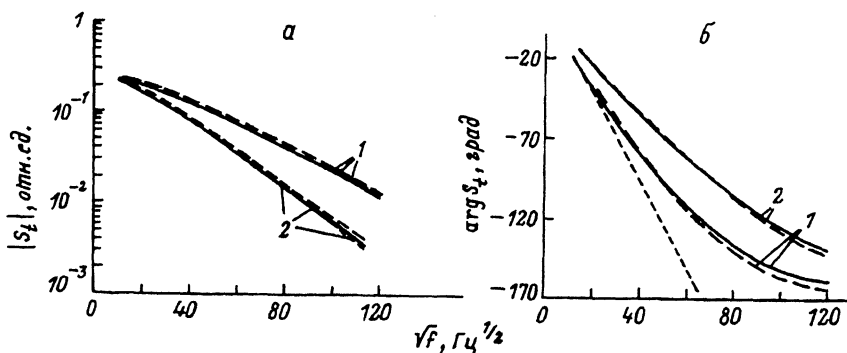


Рис. 3. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) тангенциальной компоненты ФД сигнала от частоты модуляции возбуждающего излучения при $y_0 = 1.5 \cdot r$. Обозначения те же, что и на рис. 2.

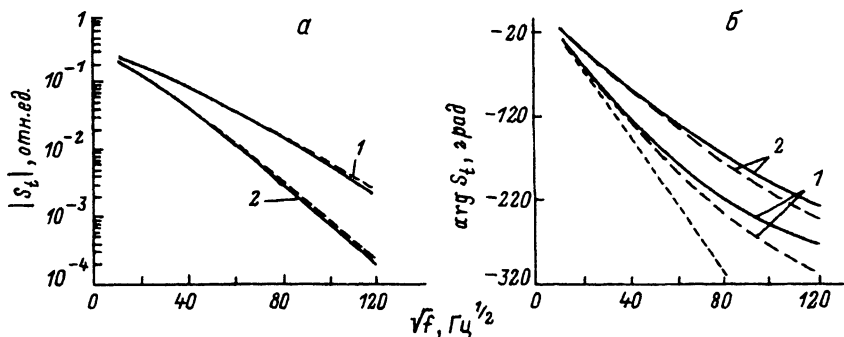


Рис. 4. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) тангенциальной компоненты ФД сигнала от частоты модуляции возбуждающего излучения при $y_0 = 3 \cdot r$. Обозначения те же, что и на рис. 2.

рассчитанных по волновой и геометрической теориям, становится несколько меньше, однако для фазовой составляющей это различие остается достаточно существенным. Так, если для случая $y_0 = 1.5 \cdot r$ оно в целом такое же, как на рис. 2, то при $y_0 = 3 \cdot r$ оно становится заметно больше и при частотах модуляции возбуждающего излучения в 10 кГц в зависимости от радиуса пучка зондирующего лазера достигает значений в $10-30^\circ$.

Для более детального исследования особенностей поведения фазы тангенциальной составляющей ФД сигнала были проведены расчеты изменения ее величины в широком диапазоне в зависимости от y_0 . Их результаты приведены на рис. 5. Частота модуляции возбуждающего излучения составляла 500 Гц. Остальные параметры имели прежние значения. Полученные данные показывают, что при малых и больших y_0 значения фаз тангенциальной компоненты ФД сигнала, даваемые волновой и геометрической теориями, не совпадают. При этом имеет место изменение характера указанного отклонения при изменении y_0 . Так, если при малых поперечных смещениях волновая теория дает несколько меньшее значение фазы, то при больших y_0 ее меньшие значения соответствуют геометрической теории.

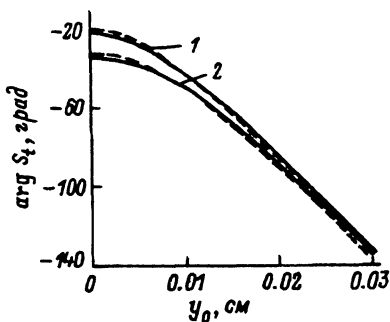


Рис. 5. Зависимость фазы тангенциальной компоненты ФД сигнала от поперечного смещения y_0 . Обозначения те же, что и на рис. 2.

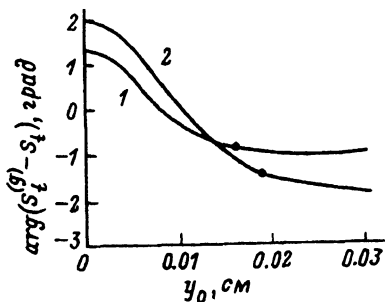


Рис. 6. Поведение разности фаз тангенциальной компоненты ФД сигнала, определенных с помощью геометрической и волновой теорий, в зависимости от поперечного смещения y_0 . 1, 2 — то же, что и на рис. 2.

На рис. 6 показано поведение разностей фаз, рассчитанных по теории волновой и геометрической оптики, в увеличенном масштабе. Определение температуропроводности $\Phi Д$ методом основывается на измерении y_0 , соответствующего какому-либо заданному сдвигу фазы $\Phi Д$ сигнала относительно $y_0 = 0$. Возьмем это значение сдвига фазы равным $\pi/4$. Тогда неточность интерпретации фазы при использовании результатов геометрической оптики для $r = 35$ мкм составит примерно 2° , а для $r = 50$ мкм — примерно 3° . На рис. 6 соответствующие им положения отмечены точками. На основании полученного расхождения в значениях фаз можно оценить погрешность определения коэффициента температуропроводности образца κ_0 . Для выбранных условий она составит примерно 5%.

Приведенные данные касались ситуации, когда температуропроводность объекта совпадала с температуропроводностью окружающей среды (воздуха). В общем случае температуропроводность образца может быть как больше, так и меньше температуропроводности воздуха. Рассмотрим кратко вопрос о том, что будет происходить в обоих случаях при определении коэффициента температуропроводности образца $\Phi Д$ методом.

Начнем со случая объектов с большими значениями коэффициента температуропроводности. Пусть коэффициент температуропроводности объекта равен $2 \text{ см}^2/\text{с}$. Частоту модуляции возбуждающего излучения возьмем равной 1400 Гц, а определение коэффициента температуропроводности объекта будем производить путем измерения поперечного смещения y_0 , дающего сдвиг фазы $\Phi Д$ сигнала относительно ее значения при $y_0 = 0$ на $\pi/4$. Остальные параметры будем считать имеющими прежние значения. Тогда при $r = 30$ мкм использование результатов геометрической оптики с конечным радиусом считывающего пучка приведет к значению $\kappa_0 = 2.4 \text{ см}^2/\text{с}$, а геометрической оптики с нулевым радиусом пучка — к $\kappa_0 = 2.7 \text{ см}^2/\text{с}$. Таким образом, результаты геометрической оптики будут совпадать с истинным соответственно с погрешностью в 20 и 30%.

Рассмотрим аналогичную задачу при тех же условиях для образцов с коэффициентами температуропроводности меньше воздуха. Возьмем коэффициент температуропроводности образца равным $0.02 \text{ см}^2/\text{с}$. Тогда при использовании результатов геометрической оптики с конечным радиусом считывающего пучка получим $\kappa_0 = 0.011 \text{ см}^2/\text{с}$, а для геометрической оптики с нулевым радиусом $\kappa_0 = 0.09 \text{ см}^2/\text{с}$. Видно, что оба из полученных результатов плохо соответствуют истинному значению. Анализ показывает, что при дальнейшем уменьшении коэффициента температуропроводности объекта указанное различие будет возрастать. Точность определения коэффициента температуропроводности можно несколько увеличить, используя пучки зондирующего излучения с меньшими радиусами. Так, при $r = 10$ мкм по геометрической теории с конечным радиусом пучка получим $\kappa_0 = 0.027 \text{ см}^2/\text{с}$, а по геометрической теории с нулевым радиусом $\kappa_0 = 0.029 \text{ см}^2/\text{с}$. Следует, однако, иметь в виду, что использование указанной возможности носит достаточно ограниченный характер, так как проведение $\Phi Д$ экспериментов с сильно сфокусированными пучками зондирующего лазера возможно только на образцах с малыми размерами.

Таким образом, выполненное исследование показывает необходимость использования результатов волновой оптики для корректной интерпретации данных ФД экспериментов по определению коэффициента температуропроводности твердотельных объектов. При этом в первую очередь использование подобного подхода необходимо при изучении объектов с малыми значениями коэффициента температуропроводности.

В заключение один из авторов (А.Л.Глазов) выражает благодарность фонду им.А.Гумбольта за поддержку данной работы.

Список литературы

- [1] Tam A.C. // Rev. Mod. Phys. 1986. Vol. 58. N 2. P. 381-431.
- [2] Roger J.P., Fournier D., Boccara A.C., Lepoutre F. // J. de Physique. 1989. Vol. 50. N 5. P. 295-310.
- [3] Cielo P., Rousset G., Bertrand L. // Appl. Opt. 1986. Vol. 25. N 8. P.1327-1334.
- [4] Inglehart L.J., Lepoutre F., Charbonnier F. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 1. P. 234-240.
- [5] Roger J.P., Lepoutre F., Fournier D., Boccara A.C. // Thin Solid Films. 1987. N 155. P. 165-174.
- [6] Jackson W.B., Amer N.M., Boccara A.C., Fournier D. // Appl. Opt. 1981. Vol. 20. N 8. P. 1333-1344.
- [7] Aamodt L.C., Murphy J.C. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 8. P. 4903-4914.
- [8] Grice K.R., Inglehart L.J., Favro L.D. et al. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 11. P. 6245-6255.
- [9] McDonald F.A., Wetsel G.C., Jamieson G.E. // Can J. Phys. 1986. Vol. 64. N 9. P. 1265-1268.
- [10] Nie Y.X., Bertrand L. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. N 2. P. 438-447.
- [11] Salazar A., Sanchez-Lavega A., Fernandez J. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. N 11. P. 4150-4156.
- [12] Salazar A., Sanchez-Lavega A., Fernandez J. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 3. P. 1216-1223.
- [13] Figari A. // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71. N 7. P. 3138-3142.
- [14] Woelker M., Bein B.K., Pelzl J., Walther H.G. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 70. N 2. P. 603-610.
- [15] Glazov A.L., Muratikov K.L. // Opt. Commun. 1991. Vol. 84. N 5,6. P. 283-289.
- [16] Glazov A.L., Muratikov K.L. // Photoacoustic and Photothermal Phenomena. III. Springer Ser. in Opt. Sci. Vol. 69. Berlin; Heidelberg: Springer, 1992. P. 528-530.
- [17] Яриш А. Квантовая электроника. М.: Сов. радио, 1980. 488 с.
- [18] Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971. 1108 с.
- [19] Lasalle E.L., Lepoutre F., Roger J.P. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 1. P. 1-5.
- [20] Глазов А.Л., Муратиков К.Л. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 11. С. 2184-2191.
- [21] Forge Ph., Lepoutre F., Silva M.Z. // Photoacoustic and Photothermal Phenomena. III. Springer Ser. in Opt. Sci. Vol. 69. Berlin; Heidelberg: Springer, 1992. P. 541-543.

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
6 апреля 1993 г.