

РАСЧЕТ ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОГО СИГНАЛА В РАМКАХ ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ

А.Л.Глазов, К.Л.Муратиков

На протяжении последних лет значительное внимание уделяется развитию фотодефлекционных (ФД) методов изучения твердотельных объектов [1-3]. Большой интерес к подобному рода методикам связан с их высокой эффективностью при решении широкого круга задач спектроскопии [1,2,4-6], диагностики оптических и теплофизических параметров твердотельных объектов и тонкопленочных структур [7-10], термоволновой микроскопии [11-15].

При проведении измерений ФД методом большое значение имеет правильная количественная интерпретация получаемых результатов. В настоящий момент для этих целей разработана теория образования ФД сигнала, основанная на представлениях геометрической оптики [4,5]. В простейшем ее варианте формирование ФД сигнала происходит в результате отклонения луча считывающего лазера тепловой линзой. Для получения более точной количественной информации о характеристиках ФД сигналов приходится учитывать конечную ширину пучка зондирующего излучения в области действия тепловой линзы.

Подобного рода исследования в настоящее время выполнены путем усреднения значений ФД сигналов, найденных на основании геометрической оптики для случая бесконечно тонких пучков считывающего излучения. При этом само усреднение осуществляется в соответствии с характером распределения интенсивности света в реальном лазерном пучке [16,17]. Однако при таком подходе не учитывается влияние эффектов, связанных с интерференцией отдельных лучей считывающего излучения в плоскости фоточувствительных элементов. Вместе с тем считывание ФД сигнала обычно производится когерентным светом, а отдельные лучи приобретают разный фазовый сдвиг в результате пересечения зоны действия тепловой линзы в различных ее участках. В связи с этим в рамках данной работы развит подход к формированию ФД сигнала на основе волновой оптики, принимающий во внимание указанные обстоятельства.

При проведении исследований твердотельных объектов ФД методом для определения параметров сигналов необходимо знать распределение интенсивности излучения зондирующего лазера в плоскости фоточувствительных элементов после его взаимодействия с тепловой линзой. В работе [18] для геометрии, показанной на рис. 1, был найден ФД сигнал в рамках волновой оптики методом интегралов Френеля-Кирхгофа. Не останавливаясь на деталях вычислений, приведем полученный в ней результат для временной зависимости ФД сигнала. Он имеет вид

$$S(t) = K \int dy \int dz |U_0(y, z, t)|^2 \varphi(y, z, t) \operatorname{Im} \operatorname{erf} \left[(z - z_0) \sqrt{\frac{ik}{2} \left(\frac{1}{L} + \frac{1}{L_0 - ikr^2} \right)} \right], \quad (1)$$

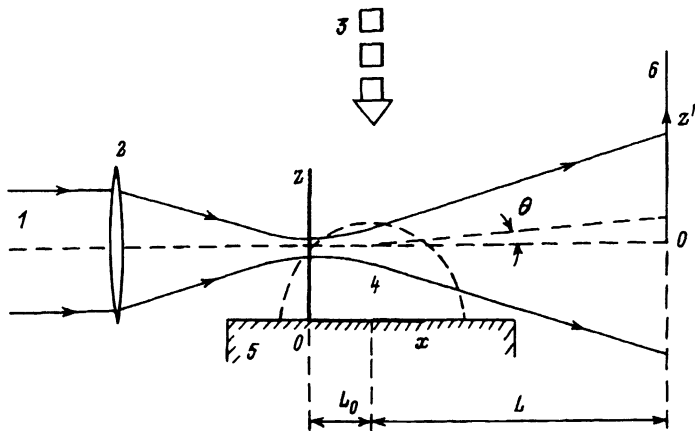


Рис. 1. Геометрия расположения изучаемого объекта и лазерных пучков в фотодефлекционных экспериментах.

1 — излучение считывающего лазера, 2 — линза для фокусировки излучения считывающего лазера, 3 — излучение возбуждающего лазера, 4 — тепловая линза, 5 — объект, 6 — плоскость расположения фоточувствительных элементов, θ — угол отклонения лазерного пучка тепловой линзой.

где K — коэффициент пропорциональности между интенсивностью света на фотоприемнике и электрическим сигналом, $k = (2\pi)/\lambda$, λ — длина волны считывающего излучения; $U_0(y, z, t)$ — распределение амплитуды электрического поля в пучке считывающего лазера в зоне действия тепловой линзы; $\varphi(y, z, t)$ — набег фазы, приобретаемый зондирующим излучением после прохождения тепловой линзы;

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x dx e^{-x^2};$$

L — расстояние от тепловой линзы до плоскости фоточувствительных элементов; L_0 — расстояние вдоль оси x между центром тепловой линзы и фокусом объектива, собирающим излучение зондирующего лазера; z_0 — высота, на которой он распространяется над поверхностью объекта.

Выражение (1) можно преобразовать, используя явную связь между распределением температуры $T(x, y, z, t)$ над поверхностью объекта и сдвигом фазы для излучения считывающего лазера

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

где $\partial n/\partial T$ — скорость изменения показателя преломления среды вблизи объекта с температурой.

Равенства (1) и (2) позволяют связать ФД сигнал с распределением температуры на поверхности исследуемого объекта. Сделаем это для наиболее распространенного на практике случая, когда мощность излучения возбуждающего лазера изменяется во времени по гармоническому закону. Тогда для ФД сигнала справедливо соотношение

$S(t) = \text{Re} (S(\omega)e^{i\omega t})$ (ω — круговая частота модуляции возбуждающего излучения). В этих условиях выражение (1) можно представить в следующем виде:

$$S(\omega) = \frac{K I_0}{\sqrt{\pi} \lambda r} \frac{\partial n}{\partial T} \int_0^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} dk_y e^{ik_y y_0 - \gamma_g z} z^{\frac{k_y^2 r^2}{4} - \frac{(z-z_0)^2}{r^2}} \times \\ \times \hat{T}_s(0, k_y, \omega) \text{Im erf} \left[(z - z_0) \sqrt{\frac{ik}{2} \left(\frac{1}{L} + \frac{1}{L_0 - ikr^2} \right)} \right], \quad (3)$$

где I_0 — интенсивность излучения считывающего лазера; r — радиус его пучка в фокусе;

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

κ_g — температуропроводность среды, находящейся вблизи объекта; y_0 — поперечное смещение пучка считывающего лазера относительно тепловой линзы; $\hat{T}_s(k_x, k_y, \omega)$ — фурье-образ по координатам x и y от нестационарной составляющей температуры на поверхности объекта $T_s(x, y, 0, \omega)$.

Выражение (3) представляет собой строгий результат для ФД сигнала в рамках волновой оптики, полученный методом интегралов Френеля-Кирхгофа. Его можно несколько упростить, если учесть, что в ФД экспериментах обычно выполняются условия $L \gg kr^2$ и $L_0 = 0$. Для указанных условий оно может быть упрощено и представлено в такой форме

$$S(\omega) = \frac{K I_0}{\sqrt{\pi} \lambda r} \frac{\partial n}{\partial T} \int_0^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} dk_y e^{ik_y y_0 - \gamma_g z} z^{\frac{r^2 k_y^2}{4} - \frac{(z-z_0)^2}{r^2}} \hat{T}_s(0, k_y, \omega) \text{erfi} \left(\frac{z - z_0}{\sqrt{2}r} \right), \quad (4)$$

где $\text{erfi} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x dx e^{x^2}$.

Для выяснения влияния эффектов волновой оптики на параметры ФД сигналов необходимо сравнить поведение выражения (4) с полученным на основании геометрической оптики результатом. В работах [16,17] ФД сигнал определен для случая регистрации тепловой линзы пучком считывающего лазера конечной ширины. В принятых в настоящей работе обозначениях его можно представить следующим образом:

$$S_g(\omega) = -\frac{K I_0}{2\pi} \frac{\partial n}{\partial T} e^{i\frac{\omega r^2}{\kappa_g}} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y e^{ik_y y_0 - \gamma_g z_0} \gamma_g(k_y, \omega) \hat{T}_s(0, k_y, \omega). \quad (5)$$

Прежде всего следует отметить, что в предельном случае регистрации тепловой линзы с помощью тонкого пучка считывающего лазера ($r = 0$) выражения (4) и (5) совпадают и переходят в соответствующие результаты работ [4,5]. Однако при использовании для считывания тепловой линзы пучков конечной ширины они перестают совпадать. В связи с этим

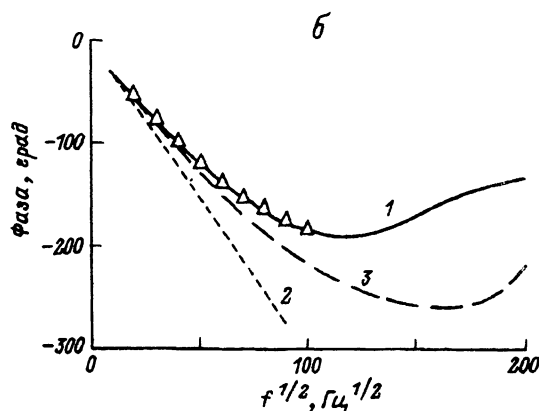
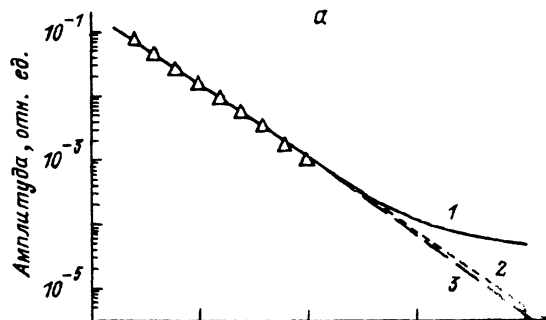


Рис. 2. Зависимость амплитуды (а) и (б) фотодефлекционного сигнала от частоты модуляции возбуждающего излучения.

1 — теоретические результаты, найденные на основании волновой оптики; 2 — геометрической оптики с конечным значением радиуса пробного пучка ($r = 49$ мкм); 3 — геометрическая оптика с $r = 0$; 4 — экспериментальные результаты. Для всех кривых $z_0 = 150$ мкм.

необходимо проанализировать основные различия в поведении фотодефлекционных сигналов, найденных на основании волновой и геометрической оптики.

При рассмотрении этого вопроса в данной работе ограничимся случаем однородных объектов. Для определения фурье-образа переменной составляющей температуры поверхности образца воспользуемся результатами работ [4,5]. Поскольку интегралы в выражениях (4), (5) не могут быть вычислены в аналитическом виде, то их исследование выполним на основании количественных расчетов. При этом ограничимся случаем $y_0 = 0$. Такое значение y_0 соответствует максимальной величине ФД сигнала.

Рассмотрение основных свойств ФД сигналов начнем с исследования зависимости от частоты модуляции возбуждающего излучения. Подобного рода зависимости играют существенную роль в ФД экспериментах и прежде всего в ФД микроскопии [11-15]. Для выяснения особенностей поведения ФД сигналов, связанных с волновой природой взаимодействия считывающего излучения с тепловой линзой, были выполнены расчеты их амплитудных и фазовых составляющих для трех случаев. Первый из них касается ситуации, в которой характеристики ФД сигналов определяются на основании представлений геометрической оптики при осуществлении считывания бесконечно тонким лазерным пучком. Второй соответствует случаю геометрической оптики с конечным значением радиуса пучка считывающего лазера, а третий — случаю использования представлений волновой оптики, приводящих к выражению (4).

Результаты расчетов подобного рода для диапазона частот модуляции возбуждающего излучения, реально используемого в ФД экспериментах, представлены на рис. 2. Из них видно, что различие между тремя указанными случаями начинают сильно проявляться с повышением частоты модуляции. При этом для амплитудной составляющей они выражены существенно слабее, чем для фазовой. В последнем случае различие между данными, полученными на основании геометрической и волновой оптики, становятся заметными при значительно более низких частотах. Отметим, что расхождение в фазах ФД сигналов на уровне десятков градусов в области килогерцовых и более высоких частот модуляции, имеющее место при использовании указанных подходов, способно существенным образом влиять на количественную интерпретацию получаемых с помощью ФД методов данных. Причем в первую очередь подобного рода отклонения следует учитывать при проведении ФД экспериментов по определению теплофизических параметров твердотельных объектов.

Для сравнения с теоретическими выводами на рис. 2 приведены экспериментальные данные, полученные на образцах из нержавеющей стали. В экспериментах в качестве источника возбуждающего излучения использовался аргоновый лазер. Мощность его излучения на образце составляла около 100 мВт, а радиус — 135 мкм. В соответствии с выводами работы [18] при сравнении экспериментальных и теоретических данных необходимо принимать во внимание наличие постоянной составляющей температуры вблизи поверхности образца. В наших условиях она составляла примерно 50°C, поэтому значение температуропроводности воздуха в зоне действия тепловой линзы было выбрано равным $\kappa_g = 0.24 \text{ см}^2/\text{с}$. Из рис. 2 видно, что экспериментальные результаты лучше всего соответствуют расчетным, выполненным на основании волновой оптики.

Полученные данные относятся к случаю, когда излучение считывающего лазера распространяется вблизи объекта в воздушной среде. Однако при проведении ФД экспериментов с прозрачными объектами часто используется геометрия, при которой излучение считывающего лазера проходит внутри объекта [19]. Анализ выражения (4) показывает, что в этих условиях отклонение параметров ФД сигналов от результатов геометрической теории может происходить при еще более низких частотах.

При применении ФД методов для осуществления операции пропускания пучка считывающего лазера над поверхностью объекта обычно используются объективы с большим фокусным расстоянием. В подобных условиях радиус пучка считывающего лазера часто оказывается сравнимым с размером тепловой линзы. Поскольку в соответствии с выражениями (4) и (5) волновая и геометрическая теории дают разную зависимость от радиуса пучка считывающего лазера, то рассмотрим этот вопрос более подробно.

На рис. 3 представлены теоретические и экспериментальные данные, касающиеся поведения амплитуды и фазы ФД сигнала в зависимости от частоты модуляции возбуждающего излучения. В соответствии с приведенными результатами теория, основанная на представлениях волновой оптики, правильно описывает характер изменения параметров ФД сигналов при изменении радиуса пучка считывающего лазера. Из приведенных результатов также видно, что более сильная зависимость от радиуса пучка считывающего лазера характерна для фазовой составляющей ФД

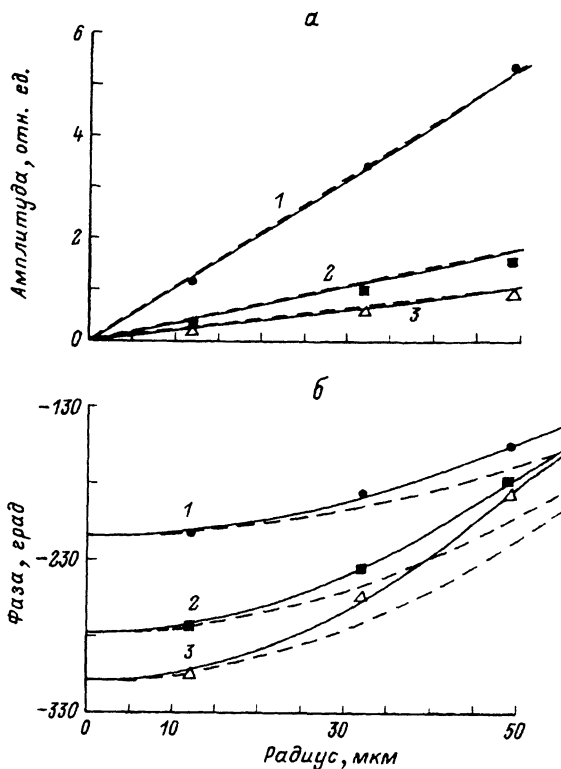


Рис. 3. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) фотодифракционного сигнала от радиуса пучка считывающего лазера.

f , кГц: 1 — 4.9, 2 — 8.1, 3 — 10; сплошные кривые — результаты, найденные на основании волновой оптики; штриховые — геометрической оптики с конечным значением радиуса пучка считывающего излучения; значек — экспериментальные результаты. Радиус пучка возбуждающего лазера 135 мкм, $z_0 = 150$ мкм.

сигнала. При этом наиболее ярко этот эффект проявляется при использовании пучков зондирующего лазера с большими значениями радиуса.

Таким образом, полученные в работе экспериментальные и теоретические результаты показывают необходимость учета эффектов волновой оптики при исследовании твердотельных объектов ФД методом. Их следует использовать для правильной количественной интерпретации данных, получаемых методами термоволновой спектроскопии и микроскопии. При этом в первую очередь эффекты волновой оптики проявляются в результатах, основанных на измерении фазовой составляющей ФД сигнала.

Список литературы

- [1] Tam A.C. // Rev. Mod. Phys. 1986. Vol. 58. N 2. P. 381-431.
- [2] Fournier D., Boccara A.C. // Photoacoustic and Thermal Wave Phenomena in Semiconductors / Ed. by A.Mandelis. New York: North-Holland, 1987. P. 237-255.
- [3] Roger J.P., Fournier D., Boccara A.C. // Lepoutre F.J. de Physique. 1989. Vol. 50. N 5. P. 295-310.
- [4] Jackson W.B., Amer N.M., Boccara A.C., Fournier D. // Appl. Opt. 1981. Vol. 90. N 8. P. 1333-1344.
- [5] Aamodt L.C., Murphy J.C. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 8. P. 4903-4914.
- [6] Суперчувствительная лазерная спектроскопия / Под ред. Д. Клайджера. М.: Мир, 1986. 519 с.
- [7] Roger J.P., Lepoutre F., Fournier D., Boccara A.C. // Photoacoustic and Photothermal Phenomena / Ed. by J. Pelzl, P. Hess. Berlin: Springer, 1988. P. 245-246.
- [8] Suber G., Bertolotti M., Sibilia C., Ferrary A. // Appl. Opt. 1988. Vol. 27. N 9. P. 1807-1810.

- [9] Salazar A., Sanchez-Lovega A., Fernandez J.J. // Appl. Phys. 1989. Vol. 65. N 11. P. 4150-4156.
- [10] Fujimori H., Asakura Y., Suzuki K., Uchida S. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. Vol. 26. N 10. P. 1759-1764.
- [11] Wetsel G.C., McDonald F.A. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. N 10. P. 926-928.
- [12] Inglehart L.J., Lepoutre F., Charbonnier F.J. // Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 1. P. 234-240.
- [13] Cielo P., Rousset G., Bertrand L. // Appl. Opt. 1986. Vol. 25. N 8. P. 1327-1334.
- [14] Глазов А.Л., Муратиков К.Л. // Дефектоскопия. 1989. № 9. С. 35-41.
- [15] Глазов А.Л., Муратиков К.Л. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 2. С. 164-170.
- [16] McDonald F.A., Wetsel G.C., Jamieson G.E. // Can. J. Phys. 1986. Vol. 64. N 9. P. 1265-1268.
- [17] Legal La Salle E., Lepoutre F., Roger J.P.J. // Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 1. P. 1-5.
- [18] Surnev S., Ivanov D. // Rev. Phys. Appl. 1990. Vol. 25. P. 457-462.
- [19] Skumanich A., Fournier D., Boccara A.C., Amer N.M. // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 47. N 4. P. 402-404.

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

Поступило в Редакцию
6 сентября 1991 г.

05:09
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 4, 1993

ПОВЕРХНОСТНЫЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И СПИН-ВОЛНОВЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ДВУХСЛОЙНЫХ ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ

В.И.Зубков, Э.Г.Локк, А.С.Хе, В.И.Шеглов

Исследование распространения магнитостатических волн (МСВ) в двухслойных ферритовых пленках (ДФП) актуально для выяснения функциональных возможностей твердотельных устройств аналоговой обработки информации. Хотя распространение поверхностных МСВ (ПМСВ) в ДФП теоретически подробно исследовано [1-10], экспериментальных работ мало [11-13], что связано со сложностью и плохой воспроизводимостью технологии получения ДФП. Ниже приведены результаты экспериментального исследования распространения МСВ в ДФП как без, так и при наличии спин-волновых резонансов (СВР).

Эксперимент проводился на ДФП из слоев легированного галлием и чистого железо-иттриевого граната. Как и в [11-13], измерялись дисперсионные кривые ПМСВ (зависимости частоты ПМСВ f от ее волнового числа k), распространяющихся в направлении, перпендикулярном постоянному магнитному полю H_0 (при $H_0 = 579$ Э). Как и в [11,13], на всех ДФП обнаружена одноосная анизотропия. Для определения параметров ДФП по дисперсионным кривым на основе [6] была создана программа расчета разности между намагниченностью насыщения слоя $4\pi M^c$ и полем одноосной анизотропии $H^{a,c}$ по нижней границе частотного диапазона существования соответствующей ветви ПМСВ, а также толщин слоев d^c по наклону дисперсионных кривых. Если на дисперсионных кривых наблюдались разрывы в некоторых интервалах значений f и k , то центральные частоты этих интервалов отождествлялись с частотами серии СВР, в которой СВР отличаются номерами n (от 0 до ∞). По [14] рассчитывались