

12

© 1991 г.

ФОТОДЕФЛЕКЦИОННЫЙ И ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛОВ В ТЕРМОВОЛНОВОЙ МИКРОСКОПИИ И СПЕКТРОСКОПИИ

А. Л. Глазов, К. Л. Муратиков

Изучены основные свойства фотодефлекционного и интерферометрического сигналов в системах термоволновой микроскопии и спектроскопии твердотельных объектов. Выполнены расчеты получаемых с их помощью сигналов с учетом волновых эффектов при взаимодействии излучения зондирующего лазера с нестационарным распределением температуры, генерируемым вблизи объекта или внутри него возбуждающим лазером. Произведено сравнение фотодефлекционного и интерферометрического способов локальной регистрации нестационарного распределения температуры при различной геометрии расположения считывающего и возбуждающего лазерных пучков относительно друг друга. Определены условия, при которых интерферометрический способ регистрации имеет преимущества по сравнению с фотодефлекционным.

На протяжении последних лет значительное внимание уделяется изучению и развитию термоволновых методов определения теплофизических и оптических параметров твердотельных объектов [1-3]. Среди разнообразных направлений исследований в этой области особый интерес вызывает разработка чисто оптических методик, обладающих высокой чувствительностью и способных обеспечивать регистрацию температурных волн полностью бесконтактным образом. Одним из наиболее широко используемых в настоящее время оптических методов регистрации температурных волн является фотодефлекционный (ФД) метод [4, 5], основанный на измерении отклонения направления распространения луча зондирующего лазера тепловой линзой (ТЛ).

ФД методы нашли широкое применение в области термоволновой микроскопии [6-10], спектроскопии твердотельных объектов [1, 2, 4, 5], диагностики теплофизических параметров однородных объектов и многослойных структур [11-14]. В области микроскопии и диагностики теплофизических параметров большим достоинством ФД методов является возможность изучения с их помощью состояния тонких приповерхностных слоев, а также восстановление закона распределения теплофизических параметров внутри них [15]. К важным преимуществам ФД спектроскопии относятся высокая чувствительность и возможность получения раздельной информации о поверхностном и объемном поглощении [16].

В настоящее время основные параметры ФД сигналов изучены достаточно подробно [3]. Вместе с тем значительно слабее исследованы перспективы применения интерферометрических методов для регистрации ТЛ в условиях, в которых обычно для этих целей используется ФД метод. В имеющихся по этому поводу работах [17-21] продемонстрирована принципиальная возможность регистрации ТЛ интерферометрическими методами, но в них мало внимания уделяется сравнению основных параметров интерферометрического и ФД методов. В связи с этим основной целью данной работы являются исследование характеристик сигналов при интерферометрическом и ФД способах регистрации ТЛ, выяснение оптимальных условий их использования. Поскольку, как будет ясно из дальнейшего, для решения этой задачи недостаточно обычно используемых при изучении свойств ФД сигналов представлений геометрической

оптики, то в работе разработан метод расчета интерферометрического и ФД сигналов с учетом волновых эффектов при взаимодействии считывающего излучения с ТЛ.

Перейдем теперь к рассмотрению вопросов по образованию интерферометрического и ФД сигналов при регистрации ТЛ. Для решения этой задачи необходимо определить распределение интенсивности излучения зондирующего

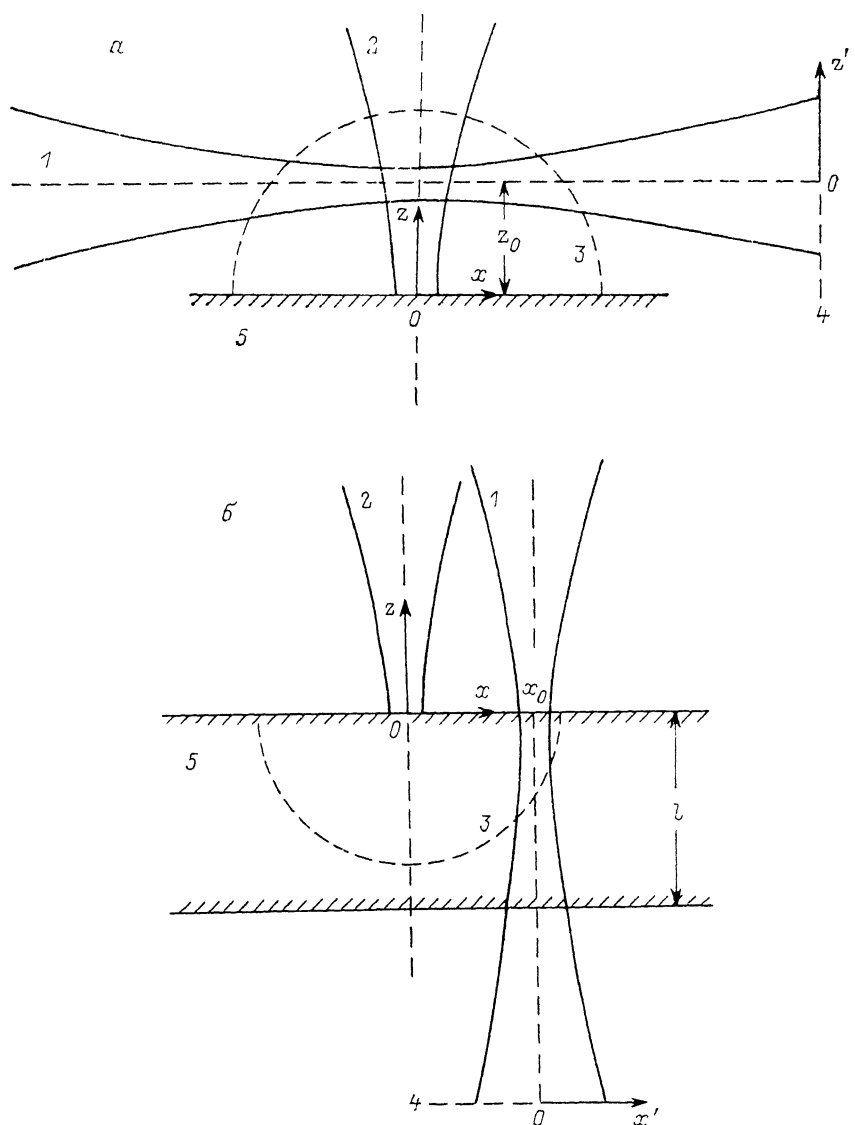


Рис. 1. Геометрия расположения образца, считывающего и возбуждающего лазерных пучков. 1 — пучок считывающего лазера, 2 — пучок возбуждающего лазера, 3 — тепловая линза, 4 — плоскость фоточувствительных элементов, 5 — образец.

пучка лазера в плоскости фоточувствительных элементов после его прохождения через ТЛ. На рис. 1 представлено расположение лазерных пучков и образца для двух наиболее типичных ситуаций, в которых проводится большинство термоволновых экспериментов. Распределение поля излучения считывающего лазера в плоскости фотоприемников с учетом волновой природы его взаимодействия с ТЛ можно найти с помощью интеграла Френеля—Кирхгофа.

Последовательность решения задачи в целом является общей для обоих случаев, представленных на рис. 1, поэтому ограничимся подробным рассмотрением только для геометрии с перпендикулярным расположением считывающего

и возбуждающего пучков (рис. 1, *a*). Для случая с параллельным направлением распространения пучков соответствующие результаты приведем лишь в окончательной форме. Поскольку расстояние от области взаимодействия считывающего излучения с ТЛ до плоскости фоточувствительных элементов обычно значительно превосходит ширину его пучка в зоне действия ТЛ, то интеграл Френеля—Кирхгофа для ситуации, представленной на рис. 1, *a*, запишем в следующем виде:

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

где λ — длина волны излучения считывающего лазера; L — расстояние от ТЛ до плоскости расположения фоточувствительных элементов; $U(y, z, t)$ — амплитуда поля излучения зондирующего лазера в зоне действия ТЛ.

При экспериментах с ТЛ практически всегда удовлетворяются условия, соответствующие приближению тонкой линзы, поэтому будем считать выполненными равенства

$$U(y, z, t) = U_0(y, z, t) e^{i\varphi} \simeq U_0(y, z, t) (1 + i\varphi), \quad (2)$$

где $U_0(y, z, t)$ — распределение поля в излучении считывающего лазера при отсутствии взаимодействия с ТЛ; φ — набег фазы, образующийся в результате его прохождения через ТЛ.

Для определения интеграла Френеля—Кирхгофа (1) в соответствии с (2) нужно знать распределение поля излучения считывающего лазера без воздействия ТЛ. Принимая во внимание, что в зону действия ТЛ обычно производится фокусировка излучения считывающего лазера, для распределения амплитуды его поля вблизи фокуса, расположенного в плоскости $x=0$, используем выражение [22]

$$U_0(y, z) = \frac{ikI_0}{\pi(ikr^2 + x)} \exp \left\{ -\frac{y^2 + (z - z_1)^2}{2r^2 \left[1 + \left(\frac{x}{kr^2} \right)^2 \right]} + \frac{ik[y^2 + (z - z_1)]}{2x \left[1 + \left(\frac{x}{kr^2} \right)^2 \right]} \right\}, \quad (3)$$

где I_0 — интенсивность излучения считывающего лазера, $k=2\pi/\lambda$, r — радиус его пучка в фокусе.

С помощью (1) и (2) распределение интенсивности света в плоскости фоточувствительных элементов можно найти на основании соотношения

$$I(y', z', t) = |U(y', z', t)|^2 = I_0(y', z', t) + U_0^*(y', z', t) \Delta U(y', z', t) + U_0(y', z', t) \Delta U^*(y', z', t), \quad (4)$$

где $I_0(y', z', t)$ — распределение интенсивности света в плоскости (y', z') при отсутствии ТЛ,

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

Для дальнейшего рассмотрения следует учесть особенности образования ФД сигнала. Они состоят в том, что для его регистрации обычно используются два фоточувствительных элемента, включенных по балансной схеме [4, 5]. При этом в качестве полезного сигнала выступает разность фототоков отдельных элементов. Будем для определенности считать, что один из фоточувствительных элементов на рис. 1, *a* занимает полуплоскость $z' \geq 0$, а другой — $z' \leq 0$. Тогда ФД сигнал будет пропорционален изменению суммарной засветки одного из элементов (например, с $z' \geq 0$) излучением зондирующего лазера, обусловленным отклонением направления его распространения в результате взаимодействия с ТЛ. В соответствии с (4) для определения ФД сигнала в этих условиях следует использовать два последних члена, что приводит к такому выражению для его величины:

$$S_p(t) = K \int_0^\infty dz' \int_{-\infty}^\infty dy' [U_0^*(y', z', t) \Delta U(y', z', t) + U_0(y', z', t) \Delta U^*(y', z', t)], \quad (5)$$

где K — коэффициент пропорциональности между интенсивностью света на фотоприемнике и электрическим сигналом.

Учитывая явный вид $\Delta U(y', z', t)$, в (5) можно выполнить интегрирование по y' и z' . При этом для ФД сигнала получим следующий результат:

$$S_p(t) = K \int dy \int dz |U_0(y, z, t)|^2 \varphi(y, z, t) \operatorname{Im} \operatorname{erf} \left[z \sqrt{\frac{ik}{2} \left(\frac{1}{L} + \frac{1}{L_0 - ikr^2} \right)} \right], \quad (6)$$

где $\operatorname{erf} x = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x dx e^{-x^2}$; L_0 — расстояние вдоль оси x от центра ТЛ до места расположения фокуса линзы, собирающей излучение зондирующего лазера в зону действия ТЛ.

Выражением (6) фактически исчерпывается задача определения ФД сигнала в общем виде для геометрии с перпендикулярными направлениями распространения считывающего и возбуждающего лазерных пучков.

Перейдем теперь к рассмотрению процесса регистрации ТЛ интерферометрическим методом. В этом случае распределение интенсивности света зондирующего лазера в плоскости фотоприемников дается равенством

$$I(y', z', t) = |U'(y', z', t) + U_r(y', z', t)|^2, \quad (7)$$

где $U'(y', z', t)$ — распределение поля, ослабленного по сравнению с $U(y', z', t)$ из-за необходимости создания опорного пучка; $U_r(y', z', t)$ — распределение поля в опорном пучке.

В задачу данной работы входит только изучение общих вопросов, касающихся использования интерферометрического метода регистрации ТЛ. Поэтому отметим лишь основные моменты, которые при этом следует учесть. Так, распределение поля излучения считывающего лазера на фоточувствительных элементах в целом может быть найдено по той же схеме, что и для ФД метода, если по-прежнему считать плоскость (y', z') расположенной на поверхности фоточувствительных элементов. Однако так как при интерферометрическом методе сигнал образуется благодаря появлению у луча считывающего лазера дополнительного сдвига фазы, а не изменения направления его распространения, как в ФД методе, то снимается требование позиционной чувствительности фотоприемника. В связи с этим фоточувствительные элементы, входящие в состав компенсационной схемы, могут быть пространственно разделены. Это обстоятельство имеет важное значение, так как позволяет при использовании интерферометрического метода исключить характерные для ФД метода шумы, обусловленные нестабильностью направления излучения считывающего лазера. Кроме того, для достижения максимальной величины изменений общей освещенности фоточувствительных элементов при использовании интерферометрического метода желательно совпадение направлений распространения сигнального и опорного пучков, а также равенство их амплитуд. Оптическая схема, удовлетворяющая всем перечисленным условиям, описана в работе [19]. Отметим, что в силу последнего из перечисленных условий амплитуды сигнального и опорного пучков должны быть связаны условием

$$U_r(y', z', t) = U'(y', z', t) e^{i\delta}, \quad (8)$$

где δ — некоторый фазовый сдвиг между ними, вносимый оптическими элементами схемы.

На основании (7) и (8) можно найти распределение интенсивности излучения считывающего лазера на фоточувствительных элементах. Оно будет иметь вид

$$I(y', z', t) = m(1 + \cos \delta) I_0(y', z', t) + \frac{m}{2} [(1 + e^{-i\delta}) U_0(y', z', t) \Delta U(y', z', t) + (1 + e^{-i\delta}) U_0(y', z', t) \Delta U^*(y', z', t)], \quad (9)$$

где m — коэффициент, учитывающий потери света в сигнальном пучке по сравнению с $U(y', z', t)$ из-за необходимости создания опорного пучка и введения дополнительных элементов в оптическую схему ($m \leq 1$).

В соответствии с (9) величина интерферометрического сигнала при регистрации ТЛ будет пропорциональна вкладу от двух последних слагаемых после их интегрирования по координатам y' и z' . В этих условиях для его определения можно использовать выражение

$$S_i(t) = \frac{mK}{2} \int dy' \int dz' [(1 + e^{i\delta}) U_0^*(y', z', t) \Delta U(y', z', t) + (1 + e^{-i\delta}) U_0(y', z', t) \Delta U^*(y', z', t)]. \quad (10)$$

После подстановки в (10) $\Delta U(y', z', t)$ в явном виде и выполнения интегрирования по y' и z' окончательно для $S_i(t)$ получим такой результат:

$$S_i(t) = mK \sin \delta \int dy \int dz |U_0(y, z, t)|^2 \varphi(y, z, t). \quad (11)$$

В соответствии с (11) максимальная величина интерферометрического сигнала достигается при $\delta = \pi/2$. Поэтому в дальнейшем параметры оптических элементов системы будут предполагаться выбранными таким образом, чтобы это условие было выполнено.

Выражения (6), (11) позволяют находить ФД и интерферометрический сигнал и анализировать особенности их поведения в различных условиях. Однако в данной работе для простоты ограничимся случаем, когда фокусная плоскость линзы, осуществляющей фокусировку излучения зондирующего лазера, проходит точно через центр ТЛ, т. е. будем считать, что $L_0 = 0$. Кроме того, в соответствии с обычно используемыми в экспериментах условиями будем считать, что фоточувствительные элементы находятся в дальней волновой зоне. Тогда выражение (6) для ФД сигнала несколько упрощается и его можно представить в виде

$$S_p(t) = \frac{KI_0}{\pi r^2} \int dy \int dz e^{-\frac{y^2 + (z-s_0)^2}{r^2}} \varphi(y, z, t) \operatorname{erfi}\left(\frac{z}{\sqrt{2}r}\right), \quad (12)$$

где

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

Рассмотрим прежде всего ситуацию, в которой длина температурных волн вблизи поверхности объекта оказывается больше радиуса пучка зондирующего излучения. В этих условиях интегралы в (12) легко вычисляются и ФД сигнал определяется выражением

$$S_p = \frac{2\sqrt{\pi} KI_0 r}{\lambda} \theta(z_0), \quad (13)$$

где

$$\theta(z_0) = -\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=z_0}$$

— угол отклонения пучка зондирующего лазера ТЛ, распространяющегося на высоте $z = z_0$ над поверхностью объекта; n — показатель преломления среды вблизи объекта, $(\partial n)/(\partial T)$ — скорость его изменения с температурой.

Отметим, что (13) совпадает с обычно используемым для оценки величины ФД сигнала результатом, полученным в рамках геометрической оптики в работах [1, 3]. Важной особенностью выражения (13) является отсутствие зависимости ФД сигнала от расстояния между ТЛ и фоточувствительными элементами. Экспериментально отсутствие подобной зависимости наблюдалось в [23].

Этот факт имеет важное значение с точки зрения изучения перспектив использования интерферометрических методов регистрации ТЛ. Он показывает, что невозможно увеличение ФД сигнала за счет роста L . Поскольку для интерферометрического метода такая зависимость заведомо отсутствует, то в этом плане он потенциально не уступает ФД методу.

Сравнение свойств ФД и интерферометрического сигналов начнем с относительно простого случая, для которого было получено выражение (13). При этом будем предполагать, что мощность излучения возбуждающего лазера изменяется во времени по гармоническому закону и для сигналов справедливы соотношения $S_p(t) = S_p(\omega) e^{i\omega t}$, $S_i(t) = S_i(\omega) e^{i\omega t}$ (ω — круговая частота модуляции). Выполнив с помощью (11) вычисления для интерферометрического сигнала, можно показать, что связь между ним и ФД сигналом в этих условиях имеет следующий вид:

$$\frac{S_i(\omega)}{S_p(\omega)} = m \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{l_g(\omega)}{r}, \quad (14)$$

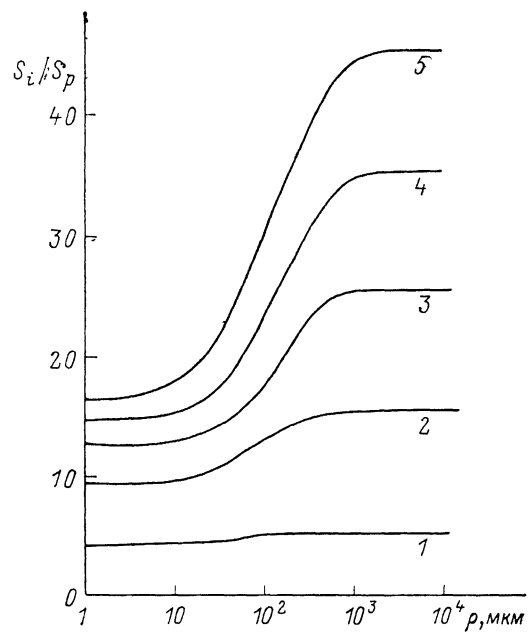
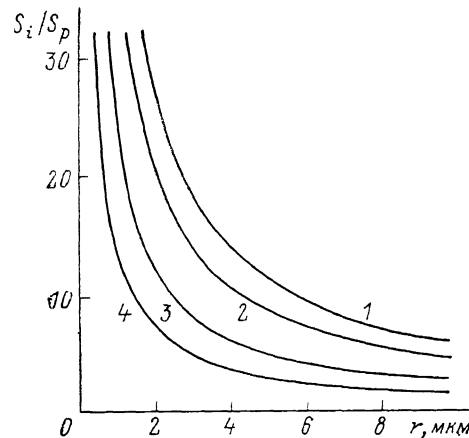


Рис. 2. Зависимость отношения интерферометрического и ФД сигналов от радиуса пучка считывающего лазера.

Для всех кривых $z_0 = 35$ мм, $\rho = 10$ мм, $\kappa_g = 0.22$ см²/с, $\kappa = 1$ см²/с, $m = 0.25$. Частота модуляции: 1 — 300 Гц, 2 — 700 Гц, 3 — 3 кГц, 4 — 10 кГц.

Рис. 3. Зависимость отношения сигналов от радиуса пучка возбуждающего лазера.

Для всех кривых $z_0 = 35$ мм, $r = 5$ мм, $\kappa_g = 0.22$ см²/с, $\kappa = 1$ см²/с, $m = 0.25$. Частота модуляции: 1 — 50, 2 — 90, 3 — 180, 4 — 500 Гц, 5 — 45 кГц.

где $l_g(\omega) = \sqrt{2\kappa_g}/\omega$ — длина температурной волны в среде вблизи объекта, κ_g — коэффициент ее теплопроводности.

В соответствии со сделанными при выводе (14) предположениями $l_g(\omega) > r$. Поэтому интерферометрический сигнал будет превосходить ФД сигнал при частотах модуляции $\omega < (\pi m^2 \kappa_g)/r^2$. При типичных для термоволновых экспериментов условиях значение частоты $\omega = (\pi m^2 \kappa_g)/r^2$ лежит в килогерцовой области. Таким образом, при работе в диапазоне низких частот модуляции возбуждающего излучения интерферометрический метод способен обеспечивать большую величину сигнала по сравнению с ФД методом.

Для анализа поведения сигналов S_p и S_i в более общих условиях необходимо использовать выражения (11) и (12). При этом для случая перпендикулярного расположения пучков зондирующего и возбуждающего лазеров величину сдвига фазы излучения зондирующего лазера после прохождения ТЛ можно найти из соотношения

$$\varphi(y, z, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dn}{dT} \int_{-\infty}^{\infty} dx T(x, y, z, t). \quad (15)$$

На основании (14), (12) и (15) для ФД и интерферометрического сигналов получим следующие результаты:

$$S_p(\omega) = \frac{KI_0}{\sqrt{\pi} \lambda r} \frac{\partial n}{\partial T} \int_0^{\infty} dz e^{-\frac{(z-z_0)^2}{r^2}} \operatorname{erfi}\left(\frac{z}{\sqrt{2} r}\right) \int_{-\infty}^{\infty} dk_y e^{-\gamma_g z - \frac{r^2 k_y^2}{4}} \tilde{T}_s(0, k_y, \omega),$$

$$S_i(\omega) = \frac{mKI_0}{2i} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y e^{-\gamma_g z_0 + \frac{i\omega r^2}{x_g}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\gamma_g r}{2} - \frac{z_0}{r}\right) \tilde{T}_s(0, k_y, \omega), \quad (16)$$

где $\gamma_g(k_y, \omega) = \sqrt{(i\omega/x_g) + k_y^2}$, $\tilde{T}_s(k_x, k_y, \omega)$ — фурье-образ от нестационарной составляющей температуры на поверхности объекта.

Для изучения с помощью выражений (16) свойств сигналов S_p и S_i необходимо знать фурье-образ температуры поверхности объекта $T(x, y, 0, t)$. Подобного рода вопросы рассматривались в целом ряде работ [13, 14, 16], поэтому не будем специально на них останавливаться, а воспользуемся уже известными результатами. Поскольку дальнейшее упрощение входящих в (16) интегралов невозможно, то сравнение особенностей поведения сигналов S_p и S_i выполним на основании количественных расчетов. При этом для простоты ограничимся случаем поверхностного поглощения объектом возбуждающего излучения.

Исследуем сначала поведение сигналов S_i и S_p при изменении ширины пучка считывающего лазера. Подобного рода зависимости представлены на рис. 2. Из них видно, что увеличение фокусировки считывающего излучения в зону действия ТЛ способствует более быстрому росту интерферометрического сигнала. Кроме того, при небольших значениях r его величина может существенно превосходить ФД сигнал, причем с уменьшением частоты модуляции возбуждающего излучения этот эффект усиливается. Поэтому применение интерферометрического метода регистрации ТЛ в первую очередь целесообразно при возможности осуществления сильной фокусировки считывающего излучения, а также при использовании низких частот модуляции излучения накачки.

Проанализируем далее характер изменения сигналов S_i и S_p в зависимости от радиуса пучка возбуждающего лазера. Для нескольких частот модуляции излучения накачки данные такого рода приведены на рис. 3. В соответствии с ними с ростом ρ выигрыш в величине S_i по сравнению с S_p становится более существенным. Его увеличению способствует также уменьшение частоты модуляции излучения накачки. Из рис. 3 видно, что имеются две области — малых и больших значений ρ , в которых отношение S_i к S_p перестает зависеть от ρ . Первая из них находится при малых ρ и соответствует условиям, при которых форма ТЛ остается близкой к сферической. Во второй реализуется другая предельная ситуация с фактически одномерной ТЛ. В этом случае изменение показателя преломления в ТЛ имеет место только в направлении, перпендикулярном поверхности образца. В обеих из указанных ситуаций S_i и S_p слабо зависят от радиуса пучка возбуждающего лазера.

Остановимся еще на одном вопросе, касающемся поведения интерферометрического и ФД сигналов для объектов с различными теплофизическими характеристиками. Примеры подобного рода расчетов на основании выражений (16) представлены на рис. 4. В соответствии с ними при трехмерном характере распространения тепла в объекте наблюдается более быстрый рост интерферометрического сигнала по сравнению с ФД сигналом по мере увеличения ко-

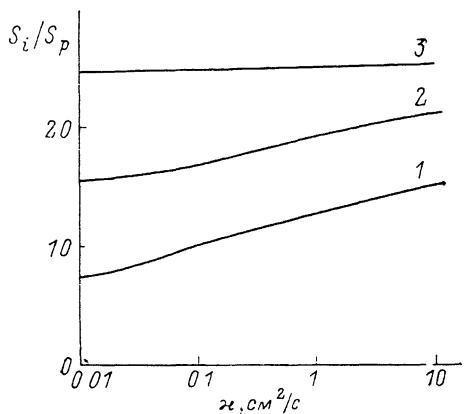


Рис. 4. Зависимость отношения сигналов от температуропроводности образца.

ρ , мкм: 1 — 10, 2 — 10^2 , 3 — 10^3 . Для всех кривых частота модуляции 175 Гц, $z_0 = 35$ мкм, $r = 5$ мкм, $x_g = 0.22$ см²/с, $x = 1$ см²/с, $m = 0.25$.

коэффициента температуропроводности объекта. При больших радиусах пучка возбуждающего лазера это увеличение становится более существенным, хотя сама зависимость отношения S_i к S_p от температуропроводности становится слабее. Этот результат имеет важное значение, поскольку для объектов с высокой температуропроводностью характерна небольшая величина ФД сигнала. Поэтому при изучении таких объектов интерферометрический метод может быть использован для увеличения амплитуды полезного сигнала.

Перейдем теперь к изучению свойств интерферометрического и ФД сигналов при параллельной геометрии распространения возбуждающего и зондирующего лазерных пучков (рис. 1, б). При этом будем для простоты считать, что фокусные плоскости линз в обоих пучках совпадают друг с другом и с поверхностью объекта. Кроме того, учтем, что при такой геометрии основной вклад в сигнал обычно дается распределением температуры не вблизи объекта, а внутри него. Принимая во внимание указанные обстоятельства, а также считая фоточувствительные элементы расположенными в дальней зоне, для ФД и интерферометрического сигналов получим следующие выражения:

$$S_p(\omega) = \frac{2\pi K I_0}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y e^{-\frac{k_1^2 r^2}{4}} \operatorname{erf}\left(\frac{k_x r}{2}\right) \operatorname{Im} [e^{ik_x x_0} \tilde{T}(k_x, k_y, \omega)],$$

$$S_i(\omega) = \frac{2\pi m K I_0}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y e^{-\frac{k_1^2 r^2}{4}} \operatorname{Re} [e^{ik_x x_0} \tilde{T}(k_x, k_y, \omega)], \quad (17)$$

где

$$k_1^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad \tilde{T}(k_x, k_y, \omega) = \int_0^l dz \tilde{T}(k_x, k_y, z, \omega) =$$

$$= \frac{W_0}{K_T \gamma^2} e^{-\frac{k_1^2 \rho^2}{4}} [\alpha_s + (1 - \alpha_s)(1 - e^{-\alpha l})],$$

$\tilde{T}(k_x, k_y, z, \omega)$ — фурье-образ от нестационарной составляющей распределения температуры внутри объекта по координатам x и y ;

$$\gamma = \sqrt{\frac{i\omega}{\alpha} + k_1^2};$$

α , K_T — соответственно температуро- и теплопроводность образца; α_s , α — коэффициенты поверхностного и объемного поглощения света; W_0 — мощность лазера накачки.

Из равенств (17) прежде всего следует, что отношение сигналов S_i/S_p не зависит от поверхностного и объемного коэффициентов поглощения света, а также от толщины образца. Оно определяется только радиусами считывающего и зондирующего лазерных пучков, расстоянием x_0 между ними, а также коэффициентом температуропроводности образца.

При сравнении сигналов S_i и S_p следует иметь в виду, что их максимальные величины достигаются при различных условиях. Так, если S_i имеет максимум при $x_0=0$, то соответствующие значения x_0 для ФД сигнала в общем случае не удается найти в какой-либо аналитической форме. В дальнейшем оно определяется путем количественных расчетов, а поведение сигналов S_i и S_p анализируется на основании сравнения их максимальных значений.

Изучение свойств сигналов S_i и S_p для ситуации, представленной на рис. 1, б, начнем с предельного случая, допускающего существенные упрощения. Он реализуется в условиях, когда длина температурных волн в образце оказывается меньше r и ρ . Тогда на основании (17) отношение сигналов дается равенством

$$\frac{S_i(\omega)}{S_p(\omega)} = \frac{\frac{x_m^2}{m e^{r^2+p^2}}}{4 \operatorname{erfi}\left(\frac{x_m r}{\sqrt{\rho^4 + 2r^4 + 3r^2\rho^2}}\right)}, \quad (18)$$

где x_m — расстояние между лазерными пучками, отвечающее максимуму ФД сигнала.

Анализ выражения (18) показывает, что при заданном r минимальное значение S_i/S_p достигается при $\rho=0$ и оказывается равным $S_i/S_p=5.29 \cdot m$. Максимальное значение ФД сигнала в этих условиях реализуется при $x_m=0.79 \cdot r$. Кроме того, из (18) следует важный вывод о том, что отношение сигналов S_i/S_p

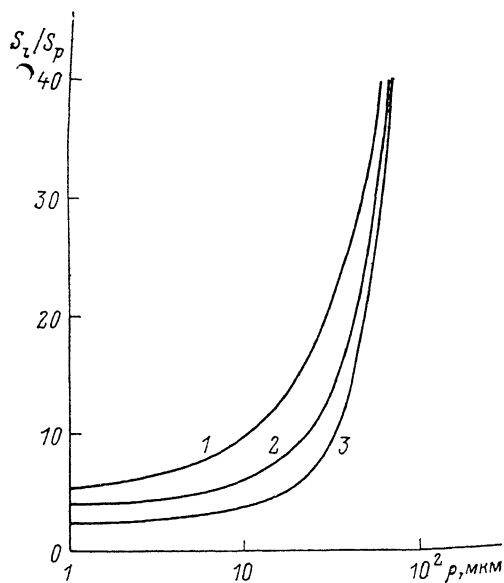
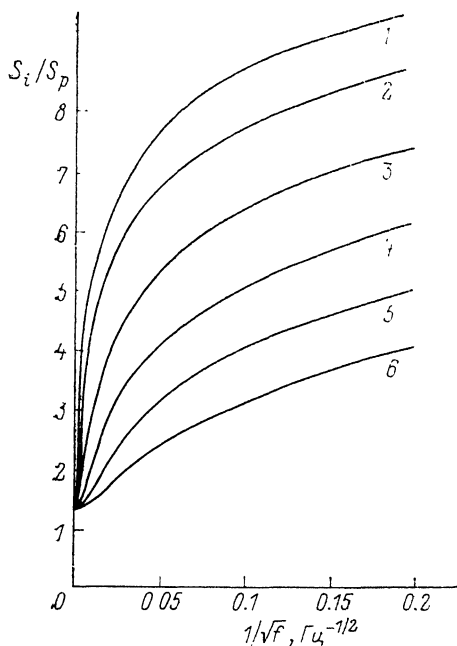


Рис. 5. Изменение отношения сигналов в зависимости от частоты модуляции.

r , мм: 1 — 2, 2 — 4, 3 — 10, 4 — 25, 5 — 50, 6 — 100 мм. Для всех кривых $\rho=0$, $\kappa=1$ см²/с, $m=0.25$

Рис. 6. Зависимость отношения сигналов от радиуса пучка возбуждающего лазера.

Для всех кривых $r=5$ мм, $\kappa=1$ см²/с, $m=0.25$. Частота модуляции, кГц: 1 — 1, 2 — 10, 3 — 100.

перестает зависеть от частоты модуляции возбуждающего излучения в условиях, когда длина температурных волн становится больше r и ρ . Этим случаем с параллельным направлением распространения лазерных пучков принципиальным образом отличается от случая с перпендикулярными друг другу лазерными пучками, для которого характерно более быстрое уменьшение интерферометрического сигнала по сравнению с ФД сигналом при высоких частотах модуляции возбуждающего излучения.

Более общие данные, отражающие относительное поведение сигналов S_i и S_p при изменении частоты модуляции возбуждающего излучения, представлены на рис. 5. В соответствии с ними наиболее существенный выигрыш интерферометрический способ регистрации ТЛ обеспечивает при использовании считывающих пучков с малыми радиусами и при низких частотах модуляции. Из него видно, что для геометрии с параллельными лазерными пучками интерферометрический метод способен обеспечивать более высокие по сравнению с ФД методом значения полезного сигнала вплоть до самых больших частот модуляции возбуждающего излучения.

Поведение сигналов S_i и S_p при изменении радиуса пучка возбуждающего лазера показано на рис. 6. Из него следует, что увеличение ρ способствует

более быстрому росту интерферометрического сигнала по сравнению с ФД. При этом в отличие от случая с перпендикулярной геометрией расположения пучков насыщения этой зависимости в области больших значений ρ не происходит.

Приведенные результаты не касались анализа поведения шумов для интерферометрического и ФД методов. Не останавливаясь здесь подробно на этом вопросе, приведем лишь наиболее существенные его моменты. Прежде всего необходимо отметить, что целый ряд шумов для обоих методов имеет общую природу. К ним относятся шумы, обусловленные флуктуациями мощности излучения считывающего лазера, и электронные шумы регистрирующей системы. Вместе с тем для ФД способа регистрации ТЛ важным дополнительным видом шумов являются шумы «нацеливания» [4, 5]. Анализ показывает, что при интерферометрическом методе последний тип шумов не играет заметной роли. Поэтому практически легко реализовать условия, при которых уровень шумов для интерферометрического метода не превышает уровня шумов для ФД метода. В этих условиях возможность получения с помощью интерферометрического метода большего по величине сигнала позволяет обеспечивать и более высокую чувствительность.

Таким образом, полученные в работе результаты могут быть использованы для сравнения основных свойств ФД и интерферометрического сигналов при регистрации ТЛ, а также показывают, что интерферометрический метод во многих случаях имеет преимущества перед ФД методом.

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. 20. N 8. P. 1333—1344.
- [5] Aamodt L. C., Murphy J. C. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 8. P. 4903—4914.
- [6] Wetsel G. C., McDonald Jr. and F. A. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. N 10. 926—928.
- [7] Inglehart L. J., Lepoutre F., Charbonnier F. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 1. P. 234—240.
- [8] Cielo P., Rousset G., Bertrand L. // Appl. Opt. 1986. Vol. 25. N 8. P. 1327—1334.
- [9] Глазов А. Л., Муратиков К. Л. // Дефектоскопия. 1989. № 9. С. 35—41.
- [10] Глазов А. Л., Муратиков К. Л. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 2. С. 164—170.
- [11] Roger J. P., Lepoutre F., Fournier D., Boccara A. C. // Photoacoustic and Photothermal Phenomena. Springer Ser. in Optical Sciences. Vol. 58. Berlin; Heidelberg: Springer, 1988. P. 245—246.
- [12] Suber G., Bertolotti M., Sibilia C., Ferrari A. // Appl. Opt. 1988. Vol. 27. N 9. P. 1807—1810.
- [13] Salazar A., Sanchez-Lovega A., Fernandez J. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. N 11. P. 4150—4156.
- [14] Fujimori H., Asakura Y., Suzuki K., Uchida S. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. Vol. 26. N 10. P. 1759—1764.
- [15] Gusev V., Velinov Ts., Bransalov K. // Semicond. Sci. Technol. 1989. N 4. P. 20—24.
- [16] Nie Y. X., Bertrand L. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. N 2. P. 438—447.
- [17] Chen L., Zhang S. Y. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50. N 19. P. 1340—1342.
- [18] Glasov A. L., Muratikov K. L. // Abstracts of E. Abbe Conference. Jena, 1989. P. 55.
- [19] Glasov A. L., Muratikov K. L. // Int. J. Optoelectronics. 1989. Vol. 4. N 3. P. 589—597.
- [20] Бражник П. К., Новиков М. А., Пушкин А. А. // Опт. и спектр. 1990. Т. 68. Вып. 3. С. 631—635.
- [21] Глазов А. Л., Муратиков К. Л. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 18. С. 81—87.
- [22] Яриш А. Квантовая электроника. М.: Сов. радио, 1980. 488 с.
- [23] Charbonnier F., Fournier D. // Sci. Instrum. 1986. Vol. 57. N 6. P. 1126—1128.

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

Поступило в Редакцию
16 августа 1990 г.

В окончательной редакции
19 февраля 1991 г.