

- [1] Вапилов В.С., Кив А.Е., Ниязова О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1981. 368 с.
- [2] Ланно М., Бургуэн Ж. Точечные дефекты в полупроводниках. М.: Мир, 1984. 263 с.
- [3] Абакумов В.Н., Патомов А.А., Ясиевич И.Н. // ФТП. 1991. Т. 25. Вып. 9. С. 1489-1516.
- [4] Lehouec K. // Sol. St. Electron. 1984. Vol. 27. N 12. P. 1097-1105.
- [5] Мак В.Т., Розенфельд А.Б., Секрет А.А. и др. // Изв. вузов. Физика. 1989. № 4. С. 112-114.
- [6] Козловский В.В., Ломасов В.Н., Пилькевич Я.Я., Питкевич М.В. // ФТП. 1980. Т. 14. Вып. 10. С. 2043-2045.
- [7] Казаринов Ю.Н., Козловский В.В., Ломасов В.Н., Питкевич М.В. // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 9. С. 1577-1581.

Одесский университет им.И.И.Мечникова

Поступило в Редакцию
23 марта 1992 г.

В окончательной редакции
28 сентября 1992 г.

12

Журнал технической физики, т. 63, в. 3, 1993

© 1993 г.

ОБ ОДНОВРЕМЕННОМ ИЗМЕРЕНИИ НЕСКОЛЬКИХ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ В ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ ОБРАЗЦА ПРИ ПОМОЩИ МЕТОДИКИ МИРАЖ-ЭФФЕКТА

Р.А.Аюханов, Б.Байзаков, К.С.Музамедьяров, С.Х.Сулейманов

Метод фототермического отклонения (мираж-эффект) как возможность контроля за изменением коэффициентов оптического поглощения, теплофизических констант и визуализации механических неоднородностей твердого тела разработана сравнительно давно [1] и наиболее полно описана в [2]. Однако теплофизические применения этого метода обычно ограничиваются измерениями температуропроводности [3,4], коэффициенты теплопроводности и теплоемкости отсюда могут быть найдены, но при условии, что один из этих коэффициентов уже известен. Ниже будет показано, что в сочетании с некоторыми вычислительными процедурами мираж-эффект обладает более широкими возможностями — позволяет одновременно находить несколько теплофизических коэффициентов и коэффициент оптического поглощения вблизи поверхности твердого тела¹ практически из одного эксперимента (из измерения величины отклонения и смещения фазы зондирующего луча при двух частотах модуляции луча накачки).

Пусть в полупространстве $z < 0$ перпендикулярно плоскости XU , в которой находится поверхность образца, падает гармонически промодулированный по интенсивности с частотой ω гауссовый пучок монохроматического света (назовем его лучом накачки), возбуждающий температурные волны в приповерхностной области внутри и вне образца (см.

¹ Эта же методика без каких-либо ограничений может быть применена для измерения коэффициентов в приповерхностном слое жидкости.

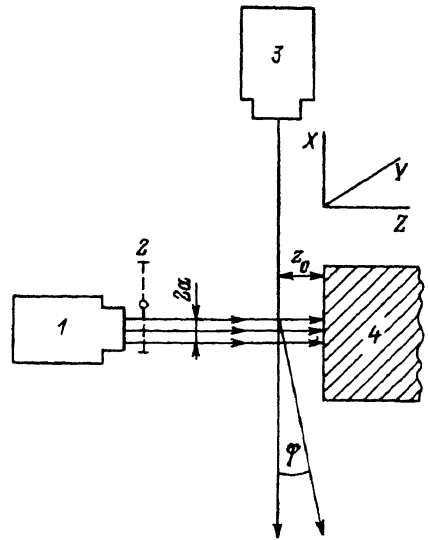


Схема возбуждения и зондирования температурных волн

1 — лазер, возбуждающий температурные волны; 2 — модулятор; 3 — зондирующий лазер; 4 — образец; φ — угол отклонения зондирующего луча, z_0 — расстояние от зондирующего луча до образца.

рисунок). Для того чтобы температура в приповерхностной области менялась также гармонически, необходимо выполнение двух условий: амплитудная интенсивность накачки должна быть такой, чтобы теплофизические коэффициенты считались постоянными, а радиус гауссова луча накачки должен удовлетворять следующему соотношению: $a < \sqrt{2k_1/\omega}$ ($k_i = k_i/(c_i\rho_i)$, k_i , k_i , c_i — коэффициенты теплопроводности, теплопроводности и теплоемкости; ρ_i — плотность; $i = 1$ для образца, $i = 0$ для окружающей среды) [5].

Зондирующий луч, падающий в приповерхностной области (при $z < 0$) параллельно поверхности образца на расстоянии от него $z_0 < \sqrt{2k_0/\omega}$, испытывает гармонические отклонения, сдвинутые по фазе относительно луча накачки, в результате модуляции коэффициента преломления n_0 окружающей среды воздушной температурной волной, возбуждаемой колебаниями луча накачки. Величина угла отклонения гауссова зондирующего луча для частного случая пересекающихся центральных осей пучков может быть записана так [2]:

$$\varphi(\omega, t) = \frac{1 + e^{i\omega t}}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial T} \int_0^{\infty} \beta_0 E(\delta) e^{-z_0\beta_0} d\delta + \text{к.с.};$$

$$\beta_i = \sqrt{\Delta^2 + \frac{i\omega}{k_i}}; \quad E(\delta) = \frac{k_1\beta_1 - k_1\alpha}{k_0\beta_0 + k_1\beta_1}; \quad \Gamma(\delta) = \frac{P\alpha}{\pi k_1} \frac{e^{-\frac{(\delta\alpha)^2}{8}}}{\beta_1^2 - \alpha^2}, \quad (1)$$

P — интенсивность света в центре гауссова пучка накачки, z_0 — расстояние от поверхности образца до точки пересечения зондирующего луча с центром гауссова луча накачки, α — коэффициент оптического поглощения образца, $\partial n_0/\partial T$ — температурный градиент коэффициента преломления среды ($\partial n_0/\partial T \sim 10^{-6} (^{\circ}\text{C}^{-1})$).

Фазовый сдвиг колебаний зондирующего луча относительно колебаний луча накачки очевидно определяется из (1) следующим образом:

$$\Theta(\omega) = \omega t - \arctg \frac{\text{Im } \varphi'(\omega, t)}{\text{Re } \varphi'(\omega, t)}. \quad (2)$$

Здесь $\varphi'(\omega, t) = \varphi(\omega, t)$ — к.с. Формула (1) была получена в предположении бесконечности образца в плоскости, перпендикулярной направлению распространения луча накачки, в реальности эта ситуация соблюдается, когда радиус луча накачки значительно меньше размеров образца.

Из (1) и (2) видно, что отклонение зондирующего луча и разность фаз между зондирующим лучом и накачкой зависят от коэффициента оптического поглощения и теплофизических констант образца и окружающей среды. Поэтому данную корреляцию можно использовать для определения теплофизических констант и коэффициента оптического поглощения образца из измеренных экспериментально значений отклонений и фаз (обратная задача).

Пусть из эксперимента известны $\varphi_0(\omega)$ и $\Theta(\omega)$ для двух частот ω_1 и ω_2 ($\varphi_0(\omega)$ — амплитудное значение $\varphi'(\omega, t)$), а также теплофизические коэффициенты окружающей среды для известной температуры. Тогда, приравнявая $\varphi(\omega)$ и $\Theta(\omega)$, измеренные экспериментально, выражениям (1) при ω_1 и ω_2 и (2) при ω_1 , можно составить систему из трех уравнений для однозначного определения неизвестных α , k_1 , c_1 в приповерхностной области образца

$$\begin{aligned} \varphi_0^{\text{эксп}}(\omega_1) &= 2 \text{Re } \varphi'(\omega_1, \alpha, k_1, c_1), \\ \varphi_0^{\text{эксп}}(\omega_2) &= 2 \text{Re } \varphi'(\omega_2, \alpha, k_1, c_1), \\ \Theta^{\text{эксп}}(\omega_1) &= \omega t - \arctg \frac{\text{Im } \varphi'(\omega_1, \alpha, k_1, c_1)}{\text{Re } \varphi'(\omega_1, \alpha, k_1, c_1)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Численное решение этой системы методом минимизации функции

$$\begin{aligned} F(\alpha, k_1, c_1) &= \left[\varphi_0^{\text{эксп}}(\omega_1) - 2 \text{Re } \varphi'(\omega_1, \alpha, k_1, c_1) \right]^2 + \\ &+ \left[\varphi_0^{\text{эксп}}(\omega_2) - 2 \text{Re } \varphi'(\omega_2, \alpha, k_1, c_1) \right]^2 + \\ &+ \left[\Theta^{\text{эксп}}(\omega_1) - \omega t + \arctg \frac{\text{Im } \varphi'(\omega_1, \alpha, k_1, c_1)}{\text{Re } \varphi'(\omega_1, \alpha, k_1, c_1)} \right]^2 \end{aligned}$$

дает искомые коэффициенты α , k_1, c_1 .

Возможность реализации этой вычислительной процедуры проверялась для кристаллического кварца при температуре 300 К и длине волны луча накачки 0.65 мкм (выбор этого прозрачного материала был обусловлен хорошей исследованностью и доступностью его теплофизических и оптических коэффициентов). Отклонения и фазы определялись из прямой задачи (1) и (2) для коэффициентов $\alpha = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $k_1 = 2.2 \cdot 10^{-3} \text{ кал}/(\text{см} \cdot \text{с} \cdot ^\circ\text{C})$, $c_1 = 0.188 \text{ кал}/(\text{г} \cdot ^\circ\text{C})$ при

$a = 0.015$ см, $z_0 = 0.02$ см, $P = 0.5 \cdot 10^7$ эрг/с и считались экспериментальными ($\varphi^{\text{эксп}}(\omega_1 = 5.96 \cdot 10^{-3})$ град, $\varphi^{\text{эксп}}(\omega_2 = 1.88 \cdot 10^{-3})$ град, $\Theta^{\text{эксп}}(\omega_1) = -338.43$ град, $\omega_1 = 50$ Гц, $\omega_2 = 100$ Гц). Подстановка $\varphi^{\text{эксп}}(\omega_1)$, $\varphi^{\text{эксп}}(\omega_2)$, $\Theta^{\text{эксп}}(\omega_1)$ в (3) и решение этой системы с помощью минимизационной процедуры позволяло получать те же величины коэффициентов, что и в прямой задаче (т.е. $\alpha = 10^{-3}$ см $^{-1}$, $k_1 = 2.2 \cdot 10^{-3}$ кал/(см \cdot с \cdot $^{\circ}$ С), $C_1 = 0.188$ кал/(г \cdot $^{\circ}$ С)). Численный анализ показал что погрешность в измерении $\varphi^{\text{эксп}}(\omega_1)$, $\varphi^{\text{эксп}}(\omega_2)$ и $\Theta^{\text{эксп}}(\omega_1)$, обусловленная недостаточно точным соблюдением геометрических параметров в реальном эксперименте (неточная установка a и z_0), не особенно сказывается при определении искомых коэффициентов. Так, при 10%-ной погрешности величин a и z_0 коэффициенты α , k_1 и c_1 будут отличаться от истинных меньше чем на 2%.

Отметим, что если определять из эксперимента отклонения и фазы для трех частот модуляции ω_1 , ω_2 , ω_3 , то, записывая в (3) систему из шести уравнений, в принципе можно получать одновременно шесть коэффициентов α , k_1 , c_1 , k_0 , c_0 , $\partial n_0 / \partial T$. Это может быть существенным в области высоких температур, когда из образца начинается газовыделение и величины k_0 , c_0 , $\partial n_0 / \partial T$ становится необходимым определять непосредственно в процессе эксперимента. Однако при этом поиске шести коэффициентов не только возрастает машинное время, но и вероятность попадания в процессе минимизации в ложный минимум, что существенно уже для вышеописанной задачи для трех коэффициентов и требует продуманного выбора начальной точки минимизации.²

Таким образом, использование методики обратной задачи позволяет, если известны экспериментальные значения мираж-эффекта, одновременно бесконтактным методом определять коэффициенты теплопроводности, теплоемкости и оптического поглощения вблизи поверхности образца.

Список литературы

- [1] Fournier D., Boccara A.C., Badoz J. // Digest of Topical Meeting on Photoacoustic Spectroscopy. Optical Society of America. Washington: D.C., 1979. Paper ThAl.
- [2] Jackson W.B., Amer N.M., Boccara A.C., Fournier D. // Appl. Opt. 1981. Vol. 20. P. 1333-1344.
- [3] Fournier D., Boccara A.C. // Scanned Imag Microscopy. ASH E.A. Ed. London: Academic, 1980.
- [4] Benchikh O., Fournier D., Boccara A.C., Teixeira J. // J. Phys. 1985. Vol. 46. P. 227-234.
- [5] Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М., 1977. 735 с.

Физико-технический институт
им.С.В.Стародубцева
Ташкент

Поступило в Редакцию
14 февраля 1992 г.
В окончательной редакции
15 сентября 1992 г.

² Исследования поведения функции $F(\alpha, k_1, c_1)$ показало, что если в результате проведения минимизационной процедуры $F(\alpha, k_1, c_1 < 10^{-6})$, то в условиях реального эксперимента можно с достаточной вероятностью утверждать, что минимум истинный, а не ложный.