

- [4] Воробьев В.М. // Изв. вузов. Физика. 1990. Т. 33. № 12. С.72-79.
[5] Захаров В.Е., Кузнецов Е.А. // Препринт Института автоматики и электрометрии СО АН СССР. Новосибирск, 1982. № 186. 50 с.
[6] Захаров В.Е., Львов В.С., Сторобинец С.С. // УФН. 1974. Т. 114. № 4. С. 609-654.
[7] Бетчов Р., Криминале В. // Вопросы гидродинамической устойчивости. М.: Мир, 1971. 262 с.
[8] Воробьев В.М., Куклин В.М. // Письма в ЖТФ. 1988. Т 13. Вып. 22. С. 1354-1358.

Запорожский университет

Поступило в Редакцию
11 июня 1991 г.

12
© 1992

Журнал технической физики, т. 62, в. 8, 1992

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛОВ

В.И. Туринов

Введение

Теплофизические характеристики материалов определяют обычно путем измерения фазы для амплитуды тепловой волны, проходящей через образец либо распространяющейся по его поверхности по его поверхности [1-4]. В этих [3,4] и подобных им методах существенная доля мощности теплового излучения рассеивается в пространстве либо в образцах, что в конечном счете требует нагрева их до высокой температуры. Кроме того, для определения теплофизических характеристик зачастую необходимы данные о геометрических параметрах образцов и оптических характеристиках излучающей поверхности. При этом измерение последних для реальных образцов является, как правило, сложной технической задачей со сравнением измерений на эталонных образцах.

Рассмотрим метод измерения коэффициента температуропроводности a , который обладает повышенной пространственной разрешающей способностью и температурной чувствительностью к обнаружению тепловых неоднородностей образцов по сравнению с известными и дает возможность понизить тепловые нагрузки на образцы.

Теоретические соотношения

Пусть на поверхность образца подается короткий импульс излучения с энергией Q , распределенной в сечении луча по закону Гаусса с характерным размером ρ_0 . Под действием мгновенного источника тепла $Q = Q_0 \exp(-\rho^2/2\rho_0^2)$, где Q_0 — плотность энергии (Дж/см²), температура в локальной области при $\tau > 0$ изменяется в функции времени τ и координаты ρ (полярная координата в плоскости образца) также по закону Гаусса с переменным характерным размером $(2a\tau + \rho_0^2)^{1/2}$, которая находится методом функций Грина для мгновенного источника тепла [5].

Тепловое излучение локально нагретой области преобразуется оптической системой (в простейшем случае линзой) и поступает на ИК фотодиод, находящийся в плоскости изображения и выполненный в виде двух центрированных относительно друг друга планарных кольцевых $p-n$ -переходов. Первое кольцо шириной $\Delta_1 = R_1 - r_1$ находится внутри второго, ширина кольца которого равна $\Delta_2 = R_2 - r_2$, причем $R_1 < r_2$, где r_i и R_i — малые и большие радиусы колец в полярной системе координат в плоскости изображения (рис. 1). Размеры радиусов таковы, что поля зрения $p-n$ -переходов не перекрываются (с учетом абберационных эффектов). Координаты в плоскости образца и в плоскости изображения ρ связаны соотношением $\rho = r/K$, где K — коэффициент углового увеличения линзы. Полагаем, что при $\tau = 0$ размер $\rho_0 \leq r_1/K$. Считаем также, что нагретая излучением локальная область образца, оптическая система и фотодиод центрированы и координаты ρ и r отсчитываются от оптической оси.

Движение тепловой волны при $\tau > 0$ приводит к тому, что сигналы на первом и втором кольцевых $p-n$ -переходах проходят через максимумы, которые можно найти из следующих выражений:

$$\frac{dI}{dr} = \frac{F_0}{2f^2} K_\lambda S_\lambda \left(\frac{\partial W_\lambda}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} \right) \rho d\rho d\lambda d\Psi, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \tau} \right) = a \frac{Q_0}{c_1 \gamma_1} \left(\frac{\rho_0^2}{2a\tau + \rho_0^2} \right)^{1/2} \left[\frac{\rho^2 - 2a\tau - \rho_0^2}{2a\tau + \rho_0^2} \right] \exp \left[-\frac{\rho^2}{2(2a\tau + \rho_0^2)} \right], \quad (2)$$

где A_0 , f и K_λ — апертура, фокусное расстояние и спектральный коэффициент пропускания линзы соответственно; S_λ — спектральная чувствительность $p-n$ -перехода; ε — коэффициент излучательной способности образца; W_λ — спектральная плотность потока излучения черного тела (по закону Планка); λ — длина волны излучения; Ψ — азимутальный угол в плоскости образца; c_1 , γ_1 — теплоемкость и удельный вес материала образца.

Согласно соотношению (2), условия максимумов сигналов выполняются при $dI/d\tau = 0$, т.е. при $\rho_i^2 - 2a\tau - \rho_0^2$. Принимая для того и другого $p-n$ -переходов ρ_i равными $\rho_i = (R_i + r_i)/2K$ и решая систему двух уравнений, находим соотношения для коэффициента температуропроводности

$$a = \frac{1}{8K^2} \frac{(r_2 + R_2)^2 - (r_1 + R_1)^2}{(\tau_m^{(2)} - \tau_m^{(1)})}, \quad (3)$$

из которого следует, что для его определения достаточно измерить $\tau_m^{(2)}$ и $\tau_m^{(1)}$ — моменты времени, при которых сигналы на кольцевых переходах будут максимальны.

В аналитическом виде выражения для тока I_i в функции τ и r (K полагаем равным единице) может быть получено для спектрального диапазона, в котором справедлив закон Рэлея-Джинса $W_\lambda = 2\pi c k_0 T / \lambda^4$, где c — скорость света в вакууме, K_0 — постоянная Больцмана.

Подставляя (2) и соотношение закона Рэлея-Джинса в (1) и интегрируя его по r в пределах от r_i по R_i , затем по времени τ в пределах от

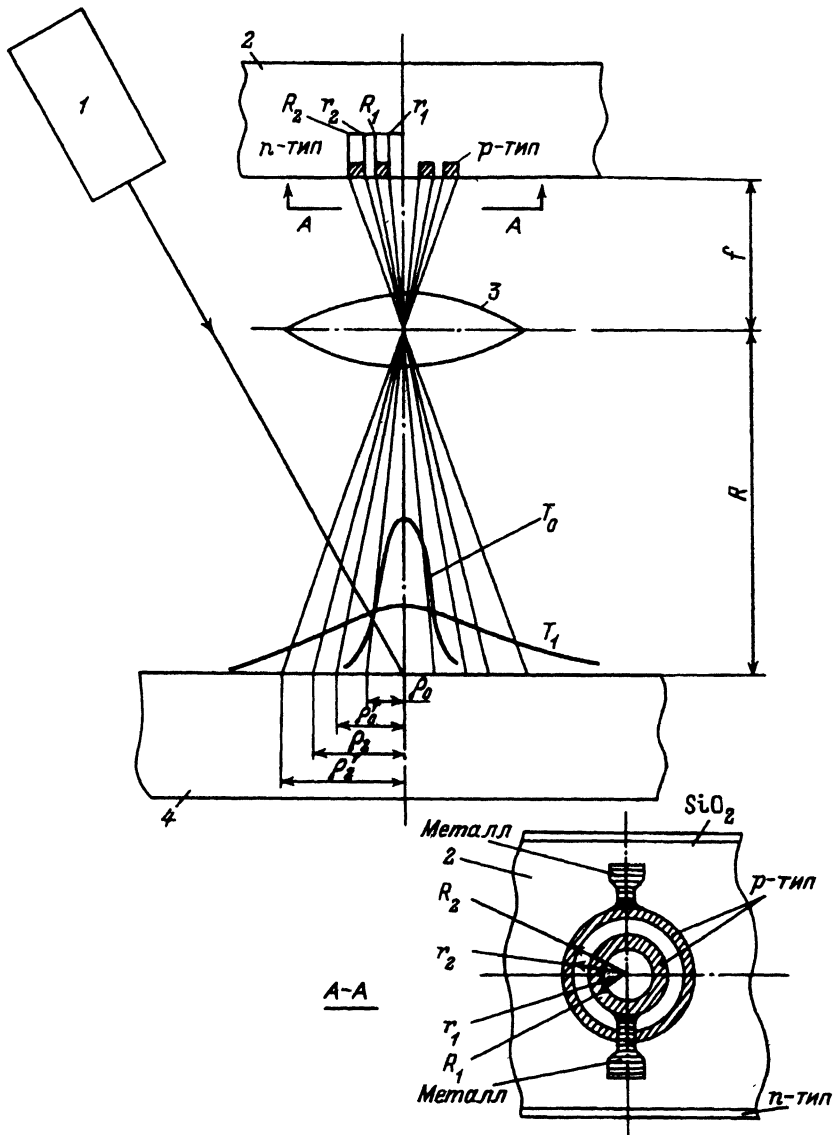


Рис. 1. Схема приема теплового излучения кольцевыми n - p -переходами. 1 — лазер, 2 — фотодиод, 3 — линза, 4 — образец.

$\alpha_1 = 1/2(2a\tau + \rho_0^2) = 1/2r_1^2$ до $\alpha = 1/2(2a\tau + \rho_0^2)$, находим зависимости фотосигналов I_i p - n -переходов от τ

$$I_i = -\frac{\Phi\sqrt{2}}{2a} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\alpha}} [\exp(-\alpha r_i^2) - \exp(-\alpha R_i^2)] - \frac{1}{\sqrt{\alpha_1}} [\exp(-\alpha_1 r_i^2) - \exp(-\alpha_1 R_i^2)] \right\},$$

$$\Phi = \frac{A_0 \pi c k_0 a \rho_0}{c_1 \gamma_1 f^2} M_\lambda Q_0, \quad M_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K_\lambda S_\lambda \frac{d\lambda}{\lambda^4}, \quad (4)$$

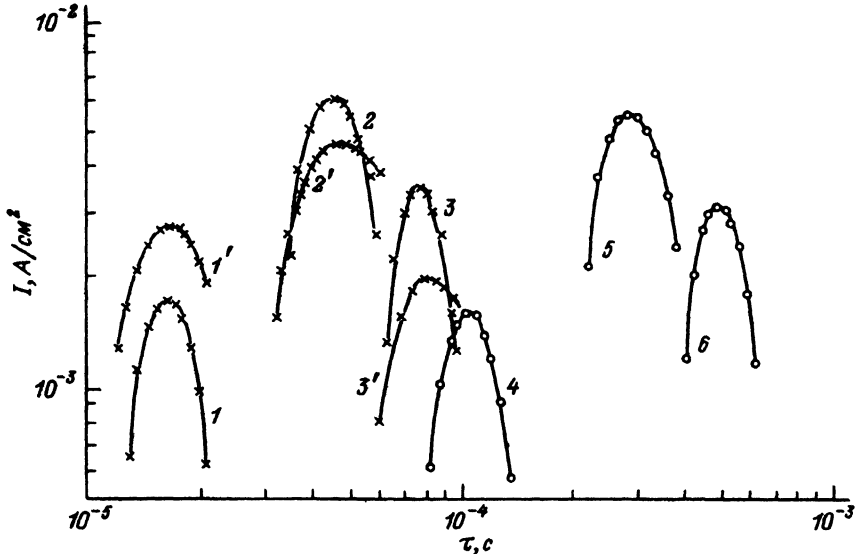


Рис. 2. Зависимость сигналов I_i кольцевых $p-n$ -переходов спектрального диапазона 5...12 мкм от времени τ при приеме теплового излучения от образцов из меди и никеля.

которые справедливы для $T \geq 500K$ и $\lambda \geq 8$ мкм. Из соотношений (4) при условиях $dI_i/d\tau = 0$ для первого и второго переходов получаем систему двух уравнений с двумя неизвестными a и ρ_0

$$\frac{R_1^2 - r_1^2}{x_1} = \ln(R_1^2 + x_1)^2 - \ln(r_1^2 + x_1)^2,$$

$$\frac{R_2^2 - r_2^2}{x_2} = \ln(R_2^2 + x_2)^2 - \ln(r_2^2 + x_2)^2, \quad (5)$$

где $x_1 = 2a\tau_m^{(1)} + \rho_0^2$, $x_2 = 2a\tau_m^{(2)} + \rho_0^2$, которые находим по экспериментальным значениям $\tau_m^{(1)}$ и $\tau_m^{(2)}$ при известных параметрах r_i , R_i и K .

Оценки для фотодиодов диапазона $\lambda = 8 \dots 14$ мкм [6] показали, что ρ_i , принятые при выводе соотношения (3), отличаются от ρ_i , соответственно найденным из уравнений (5) для моментов времени $\tau_m^{(1)}$ и $\tau_m^{(2)}$, не более чем на 1...2%. Для фотодиодов этого спектрального диапазона также незначительно отличаются по величине сигналы I_i , полученные по формулам (4) (закон Рэля-Джинса) и (1) (закон Планка). Наибольшее расхождение по величине сигналов I_i , определяемых по (1) и (4), наблюдается в диапазоне $\lambda = 5 \dots 12$ мкм при хорошем совпадении $\tau_m^{(1)}$ и $\tau_m^{(2)}$ (рис. 2). Зависимости рис. 2 приведены для фотосигналов, получаемых от образцов из меди $a(\text{Cu}) = 1.125 \text{ см}^2/\text{с}$ и никеля $a(\text{Ni}) = 0.177 \text{ см}^2/\text{с}$, при начальных условиях $\rho_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ и длительности импульса излучения $\tau_0 = 1 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Зависимости 1-3 для Cu и параметров фотодиода $R_1 - r_1 = 75 - 60$ мкм, $R_2 - r_2 = 120 - 90$ и $150 - 120$ мкм соответственно получены по соотношению (4) для спектрального диапазона $\lambda = 5 \dots 12$ мкм. Зависимости 1' - 3' по условиям аналогичны зависимостям 1-3 по получены

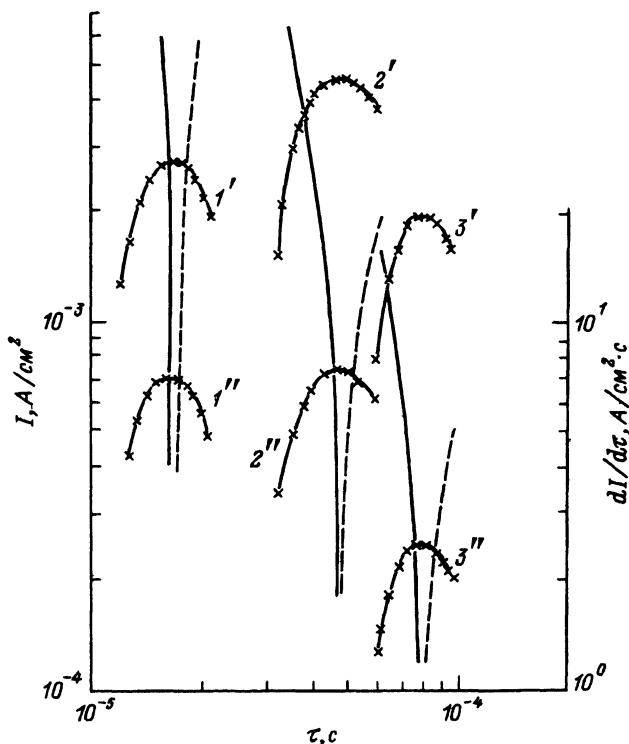


Рис. 3. Зависимость сигналов I_i кольцевых $p-n$ -переходов спектральных диапазонов 2...5 и 5...12 мкм от времени τ при приеме теплового излучения от образца из меди.

по соотношению (1) путем прямого интегрирования. Зависимости 4-6 по условиям аналогичны зависимостям 1' - 3', по получены для образца из никеля. По величине сигналов I_i , соответствующие зависимости для одинаковых экспериментальных условий, но разных образцов, например 1, 4 и т.д., отличаются меньше, чем зависимости, полученные по соотношениям (1) и (4).

На рис. 3 приведены зависимости I_i от τ для фотодиодов чувствительных в диапазонах 2...5 (1'' - 3'') и 5...12 (1' - 3', соответствующие зависимостям на рис. 1). Зависимости даны для Cu и условий эксперимента, аналогичных рис. 2. На рисунке для фотодиодов, чувствительного в диапазоне 2...5 мкм, показаны также зависимости $dI_i/d\tau$ (штриховые зависимости относятся к производным с противоположными знаками).

Выводы

Итак, для определения коэффициента температуропроводности a с помощью описанного выше фотодиода достаточно измерить моменты времени, при которых сигналы на кольцевых $p-n$ -переходах будут максимальны. Точность определения a не зависит от спектрального диапазона чувствительности фотодиода, от которого зависит, однако, температурное разрешение метода, максимальное в диапазоне 5...12 мкм. Пространственное разрешение метода равно ширине кольца $\Delta\rho_i$, с которо-

принимается излучение кольцевыми $p - n$ -переходами, и ограничено только методами современной фотолитографической технологии изготовления $p - n$ -переходов, т.е. размеров r_i и R_i , пределом фокусировки ρ_0 зондирующего излучения и коэффициентом углового увеличения K оптической системы. Повышенная температурная чувствительность метода обусловлена тем, что фотодиод принимает тепловое излучение расходящейся тепловой волны, "перехватывая" его кольцевыми $p - n$ -переходами во всем азимутальном угле $\Psi = 2\pi$, что эквивалентно приему сигнала с большой площади излучающей поверхности.

Список литературы

- [1] Nordal P.E., Kanstad S.O. // Phys. Scripta. 1979. Vol. 20. P. 659-662.
- [2] Leung W.P., Tam A.C. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 1. P. 153-161.
- [3] Cielo P. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 1. P. 230-234.
- [4] Neale R. // Electron. Eng. 1986. Vol. 58. N 719. P. 113-114, 117.
- [5] Лыков А.В. // Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 599 с.
- [6] Туринов В.И. // Электронная техника. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника. 1984. № 1. С. 88-98.

Научно-производственное
объединение "Исток"
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
17 июня 1991 г.

05;12
© 1992

Журнал технической физики, т. 62, в. 8, 1992

КОНТРОЛЬ НАПРАВЛЕНИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАСПЛАВА НА НАЧАЛЬНОМ ЭТАПЕ ПРЯМОГО ВЧ ПЛАВЛЕНИЯ В ХОЛОДНОМ КОНТЕЙНЕРЕ

*В.И.Александров, В.П.Войццицкий, Е.Е.Ломонова,
В.В.Осико, Н.П.Ханеев*

Введение

В настоящее время для выращивания монокристаллов простых и сложных оксидов широко применяется метод направленной кристаллизации в холодном контейнере [1]. Определяющую роль в создании оптимальных условий кристаллизации играет предшествующий ей процесс формирования ванны расплава. В работе [2] изучалось влияние на этот процесс порозности исходной шихты и удельной мощности, выделяющейся в расплаве, которые определяют направления распространения расплава. Информация о том, в каких направлениях движется расплав на начальной стадии плавления, важна для оперативного управления ВЧ генератором и для определения режима загрузки в расплав дополнительных порций материала. Особенно это существенно при плавлении новых материалов, когда стоит задача создания устойчивой ванны расплава.