

07;12

©1994 г.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА «МИРАЖА» ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В.И.Миргородский, Е.В.Новичихин, В.М.Носырев, В.А.Сабликов

Представлены результаты экспериментального исследования возможностей измерения температуропроводности твердых тел с помощью эффекта "миража". Показано, что экспериментальные результаты неплохо описываются развитой теорией и могут использоваться для практического определения температуропроводности широкого круга исследуемых материалов.

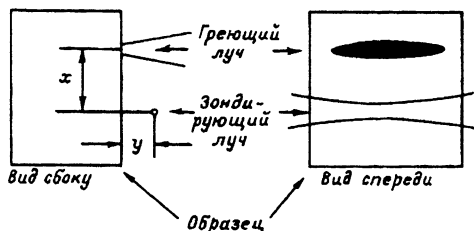
Как известно, одной из фундаментальных характеристик материи является температуропроводность, это позволяет путем ее измерения осуществлять эффективную диагностику состояния веществ и структур. Иллюстрацией возможностей применения такой диагностики может служить исследование параметров имплантированных и пористых материалов [1,2], а также двухслойных образцов [3].

Цель данной работы состоит в экспериментальном исследовании возможностей метода измерения температуропроводности веществ, основанного на использовании эффекта "миража". Этот метод был предложен в работе [4] и является, на наш взгляд, перспективным для практических применений.

Метод измерения температуропроводности на основе эффекта "миража" [4] состоит в регистрации распределения градиента температуры вблизи поверхности исследуемого образца, разогреваемого локально оптическим излучением с модулированной во времени интенсивностью. Для этого на плоскую поверхность образца исследуемого материала фокусируется "греющее" излучение, а на небольшом расстоянии над поверхностью пропускается зондирующий луч, который испытывает рефракцию из-за градиента температуры воздуха, возникающего вблизи нагретой поверхности. Теория метода и результаты демонстрационных экспериментов приведены в работе [5].

В данной работе использовалась видоизмененная по сравнению с [5] геометрия эксперимента, предложенная в работе [6]: греющее излучение фокусировалось на поверхность исследуемого вещества в виде линии (реально в виде эллипса с большим эксцентриситетом), параллельной направлению распространения зондирующего луча (рис. 1), а не в круглое пятно, как это делалось в работе [5]. Такая геометрия, на

Рис. 1. Схема расположения "греющего" и зондирующего лучей относительно исследуемого образца.



наш взгляд, предпочтительнее для практического использования, поскольку при заданной мощности греющего излучения, фокусируя свет в линию, удастся заметно снизить плотность мощности на исследуемой поверхности. В случае заданной плотности мощности такая фокусировка позволяет использовать большую мощность греющего излучения (без разрушения исследуемых объектов) и, следовательно, обеспечивать более высокую чувствительность метода. При этом, разумеется, требуются образцы больших размеров, чем при фокусировке "греющего" излучения в круглое пятно.

Параллельно линии фокусировки на образец "греющего" излучения на расстоянии y от поверхности образца проходит зондирующее излучение, сфокусированное так, что перетяжка располагается в районе падения греющего луча (рис. 1).

Измеряется угол отклонения (из-за эффекта "миража") зондирующего излучения, который пропорционален градиенту температуры в области прохождения зондирующего луча. Мы рассматриваем случай, когда "греющее" излучение поглощается только в образце, поэтому температурное поле в газе определяется его нагреванием от поверхности образца и процессами теплопроводности собственно в газе.

Для обработки экспериментальных результатов был выполнен расчет температурных полей, возникающих в этом случае. Температура в образце была найдена из уравнения теплопроводности, при решении которого можно пренебречь теплоотводом в газ (в силу его низкой теплопроводности и плотности). Кроме того, предполагалось, что свет поглощается вблизи поверхности и ширина световой полоски мала по сравнению с тепловой длиной $\sqrt{2\chi/\omega}$, где χ — температуропроводность образца и ω — частота модуляции. В этом случае распределение температуры на поверхности образца вдоль координаты x дается выражением

$$T = -\frac{P}{2\chi} Y_0 \left(|x| \sqrt{i\omega/\chi} \right), \quad (1)$$

P — переменная мощность светового луча на единицу длины греющей полоски (считается, что $P \sim \exp(i\omega t)$, ω — частота модуляции); χ — теплопроводность образца; Y_0 — функция Бесселя второго рода.

Температурное поле в газе определяется уравнением теплопроводности с использованием выражения (1) в качестве граничного условия на поверхности раздела газ-образец. Расчет приводит к следующему

результату:

$$T(x, y) = \frac{P}{\pi \chi} \int_0^{\infty} dq \frac{\cos(qx \sqrt{\omega/\chi})}{\sqrt{i + q^2}} \exp[-y \sqrt{(q^2 + i\alpha)\omega/\chi}], \quad (2)$$

где $\alpha = \chi/\chi_g$, χ_g — температуропроводность газа.

Угол отклонения Θ зондирующего луча света в направлении осей x и y пропорционален соответствующим компонентам градиента температуры. Так, для луча, проходящего на высоте y над поверхностью и на расстоянии x от греющей полоски, из (2) имеем следующие выражения для углов отклонения:

$$\Theta_x = -C \int_0^{\infty} dq \frac{q}{\sqrt{i + q^2}} \exp[-y \sqrt{(q^2 + i\alpha)\omega/\chi}] \sin(qx \sqrt{\omega/\chi}),$$

$$\Theta_y = -C \int_0^{\infty} dq \sqrt{\frac{i\alpha + q^2}{i + q^2}} \exp[-y \sqrt{(q^2 + i\alpha)\omega/\chi}] \cos(qx \sqrt{\omega/\chi}), \quad (3)$$

где C — коэффициент пропорциональности, зависящий от длины полоски, мощности света и показателя преломления газа.

Формулы (3) для компонент угла отклонения, их амплитуда и фаза использовались при анализе экспериментов.

В качестве “греющего” использовалось излучение аргонового лазера с длиной волны 0.514 мкм и мощностью около 50 мВт, а для зондирования использовалось излучение гелий-неонового лазера с длиной волны 0.63 мкм и мощностью около 1 мВт. Во время экспериментов измерялись модуль и фаза угла отклонения зондирующего луча, обусловленного эффектом “миража”, в зависимости от расстояния x между “греющим” и зондирующим лучами при фиксированных расстояниях зондирующего луча до поверхности образца y . При этом диаметр зондирующего луча ($D \approx 100$ мкм) выбирался меньшим, чем тепловая длина в воздухе $L_t = \sqrt{\chi_g/\pi f}$ (где $\chi_g = 0.185$ см²/с — температуропроводность воздуха, f — частота модуляции), это позволяло исключить существенные искажения формы луча, возможные в поле неоднородного температурного градиента. Частота модуляции “греющего” излучения выбиралась из тех же соображений достаточно низкой (4–7 Гц). Расстояние зондирующего луча от поверхности образца ($y \approx 200$ мкм) выбиралось так, чтобы, с одной стороны, сигнал не был бы слишком слабым (так как он достаточно быстро уменьшается при удалении от поверхности [5]), а с другой стороны, чтобы не проявлялись эффекты, связанные с дифракцией зондирующего луча на образце.

Регистрация двух компонент отклонения зондирующего луча (перпендикулярной и параллельной поверхности образца) осуществлялась стандартным образом [2] с помощью четырехсегментного позиционно-чувствительного фотоприемника с последующим квадратурным синхронным детектированием, что позволяло в результате получать как

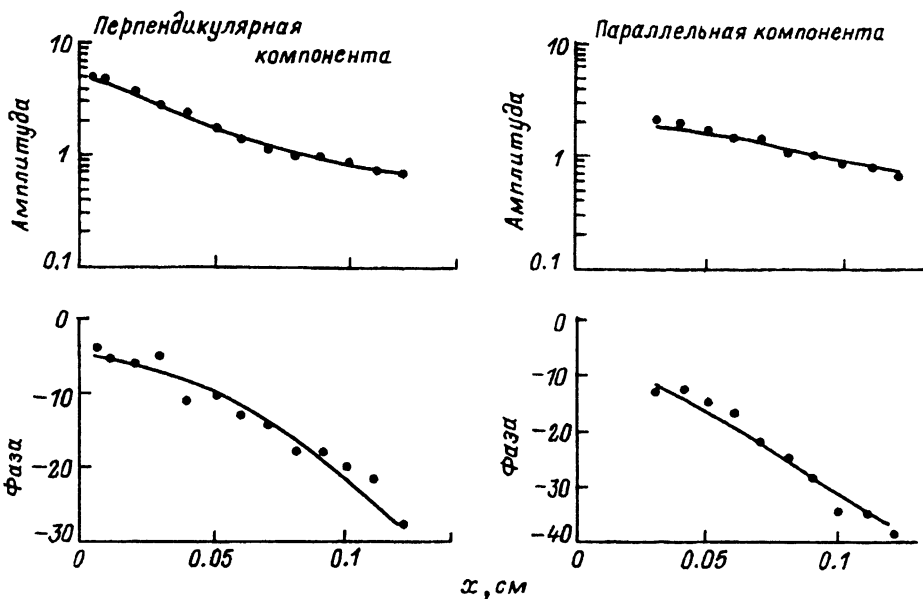


Рис. 2. Амплитудные и фазовые зависимости перпендикулярной и параллельной компонент угла отклонения зондирующего луча для образца из Mg от разнесения "греющего" и зондирующего лучей x .

модули, так и фазы двух взаимноперпендикулярных компонент измеряемого отклонения зондирующего луча ($\text{mod}||$, $\text{mod}\perp$, $\text{фаза}||$, $\text{фаза}\perp$).

Измерения проводились с использованием образцов, чистых по химическому составу материалов, характеризующихся как большим, чем у воздуха, значением температуропроводности (Mg, Pb, Zn), так и меньшим (Bi, V, монокристаллический CdS).

Результаты эксперимента, полученные на образце Mg для параллельной (справа) и для перпендикулярной (слева) компонент, представлены на рис. 2 точками; теория представлена сплошной линией. Теоретические расчеты сделаны исходя из известного значения температуропроводности Mg ($\chi = 0.835$) [7]. Как видно, для модуля и фазы сигнала наблюдаются монотонно спадающие зависимости. При этом для обеих компонент экспериментальные и теоретические зависимости модуля и фазы, как видно, неплохо соответствуют друг другу.

На рис. 3 представлены аналогичные зависимости, полученные для образцов CdS (результаты эксперимента — точки, сплошная линия — теория, справа — для компоненты параллельной исследуемой поверхности, а слева — для перпендикулярной). Видно, что по сравнению со случаем Mg наблюдаются похожие зависимости для параллельных компонент, в то время как для перпендикулярных компонент вид кривых качественно иной: на зависимости модуля сигнала в случае CdS наблюдается минимум, сопровождающийся на фазовой зависимости участком с более быстрым изменением фазы. При этом для обеих компонент наблюдается близкое соответствие эксперимента и расчета с использованием известного значения температуропроводности: $\chi(\text{CdS}) = 0.088$ [7].

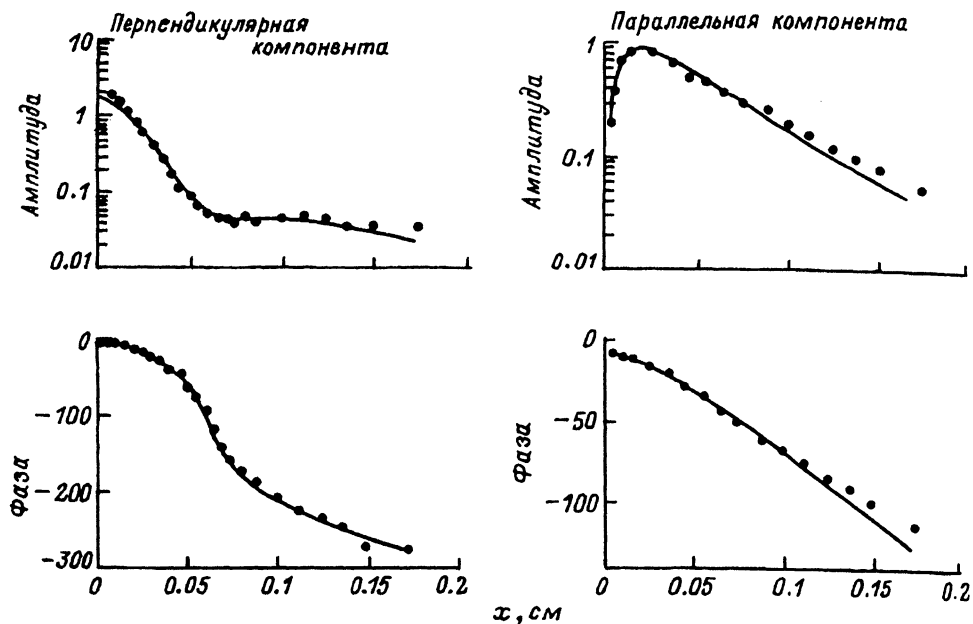


Рис. 3. Амплитудные и фазовые зависимости перпендикулярной и параллельной компонент угла отклонения зондирующего луча для образца из CdS от разнесения "греющего" и зондирующего лучей x .

Разница в зависимостях фототермоакустических сигналов для веществ с большой и малой теплопроводностью, впервые обнаруженная и интерпретированная в [5], связана с тем обстоятельством, что фронт тепловой волны на поверхности вещества с малой теплопроводностью распространяется медленнее, чем в воздухе, что приводит к появлению вблизи исследуемой поверхности областей, где перпендикулярные компоненты градиента температуры имеют разные знаки. При переходе зондирующего луча между такими областями и возникает указанная особенность.

Как следует из рисунков, наблюдается неплохое совпадение экспериментальных результатов с расчетом, что, во-первых, подтверждает вывод [5] о возможности теоретического описания явления при сделанных приближениях с достаточно высокой точностью, а во-вторых, указывает на возможность использовать процедуру подгонки теоретических зависимостей к экспериментальным для определения параметров исследуемого вещества и эксперимента, входящих в теорию. К таким параметрам относятся теплопроводность χ исследуемого вещества и высота y зондирующего луча над поверхностью образца, которая также варьировалась, так как точность определения ее в эксперименте была невелика. Следует отметить, что, по-видимому, возможно обеспечить достаточно точное определение расстояния y и экспериментальными методами, это, безусловно, позволит упростить процедуру обработки результатов измерений, однако усложнит эксперимент.

Чтобы оценить точность определения χ с помощью данного метода, был предпринят ряд измерений с последующей подгонкой рас-

чета и эксперимента для всех четырех зависимостей (мод||, мод⊥, фаза||, фаза⊥). Подгонка осуществлялась путем вычисления среднеквадратичных отклонений экспериментальных зависимостей от теоретических при последовательном переборе варьируемых параметров X и y в интервалах, предположительно заключающих искомые значения. Далее строились карты равных отклонений, по которым и определялись значения X и y , обеспечивающие минимальные рассогласования эксперимента с теорией.

В результате оказалось, что наилучшее согласование экспериментальных зависимостей с теоретическими для разных кривых (мод||, мод⊥, фаза||, фаза⊥) наблюдается при несовпадающих параметрах X и y . Поскольку в идеале должно наблюдаться совпадение между собой параметров, полученных на всех четырех зависимостях, то разница между полученными таким образом значениями и характеризует, по нашему мнению, погрешности метода. Обработка экспериментальных зависимостей показала, что среднеквадратичное рассогласование экспериментальных результатов с известными в литературе значениями температуропроводности X составляет около 25%, что, по-видимому, и может являться оценкой относительной точности данной реализации метода.

Следует подчеркнуть, что поскольку данный метод является методом абсолютного измерения температуропроводности, то указанная точность является достаточно высокой.

Анализ источников ошибок показал, что основной их причиной являлись шумы в регистрирующем тракте, влияние которых, однако, может быть уменьшено как с помощью технического совершенствования самого регистрирующего тракта, так и путем увеличения мощности "греющего" излучения. В случае исследованных веществ, учитывая их достаточно высокую термостойкость, мощность может быть увеличена без их разрушения по крайней мере в 10 раз, что, безусловно, приведет к существенному повышению точности измерений и может сделать данный метод пригодным для эталонных измерений.

Список литературы

- [1] *Para T., Scudieri F., Marinelli M., Zammit U.* // G. Cerbali J. De Physique Colloque C5. 1983. Vol. 44. Supplement au 10.
- [2] *Bein B.K., Krueger S., Pelzl J.* // Can. J. Phys. 1986. Vol. 64. N 9. P. 1208-1216.
- [3] *Tominaga T., Ito K.* // Jap. J. Appl. Phys. 1988. Vol. 27. N 12. P. 2392-2397.
- [4] *Gordon J.P., Leite R.C.C., Moore R.S. et al.* // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. N 1. P. 3-8.
- [5] *Jackson W.B., Amer N.M., Boccara A.C., Fournier D.* // Appl. Opt. 1981. Vol. 20. N 8. P. 1333-1340.
- [6] *Skumanich A., Dersch H., Fathallah M., Amer N.M.* // J. Appl. Phys. A. To be published.
- [7] *Кикоин И.К.* Таблицы физических величин. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.

Институт радиотехники и электроники
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
22 июля 1993 г.