

07; 12

© 1993

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ КРЕМНИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

К.В. Лапшин, А.Н. Петровский,
А.О. Сальник

Применение нового бесконтактного метода фотодефлекционной спектроскопии (ФДС) или т.н. метода „мираж” – эффекта для исследования тепловых и электронных свойств полупроводников при комнатной температуре описано уже в ряде работ [1–4]. Показано, что метод ФДС позволяет проводить количественные измерения температуропроводности (κ), коэффициента диффузии и времени жизни неосновных носителей заряда полупроводников. Однако до сих пор метод ФДС не применялся для аналогичных измерений при низких температурах.

В данной работе приведены результаты применения метода импульсной ФДС (ИФДС) к измерению температуропроводности кремния в диапазоне температур 77–300 К.

В использованной модели формирования ИФДС-сигнала было оценено влияние изменения температуры на величину параметров кремниевого образца. При этом рассматривалась только тепловая составляющая сигнала без учета вклада рекомбинирующих носителей заряда [4].

В этом случае амплитуда S ИФДС-сигнала есть [2, 3]:

$$S_{\text{ИФДС}} = \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{N_0(h\nu - E_g)x}{\rho c} \frac{\exp(-x^2/4\alpha t)}{(16\pi(\alpha t))^{3/2}}, \quad (1)$$

где $N_0 = I_0/h\nu$, I_0 – интенсивность потока квантов возбуждающего излучения с энергией фотона $h\nu$, E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, n , ρ и c – коэффициент преломления, плотность и теплоемкость полупроводника соответственно.

Зависимость коэффициента dn/dT от температуры с хорошей точностью можно аппроксимировать степенной функцией $AT^{-0.5}$, где A – некий постоянный при выбранных параметрах образца и возбуждающего излучения коэффициент.

Удельная теплоемкость кремния в диапазоне 77–300 К линейно зависит от температуры [5]. Изменением же ширины запрещенной зоны кремния в этом температурном интервале можно пренебречь (< 10%).

Выразив \varkappa через положение максимума сигнала t_m и x имеем [3]:

$$\varkappa = x^2/6t_m, \quad (2)$$

$$S_{\text{ИФДС}}(x, t) = \frac{B}{x^2 c} \left(\frac{dn}{dt} \right) \left(\frac{t_m}{t} \right)^{1.5} \exp \left(-\frac{3t_m}{2t} \right), \quad (3)$$

где B — размерный коэффициент, зависящий от выбора исследуемого образца и параметров возбуждающего излучения.

При этом амплитуда сигнала в максимуме

$$S_{\text{ИФДС}}(x, t_m) = \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{B_t}{x^2 c} \sim T^{-0.5}. \quad (4)$$

Таким образом, амплитуда ИФДС-сигнала увеличивается с падением температуры в соответствии с (4), а зависимость \varkappa от температуры определяется, как и ранее [2-4], координатной зависимостью ИФДС-сигнала (2).

Исследуемый образец в экспериментальной установке помещался в оптический криостат специальной конструкции „Парек-001“, позволявший плавно изменять и контролировать температуру от азотной до комнатной. В остальном использованная в работе установка была аналогична описанной ранее [2-4].

В работе исследовались образцы монокристаллического кремния с удельным сопротивлением 1 Ом·см и временем жизни носителей заряда меньше 1 мкс. Таким образом, влияние электронной составляющей было ничтожно мало по сравнению с тепловым вкладом в сигнал.

На рис. 1 приведена экспериментальная зависимость формы ИФДС-сигнала для нескольких температур.

Из рисунка следует, что общий вид температурной зависимости ИФДС-сигнала при уменьшении температуры остается тем же. Смещение положения t_m в сторону меньших времен при уменьшении температуры объясняется увеличением коэффициента температуропроводности \varkappa . Наблюдалось также и абсолютное увеличение амплитуды сигнала с падением температуры, но несколько меньше, чем это следует из теоретических расчетов (ур. 4).

Численные расчеты температуропроводности кремниевого образца проводились по координатной зависимости ИФДС-сигнала (ур. 2).

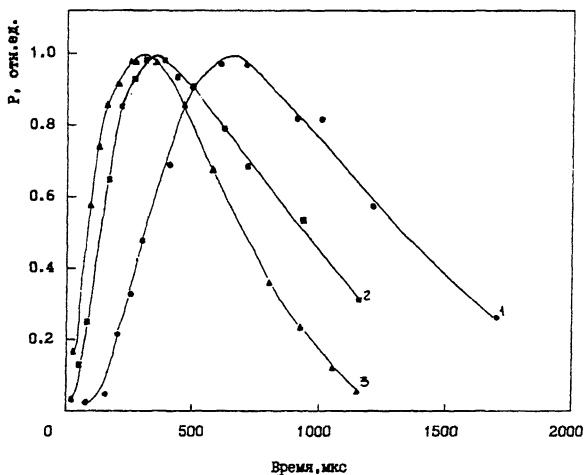


Рис. 1. Зависимость амплитуды (P) ИФДС-сигнала от времени для образца кремния n -типа при различных температурах: 1 - $T = 300$ K, 2 - 181 K, 3 - 135 K.

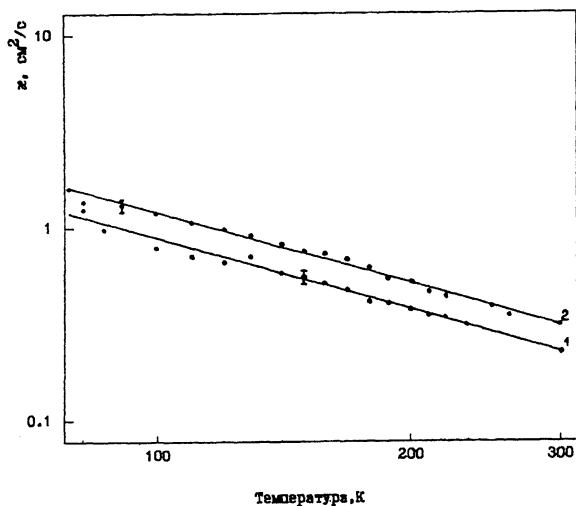


Рис. 2. Зависимость температуропроводности (κ) образца кремния от температуры при двух различных глубинах зондирования: 1 - $x = 200$ мкм, 2 - 400 мкм.

Полученная экспериментальная зависимость κ от температуры приведена на рис. 2.

Как следует из приведенного графика, температуропроводность кремниевого образца в пределах погрешности эксперимента линейно увеличивается с уменьшением температуры. Значение κ при комнатной температуре хорошо согласуется с результатами, полученными нами ранее [2] и табличными данными.

Аналогичные измерения были проведены при нескольких значениях глубины зондирования. Из рис. 2 следует, что при этом угол наклона логарифмических зависимостей коэффициента температуропроводности к оси логарифма температуры на всех представленных графиках одинаковый, что свидетельствует о хорошей воспроизводимости и достоверности эксперимента.

Полученную экспериментальную зависимость температуропроводности кремния от температуры в интервале 77–300 К можно с точностью порядка нескольких процентов аппроксимировать степенной функцией:

$$\kappa = CT^{-(1.18 \pm 0.02)}, \quad (5)$$

где $C = (2.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с} \cdot \text{К}$.

Отметим, что полученный вид температурной зависимости хорошо согласуется с оценочными представлениями, согласно которым коэффициент температуропроводности при достаточно высоких температурах линейно зависит от длины свободного пробега фононов, обратно пропорциональной температуре. Следовательно, можно было ожидать показатель степени в температурной зависимости κ порядка „-1“, что и было подтверждено экспериментально.

По нашим данным, полученные результаты являются новыми и ранее для температурных зависимостей κ не приводились.

Таким образом, в данной работе продемонстрировано применение метода ИФДС для бесконтактного измерения температуропроводности кремния в интервале температур 77–300 К. Дальнейшая разработка теоретической модели и соответствующие экспериментальные исследования по измерению температурных зависимостей электронных параметров полупроводников этим методом находятся в стадии завершения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Fournier D., Bossara C., Skumanich A., Amer N.M. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N. 3. P. 787–795.
- [2] Зуев В.В., Мехтиев М.М., Мухин Д.О., Петровский А.Н., Сальник А.О. Препринт МИФИ. № 031-90. М., 1990. 24 с.

- [3] P e t r o v s k y A.N., S a l n i c k A.O.,
Z u e v V.V., G r y g o r i e v V.V., M e k h -
t i e v M.M. // Laser Physics. 1991. V. 1. N.3.
P. 279-287.
- [4] P e t r o v s k y A.N., S a l n i c k A.O.,
Z u e v V.V., M u k h i n D.O., M e k h -
t i e v M.M., F o u r n i e r D., B o s s a -
r a A.C., P e l z l J. // Solid State Comm. 1992.
V. 81. N.3. P. 223-225.
- [5] Акустические кристаллы. / Под ред. М.П. Шаскольского. М.:
ГИФМЛ. 1982. 632 с.
- [6] Б е р м а н Р. Теплопроводность твердых тел. М.: Мир, 1979,
286 с.

Московский инженерно-
физический институт

Поступило в Редакцию
11 ноября 1992 г.