

05;06.2;07;11;12

©1994

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ КРЕМНИЯ В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 77–300 К

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

В работах [1–3] были показаны преимущества и возможности применения метода фотодефлекционной спектроскопии (ФДС) для исследования тепловых и электронных свойств полупроводников при комнатной температуре. В работе [4] были впервые приведены результаты применения метода импульсной ФДС (ИФДС) к измерению температуропроводности кремния при низких температурах.

В данной работе, являющейся продолжением начатых в [4] исследований, показана возможность экспериментального применения метода ИФДС к измерению скорости поверхностной рекомбинации кремния в диапазоне температур 77–300 К.

Кроме рассмотренной в [4] тепловой составляющей, в использованной модели учитывался вклад в ИФДС сигнала составляющих, обусловленных рекомбинацией фотоиндуцированных неравновесных носителей и пространственным распределением концентрации неравновесных носителей.

Так как в наших исследованиях выполнялись условия

$$t_p \ll \tau, \Delta t; \alpha^{-1} \ll \langle D/S \rangle; \quad t \gg \max\langle x/2D\alpha; 1/\alpha^2 D \rangle, \quad (1)$$

где t_p — время лазерного импульса (40 нс), τ — время жизни неравновесных носителей (~ 300 мкс), Δt — время наиболее значительных изменений концентрации носителей заряда (~ 20 мкс), α — коэффициент поглощения образца ($\sim 5 \cdot 10^4$ см⁻¹), t — время наблюдения, S — скорость поверхностной рекомбинации (~ 500 см/с), D — коэффициент диффузии (12.5 см²/с при $T = 300$ К), x — глубина зондирования образца (≤ 400 мкм), то правомерно приближение

для концентрации неравновесных фотоиндуцированных носителей заряда N [2]:

$$N(x, t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \times \\ \times \left\{ \frac{\exp(-x^2/4Dt)}{\sqrt{\pi Dt}} - \left(\frac{S}{D}\right) \cdot \exp \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{S}{D}x + \frac{S^2}{D}t\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}} + S\sqrt{\frac{t}{D}}\right) \right\}, \quad (2)$$

где N_0 — концентрация неравновесных носителей после действия света.

Значение аргумента, от которого берется дополнительная функция ошибок, имеет порядок 1, для ее упрощения использовалось приближение полиномами (с точностью до $2.5 \cdot 10^{-5}$) [5].

Приравняв вторую производную $N(x, t)$ по координате и времени нулю, получаем выражение для нахождения времени t_0 , при котором электронная составляющая ИФДС сигнала достигает максимума:

$$\frac{x}{2t\sqrt{\pi Dt}} \cdot \left\{ \frac{3}{2} + \frac{t}{\tau} - \frac{x^2}{4Dt} \right\} + S \times \\ \times \left\{ \left(\frac{a_1}{z} + \frac{a_2}{z^2} + \frac{a_3}{z^3} \right) \cdot \frac{x}{2Dt} \cdot \left(\frac{x^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau} - 1 \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{a_1}{z^2} + \frac{2a_2}{z^3} + \frac{3a_3}{z^4} \right) \cdot \frac{P}{2\sqrt{Dt}} \cdot \left(\frac{x^2}{2Dt} - \frac{Sx}{2D} - \frac{t}{\tau} - \frac{1}{2} \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{a_1}{z^3} + \frac{3a_2}{z^4} + \frac{6a_3}{z^5} \right) p^2 \left(\frac{S}{2D} - \frac{x}{4Dt} \right) \right\} = 0, \quad (3)$$

где $a_1 = 0.3480242$, $a_2 = 0.0958798$, $a_3 = 0.7478556$, $p = 0.47047$,

$$z = 1 + p \cdot \left(S\sqrt{\frac{t}{D}} + \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right).$$

При близкой к нулю скорости поверхностной рекомбинации выражение (3) принимает хорошо известный вид, описанный ранее в [2].

Анализ выражения (3) показывает, что на глубинах зондирования, меньших длины диффузии, равной $I_d = D\tau$, в нем можно с точностью до $\lesssim 7\%$ пренебречь членами, содержащими τ . Это обусловлено тем, что влияние объемной рекомбинации на значение электронного максимума становится значительным на глубинах зондирования, больших длины диффузии фотоиндуцированных носителей заряда I_d .

В работе использовались образцы монокристаллического кремния с релаксационным временем жизни неравновесных носителей $\tau = 300$ мкс (время оценивалось по релаксации неравновесных носителей в микроволновом поле [6]), $I_d \simeq 600$ мкм и удельным сопротивлением $\rho \simeq 600$ Ом·см (при $T = 300$ К). Глубины зондирования x выбирались меньше I_d .

Использованная в работе установка была аналогична описанной ранее в [4].

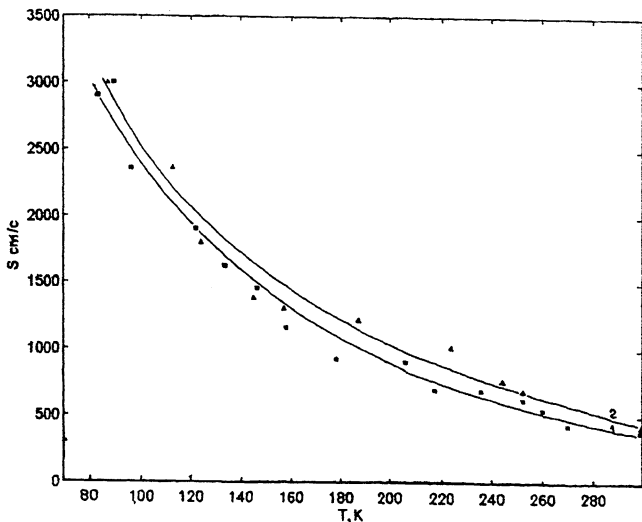
Отметим, что перед началом электронного максимума экспериментального ИФДС сигнала наблюдались периодические колебания пробного луча — “волновой пакет”, возникновение которого, возможно, связано с возбуждением колебательного процесса в образце. При уменьшении температуры ширина волнового пакета уменьшалась от 10–20 мкм (при разных x) при комнатной температуре до нескольких микросекунд при $T = 77$ К, поэтому представленные результаты при высоких температурах имеют значительную погрешность и носят большей частью оценочный характер. Подчеркнем, что систематическая зависимость волнового пакета от температуры позволяет предположить, что волновой пакет является не паразитной наводкой или приборной ошибкой, а явлением, которое требует дополнительных исследований.

Температурная зависимость D в исследуемом диапазоне при расчетах принималась, согласно [7], равной

$$D = D_{300}(300/T)^{1.42}, \quad \text{где } D_{300} = 12.5 \text{ см}^2/\text{с} \quad (T = 300 \text{ К}). \quad (4)$$

Численные расчеты температурной зависимости скорости поверхностной рекомбинации проводились по формуле (3) для полученных экспериментально времен электронных максимумов t_0 с учетом температурной зависимости коэффициента диффузии (4). Результаты представлены на рисунке.

Сравнение данных температурной зависимости поверхностной рекомбинации $S(T)$ для двух глубин зондирования показывает их хорошее совпадение как по величинам, так и по функциональной зависимости от температуры. Это может служить косвенным подтверждением правильности сделанных предположений о возможности пренебрежения чле-



Зависимость скорости поверхностной рекомбинации S образца кремния от температуры T при двух различных глубинах зондирования: 1 — $x = 200$, 2 — $x = 400$ мкм

нами, содержащими время τ , при обработке результатов вычисления значений S при заданных глубинах зондирования x . Конечно, такое удачное стечение обстоятельств может иметь место только для материалов с достаточно большим τ ; в противном случае члены с τ в выражении (3) необходимо учитывать, а само значение τ брать из каких-то дополнительных измерений, например из экспериментов по релаксации фотопроводимости в микроволновом поле [6]. Кроме хорошего совпадения данных при разных глубинах зондирования, подчеркнем реальность полученных значений скорости поверхностной рекомбинации, по величинам лежащей в интервале 400–2900 см/с. Важно учесть при этом, что метод является безэталоным, способным давать значения S без наличия предварительных данных, измеренных хотя бы для одного значения температуры другим способом. Что касается самого характера зависимости $S(T)$, то из рисунка видно, что с понижением температуры скорость поверхностной рекомбинации возрастает для данных условий наблюдения. Это, очевидно, связано с изменениями условий в приповерхностном слое исследуемого материала: изгиб зон и заполнение поверхностных состояний изменяется при понижении температуры.

По нашим данным, представленные результаты, полученные методом ИФДС, являются новыми и ранее для температурной зависимости скорости поверхностной рекомби-

нации не приводились. Таким образом, в данной работе показана возможность определения температурной зависимости скорости поверхностной рекомбинации в полупроводниковых образцах и представлены экспериментальные результаты для кремния.

Список литературы

- [1] *Fournier D., Voccaro 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] *Petrovsky A.N., Salnick A.O., Zuev V.V., Mukhin D.O., Mekhtiev M.M., Fournier D., Voccaro A.C., Pelzl J.* // Solid State Comm. 1992. V. 81. N 3. P. 223-225.
- [4] *Лапшин К.В., Петровский А.Н., Сальник А.О.* // Письма в ЖТФ, Т. 9. В. 1. 1993. С. 24-28.
- [5] *Дьяконов В.П.* Справочник по расчетам на микрокалькуляторах. М., 1986. 224 с.
- [6] *Зуев В.В., Клышевич А.И., Стяпанавичюс А.А., Яковлев М.П.* // ФТП. 1992. Т. 26. В. 1. С. 171-173.
- [7] *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1. М., 1984, 456 с.

Московский
инженерно-физический
институт

Поступило в Редакцию
29 июня 1994 г.