

## ФОТОРЕФРАКТИВНЫЙ МЕТОД БЕСКОНТАКТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В. И. Миргородский, В. А. Сабликов, А. Л. Филатов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141120, Фрязино, Россия  
(Получена 9.06.1992. Принята к печати 22.06.1992)

Предложен бесконтактный фоторефрактивный метод определения времени жизни и коэффициента диффузии носителей заряда с трехмерным пространственным разрешением в объеме массивных образцов полупроводника.

1. Фототермические исследования, как известно [1], позволяют получать информацию о тепловых и электронных свойствах полупроводников. Наиболее успешные, на наш взгляд, попытки определить характеристики переноса носителей заряда в полупроводниках были сделаны на основе «мираж»-эффекта в работах [2, 3]. Методика этих исследований состояла в том, что образец полупроводника однородно освещался светом накачки, поглощающимся вблизи поверхности. При этом в образце возникал градиент показателя преломления, связанный с неравновесными носителями заряда и нагреванием полупроводника. Этот градиент регистрировался по рефракции зондирующего луча, проходящего в объеме образца параллельно его поверхности. Из полученных таким образом зависимостей амплитуды и фазы угла отклонения зондирующего луча от частоты модуляции света накачки в работах [2, 3]<sup>1</sup> удалось определить время жизни, коэффициент диффузии и скорость поверхностной рекомбинации носителей заряда в Si. Недостаток такого метода состоит в сильном тепловом эффекте поверхностной рекомбинации, маскирующем вклад свободных носителей в измеряемый сигнал. Поэтому в работе [3] для определения параметров переноса носителей в Si скорость поверхностной рекомбинации потребовалось снизить до ~450 см/с.

В настоящей работе предлагается новый фоторефрактивный метод, свободный от этого недостатка. Он позволяет определять время жизни и коэффициент диффузии носителей заряда в объеме полупроводников локально с трехмерным пространственным разрешением. Влияние поверхности устраняется использованием слабо поглощающегося сфокусированного луча накачки. Зондирующий луч проходит в объеме образца (рис. 1) перпендикулярно лучу накачки на расстоянии  $x$  от него, которое в ходе эксперимента изменяется. Регистрируется угол отклонения зондирующего луча в зависимости от расстояния  $x$ . Измерения можно производить и вблизи поверхности образца, при этом возможно локально определять скорость поверхностной рекомбинации. В этой работе мы ограничимся рассмотрением ситуации в объеме.

<sup>1</sup> Попытки реализовать этот метод были предприняты также в серии работ В. В. Зуева, А. Н. Петровского, А. О. Сальника (см., например, [4]). Однако в этих работах допущена, по-видимому, методическая ошибка, вследствие которой измеренные зависимости угла отклонения от частоты сильно расходятся с расчетом, если его провести согласно работе [2].

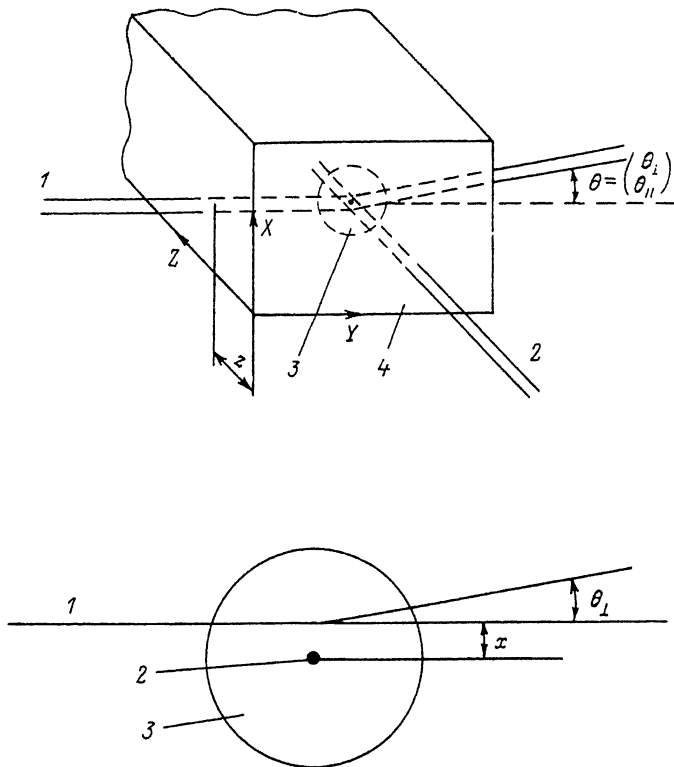


Рис. 1. Ход лучей внутри образца. 1 — зондирующий луч, 2 — луч накачки, 3 — область изменения коэффициента преломления, 4 — образец,  $z$  — расстояние от зондирующего луча до поверхности,  $x$  — расстояние между лучами.

2. Будем считать, что интенсивность луча накачки модулирована с частотой  $\omega$  и имеет гауссово распределение с радиусом  $a$ , т. е. переменная составляющая интенсивности накачки имеет вид

$$I(r, t) = \frac{P}{\pi a^2} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2} - \beta z\right) \exp(-i\omega t),$$

где  $P$  — мощность луча накачки,  $\beta$  — коэффициент поглощения света.

Зондирующий луч распространяется вдоль оси  $Y$ . Угол его отклонения  $\theta$  при прохождении вблизи луча накачки определяется градиентом показателя преломления  $n^{(\text{opt})}$  и имеет две компоненты:  $\theta_x$  — перпендикулярно лучу накачки и  $\theta_z$  — параллельно ему:

$$\theta = \begin{pmatrix} \theta_x \\ \theta_z \end{pmatrix} = \frac{1}{n^{(\text{opt})}} \int_{-\infty}^{\infty} dy \nabla n^{(\text{opt})}. \quad (1)$$

Неоднородность показателя преломления связана с его зависимостью от температуры и концентрации носителей заряда:

$$n^{(\text{opt})} = n^{(\text{opt})}(T, n).$$

Неравновесная концентрация носителей вокруг луча накачки определяется уравнением амбиполярной диффузии, а температура — уравнением теплопровод-

ности, в котором тепловые источники обусловлены термализацией электронов и дырок, генерированных светом, их рекомбинацией в объеме и на поверхности. Решение этих уравнений приводит к следующему результату для  $\theta$ :

$$\begin{pmatrix} \theta_x \\ \theta_z \end{pmatrix} = \text{const} \int_0^{\infty} d\xi \xi \begin{pmatrix} W(\xi, Z) \sin(\xi X) \\ \frac{\partial W(\xi, Z)}{\partial Z} \cos(\xi X) \end{pmatrix} \exp\left(-\frac{\xi^2 A^2}{4}\right), \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} W(\xi, Z) = & \frac{1 - \alpha(\eta^2 - B^2) + Q(\mu^2 - B^2)}{(\mu^2 - B^2)(\eta^2 - B^2)} \exp(-BZ) + \\ & + \frac{\sigma + B}{(\sigma + \mu)(\mu^2 - B^2)} \left( \alpha + \frac{1}{\mu^2 - \eta^2} \right) \exp(-\mu Z) + \frac{\sigma}{(\sigma + \mu)(\mu^2 + B^2)} \times \\ & \times \left\{ \mu \left( 1 - \frac{1}{\mu^2 - \eta^2} \right) - B \left[ 1 + \frac{\mu}{\sigma(\mu^2 - \eta^2)} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{(\sigma + \mu)(1 + Q(\mu^2 - B^2))}{\sigma(\eta^2 - B^2)} \right] \right\} \frac{\exp(-\eta Z)}{\eta}, \end{aligned}$$

$$\alpha = -\frac{\kappa}{E_g D} \left( \frac{\partial n^{(\text{opt})}}{\partial n} \right) \left( \frac{\partial n^{(\text{opt})}}{\partial T} \right)^{-1},$$

$$\mu = \mu(\xi) \equiv (1 - i\Omega + \xi^2)^{1/2}, \quad \eta = \eta(\xi) \equiv (\xi^2 - i\Omega/\Omega_0)^{1/2},$$

$$Q = \frac{\hbar\omega - E_g}{\gamma E_g}, \quad \sigma = S(\tau/D)^{1/2}, \quad \Omega = \omega\tau, \quad \Omega_0 = \frac{\chi}{D}, \quad L = (D\tau)^{1/2},$$

$$X = x/L, \quad Z = z/L, \quad R = r/L, \quad A = a/L, \quad B = \beta L,$$

$\kappa$  — коэффициент теплопроводности полупроводника,  $\chi$  — коэффициент температуропроводности,  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии носителей,  $\tau$  — время жизни носителей,  $S$  — скорость поверхностной рекомбинации,  $\hbar\omega$  — энергия световых квантов накачки,  $\gamma$  — квантовый выход,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника,  $z$  — расстояние от зондирующего луча до поверхности,  $x$  — расстояние между лучами.

Формулы (2) позволяют вычислить  $\theta$  в общем случае. Далее мы ограничимся частным случаем, когда зондирующий луч проходит вдали от освещаемой поверхности ( $z \gg 1$ ). Кроме того, для простоты будем считать, что радиус луча накачки меньше характерных длин диффузии носителей заряда и тепла ( $A \ll \ll 1$ ). Тогда уравнение (2) упрощается:

$$\begin{pmatrix} \theta_x \\ \theta_z \end{pmatrix} = \frac{c}{\pi} \exp(-BZ) \int_0^{\infty} d\xi \xi W_0 \begin{pmatrix} \sin(\xi X) \\ -B \cos(\xi X) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где

$$W_0(\xi) = \frac{1 - \alpha(\xi^2 - B^2 - i\Omega/\Omega_0) + Q(\xi^2 + 1 - B^2 - i\Omega)}{(\xi^2 - B^2 - i\Omega/\Omega_0)(\xi^2 + 1 - B^2 - i\Omega)}$$

Формулы (3) используются далее при анализе результатов экспериментов.

Качественное представление об основных закономерностях измерения угла  $\theta(x, \omega)$  можно получить, сделав еще одно упрощение, а именно, положив, что длина затухания света значительно превосходит все характерные длины:  $B \ll 1$ ,  $(\Omega_0/\Omega)$ . В этом случае в уравнении (3) интеграл по  $\xi$  берется точно и для  $\theta_x$  получается следующее выражение:

$$\theta_x = \text{const} \left\{ \left[ \alpha + \frac{\Omega_0}{\Omega_0 + i\Omega(1 - \Omega_0)} \right] e^{-\mu_0 x} - \left[ Q + \frac{\Omega_0}{\Omega_0 + i\Omega(1 - \Omega_0)} \right] e^{-\eta_0 x} \right\}, \quad (4)$$

где  $\mu_0 = (1 - i\Omega)^{1/2}$ ,  $\eta_0 = (-i\Omega / \Omega_0)^{1/2}$ . Здесь первое слагаемое («электронная» компонента) обусловлено вкладом неравновесных носителей в оптическую неоднородность (этот вклад пропорционален  $\alpha$ ) и выделением тепла при рекомбинации носителей. Второе слагаемое («тепловая» компонента) обусловлено выделением тепла при термализации носителей (оно пропорционально  $Q$ ) и их рекомбинации. Оба слагаемых уменьшаются экспоненциально с расстоянием между лучами. Электронная компонента падает на эффективной длине амбиполярной диффузии:

$$L_{\text{eff}} = \left[ \frac{2D\tau}{1 + (1 + \Omega^2)^{1/2}} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

а тепловая компонента — на длине тепловой диффузии  $l_t = (2\chi/\omega)^{1/2}$ .

Для определения характеристик электронного переноса параметры должны быть выбраны таким образом, чтобы преобладала электронная компонента. Для этого достаточно взять частоту такой, чтобы  $L_{\text{eff}} > l_t$ . В этом случае

$$\theta_x \sim \exp(-x/L_{\text{eff}} + ix/L_p), \quad (6)$$

где

$$L_p = \left[ \frac{2D\tau}{-1 + (1 + \Omega^2)^{1/2}} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Видно, что модуль измеряемого сигнала уменьшается с расстоянием  $x$  с характерной длиной  $L_{\text{eff}}$ , а фаза сигнала с расстоянием изменяется линейно с наклоном  $L_p^{-1}$ . Таким образом, измеряя модуль сигнала и его фазу в зависимости от  $x$ , можно найти  $L_{\text{eff}}$  и  $L_p$ , которые в соответствии с уравнениями (5) и (7) однозначно определяют  $D$  и  $\tau$ . Особенно простые соотношения получаются в случае, когда  $\Omega^2 \ll 1$ :

$$D = L_{\text{eff}} L_p / 2\omega, \quad \tau = 2\omega L_{\text{eff}} / L_p. \quad (8)$$

3. Для проверки возможности практической реализации предложенного метода нами была разработана и опробована экспериментальная установка, в которой в качестве накачки использовался луч лазера на неодимовом стекле с длиной волны 1.06 мкм, а в качестве зондирующего луча — излучение He—Ne-лазера с длиной волны 1.15 мкм. Для устранения интерференционных явлений из-за отражения на гранях образца зондирующий луч направлялся на образец под углом Брюстера. Отклонение зондирующего луча регистрировалось позиционно-чувствительным приемником и детектировалось по стандартной методике с использованием синхронного детектора.

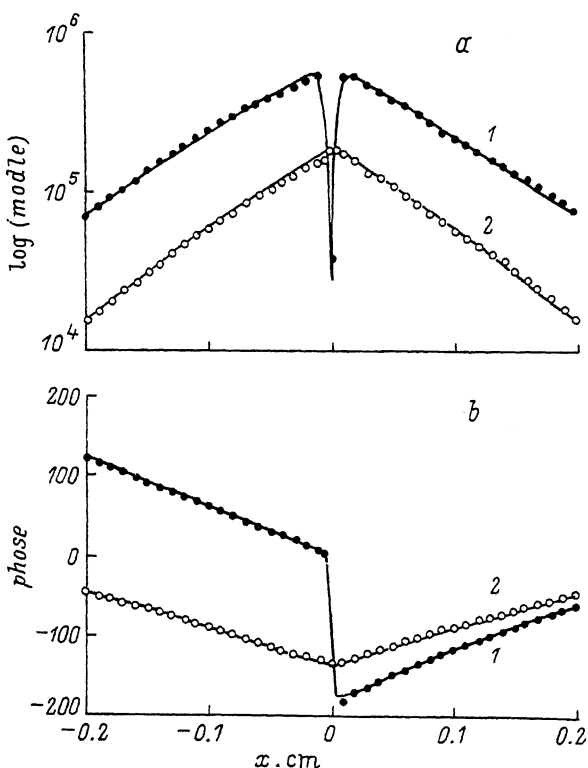


Рис. 2. Модуль (а) и фаза (б) фоторефрактивного сигнала в зависимости от расстояния между зондирующим лучом и лучом накачки. Точки: 1 — эксперимент для  $\theta_x$ , 2 — эксперимент для  $\theta_z$  при  $f=804$  Гц,  $P=100$  мВт,  $z=0.3$  см; непрерывные линии: 1 — расчет для  $\theta_x$ , 2 — расчеты для  $\theta_z$ , полученные согласно уравнению (3) при  $\tau=6.5e^{-4}$  с,  $D=18$  см<sup>2</sup>/с,  $\alpha=3$ ,  $Q=0.05$ .

Исследовались монокристаллические образцы Si с удельным сопротивлением 1—20 000 Ом·см и временем жизни  $10^{-5}$ — $10^{-3}$  с. Коэффициент поглощения излучения накачки в Si составляет около  $10$  см<sup>-1</sup> [5], что позволяет исследовать не только пластины, но и достаточно массивные образцы. Модуляция луча накачки производилась механическим прерывателем в диапазоне частот 10—2000 Гц. Диаметры зондирующего луча и луча накачки в области их взаимодействия составляли около 50 и 100 мкм соответственно. Результирующий уровень шума угла отклонения зондирующего луча в нашей установке составлял  $\sim 10^{-8}$  рад·Гц<sup>-1/2</sup> и определялся шумом зондирующего лазера.

Типичные результаты, полученные при регистрации отклонения зондирующего луча перпендикулярно лучу накачки  $\theta_x$  и вдоль него  $\theta_z$ , приведены на рис. 2. На рис. 2, а показана зависимость логарифма амплитуды сигналов, отложенного в произвольных единицах от расстояния  $x$  между лучами. Точка  $x=0$  соответствует месту пересечения лучей. По мере сближения лучей амплитуда обоих составляющих сигнала растет. В окрестности точки  $x=0$  величина  $\theta_z$  достигает максимума, а  $\theta_x$  резко падает практически до нуля, причем вдали от этой точки обе зависимости имеют вид, близкий к прямым линиям с разными углами наклона. На рис. 2, б показана зависимость фазы сигналов от  $x$ . Как видно, вдали от точки  $x=0$  они также имеют вид, близкий к прямым линиям с разными углами наклона. В окрестности точки  $x=0$  наблюдается скачок фазы сигнала на 180°. Небольшая асимметрия графиков относительно точки  $x=0$ , по-видимому, связана с неоднородностью образца.

Резкий скачок модуля сигнала  $\theta_x$  при пересечении лучей ( $x = 0$ ) связан с тем, что на оси луча накачки  $x$ -компонента градиентов  $\nabla n$  и  $\nabla T$  обращается в нуль и изменяет знак. Поэтому вблизи этой точки величина  $\theta_x$  меняет знак, а следовательно, фаза изменяется на  $180^\circ$ . Сигнал  $\theta_z$  не имеет подобных особенностей, так как  $z$ -компонента градиентов  $\nabla n$  и  $\nabla T$  не обращается в нуль в этой точке. На рис. 2 также представлены сплошными линиями результаты подгонки расчета к экспериментальным данным с помощью уравнения (3). Подгоночные параметры  $\tau$  и  $D$  подбирались одновременно для амплитуды и фазы углов  $\theta_x$  и  $\theta_z$  на участке  $x > 0$ . Видно, что при одних и тех же параметрах удается достигнуть хорошего согласия теории и эксперимента для всех четырех графиков.

Так как обе проекции фоторефрактивного сигнала дают в сущности одинаковую информацию о параметрах полупроводника, а величина сигнала для  $\theta_x$  оказывается больше, чем для  $\theta_z$  во всех наших опытах (а следовательно, соотношение сигнал / шум для  $\theta_x$  выше), в этой работе мы ограничились исследованием только сигнала  $\theta_x$ .

Полученные в результате подгонки теории к эксперименту значения  $\tau$  и  $D$  приведены в таблице, где для сравнения помещены результаты независимых измерений  $\tau$ , выполненных нами по анализу спада фотопроводимости.

$\rho$ , Ом · см	Тип	Спад фотопроводимости $\tau$ , мкс	Фоторефракция	
			$\tau$ , мкс	$D$ , см <sup>2</sup> /с
20 000	<i>n</i>	900	1050	18
1800	<i>p</i>	300	350	17.5
35	<i>n</i>	800	700	14
5	<i>p</i>	250	300	31

Из таблицы видно, что полученные на разных образцах значения коэффициента диффузии носителей заряда близки к известным для кремния значениям [<sup>6</sup>]: коэффициент диффузии дырок — 12, электронов — 36 и коэффициент амбиполярной диффузии — 18 см<sup>2</sup>/с.

Такое поведение коэффициента диффузии несложно понять, если учесть, что измерения проводились на образцах разного типа проводимости с существенно различающимися равновесными концентрациями основных носителей. Тогда при малой равновесной концентрации, меньшей, чем концентрация фотовозбужденных носителей заряда, вне зависимости от типа проводимости и должен проявляться коэффициент амбиполярной диффузии, соответствующий равным концентрациям свободных электронов и дырок. Именно такое поведение и наблюдалось в экспериментах с высокоомными образцами (первые две строки таблицы).

Иная картина наблюдается в случае низкоомных образцов (две нижние строки таблицы), когда концентрация фотовозбужденных носителей заряда была меньше равновесной. В этом случае, как известно, все определяется коэффициентом диффузии неосновных носителей заряда, что, как видно из таблицы, и наблюдалось на опыте: в материале *n*-типа проявляется коэффициент диффузии дырок, а в материале *p*-типа — коэффициент диффузии электронов. Таким образом, видно, что предлагаемый метод позволяет определять значения коэффициентов диффузии с неплохой точностью.

То же можно сказать и про точность определения времени жизни. Сравнение значений времени жизни, полученных фоторефрактивным методом и по спаду фотопроводимости, показывает, как видно из таблицы, неплохое согласие результатов и демонстрирует тем самым возможность использования фоторефрактивного метода для проведения таких измерений. При этом точность метода, составившая в реализованном варианте не хуже 20%, как показал анализ, может быть

улучшена использованием более совершенных методов обработки результатов и увеличением времени интегрирования при измерениях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] V. A. Sablikov, V. B. Sandomirskii. Phys. St. Sol. (b), 120, 471 (1983).
- [2] A. Skumanich, D. Fournier, A. C. Voccare, N. M. Amer. Appl. Phys. Lett., 47(4), 402 (1985).
- [3] D. Fournier, A. C. Voccare, A. Skumanich, N. M. Amer. J. Appl. Phys., 59, 787 (1986).
- [4] В. В. Зуев, А. Н. Петровский, А. О. Сальник. Электронная промышленность, вып. 5(173), 28 (1988).
- [5] G. G. Macfarlane, T. P. Mclean, J. E. Quarrington, V. Roberts. Phys. Rev., 111, 1245 (1958).
- [6] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. 455. М. (1984).

Редактор В. В. Чалдышев

---