

Исследование электронно-дырочного рассеяния в *p*-кремнии при низком уровне инжекции носителей заряда

© Т.Т. Мнацаканов*, Л.И. Поморцева*, В.Б. Шуман

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

*Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина, 111250 Москва, Россия

(Получена 11 ноября 1996 г. Принята к печати 14 ноября 1996 г.)

С помощью предложенного ранее метода для определения параметров электронно-дырочного рассеяния в непрямозонных полупроводниках проведено исследование образцов *p*-кремния. Для измерения использовались диодные $n^+ - p - p^+$ -структуры. Полученные результаты свидетельствуют о возможности полного увлечения основными дырками неосновных электронов в материале *p*-типа проводимости при уровне легирования $N > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ уже при комнатной температуре.

1. Недавно в работе [1] был предложен метод исследования параметров, характеризующих электронно-дырочное рассеяние (ЭДР) в непрямозонных полупроводниках при низком уровне инжекции носителей заряда. Первое же применение этого метода для исследования ЭДР в кремнии *n*-типа проводимости дало интересные результаты, свидетельствующие о возможности существования в образцах *n*-кремния с уровнем легирования $N \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре эффекта полного увлечения неосновных носителей заряда основными, при котором подвижность неосновных носителей заряда меняет знак и становится отрицательной. Впервые существование эффекта полного увлечения неосновных носителей заряда основными было установлено экспериментально в квантовых ячейках, изготовленных на основе арсенида галлия [2,3], при уровне легирования образцов $N \simeq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и температуре $T \simeq 90 \text{ К}$. Сравнительная оценка влияния ЭДР на перенос носителей заряда, приведенная в [4], показала, что в кремнии эффективность ЭДР оказывается примерно в 50 раз выше, чем в арсениде галлия. Результат, полученный в [1], находится в соответствии с приведенной оценкой и свидетельствует о том, что эффект полного увлечения неосновных носителей заряда основными может оказывать заметное влияние на характеристики кремниевых структур. Согласно [5,6], инжекционная способность $p^+ - n$ -перехода может сильно измениться под влиянием ЭДР.

Обычно уровень легирования $N \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ реализуется в эмиттерных слоях полупроводниковых структур. С этой точки зрения большой интерес представляет исследование этого эффекта в *p*-кремнии, поскольку в большинстве кремниевых структур, изготавливаемых обычно на основе материала *n*-типа проводимости, эмиттерные слои оказываются именно *p*-типа. Цель данного сообщения заключается в исследовании параметров, характеризующих ЭДР в *p*-кремнии при низком уровне инжекции носителей заряда, и оценка возможности возникновения эффекта полного увлечения неосновных носителей заряда основными в этом материале.

2. Исследование основывалось на методе, предложенном и подробно описанном в [1]. Суть этого метода заключается в измерении вольт-амперной характеристики (ВАХ) диодных образцов в специально выбранном диапазоне плотностей тока и определении подвижности μ_{np} , определяемой ЭДР, с помощью следующих соотношений.

В случае, когда уровень легирования не превышает характерной величины $N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, т.е. когда эффект сужения запрещенной зоны оказывается несущественным [7], формула, определяющая величину μ_{np} , имеет вид

$$\mu_{np} = \frac{\mu_n}{A^2 - 1}, \quad (1)$$

где $A = (j_0)_{\text{cal}} / (j_0)_{\text{exp}}$, $(j_0)_{\text{cal}} = (qn_{i0}^2 / N_A)(D_n / \tau_n)^{1/2} \times \exp(\Delta E_g / kT)$, n_{i0} — собственная концентрация носителей заряда, q — элементарный заряд, N_A — уровень легирования базового *p*-слоя, μ_n и D_n — подвижность и коэффициент диффузии основных электронов соответственно, а τ_n — время жизни электронов в *p*-базе. Экспериментальная величина тока насыщения $(j_0)_{\text{exp}}$ определяется из измеренных ВАХ диодных образцов.

Для случая более высоких уровней легирования, когда становится существенным эффект сужения запрещенной зоны, соотношение для определения μ_{np} принимает вид

$$\mu_{np} = \frac{\mu_n}{B^2 - 1}, \quad (2)$$

$B = (j_0)_{\text{cal}} / (j_0)_{\text{exp}}$, $(j_0)_{\text{cal}} = (qn_{i0} / N_A)(D_n / \tau_n)^{1/2} \times \exp(\Delta E_g / kT)$, ΔE_g — величина уменьшения ширины запрещенной зоны, а остальные обозначения те же, что и в предыдущей формуле.

3. Последовательность проведения измерений и расчетов была такой же, как и в работе [1]. Были изготовлены $n^+ - p - p^+$ -структуры, основные параметры которых приведены в таблице. Глубина диффузионных n^+ -слоев не превышала 10 мкм.

У каждой из этих структур измерялась ВАХ с помощью стандартной методики. Для измерения выбиралась область плотностей тока, при которых в базовом слое

№ образца	ρ_p , Ом · см	W_p , мкм	S , мм ²	τ_n , мкс
1	0.385 ± 0.025	162	19.6	1.5
2	0.100 ± 0.005	240	83.0	0.28 ± 0.04
3	0.100 ± 0.005	270	83.0	0.28 ± 0.04
4	0.040 ± 0.002	146	37.4	0.10 ± 0.02
5	0.043 ± 0.002	165	25.2	0.10 ± 0.02

Примечание. W_p — толщина p -базы, ρ_p — удельное сопротивление, S — площадь структуры, τ_n — время жизни электронов.

структуры реализовался низкий уровень инжекции неравновесных носителей заряда. Экспериментальная зависимость j от V аппроксимировалась выражением вида

$$j = (j_0)_{\text{exp}} \exp\left(\frac{qV - j\rho_p W_p}{kT}\right), \quad (3)$$

где W_p — толщина p -базы, ρ_p — удельное сопротивление. Обработка экспериментальных точек ВАХ с помощью метода наименьших квадратов позволила определить экспериментальное значение параметра $(j_0)_{\text{exp}}$ для формул (1) или (2). Затем с помощью приведенных выше формул определялось расчетное значение параметра $(j_0)_{\text{cal}}$. При расчетах использовались значения величины ΔE_g , полученные из измерений в работе [7], а зависимость D_n от уровня легирования учитывалась в соответствии с работой [8]. Время жизни электронов τ_n измерялось с помощью метода Лэкса [9]. Однако, учитывая сложность использования этого метода в сильно легированных образцах, мы принимали во внимание также значения τ_n , приведенные в литературе [10]. Подробнее мы остановимся на этом при обсуждении результатов исследования.

4. На рисунке приведены экспериментальные точки, соответствующие указанным в таблице образцам, причем поле разброса точек на рисунке соответствует указанному в таблице разбросу параметров. Отметим, что данные по образцам 2 и 3 объединены и представлены на рисунке одной точкой.

Отдельного обсуждения заслуживает время жизни электронов в исследованных образцах. Значения τ_n , приведенные в таблице, были получены с помощью метода Лэкса. Проблемы с использованием этого метода обычно возникают в сильно легированных слоях, когда время жизни становится существенно меньшим 1 мкс. Для образцов 2–5, в которых измеренное время жизни заметно меньше 1 мкс, времена жизни, приводимые в [10], оказываются существенно большими: $\tau_n \approx (4 \div 6)$ мкс при $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствует образцам 2 и 3, и $\tau_n \approx (1 \div 2)$ мкс при $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что соответствует образцам 4 и 5. Таким образом, ситуация с образцами p -типа проводимости оказывается совершенно иной, чем с образцами n -типа в [1], поскольку времена жизни дырок, измеренные в n -образцах, оказались лежащими в интервале значений, встречающихся в литературе. Причиной малости значений времен жизни, полученных из измерений в образцах 2–5, может быть недостаточное

совершенство кремния, из которого были изготовлены образцы, и присутствие в них дополнительных уровней рекомбинации по сравнению с теми образцами, которые используются другими авторами для определения τ_n .

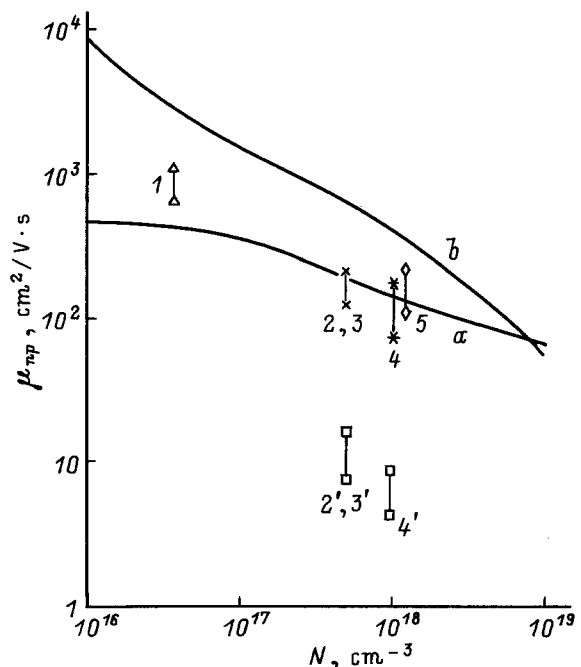
Тем не менее мы определили, к какому изменению результатов приводит использование значений времен жизни, известных из литературы. На рисунке два наименьших значения μ_{np} (точки 2', 3', 4') соответствуют образцам 2, 3 и образцу 4, но с временами жизни, соответствующими литературным значениям для соответствующего уровня легирования [10].

На рисунке кроме экспериментальных результатов данной работы приведены две кривые. Кривая 1 — зависимость подвижности основных носителей заряда, дырок, μ_p от уровня легирования. Кривая 2 — результат экстраполяции данных по μ_{np} , полученных при высоком уровне легирования в [11,12], на случай низкого уровня инжекции в соответствии с формулой, предложенной в [13,14]:

$$\mu_{np} = G/p \left(\frac{1}{p_0} + \frac{1/p_2}{1 + (n+p)/2p_1} \right), \quad (4)$$

где $G = 1840 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $p_0 = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $p_1 = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $p_2 = 4.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Видно, что экспериментальные значения μ_{np} оказываются существенно меньшими, чем полученные экстрапо-



Зависимость подвижности μ_{np} от концентрации основных носителей заряда в p -кремнии. Точки: (1–5) — значения μ_{np} для образцов 1–5 (см. таблицу) из нашего эксперимента; 2', 3', 4' — значения μ_{np} для образцов 2, 3, 4, найденные с использованием при расчете литературных значений τ_n [10]. Кривые: a — подвижность основных носителей заряда, дырок, согласно данным работы [8]; b — значения μ_{np} , полученные с помощью экстраполяции данных работ [11,12] на случай низкого уровня инжекции носителей заряда с помощью формулы (4).

ляцией. Однако сравнение экспериментальных значений μ_{np} с подвижностью основных дырок (кривая *I*) показывает, что условие $\mu_{np} \leq \mu_p$, определяющее возможность полного увлечения неосновных электронов основными дырками [5], может быть выполненным только при $N_A > 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Полученное значение концентрации акцепторов примерно на порядок выше значения концентрации доноров в *n*-образцах, при которой оказывается возможным полное увлечение неосновных электронов основными дырками [1]. Два фактора определили возрастание порогового уровня легирования для эффекта полного увлечения в образцах *p*-типа проводимости. Во-первых, найденные значения μ_{np} оказались несколько большими, но близкими к верхним значениям подвижности μ_{pn} , определенной в [1]. Во-вторых, эффект полного увлечения в материале *n*-типа проводимости определяется неравенством $\mu_{pn} < \mu_n$, а поскольку $\mu_p < \mu_n$, то изначально следует ожидать, что проявление этого эффекта в *p*-кремнии может быть затруднено.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 95-02-05767 и 96-02-17902а).

Список литературы

- [1] Т.Т. Мнацаканов, Л.И. Поморцева, В.Б. Шуман, Е.Г. Гук. ФТП, **29**, 1554 (1995) [Sov. Phys. Semicond., **29**, 808 (1995)].
- [2] R.A. Hopfel, J. Shah, P.A. Wolff, A.C. Gossard. Phys. Rev. Lett., **56**, 2736 (1986).
- [3] R.A. Hopfel, J. Shah, P.A. Wolff, A.C. Gossard. Appl. Phys. Lett., **49**, 572 (1986).
- [4] Б.Н. Грессеров, Т.Т. Мнацаканов. ФТП, **24**, 1668 (1990) [Phys. Techn. Semicond., **24**, 1042 (1990)].
- [5] Т.Т. Мнацаканов, В.Н. Грессеров, Л.И. Поморцева. Sol. St. Electron., **38**, 225 (1995).
- [6] Б.Н. Грессеров, Т.Т. Мнацаканов. ЖТФ, **56**, 1827 (1986) [J. Tech. Phys., **31**, 1090 (1986)].
- [7] J.B. Slotboom, H.C. de Graaff. Sol. St. Electron., **19**, 857 (1976).
- [8] N.D. Arora, J.R. Hauser, D.J. Roulston. IEEE Trans. Electron. Dev., **29**, 292 (1982).
- [9] D. Lax, S.T. Neustadter. J. Appl. Phys., **25**, 1148 (1954).
- [10] M.S. Tyagi, R. Van Overstraeten. Sol. St. Electron., **26**, 577 (1983).
- [11] F. Dannhauser. Sol. St. Electron., **15**, 1371 (1972).
- [12] J.R. Krausse. Sol. St. Electron., **15**, 1376 (1972).
- [13] В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов, В.Б. Шуман. Письма ЖТФ, **6**, 689 (1980) [Lett. J. Techn. Phys., **6**, 299 (1980)].
- [14] Т.Т. Мнацаканов, И.Л. Ростовтсев, Н.И. Филатов. Sol. St. Electron., **30**, 579 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

Investigation of the electron–hole scattering in *p*-silicon at low carrier injection level

T.T. Mnatsakanov*, L.I. Pomortseva*, V.B. Shuman

A.I. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

*V.I. Lenin All–Russia Electrotechnical Institute,
111250 Moscow, Russia

Abstract The formerly proposed method for determining the electron–hole scattering in indirect-gap semiconductors was used for investigation of *p*-silicon samples. The $n^+ - p - p^+$ diode structures were used for measurements. The obtained results is an evidence that total entrainment of minority electrons by majority holes is possible in *p*-type material at a doping level $N > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ even at room temperature.