

©1995 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИХ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЕ РАССЕЯНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В УСЛОВИЯХ НИЗКОГО УРОВНЯ ИНЖЕКЦИИ

Т.Т.Мнацаканов, Л.И.Поморцева, В.Б.Шуман, Е.Г.Гук

Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина,
111250, Москва, Россия
(Получена 3 октября 1994 г. Принята к печати 8 ноября 1994 г.)

Предложен метод определения параметров электронно-дырочного рассеяния в непрямозонных полупроводниках в условиях низкого уровня инжекции носителей заряда. Метод основан на измерении вольт-амперных характеристик диодных или транзисторных структур в специально подобранном диапазоне плотностей тока.

Предложенный метод использован для исследования параметров электронно-дырочного рассеяния в кремнии. Для измерений использовались диодные $p^+ - n - n^+$ -структуры. Полученные результаты свидетельствуют о возможности полного увлечения электронами неосновных дырок в материале n -типа при уровне легирования $N_d > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ уже при комнатных температурах $T = 21^\circ \text{C}$.

Введение

В последние годы электронно-дырочное рассеяние (ЭДР) в полупроводниках является объектом интенсивных исследований как теоретических, так и экспериментальных. За время, прошедшее с момента первого упоминания об ЭДР как о факторе, способном существенно изменить транспортные коэффициенты носителей заряда (НЗ) [1], в литературе появилось большое количество работ, посвященных исследованию этого эффекта в различных полупроводниковых материалах (Ge, Si, GaAs) [2-20], а также определению его влияния на характеристики многослойных полупроводниковых приборов [21-28]. Первоначально считалось, что наибольший вклад в транспорт НЗ ЭДР вносит в условиях высокого уровня инжекции, когда концентрация инжектированных НЗ превышает величину 10^{16} см^{-3} . В соответствии с этой точкой зрения были разработаны методики определения параметров, характеризующих ЭДР, и проведено экспериментальное исследование

этих параметров в условиях высокого уровня инжекции НЗ [7,8,11]. В дальнейшем, однако, стало ясно, что в условиях низкого уровня инжекции НЗ влияние ЭДР может проявиться гораздо более ярко. Экспериментальное обнаружение эффекта полного увлечения неосновных НЗ основными в GaAs [17,18] подтвердило результаты теоретического рассмотрения [3,6] и усилило интерес к возможности проявления этого эффекта в Si, являющимся наиболее распространенным материалом полупроводниковой электроники. В этой связи следует также заметить, что сравнительная оценка, проведенная в [29] с использованием экспериментальных результатов работ [17,18], показала, что в Si эффективная «сила» ЭДР более чем в 50 раз больше, чем в GaAs.

Основная сложность исследования ЭДР в кремнии обусловлена тем, что в отличие от GaAs кремний является непрямозонным полупроводником, что существенно затрудняет использование оптических методик, которые напрямую позволили увидеть эффект полного увлечения неосновных НЗ основными в арсениде галлия [17,18]. Поэтому обычно для исследования ЭДР в кремнии используют измерения зависящей от ЭДР характеристики многослойной структуры (диода, транзистора и т.д.) с последующим расчетным определением параметров ЭДР. Именно такой подход использовался в [7,8,11], где измерялась вольт-амперная характеристика диодной $p^+ - n - n^+$ -структуры в области больших плотностей тока. Конечно, в рамках такого подхода экспериментальные измерения становятся проще, однако конечный результат оказывается зависящим от способа учета вклада ЭДР в перенос НЗ. Описанные в литературе два способа учета ЭДР (основные положения первого из них описаны в работах [1,21,25], а второго — в работах [6,13,14,15]) существенно отличаются друг от друга. Поэтому выбор модели учета ЭДР в экспериментальной методике должен быть обоснован.

Следует также иметь в виду, что предложенный ранее способ определения параметров ЭДР в кремнии [7,8] годится только для условий высокого уровня инжекции НЗ. Попытки экстраполировать результаты, полученные в этих работах, на случай низкого уровня инжекции (см., например, [19,27]) можно рассматривать только в качестве оценки параметров ЭДР, оставляя вопрос о точном их определении открытым. Вместе с тем следует отметить, что вопрос о влиянии ЭДР на перенос НЗ в сильно легированных слоях кремниевых структур представляется чрезвычайно важным с практической точки зрения, поскольку от этого существенно зависят характеристики таких приборов, как солнечные элементы, диоды, биполярные транзисторы и т.д. Цель настоящей работы — разработка и практическая реализация метода определения параметров ЭДР при низком уровне инжекции НЗ в сильно легированных слоях структур. Для этого в следующем разделе работы мы проведем поиск подходящей характеристики кремниевой структуры и выведем основные соотношения, необходимые для реализации методики исследования ЭДР. Во втором разделе работы будут описаны особенности экспериментального определения параметров ЭДР и приведены результаты исследования. В заключение мы обсудим полученные результаты.

1. Методика определения параметров ЭДР в структурах с $p-n$ -переходами

Область поиска подходящей для нашего исследования характеристики на самом деле ограничена следующими условиями. Во-первых, среди довольно немногочисленных характеристик структур с $p-n$ -переходами измерение статических характеристик может быть обеспечено с малой экспериментальной погрешностью. Во-вторых, условие низкого уровня инжекции НЗ ограничивает плотность протекающего через структуру тока малой величиной. В этих условиях вполне естественной является попытка использовать для нашей цели измерение вольт-амперной характеристики (ВАХ) кремниевой структуры в области малых плотностей тока, тем более что из результатов работы [20] следует, что ЭДР оказывает заметное влияние на статическую ВАХ $p-n$ -перехода. Согласно [20], ВАХ $p-n$ -перехода начинает заметно отличаться от известной формулы Шокли [30] только при достаточно высоком уровне легирования p - или n -слоя, когда вклад ЭДР становится сравнимым с вкладом других механизмов рассеяния. В соответствии с оценками, приведенными в [19], в кремнии это происходит при $N \geq 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (здесь N — концентрация легирующих примесей). Мы воспользуемся этой особенностью ВАХ для определения параметров, характеризующих ЭДР. Для этого рассмотрим два удобных для практической реализации методики варианта структур: 1) диодную p^+-n-n^+ -структуру с инжектирующим тыловым контактом и 2) транзисторную $n^+-p-n-n^+$ -структуру.

Для нахождения ВАХ диодной структуры необходимо решить уравнение непрерывности в базовом слое [31]. Будем решать это уравнение в диффузионном приближении, поскольку величина отношения $W_n/L_p \leq 10$ (здесь W_n — толщина n -базы, L_p — диффузионная длина дырок в ней) в интересующих нас структурах. При этом будем исходить из модели учета ЭДР, предложенной в [15,19]. Основанием для такого выбора является возможность непротиворечивого описания совокупности известных экспериментальных данных в различных полупроводниковых материалах как при высоком, так и при низком уровнях инжекции НЗ. Подробнее эти вопросы обсуждены в работах [20,27].

Используя транспортные уравнения, соответствующие низкому уровню инжекции НЗ [19], и учитывая то, что распределение легирующих примесей в n -базе однородно, легко показать, что уравнение непрерывности может быть приведено к виду

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p}{\tilde{L}_p^2} = 0, \quad (1)$$

где

$$\tilde{L}_p = \left[D_p \frac{\mu_{pn}}{\mu_{pn} + \mu_p} \tau \right]^{1/2},$$

D_p и μ_p — обычные коэффициент диффузии и подвижность дырок соответственно, τ_p — время жизни дырок, μ_{pn} — подвижность, определяемая электронно-дырочными соударениями.

Учитывая то, что нас будет интересовать область малых плотностей тока $j \leq 1.0 \text{ A/cm}^2$, в качестве граничного условия на инжектирующих контактах естественно принять условие равенства 1 коэффициента инжекции перехода. Таким образом, для $p^+ - n - n^+$ -структуры граничные условия могут быть записаны в виде

$$\begin{cases} j_p \Big|_{x=0} = j \\ j_n \Big|_{x=W_n} = j. \end{cases} \quad (2)$$

при записи граничных условий (2) подразумевалось, что инжектирующий $p^+ - n$ -контакт находится в точке $x = 0$, а инжектирующий $n - n^+$ -контакт — в точке $x = W_n$.

Решение уравнения (1) с граничными условиями (2) совершенно очевидно, поэтому, не останавливаясь на выкладках, приведем и обсудим конечные результаты.

Стандартные вычисления приводят к ВАХ, описываемой выражением

$$V = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{j}{\tilde{j}_0} \right) + j \rho_n W_n \left[1 + \frac{b - 1 + 2b(\mu_p / \mu_{pn})}{W_n / \tilde{L}_p} \left(1 - \exp(-W_n / \tilde{L}_p) \right) \right], \quad (3)$$

где V — напряжение, падающее на структуре, ρ_n — удельное сопротивление базового слоя, q — элементарный заряд, k_B — константа Больцмана, T — температура, p_0 — равновесная концентрация дырок в n -базе, \tilde{j}_0 — определяется выражением

$$\tilde{j}_0 = \frac{q D_p p_0}{\tilde{L}_p} \frac{\mu_{pn}}{\mu_{pn} + \mu_p} \frac{\text{sh}(W_n / \tilde{L}_p)}{\text{ch}(W_n / \tilde{L}_p)}, \quad b = \mu_n / \mu_p.$$

ВАХ (3) зависит от подвижности μ_{pn} и поэтому может быть использована для ее определения. К сожалению, в общем случае получить выражение для μ_{pn} из (3) трудно, поэтому рассмотрим предельный случай, который оказывается удобным для исследования структур с высоким уровнем легирования базового слоя. Время жизни НЗ уменьшается с ростом уровня легирования или снижения температуры структуры, что приводит к увеличению отношения W_n / \tilde{L}_p . При $W_n / \tilde{L}_p > 5$ отношение гиперболических функций близко к 1, в результате чего выражение для \tilde{j}_0 упрощается:

$$\tilde{j}_0 = q \left(\frac{D_p}{\tau_p} \frac{\mu_{pn}}{\mu_{pn} + \mu_p} \right)^{1/2} p_0. \quad (4)$$

В случае, когда легирование базового слоя N_d не превышает 10^{17} см^{-3} , равновесная концентрация дырок может быть записана в виде $p_0 = n_{i0}^2 / N_d$, где n_{i0} — собственная концентрация НЗ в слабо легированном образце материала. Тогда из (3) для μ_{pn} следует выражение

$$\mu_{pn} = \frac{\mu_p}{A^2 - 1}, \quad (5)$$

$$A = \left(\frac{qn_{i0}^2}{jN_d} \right) \left(\frac{D_p}{\tau_p} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{q(V - j\rho_n W_n)}{k_B T} \right).$$

В случае, когда $N_d \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$, следует учитывать сужение ширины запрещенной зоны кремния. Для этого мы воспользуемся данными работы [32] и учтем поправки, вносимые в экспериментальную методику этой работы электронно-дырочными столкновениями [33]. В результате равновесная концентрация дырок теперь может быть записана в виде

$$p_0 = \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_{pn}} \right) \frac{n_{i0}^2}{N_d} \exp \left(\frac{\Delta E_g}{k_B T} \right), \quad (6)$$

где ΔE_g — величина сужения ширины запрещенной зоны, измеренная Слотбумом и де Граафом [32]. Подставляя (6) в (3) и (4), для μ_{pn} получим выражение

$$\mu_{pn} = \frac{\mu_p}{B^2 - 1}, \quad (7)$$

где

$$B = \left[\frac{qn_{i0}^2 \exp(\Delta E_g/k_B T)}{jN_d} \left(\frac{D_p}{\tau_p} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{q(V - j\rho_n W_n)}{k_B T} \right) \right]^{-1}.$$

Соотношения (5) и (7) являются основой предлагаемой методики определения μ_{pn} с помощью диодных структур — величины j , V , ρ_n , W_n , τ_p , T являются измеряемыми параметрами, величины D_p и ΔE_g берутся из независимых экспериментов. В результате появляется возможность измерить μ_{pn} непосредственно при низком уровне инжекции НЗ.

Использование транзисторных структур для измерения параметров ЭДР основано на исследовании зависимости коллекторного тока I_C от величины напряжения эмиттер-база U_{EB} . Важным отличием транзисторного варианта от диодного является то, что вследствие малости отношения толщины базового слоя к диффузионной длине неосновных НЗ указанная характеристика не зависит от времени жизни НЗ в базе. Стандартные вычисления [34] с учетом вклада ЭДР в перенос НЗ при низком уровне инжекции [19] дают следующий результат для структуры типа $n^+ - p - n - n^+$ [33]:

$$I_C = S_E q \frac{D_n n_i^2}{Q_B} \left(1 + \frac{\mu_n}{\mu_{np}} \right) \exp \left(\frac{qU_{EB}}{k_B T} \right), \quad (8)$$

где S_E — площадь эмиттера, D_n — коэффициент диффузии электронов, Q_B — полное количество дырок в p -базе на единицу площади. Соотношение (8) позволяет получить формулу для определения μ_{np} в материале n -типа, аналогичную соотношениям (5) и (7).

Преимуществом использования транзисторных структур для определения параметров ЭДР является возможность исключить из рассмотрения время жизни НЗ в базовом слое, поскольку корректное измерение этого параметра представляет известные трудности. Численный эксперимент, проведенный в работе [35], показал, что использование стандартных методов типа Лэкса [36], Госсика [37] или их модифика-

ций [38-42] дает результаты, которые количественно отличаются от истинного времени жизни НЗ в кремнии и качественно неправильно описывают его изменение с ростом плотности тока. В то же время недостатком транзисторных структур является то, что процессы переноса НЗ в них не являются строго одномерными и за счет этого возможны отклонения от формулы (8), полученной в рамках одномерного рассмотрения. В диодных структурах погрешности, обусловленной неоднородностью переноса носителей, нет, поэтому в качестве первого объекта для проведения экспериментального исследования была выбрана диодная структура.

2. Определение подвижности μ_{pn} в кремнии в условиях низкого уровня инжекции носителей заряда

Были изготовлены $p^+ - n - n^+$ -структуры, основные параметры которых указаны в таблице. Глубина диффузионных p^+ -слоев структур 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 структуры реализовывался низкий уровень инжекции неравновесных НЗ. В качестве примера на рис. 1 показана ВАХ образца 1 из таблицы. Экспериментально измеренная зависимость j от V аппроксимировалась зависимостью вида (3). Обработывая экспериментальные точки ВАХ с помощью метода наименьших квадратов, определялось экспериментальное значение параметра \tilde{j}_0 в формуле (3). Для рассматриваемого образца оно оказалось равным $(\tilde{j}_0)_{\text{exp}} = 3.34 \cdot 10^{-13} \text{ А/см}^2$. Затем проводилось определение расчетного значения этого же параметра с помощью соотношения

$$(\tilde{j}_0)_{\text{cal}} = \frac{qn_{i0}^2 \exp(\Delta E_g/k_B T)}{N_d} \left(\frac{D_p}{\tau_p} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

в котором использовалось значение величины ΔE_g , измеренное в работе [32], а зависимость D_p от уровня легирования учитывалась в соответствии с работой [43]. Учитывая сложность определения τ_p в сильно легированных образцах, мы учли в расчете разброс значений этого параметра, указанный в литературе. В соответствии с данными обзорной работы [44] при $N_d = 2.32 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствует $\rho_n = 0.047 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, значения параметра τ_p лежат в интервале $2 \text{ мкс} \leq \tau_p \leq 16 \text{ мкс}$. Подставляя эти значения τ_p в (9) легко получить, что расчетное значение параметра \tilde{j}_0 оказывается в интервале $0.76 \cdot 10^{-13} \text{ А/см}^2 \leq (\tilde{j}_0)_{\text{cal}} \leq 2.14 \cdot 10^{-13} \text{ А/см}^2$. Подставляя полученные величины в формулу (7), в которой величину B удобно представить в виде $B = (\tilde{j}_0)_{\text{exp}}/(\tilde{j}_0)_{\text{cal}}$, легко получить, что значение μ_{pn} лежит в

N образца	ρ_n , Ом·см	W_n , мкм	Диаметр, мм
1	0.047	405	10.3
2	0.030	410	10.3
3	0.011	600	10.3

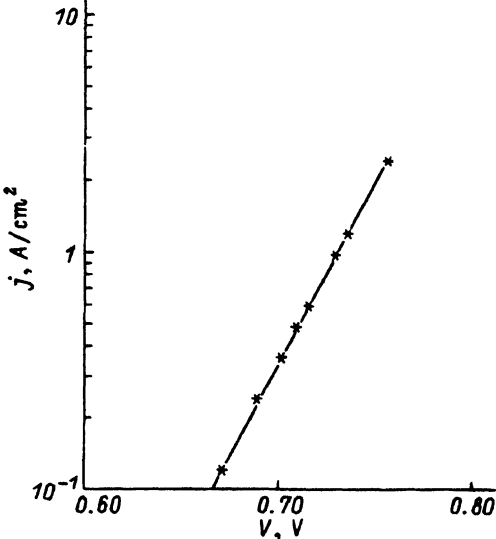


Рис. 1. ВАХ структуры 1 (из таблицы). Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — аппроксимация экспериментальных данных с помощью формулы (3) при $\bar{j}_0 = 3.34 \cdot 10^{-13}$ А/см².

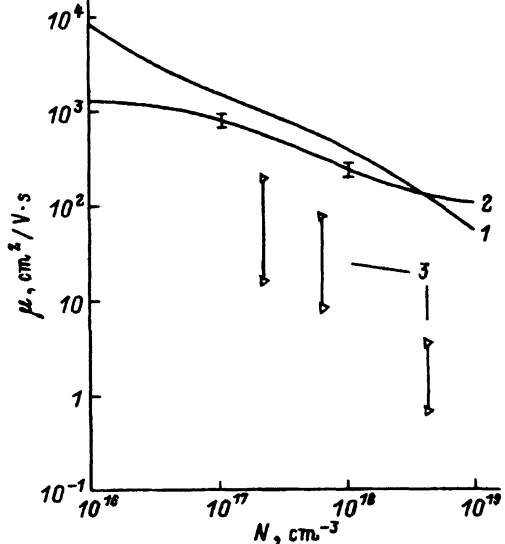


Рис. 2. Зависимость подвижности μ_{pn} от концентрации основных НЗ в кремнии n-типа. 3 — экспериментальные значения μ_{pn} , полученные в данной работе; 1 — значения μ_{pn} , полученные с помощью экстраполяции данных работ [7,8] на случай низкого уровня инжекции НЗ с помощью формулы (10); 2 — подвижность основных НЗ-электронов согласно данным работ [43,46-48].

интервале $15.8 \text{ см}^2/\text{Вс} \leq \mu_{pn} \leq 192.5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Полученный интервал значений μ_{pn} показан на рис. 2, где представлены основные результаты работы. Конечно, полученный разброс значений μ_{pn} довольно велик, однако при обсуждении мы покажем, что даже эти результаты оказываются весьма полезными для описания свойств неосновных НЗ в кремнии.

Аналогичным образом обрабатывались результаты измерения ВАХ других образцов, указанных в таблице. Следует отметить, что с ростом уровня легирования разброс значений τ_p согласно [44] несколько уменьшается, что приводит к уменьшению поля разброса значений μ_{pn} на рис. 2 при более высоких уровнях легирования образцов.

3. Обсуждение полученных результатов

На рис. 2 кроме экспериментальных результатов данной работы показаны также результаты экстраполяции данных по μ_{pn} (кривая 1), полученных при высоком уровне инжекции в [7,8], на случай низкого уровня инжекции в соответствии с формулой, предложенной в [27,45]:

$$\mu_{pn} = \frac{G}{n \left(\frac{1}{n_0} + \frac{1/n_2}{1 + \frac{n_1}{2n_1}} \right)}, \quad (10)$$

где $G = 1840 \text{ см}^2/\text{Вс}$, $n_0 = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $n_1 = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n_2 = 4.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Видно, что измеренные значения μ_{pn} , во-первых, оказываются существенно меньшими, чем экстраполированные, а, во-вторых, лежат ниже кривой 2, представляющей зависимость от N_d подвижности основных НЗ — электронов (поля разброса значений подвижность электронов показано в соответствии с данными работ [46–48]). Последнее обстоятельство, на наш взгляд, представляет особый интерес, поскольку согласно данным работ [19,20] условие $\mu_{pn} < \mu_n$ свидетельствует о возможности полного увлечения неосновных НЗ — дырок, основными НЗ — электронами. Отметим, что эффект полного увлечения неосновных НЗ основными был экспериментально обнаружен в GaAs при температуре $T \approx 90$ К [17,18]. Оценки, проведенные в [29], показали, что в GaAs эффективная «сила» ЭДР более чем в 50 раз слабее, чем в Si. Однако до сих пор возможность реализации этого эффекта в Si даже не обсуждалась в литературе. Полученные в данной работе результаты, несмотря на значительную погрешность экспериментальных величин, позволяют утверждать, что условие $\mu_{pn} < \mu_n$ выполняется в Si уже при комнатной температуре $T = 21^\circ\text{C}$ в области концентраций легирующих примесей $N_d > 10^{17}$ см⁻³.

Отметим, что основная погрешность значений подвижности μ_{pn} определяется разбросом значений времени жизни дырок τ_p . Усовершенствование методик определения τ_p при использовании диодных структур или переход к транзисторным структурам, при использовании которых величина τ_p становится несущественной (см. формулу (8)), позволят существенно повысить точность определения μ_{pn} .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-02-05279-а).

Список литературы

- [1] N.H. Fletcher. Proc. IRE, **45**, 862 (1957).
- [2] E.G.S. Paige. Phys. Chem. Sol., **16**, 207 (1960).
- [3] T.P. McLean, E.G.S. Paige. J. Phys. Chem. Sol., **16**, 220 (1960).
- [4] T.P. McLean, E.G.S. Paige. J. Phys. Chem. Sol., **18**, 139 (1961).
- [5] L.V. Davies. Nature. **194**, 762 (1962).
- [6] З.С. Грибников, В.И. Мельников. ФТП, **2**, 1352 (1968).
- [7] F. Danhauser. Sol. St. Electron., **15**, 1371 (1972).
- [8] J.R. Krause. Sol. St. Electron., **15**, 1376 (1972).
- [9] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. ЖЭТФ, **74**, 261 (1978).
- [10] J.R. Mayer. Phys. Rev. B, **21**, 1554 (1980).
- [11] V. Grivitskas, M. Willander, J. Vaitkus. Sol. St. Electron., **27**, 565 (1984).
- [12] И.И. Бойко, О.Г. Балаев. ФТП, **17**, 745 (1983).
- [13] Т.Т. Мнацаканов, И.Л. Ростовцев, Н.И. Филатов. ФТП, **18**, 1293 (1984).
- [14] W.P. Dumke. Sol. St. Electron., **28**, 183 (1985).
- [15] T.T. Mnatsakanov. Phys. St. Sol. (b), **143**, 225 (1987).
- [16] W. Hansch, G.D. Mahan. Phys. Chem. Sol., **44**, 663 (1983).
- [17] R.A. Hopfel, J. Sha, P.A. Wolff, A.C. Gossard. Phys. Rev. Lett., **56**, 2736 (1986).
- [18] R.A. Hopfel, J. Sha, P.A. Wolff, A.C. Gossard. Appl. Phys. Lett., **49**, 572 (1986).
- [19] Б.Н. Грессеров, Т.Т. Мнацаканов. ФТП, **23**, 1658 (1989).
- [20] T.T. Mnatsakanov, B.N. Gresserov, L.I. Pomortseva. Sol. St. Electron., **38**, 225 (1995).
- [21] R.A. Kokosa. Proc. IEEE, **55**, 1389 (1967).
- [22] Г.М. Авакьянц, Е.В. Лазарев. Изв. АН АрмССР. Физика, **4**, 89 (1969).
- [23] И.В. Грехов, А.В. Отблеск. РиЭ, **19**, 1483 (1974).
- [24] И.В. Грехов, А.В. Отблеск. ФТП, **8**, 1408 (1974).

- [25] M.S. Adler. IEEE Trans. Electron. Dev., **25**, 16 (1978).
- [26] Б.Н. Грессер, Т.Т. Мнацаканов. ЖТФ, **56**, 1827 (1986).
- [27] T.T. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Philatov. Sol. St. Electron., **30**, 579 (1987).
- [28] Т.Т. Мнацаканов, И.Л. Ростовцев, Н.И. Филатов. Изв. вузов СССР. Ради-
электроника, **30**, 30 (1987).
- [29] Б.Н. Грессер, Т.Т. Мнацаканов. ФТП, **24**, 1668 (1990).
- [30] W. Shockley. Bell Syst. Techn. J., **28**, 435 (1949).
- [31] С.М. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Энергия, 1973) с. 95.
- [32] J.W. Slotboom, H.C. de Graaf. Sol. St. Electron., **19**, 857 (1976).
- [33] Т.Т. Мнацаканов, Л.И. Поморцева, Д.Г. Яковлев. ФТП, **28**, 1927 (1994).
- [34] А. Блихер. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов (Л., Энерго-
атомиздат, 1986) с. 79.
- [35] Т.Т. Мнацаканов, И.Л. Ростовцев, Н.И. Филатов. РиЭ, **37**, 296 (1992).
- [36] D. Lax, S.T. Neustadter. J. Appl. Phys., **25**, 1148 (1954).
- [37] B.R. Gossick. Phys. Rev., **91**, 1012 (1953).
- [38] H.J. Kuno. IEEE Trans. Electron. Dev., **11**, 8 (1964).
- [39] P.G. Wilson. Sol. St. Electron., **10**, 145 (1967).
- [40] J.C. Kao, J.R. Davies. IEEE Trans. Electron. Dev., **17**, 652 (1970).
- [41] Б.И. Григорьев, В.В. Тогатов. РиЭ, **26**, 1063 (1980).
- [42] M. Derdouri, P. Leturca, A. Munoz-Yague. IEEE Trans. Electron. Dev., **27**, 2097 (1980).
- [43] N.D. Arora, J.R. Hauser, D.J. Roulston. IEEE Trans. Electron. Dev., **29**, 292 (1982).
- [44] J.G. Fossum, R.P. Mertens, D.S. Lee, J.F. Hijijs. Sol. St. Electron., **26**, 569 (1983).
- [45] В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов, В.В. Шуман. Письма ЖТФ, **6**, 689 (1980).
- [46] C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, Alberigi Quaranta. Sol. St. Electron., **20**, 77
(1977).
- [47] S.M. Sze, J.C. Irvin. Sol. St. Electron., **11**, 599 (1968).
- [48] W.R. Thurber, R.L. Mattis, Y.M. Liu, J.J. Filliben. J. Electrochem. Soc., **127**, 1807
(1980).

Редактор В.В. Чалдышев

A study of parameters characteristic of electron-hole scattering in semiconductors under low level of charge carrier injection

T.T. Mnatsakanov, L.I. Pomortseva, V.B. Shuman, E.G. Guk

Moscow Electrotechnical Institute, 111250 Moscow
