

<https://doi.org/10.3176/phys.math.1976.3.11>

УДК 621.382

Г. АШКИНАЗИ, Л. ЗОЛОТАРЕВСКИЙ, В. КУЗЬМИН, К. РУММА,
 Я. ХАМЕЛИС

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ В СТРУКТУРЕ РЕАЛЬНОГО ДИОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ ВРЕМЕН ЖИЗНИ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ ОБЛАСТЯХ

В настоящей статье показано, что вывод авторов [1-3] о том, что электронно-дырочное рассеяние не влияет на распределение носителей в полупроводнике, справедлив лишь для не очень высоких концентраций легирующей примеси. С учетом того, что распределение неосновных носителей в сильно легированном полупроводнике связано с концентрацией основных носителей, найдено распределение инжектированных носителей во всех областях реального диода и произведена оценка их времен жизни в приконтактных слоях.

Потоки носителей в полупроводнике

В области комнатных температур установившаяся под действием стационарного внешнего возмущения скорость направленного движения носителей заряда в полупроводнике обусловлена одновременным влиянием различных механизмов рассеяния. В первую очередь — это рассеяние носителей на колебаниях решетки и на ионизированных атомах примеси. При сравнительно высоких концентрациях подвижных носителей существенным становится электронно-дырочное рассеяние.

Не принимая в расчет анизотропию в рассеянии, Г. М. Авакьянц [4] предложил упрощенное описание поведения электронно-дырочной плазмы в полупроводнике т. н. феноменологическими уравнениями движения с некоторыми скалярными значениями эффективных масс дырок и электронов и соответствующими им скалярными временами релаксации.

Решение этих уравнений относительно установившихся скоростей направленного движения электронов и дырок ($V_{n,p}$) позволяет получить для электронной и дырочной плотностей тока следующие выражения*

* При выводе (1) и (2) использовалось равенство $\mu_{np}p = \mu_{pn}n$. Величины μ_n и μ_p , а также их зависимости от концентрации легирующей примеси и температуры определены экспериментально для большинства известных полупроводниковых материалов. Величины μ_{np} и μ_{pn} из [3-5] имеют следующий вид:

$$\mu_{np} = \frac{c(T)}{p \ln \frac{\gamma(T)}{p+n}}; \quad \mu_{pn} = \frac{c(T)}{n \ln \frac{\gamma(T)}{p+n}}$$

$$j_n = \frac{\mu_n}{\mu_{np}\mu_{pn} + \mu_p\mu_{np} + \mu_n\mu_{pn}} [qn(\mu_{np}\mu_{pn} + \mu_p\mu_{np} - \mu_p\mu_{pn})\vec{E} + k_0T(\mu_p + \mu_{pn})\mu_{np}\vec{\nabla}n + k_0T\mu_p\mu_{np}\vec{\nabla}p], \quad (1)$$

$$j_p = \frac{\mu_p}{\mu_{np}\mu_{pn} + \mu_p\mu_{np} + \mu_n\mu_{pn}} [qn(\mu_{pn}\mu_{np} + \mu_n\mu_{pn} - \mu_n\mu_{np})\vec{E} - k_0T(\mu_n + \mu_{np})\mu_{pn}\vec{\nabla}p - k_0T\mu_n\mu_{pn}\vec{\nabla}n]. \quad (2)$$

Распределение носителей в однородном невырожденном полупроводнике в условиях двойной инжекции

В условиях квазинейтральности распределение концентрации неосновных носителей заряда в полупроводнике будет определяться из совместного решения уравнений (1) и (2), уравнения непрерывности и уравнения для полного тока.

В результате для описания распределения, например, дырок в полупроводнике N -типа получим следующее уравнение:

$$j_p(x) = \alpha(p)j - qD(p)\frac{dp}{dx}, \quad (3)$$

$$\frac{d^2p}{dx^2} + \frac{1}{D(p)}\frac{dD(p)}{dp}\left(\frac{dp}{dx}\right)^2 - \frac{j}{qD(p)}\frac{d\alpha(p)}{dp}\frac{dp}{dx} - \frac{v_r}{D(p)} = 0, \quad (4)$$

где

$$D(p) = \frac{k_0T}{q}\mu_n\frac{2p(x) + N_d}{(b+1)p(x) + bN_d + N_d\delta_N}, \quad (5)$$

$$\alpha(p) = \frac{p(x)(1 - \delta_N)}{(b+1)p(x) + bN_d + N_d\delta_N}, \quad (6)$$

$$\delta_N = \frac{\mu_n N_d}{c(T)} \ln \frac{\gamma(T)}{2p(x) + N_d}. \quad (7)$$

Из выражений (5) и (6) видно, что влияние электронно-дырочного рассеяния на распределение носителей сводится к появлению фактора δ_N в последних.

При условии $\delta_N \ll 1$ или

$$\gamma(T) \exp\left\{-\frac{c(T)}{N_d\mu_n(N_d, T)}\right\} - N_d \ll 2p \quad (8)$$

этим влиянием можно пренебречь, и уравнение (4) примет вид уравнения, полученного В. И. Стафеевым [6].

Легко показать, что условие $\delta_N \ll 1$ осуществляется при $N_d \ll N'_d$ для любого $p(x)$, а при $N_d > N'_d$ для $p(x)$, определяемых из неравенства (8).

Это позволяет сделать важные выводы. При концентрациях легирующей примеси N_d , меньших некоторой характерной для данного полупроводника концентрации N'_d , электронно-дырочное рассеяние не влияет на распределение носителей при любом уровне инжекции.

В физическом аспекте это обстоятельство вполне понятно. При низких и средних уровнях инжекции эффект электронно-дырочного рассеяния несуществен из-за малых концентраций носителей. При высоком уровне инжекции преобладающим механизмом переноса носителей становится диффузия, а так как неравновесные электроны и дырки диффундируют в одну сторону, то столкновения между ними, естественно, не искажают распределение.

При концентрациях легирующей примеси, больших N'_d , появляется необходимость ввести понятие эффективной концентрации примеси \bar{N}_d , весьма различной для разных N_d :

$$\bar{N}_d = \frac{\gamma(T) \exp\left\{-\frac{c(T)}{N_d \mu_n(N_d)}\right\} - N_d}{2} \quad (9)$$

При высоком относительно эффективной концентрации примесей уровне инжекции $p(x) \gg \bar{N}_d$ электронно-дырочные столкновения не сказываются на распределении носителей из-за преобладания диффузии над дрейфом. В случаях же низкого и среднего по сравнению с ней уровня инжекции $p(x) \leq \bar{N}_d$ дрейф становится либо преобладающим, либо сравнимым с диффузией соответственно. Ввиду того что электроны и дырки дрейфуют навстречу друг другу, столкновения между ними существенны, и при $p(x) \leq \bar{N}_d$ распределение будет искажаться вследствие электронно-дырочного рассеяния. Последнее обстоятельство особенно важно учитывать при анализе распределения носителей в сильно легированных приконтактных слоях, существенно влияющих на распределение носителей в слабо легированной базе в результате снижения их инжекционной эффективности при больших токах.

Распределение носителей в $P^{++}-P^+-N-N^+$ -структуре при протекании через нее прямого тока

Анализ распределения будем проводить при общепринятых допущениях, учитывая, однако, что в P^{++} -, P^+ - и N^+ -областях имеет место низкий, а в N -области — произвольный уровень инжекции.

N -область (слабо легированная база, $N_d < N'_d$; $0 \leq x \leq W_N$). Распределение носителей описывается выражением, полученным В. И. Стафеевым [6].

N^+ -область (эмиттер электронов, $W_N < x \leq W_N + W_{N^+}$). Распределение носителей получается из выражений (4)–(7) путем замены в последних $N_d \rightarrow N_d^{N^+}$; $\mu_n^N \rightarrow \mu_n^{N^+}$; $\mu_p^N \rightarrow \mu_p^{N^+}$;

$$\ln \frac{\gamma}{2p + N_d} \rightarrow \ln \frac{\gamma}{N_d^{N^+}}; \quad v_r = \frac{p - p_{N^+}}{\tau_p^{N^+}}.$$

Принимая во внимание низкий уровень инжекции, получаем

$$D_p^{N^+} \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_{N^+}}{\tau_p^{N^+}} = 0, \quad (10)$$

где

$$D_p^{N^+} = \frac{k_0 T}{q} \frac{\mu_p^{N^+}}{1 + \delta_{N^+}}; \quad \delta_{N^+} = \frac{\mu_p^{N^+} N_d^{N^+}}{c(T)} \ln \frac{\gamma(T)}{N_d^{N^+}}.$$

Так же определяем дырочную плотность тока из (3):

$$j_p(x) = -qD_p^{N^+} \frac{dp}{dx}. \quad (11)$$

Соотношения для P^+ - и P^{++} -областей находятся аналогично соотношениям для N^+ -области при соответствующих заменах.

Граничные условия

Принимаем, что для тонких переходов справедливы соотношения Больцмана, а токи на границе металл-полупроводник определяются скоростями поверхностной рекомбинации S_n , S_p . Учитывая низкий уровень инжекции в P^{++} -, P^+ - и N^+ -областях и квазинейтральность всех областей полупроводниковой структуры, систему граничных условий для нашей модели $R-P^{++}-P^+-N^+-N^+-R$ диода можно представить в следующем виде:

$R-P^{++}$ - контакт

$$j_n(-W_{P^{++}} - W_{P^+}) = qS_n [n(-W_{P^{++}} - W_{P^+}) - n_{P^{++}}]; \quad (12)$$

$P^{++}-P^+$ - переход

$$n(-W_{P^+} - 0) P_A^{++} = n(-W_{P^+}) P_A^+, \quad (13)$$

$$j_n(-W_{P^+} - 0) = j_n(-W_{P^+}); \quad (14)$$

P^+-N^+ - переход

$$n(-0) = \frac{p(0) [p(0) + N_d]}{P_A^+}, \quad (15)$$

$$j_n(-0) = j - j_p(0); \quad (16)$$

N^+-N^+ - переход

$$p(W_N + 0) = \frac{p(W_N) [p(W_N) + N_d]}{N_d^+}, \quad (17)$$

$$j_p(W_N) = j_p(W_N + 0); \quad (18)$$

N^+-R - контакт

$$j_p(W_N + W_{N^+}) = qS_p [p(W_N + W_{N^+}) - p_{N^+}]. \quad (19)$$

Постановка общей краевой задачи

Решая уравнения непрерывности для каждой области и подставляя выражения для граничных токов в систему уравнений (12) — (19), после несложных, но громоздких преобразований выразим граничные токи и концентрации в сильно легированных областях через $p(0)$ и $p(W_N)$:

$$j_p(W_{N^+} + 0) = j_p^{N^+} \left\{ \frac{p(W_N) [p(W_N) + N_d]}{n_i^2} - 1 \right\}, \quad (20)$$

$$j_n(-0) = j_n^{N^+} \left\{ \frac{p(0) [p(0) + N_d]}{n_i^2} - 1 \right\}, \quad (21)$$

$$\frac{p(W_N + W_{N^+})}{p_{N^+}} = 1 + \frac{v^{N^+}}{\text{sh} \frac{W_{N^+}}{L^{N^+}} + v^{N^+} \text{ch} \frac{W_{N^+}}{L^{N^+}}} \left\{ \frac{p(W_N) [p(W_N) + N_d]}{n_i^2} - 1 \right\}, \quad (22)$$

$$\frac{n(-W_{P^*})}{n_{P^*}} = 1 + \frac{v^{P^*}}{\operatorname{sh} \frac{W_{P^*}}{L_n^{P^*}} + v^{P^*} \operatorname{ch} \frac{W_{P^*}}{L_n^{P^*}}} \left\{ \frac{\rho(0)[\rho(0) + N_d]}{n_i^2} - 1 \right\}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{n(-W_{P^{**}} - W_{P^*})}{n_{P^{**}}} = 1 + \frac{v^{P^*} v^{P^{**}}}{\left(\operatorname{sh} \frac{W_{P^{**}}}{L_n^{P^{**}}} + v^{P^{**}} \operatorname{ch} \frac{W_{P^{**}}}{L_n^{P^{**}}} \right) \left(\operatorname{sh} \frac{W_{P^*}}{L_n^{P^*}} + v^{P^*} \operatorname{ch} \frac{W_{P^*}}{L_n^{P^*}} \right)} \times \\ \times \left\{ \frac{\rho(0)[\rho(0) + N_d]}{n_i^2} - 1 \right\}, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$j_p^{NN^*} = \frac{qD_p^{N^*} p_{N^*}}{L_p^{N^*}} \operatorname{cth} \frac{W_{N^*}}{L_p^{N^*}} \frac{1 + v^{N^*} \operatorname{th} \frac{W_{N^*}}{L_p^{N^*}}}{1 + v^{N^*} \operatorname{cth} \frac{W_{N^*}}{L_p^{N^*}}}, \quad (25)$$

$$j_n^{NP^*} = \frac{qD_n^{P^*} n_{P^*}}{L_n^{P^*}} \frac{1 + v^{P^*} \operatorname{th} \frac{W_{P^*}}{L_n^{P^*}}}{1 + v^{P^*} \operatorname{cth} \frac{W_{P^*}}{L_n^{P^*}}} \operatorname{cth} \frac{W_{P^*}}{L_n^{P^*}}, \quad (26)$$

$$v^{P^{**}} = \frac{D_n^{P^{**}}}{L_n^{P^{**}} S_n}, \quad v^{N^*} = \frac{D_p^{N^*}}{L_p^{N^*} S_p}, \quad (27)$$

$$L_n^{P^{**}} = \sqrt{D_n^{P^{**}} \tau_n^{P^{**}}}, \quad L_p^{N^*} = \sqrt{D_p^{N^*} \tau_p^{N^*}}, \quad L_n^{P^*} = \sqrt{D_n^{P^*} \tau_n^{P^*}},$$

$$v^{P^*} = \frac{D_n^{P^*} p_{A^*} L_n^{P^{**}}}{D_n^{P^{**}} p_{A^*} L_n^{P^*}} \frac{\operatorname{th} \frac{W_{P^{**}}}{L_n^{P^{**}}} + v^{P^{**}}}{1 + v^{P^{**}} \operatorname{th} \frac{W_{P^{**}}}{L_n^{P^{**}}}}. \quad (28)$$

Из уравнений (16) и (18) находим связь между граничными значениями концентрации и ее производными в точках $x = 0$ и $x = W_N$:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dx}(0) = - \frac{\rho(0) + N_d}{[2\rho(0) + N_d] qD_p^{N^*}} j + \\ + \frac{(b+1)\rho(0) + bN_d}{[2\rho(0) + N_d] qD_n^{N^*}} j_n^{NP^*} \left\{ \frac{\rho(0)[\rho(0) + N_d]}{n_i^2} - 1 \right\}, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dx}(W_N) = \frac{\rho(W_N)}{[2\rho(W_N) + N_d] qD_n^{N^*}} j - \\ - \frac{(b+1)\rho(W_N) + bN_d}{[2\rho(W_N) + N_d] qD_n^{N^*}} j_p^{NN^*} \left\{ \frac{\rho(W_N)[\rho(W_N) + N_d]}{n_i^2} - 1 \right\}, \end{aligned} \quad (30)$$

где

$$D_p^N = \frac{k_0 T}{q} \mu_p^N, \quad D_n^N = \frac{k_0 T}{q} \mu_n^N.$$

Граничные условия (29) и (30) совместно с уравнением непрерывности (4) представляют собой замкнутую краевую задачу, решение которой позволяет найти распределение носителей, электрическое поле и падение напряжения во всех областях $P^{++}-P^+-N-N^+$ полупроводниковой структуры. Заметим, что краевая задача должна ограничиваться по токам сверху условием низких уровней инжекции в сильно легированных слоях. Из соотношений (15) и (17) следует критерий справедливости

$$j \leq \min \{j^*, j^{**}\}, \quad (31)$$

где

$$p(0, j^*) = P_A^+, \quad p(W_N, j^{**}) = N_d^+.$$

Легко показать, что развитую выше теорию можно применить для расчета прямой ветви вольт-амперной характеристики (ПВ ВАХ) диодов на основе P^+-N-N^+ -структур. Для этого во всех формулах следует совершить предельные переходы $W_{p^{++}} \rightarrow 0$ и $P_A^{++} \rightarrow P_A^+$. При этом краевая задача (4, 29, 30) остается неизменной, а параметр v^{P^+} , входящий в выражение $j_n^{NP^+}$, примет вид

$$v^{P^+} = \frac{D_n^{P^+}}{L_n^{P^+} S_n}. \quad (32)$$

Теорию нетрудно обобщить и для расчета ПВ ВАХ диодов на основе $P^{++}-P^+-N-R$ - и P^+-N-R -структур.

Высокий уровень инжекции во всех точках базы

В этом случае малыми членами $\frac{N_d}{p(x)}$ в (4, 29, 30) можно пренебречь, уравнение непрерывности линеаризуется и краевая задача значительно упрощается, принимая вид:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p}{L^2} = 0, \quad (33)$$

$$\frac{dp}{dx}(0) = -\frac{j}{2qD_p^N} + \frac{(b+1)j_n^{NP^+}}{2bqD_p^N} \cdot \left[\frac{p(0)}{n_i} \right]^2, \quad (34)$$

$$\frac{dp}{dx}(W_N) = \frac{j}{2qbD_p^N} - \frac{(b+1)j_p^{NN^+}}{2bqD_p^N} \cdot \left[\frac{p(W_N)}{n_i} \right]^2, \quad (35)$$

где

$$L = \sqrt{\frac{2b}{b+1} D_p^N \tau_p^N}.$$

Общее решение краевой задачи (33)–(35) легко выражается через граничные концентрации $p(0)$, $p(W_N)$:

$$\rho(x) = \frac{\rho(0) \operatorname{sh} \frac{W_N - x}{L} + \rho(W_N) \operatorname{sh} \frac{W_N}{L}}{\operatorname{sh} \frac{W_N}{L}}, \quad (36)$$

которые, в свою очередь, определяются из системы алгебраических уравнений

$$\frac{\rho(W_N) - \rho(0) \operatorname{ch} \frac{W_N}{L}}{L \operatorname{sh} \frac{W_N}{L}} = -\frac{j}{2qD_p^N} + \frac{b+1}{2bqD_p^N} j_{n}^{NP^+} \left[\frac{\rho(0)}{n_i} \right]^2, \quad (37)$$

$$\frac{\rho(W_N) \operatorname{ch} \frac{W_N}{L} - \rho(0)}{L \operatorname{sh} \frac{W_N}{L}} = \frac{j}{2bqD_p^N} - \frac{b+1}{2bqD_p^N} j_p^{NN^+} \left[\frac{\rho(W_N)}{n_i} \right]^2. \quad (38)$$

Определение эффективных времен жизни неосновных носителей заряда в сильно легированных P^+ - и N^+ -областях диода

Использование приведенных выше выражений для расчета реальных структур требует знания конкретных значений времен жизни неосновных носителей заряда в сильно легированных областях, экспериментальное определение которых чрезвычайно затруднительно. Однако для диодов с достаточно широкими P^+ - и N^+ -эмиттерами путем сопоставления теоретических и экспериментальных распределений неравновесных носителей заряда в базе структуры можно оценить величины эффективных времен жизни электронов в P^+ -области и дырок в N^+ -области.

Экспериментальные распределения концентраций неравновесных носителей заряда в слоях полупроводниковой структуры определялись путем регистрации межзонного рекомбинационного излучения с торца полоски, вырезанной из структуры с вольфрамовыми термокомпенсаторами. При высоком уровне инжекции интенсивность межзонного излучения в базе кремниевого диода пропорциональна квадрату концентрации неравновесных носителей заряда, что позволяет определить относительное распределение их концентрации в слабо легированной области

$$\frac{\rho(x)}{\rho(0)} = \sqrt{\frac{H(x)}{H(0)}}. \quad (39)$$

Плотность токов определялась в каждой точке исследуемой структуры исходя из анализа интенсивности излучения $H(y)$ вдоль образца. Экспериментально было установлено $H(y) \sim j(y)$, что и обусловило методику пересчета интенсивности излучения $H(y)$ на соответствующую плотность тока $j(y)$ в каждой точке вдоль образца. Полученное распределение интенсивности излучения и соответствующие плотности тока вдоль структуры иллюстрирует рис. 1.

Схема экспериментальной установки для замера рекомбинационного излучения и конструкция исследуемого образца показаны на рис. 2. Разрешающая способность установки составляла ≈ 40 мкм и ограничивалась разрешающей способностью объектива 250—300 линий/мм

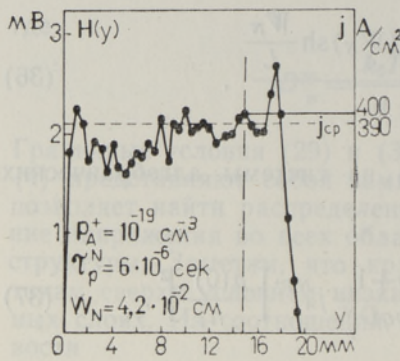


Рис. 1. Распределение интенсивности излучения и плотности токов вдоль образца.

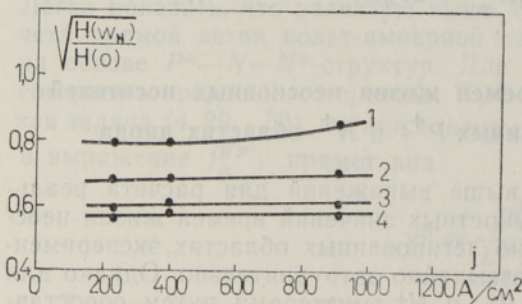


Рис. 3. Экспериментальная зависимость отношения граничных концентраций от плотности тока: $P_A^+ = 8 \cdot 10^{16}$ (1); $5 \cdot 10^{17}$ (2); $1,5 \cdot 10^{18}$ (3); 10^{19} см^{-3} (4).

и дробовыми шумами усилителя.

Исследуемые образцы полупроводниковых структур отличались лишь уровнем легирования P^+ -эмиттера ($P_A^+ = 8 \cdot 10^{16} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Аналогичные эксперименты были проведены на партиях образцов с различными параметрами слабо легированной базы (N_d, W_N, τ_p^N).

Величины $\tau_p^{N^+}$ и $\tau_n^{P^+}$ определялись из отношения интенсивности рекомбинационного излучения на границах базы и последующих сравнений с теоретическими распределениями носителей заряда по всей толще базы.

На рис. 3 в качестве примера для образцов полупроводниковых структур с эпитаксиальными P_A^+ и фиксированными параметрами ($W_N = 420 \text{ мкм}$, $\tau_p^N = 6 \text{ мксек}$; $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $N_d^+ = 10^{19} \text{ см}^{-3}$) показаны экспериментальные зависимости $\sqrt{\frac{H(W_N)}{H(0)}}$ от j . Как видно, отношение граничных концентраций практически не зависит от плотности тока. Экспериментально обнаруженный факт существенно сузил область свободной вариации $\tau_p^{N^+}$ до величины $10^{-10} - 10^{-11} \text{ сек}$ (рис. 4).

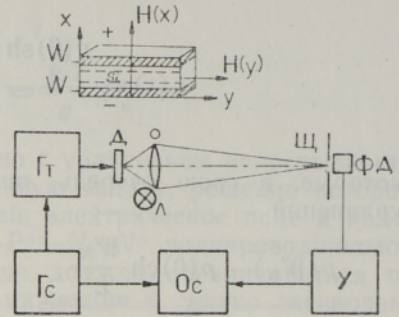


Рис. 2. Схема установки и конструкция исследуемого образца: G_T — генератор тока, G_c — генератор сигналов синхронизации, Δ — образец диода, O — объектив, Ψ — щель, ΦD — фотодиод, $У$ — усилитель, $Ос$ — осциллограф, $Л$ — осветитель.

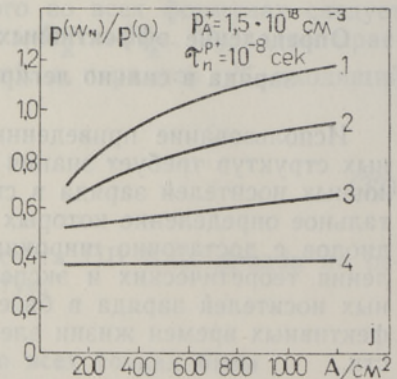


Рис. 4. Теоретическая зависимость отношения граничных концентраций от плотности тока: $\tau_p^{N^+} = 10^{-8}$ (1); 10^{-9} (2); 10^{-10} (3); 10^{-11} сек (4).

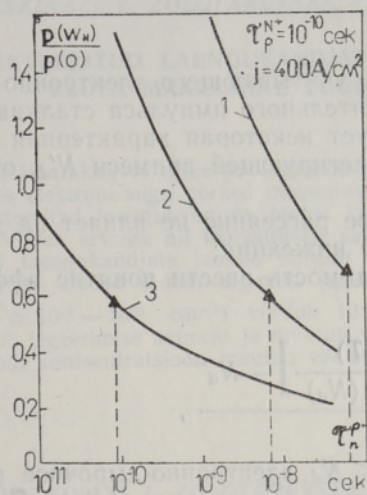


Рис. 5. Теоретическая зависимость отношения граничных концентраций от времени жизни электронов в P^+ -эмиттере при $\tau_n^{N^+} = 10^{-10}$ сек; \blacktriangle — экспериментальные точки.

$P_A^+ = 5 \cdot 10^{17}$ (1); $1,5 \cdot 10^{18}$ (2); 10^{19} $см^{-3}$ (3).

Для найденной области изменения $\tau_n^{N^+}$ ($10^{-10} - 10^{-11}$ сек) были рассчитаны теоретические зависимости $p(W_N)/p(0)$ от величины $\tau_n^{P^+}$ (рис. 5). Экспериментально полученное отношение $p(W_N)/p(0)$ (рис. 3) позволило определить область изменения $\tau_n^{P^+}$ в зависимости от величины P_A^+ (рис. 6), которая хорошо аппроксимируется выражением

$$\tau_n^{P^+} \approx (0,3 \div 0,6) \left(\frac{10^{17}}{P_A^+} \right)^2. \quad (40)$$

Значение $\tau_n^{P^+} \approx 4 \cdot 10^{-7}$ сек, полученное из (40) при $P_A^+ = 10^{17}$ $см^{-3}$, хорошо согласуется с непосредственно измеренным временем жизни электронов в P^+ -области в [7].

На рис. 7, а, б сравнены теоретические распределения носителей заряда в базах полупроводниковых структур с учетом эффективных значений величин $\tau_n^{N^+}$, $\tau_n^{P^+}$ и экспериментальные.

Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных распределений носителей заряда по всей толще базы для образцов с различными уровнем легирования P^+ -области, технологией ее изготовления, параметрами N -базы также подтверждают полученные нами значения времен жизни в сильно легированных областях $P^+ - N - N^+$ -структуры.

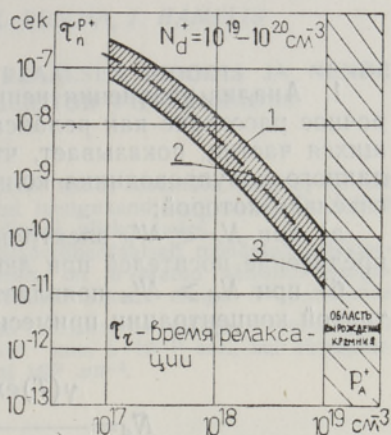


Рис. 6. Зависимость эффективного времени жизни электронов в P^+ -эмиттере от величины P_A^+ : $\tau_n^{N^+} = 10^{-10}$ (1); $5 \cdot 10^{-11}$ (2); 10^{-10} сек (3).

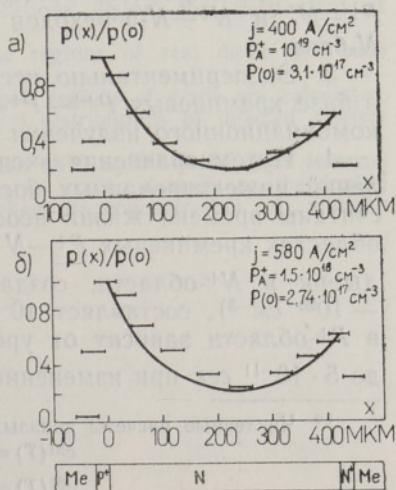


Рис. 7. Экспериментальные и теоретические распределения концентрации неосновных носителей заряда в полупроводниковой структуре.

Выводы

1. Анализ уравнения непрерывности, учитывающего электронно-дырочное рассеяние как релаксацию относительного импульса сталкивающихся частиц, показывает, что существует некоторая характерная для данного полупроводника концентрация легирующей примеси N'_d , относительно которой:

а) при $N_d < N'_d$ электронно-дырочное рассеяние не влияет на распределение носителей при любом уровне инжекции;

б) при $N_d > N'_d$ появляется необходимость ввести понятие эффективной концентрации примеси

$$\bar{N}_d = \frac{\gamma(T) \exp \left[-\frac{c(T)}{N_d \mu_n(N_d)} \right] - N_d}{2},$$

относительно которой в случаях $p(x) \leq \bar{N}_d$ электронно-дырочное рассеяние искажает распределение носителей, а в случае $p(x) > \bar{N}_d$ не сказывается на нем. В кремнии при $T = 300$ К численные оценки дают величину $N'_d \simeq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ **.

2. Получены уравнения, описывающие распределение инжектированных носителей в $P^{++}-P^+-N-N^+$ -структурах с учетом влияния электронно-дырочного рассеяния и снижения коэффициентов инжекции P^+-N - и N^+-N -переходов при произвольном уровне инжекции в N -базе.

3. Экспериментально исследовано распределение носителей заряда в базе кремниевых $P^{++}-P^+-N-N^+$ -структур методом регистрации рекомбинационного излучения с торца образцов структур.

4. Путем сравнения экспериментальных и теоретических распределений инжектированных носителей в слабо легированной N -базе рассчитаны времена жизни неосновных носителей в сильно легированных областях кремниевых P^+-N-N^+ -структур. Показано, что время жизни дырок в N^+ -области, созданной диффузией фосфора ($N_d^+ \simeq 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$), составляет $10^{-10} - 10^{-11} \text{ сек}$, а время жизни электронов в P^+ -области зависит от уровня легирования и изменяется от $5 \cdot 10^{-7}$ до $5 \cdot 10^{-11} \text{ сек}$ при изменении P_A^+ от 10^{17} до 10^{19} см^{-3} .

** Численные расчеты показывают для кремния:

$$c^{Si}(T) = 10^{17} T^{3/2} [\text{см}^{-1} \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}],$$

$$\gamma^{Si}(T) = 3 \cdot 10^{14} T^2 [\text{см}^{-3}].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Авакьянц Г. М., Мурыгин В. М., Сандлер Л. С., Тешабаев А., Юровский А. В., Радиотехника и электроника, 8, 1919 (1963).
2. Авакьянц Г. М., Лазарев Е. В., Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 83 (1969).
3. Грибников З. С., Мельников В. И., ФТП, 2, 1352 (1968).
4. Fletcher N. H., Proc. IRE, 45, 862 (1957).
5. Davies L. W., Nature, 194, 762 (1962).
6. Стафеев В. И., ЖТФ, 28, 1631 (1958).
7. Борман Д. В., ФТП, 6, 692 (1972).

Научно-исследовательский институт
Таллинского электротехнического
завода им. М. И. Калинина
Институт термofизики и
электрофизики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
22/IX 1975

G. ASKINAZI, L. ZOLOTAREVSKI, V. KUZMIN, K. RUMMA, J. HAMELIS

INJEKTEERITUD LAENGUKANDJATE JAOTUS REAALSE DIODIS JA NENDE ELUEA MÄÄRAMINE TUGEVAСТИ LEGERITUD PIIRKONDADES

Näidatakse, et igale pooljuhtdiodile on iseloomulik teatav lisandite tihedus, millest alates elektroni-augu pöörde moonutavad injekteeritud laengukandjate jaotust. On leitud injekteeritud laengukandjate jaotus kõigis reaalse diodi piirkondades.

Võttes arvesse nii teoreetiliselt saadud kui ka eksperimentaalselt mõõdetud injekteeritud laengukandjate jaotusi nõrgalt legeeritud baasis, on arvutatud vähemus-laengukandjate eluead diodi tugevalt legeeritud piirkondades. Aukude eluiga N^+ -piirkonnas ($N_d^+ \approx 10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) võrdub $10^{-10} - 10^{-11} \text{ sec}$. Elektronide eluiga P^+ -piirkonnas sõltub legeerimise astmest ja muutub vahemikus $5 \cdot 10^{-7}$ kuni $5 \cdot 10^{-11} \text{ sec}$., kui aktseptorilisandi kontsentratsioon muutub vahemikus 10^{17} kuni 10^{19} cm^{-3} .

G. ASHKINAZI, L. ZOLOTAREVSKY, V. KUZMIN, K. RUMMA, J. HAMELIS

DISTRIBUTION OF INJECTED CARRIERS IN REAL DIODE AND DETERMINATION OF THEIR LIFETIME IN HEAVILY DOPED REGIONS

It is shown that there exists a characteristic density of admixtures for each semiconductor diode from which the electron-hole collisions distort the distribution of injected carriers.

The distribution of injected carriers in all the regions of real diode has been found.

The lifetimes of minority carriers in heavily doped regions of diode are calculated, taking into consideration theoretical and experimental distributions of injected carriers in the low doped basis.

It is shown that the lifetime of holes in N^+ region ($N_d^+ \approx 10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) is equal to $10^{-10} - 10^{-11} \text{ sec}$., but the lifetime of electrons in P^+ region depends on the doping level and varies from $5 \cdot 10^{-7}$ to $5 \cdot 10^{-11} \text{ sec}$. when the concentration of acceptor admixture varies from 10^{17} to 10^{19} cm^{-3} .