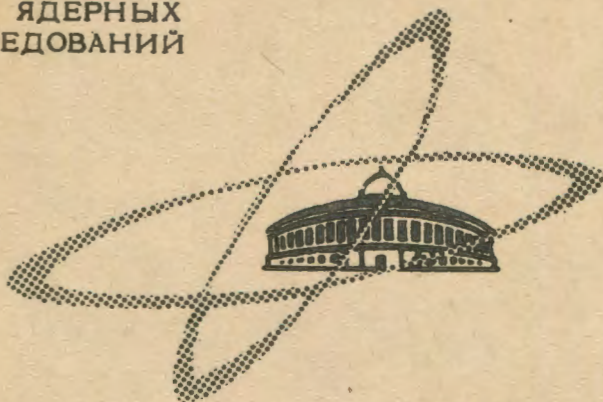


В-19
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2888



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.С. Василев

О МЕХАНИЗМЕ ТОКОВ
В р - и - н ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ
ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

1966

2888

В.С. Васялев

О МЕХАНИЗМЕ ТОКОВ
В р - и - н ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ
ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

4543/2 49.

С появлением работы Пелла^{/1/}, где дается методика получения компенсированной области диффузией и дрейфом лития в р-кремнии, широкое применение в ядерной спектроскопии нашли детекторы р-і-п структуры^{/2,3/}. За последние годы получены германиевые детекторы р-і-п структуры^{/4-8/} с большой толщиной компенсированной области.

Вопрос о вольт-амперной характеристике этой структуры не обсуждался в литературе. Есть работы, где рассматриваются так называемые р-і-п диоды с і-областью из высокоомного материала с толщиной до нескольких десятков микрон^{/9-18/}. Теоретические расчеты, полученные для этих диодов, использовались в работе^{/19/} для исследования токов в р-і-п кремниевых детекторах с толщиной і-области $W = 75-320$ мкм.

Мы поставили перед собою задачу, используя выводы теории для обычного р-п перехода^{/20-23/}, вывести уравнение тока р-і-п структуры и установить его связь с шириной компенсированной і-области.

1. р-і-п структуры в термическом равновесии (в темноте, без внешних напряжений)

Рассмотрим образец р-і-п структуры с такой толщиной отдельных областей, при которой можно пренебречь влиянием электродов на токи, текущие в направлении, перпендикулярном плоским переходам. Полагаем, что компенсированная і-область представляет материал собственной проводимости^{/18,32/}.

На рис. 1 показана энергетическая диаграмма р-і-п структуры в термическом равновесии, где

p_p и n_p - равновесная концентрация дырок и электронов в р-области;
 n_n и p_n - равновесная концентрация электронов и дырок в п-области;
 $E_{v,p}$, $E_{v,i}$ и $E_{v,n}$ - потолок валентной зоны в р-, і- и п-областях.

В состоянии термического равновесия в $p-i-n$ структуре можно рассматривать восемь отдельных токов^{x)}: четыре электронных ($-I_1, I_2, -I_3$ и I_4) и четыре дырочных ($I_5, -I_6, I_7$ и $-I_8$), обозначенных на рисунке. Для этих токов справедливы уравнения

$$\begin{aligned} -I_1 + I_2 &= 0; & -I_3 + I_4 &= 0; \\ I_5 - I_6 &= 0; & I_7 - I_8 &= 0; \\ \sum_{i=1}^8 I_i &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Токи $I_{i=1 \div 8}$ можно выразить через концентрации токовых носителей, их диффузионные длины и толщину i -области W . Ток $-I_1$ образуется несновными электронами в p -области n_p , успешно достигнув $p-i$ перехода до рекомбинации. Для них $p-i$ переход является стоком. Если рассматривается движение электронов только в направлении x , то в токе $-I_1$ будут участвовать в основном те несновные электроны n_p из p -области, которые находятся на расстоянии от $p-i$ перехода, не большем их диффузионной длины L_n .

Для вычисления токов удобно введение эффективных токовых генераторов. В конкретном случае вводим систему эффективных генераторов электронов $g_n(x)$ ($m^{-3} \text{сек}^{-1}$), которые распределены по x следующим образом:

$$g_n(x) = g_{n0} \exp(x/L_n) \quad \text{для} \quad -\infty \leq x \leq 0.$$

$$\text{При} \quad x = -\infty; 0 \quad g_n(-\infty) = 0; \quad g_n(0) = \frac{n_p}{\tau_n},$$

где τ_n - время жизни электронов в p -области. Ток $-I_1$ можно получить как интеграл эффективных генераторов по всей толщине p -области, умноженный на заряд электрона q :

$$-I_1 = -q \left[\int_{x=-\infty}^{x=0} g_n(x) dx \right] = -q \left[\int_{x=-\infty}^{x=0} g_{n0} \exp(x/L_n) dx \right] = -q n_p \frac{L_n}{n} \quad (2)$$

Исходя из (1), находим

$$|I_1| = |I_2| = q n_p \frac{L_n}{n} \quad (3)$$

В i -области при любой температуре генерируются дырки и электроны, диффундирующие к $p-i$ и $i-n$ переходам с коэффициентом биполярной диффузии для собственного материала

^{x)} Под током понимается плотность тока ($a \text{ м}^{-2}$). За положительное направление тока принимается направление от n -к p -области во внешней цепи.

$$D_1 = 2 \frac{D_n D_p}{D_n + D_p}, \quad (4)$$

где

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad \text{и} \quad D_p = \frac{kT}{q} \mu_p, \quad (5)$$

коэффициенты диффузии электронов и дырок; μ_n и μ_p - их подвижности; k - постоянная Больцмана и T - абсолютная температура. Вводя аналогичную систему эффективных генераторов тока в i -область

$$g_1(x) = g_{10} \exp(-x/L_1) \quad \text{для} \quad 0 \leq x \leq W,$$

(где $L_1 = \sqrt{D_1 \tau_1}$ - биполярная диффузионная длина электронов (дырок) в i -области и τ_1 - их эффективные времена жизни), определяем дырочный ток:

$$\begin{aligned} -I_4 &= -q \left[\int_{x=0}^{x=W} g_{10} \exp(-x/L_1) dx \right] = \\ &= -q n_1 \frac{L_1}{\tau_1} [1 - \exp(-W/L_1)], \end{aligned}$$

где $g_{10} = \frac{n_1}{\tau_1}$.

Из (1), равенства $n_1 = p_1$ и того, что L_1 одинаково как для электронов, так и для дырок, получим

$$|I_4| = |I_3| = |I_5| = |I_6| = q n_1 \frac{L_1}{\tau_1} [1 - \exp(-W/L_1)]. \quad (7)$$

Для токов I_7 и $-I_8$ аналогично тому, как для токов $-I_1$ и I_2 , получается

$$|I_7| = |I_8| = q p_n \frac{L_p}{\tau_p}, \quad (8)$$

где L_p - диффузионная длина неосновных дырок в n -области, а τ_p - их времена жизни.

2. $p-i-n$ структуры при обратных смещениях

При обратном смещении ($-V$) на $p-i-n$ структуре (рис. 2) в условиях равновесия рассматриваемые токи (обозначены звездочкой) можно выразить через токи

$I_{1-1+\delta}$ следующим образом:

$$-I_1^* = -\alpha_1 I_1; \quad -I_8^* = -\alpha_8 I_8. \quad (9)$$

Так как между p - и n -областями существует поле $E = \frac{V}{W}$, то поступающие электроны со стороны p -области в i -область и дырки со стороны n -области в i -область будут дрейфовать. При этих условиях дрейфовые длины рассматриваемых носителей тока $L_{ndp} = \tau_n \mu_n E \gg W$ и $L_{pdp} = \tau_p \mu_p E \gg W$, т.е. в i -области в первом приближении можно пренебречь их рекомбинацией. Тогда принимаем, что для всех токов коэффициенты $\alpha_{i=1 \div 8} = 1$. Токи

$$\begin{aligned} -I_1^* &= -I_1 = -qn \frac{L_n}{\tau_n}, \\ -I_8^* &= -I_8 = -qp \frac{L_p}{\tau_p} \end{aligned} \quad (10)$$

не зависят от обратного смещения. Наоборот, токи I_3^* , I_6^* будут экспоненциально уменьшаться с напряжением:

$$\begin{aligned} I_3^* &= I_3 \exp(-qV/kT) = \\ &= qn \frac{L_1}{\tau_1} [1 - \exp(-W/L_1)] \{\exp(-qV/kT)\}; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} I_6^* &= I_6 \exp(-qV/kT) = \\ &= qp \frac{L_1}{\tau_1} [1 - \exp(-W/L_1)] \{\exp(-qV/kT)\}, \end{aligned} \quad (12)$$

т.е.

$$I_3^* = I_6^* .$$

Механизм остальных токов рассматривается следующим образом. Генерированные в i -области носители тока только диффундируют к переходам $p-i$ и $i-n$ с коэффициентом биполярной диффузии D_1 , так как в собственном материале для одновременно возникающих на одном и том же месте электронов и дырок при не слишком сильных полях дрейф невозможен /22,24/.

Полагаем, что электроны и дырки совместно диффундируют к $p-i$ и $i-n$ переходам, где при наличии сильного поля разделяются. На границе $p-i$ вследствие ухода дырок в p -область (тож I_4^*) концентрация электронов в i -области около перехода возрастает. Из этих электронов формируется электронный ток I_2^* в направлении p -области, экспоненциально уменьшающийся с напряжением, и электронный ток I_4^* , который тоже возникает из "освобожденных" электронов. Находясь в поле, эти электроны, кроме диффузии, будут совершать и дрейф к n -области. Аналогично положение дырок около $i-n$ перехода. Для отдельных компонент этих токов, которые разветвляются, как показано на рисунке 2, можно написать:

$$|I_4^*| = |I_3^*| = |I_4| = |I_3| = qn_1 \frac{L_1}{r_1} [1 - \exp(-W/L_1)], \quad (13)$$

$$|I_4^*| = |I_2^*| + |I_4^n|, \quad (14)$$

$$|I_3^*| = |I_7^*| + |I_3^p|.$$

Так как

$$|I_2^*| = |I_2| \exp(-qV/kT) = qn_p \frac{L_p}{r_p} \exp(-qV/kT),$$

$$|I_7^*| = |I_7| \exp(-qV/kT) = qp_n \frac{L_p}{r_p} \exp(-qV/kT), \quad (15)$$

то из (14), имея в виду (13) и (15), получаем:

$$|I_4^n| = |I_4^*| - |I_2^*| = qn_1 \frac{L_1}{r_1} [1 - \exp(-W/L_1)] - qn_p \frac{L_p}{r_p} \exp(-\frac{qV}{kT}), \quad (16)$$

$$|I_3^p| = |I_3^*| - |I_7^*| = qn_1 \frac{L_1}{r_1} [1 - \exp(-W/L_1)] - qp_n \frac{L_p}{r_p} \exp(-\frac{qV}{kT}). \quad (17)$$

При этих условиях через $p-i$ структуру протечет результирующий ток I , постоянный во всех сечениях. Из условия непрерывности и конечности потоков электронов и дырок вытекает, что ток через $p-i$ структуру

$$I = I_{p1}^* = I_{in}^* = \text{const}, \quad (18)$$

где I_{p1}^* - суммарный ток через $p-i$ переход, а I_{in}^* - суммарный ток через $i-n$ переход. Имея в виду направления электронных и дырочных компонент для суммарных токов в принятых приближениях, можно написать:

$$\begin{aligned} I_{p1}^* &= -I_1^* + I_6^* + I_2^* + I_3^* - I_4^* - I_8^* - I_5^p, \\ I_{in}^* &= -I_4^n - I_1^* - I_5^* + I_6^* + I_7^* + I_3^* - I_8^*. \end{aligned} \quad (19)$$

При замещении I_5^p и I_4^n из (16) и (17) получается:

$$\begin{aligned} I_{p1}^* &= -I_1^* + I_6^* + I_2^* + I_3^* - I_4^* - I_8^* - I_5^* + I_7^*, \\ I_{in}^* &= -I_4^* + I_5^* - I_1^* - I_5^* + I_6^* + I_7^* + I_3^* - I_8^*, \end{aligned} \quad (20)$$

т.е.

$$I_{p1}^* = I_{in}^* = I = \text{const}. \quad (21)$$

Если поставим в (20) все значения для токов из (10-17), результирующий ток будет:

$$I = q \left\{ n_p \frac{L_n}{r_n} + p_n \frac{L_p}{r_p} + 2n_i \frac{L_i}{r_i} [1 - \exp(-W/L_i)] \right\} [\exp(-\frac{qV}{kT}) - 1] . \quad (22)$$

Уравнение (22) представляет уравнение вольт-амперной характеристики $p-i-n$ структуры при обратном смещении $(-V)$. При $W=0$ из (22) следует:

$$I = q \left(n_p \frac{L_n}{r_n} + p_n \frac{L_p}{r_p} \right) [\exp(-\frac{qV}{kT}) - 1] . \quad (23)$$

Это хорошо известное уравнение вольт-амперной характеристики обычного $p-i$ перехода выведено Шокли^{х)}/20,21/. При $V \gg kT/q$ из уравнения (22) для обратного тока I_0 получается:

$$I = -I_0 = -q \left\{ n_p \frac{L_n}{r_n} + p_n \frac{L_p}{r_p} + 2n_i \frac{L_i}{r_i} [1 - \exp(-W/L_i)] \right\} . \quad (24)$$

Из уравнения (22), однако, нельзя получить прямую ветвь вольт-амперной характеристики $p-i-n$ структуры только заменой $(-V)$ на $(+V)$, как это делается для обычного (тонкого) $p-n$ перехода. При приложении смещения в прямом направлении наступает значительная инжекция токовых носителей со стороны электродов. В этом случае меняются условия в i -области, при которых выведено уравнение (22). Исследование $p-i-n$ кремниевой структуры при прямых смещениях проведено в работах^{/31,32/}. Показано, что сначала при увеличении прямого напряжения V ток I растет по закону Ома:

$$I = qn_i (\mu_n + \mu_p) \frac{V}{W} , \quad (25)$$

а затем для некоторых значений прямого смещения (больших для образцов с более широкой компенсированной i -областью W)

$$I = V^3 , \quad (26)$$

откуда следует, что начинают действовать законы для пространственно ограниченных токов в изоляторах.

3. Анализ уравнения обратного тока $p-i-n$ структуры и его экспериментальная проверка

а) Объемный обратный ток

Если диффузионную длину токовых носителей L выразить через их коэффициент диффузии D и время жизни $\tau (L = \sqrt{D\tau})$, уравнение (24) принимает вид:

^{х)} В приложении это уравнение выводится при использовании предлагаемого метода эффективных генераторов.

$$I_0 = q \{ n_p \sqrt{\frac{D_n}{r_n}} + p_n \sqrt{\frac{D_p}{r_p}} + 2n_i \sqrt{\frac{D_i}{r_i}} [1 - \exp(-\frac{W}{\sqrt{D_i} r_i})] \}. \quad (27)$$

Температурная зависимость этого тока, которая имеет особенное значение во время дрейфа монов лития, определяется зависимостью времени жизни τ_n, τ_p, τ_i и коэффициентов диффузии D_n, D_p и D_i от температуры, а также концентрации носителей

$$n_p = N_o \exp(-q\phi_{op} / kT),$$

$$p_n = N_v \exp(-q\phi_{vn} / kT),$$

$$n_i = p_i = \sqrt{N_o N_v} \exp(-q\phi_i / 2kT).$$

Здесь, как обозначено на рис. 1,

$$\phi_{op} = \frac{1}{q} (E_{op} - E_F),$$

$$\phi_{vn} = \frac{1}{q} (E_F - E_{vn}),$$

$$\phi_i = \phi_{ci} = \phi_{vi} = \frac{1}{q} (E_{ci} - E_F) = \frac{1}{q} (E_F - E_{vi}),$$

а N_o и N_v - эффективные плотности электронных состояний в зоне проводимости и в валентной зоне, которые для кремния и германия при температуре $T^{\circ}K$ имеют значения /22/:

$$N_o(S_i) = (8,4 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} = 2,8 \cdot 10^{25} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \text{ м}^{-3},$$

$$N_v(S_i) = 1,95 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} = 1,02 \cdot 10^{25} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \text{ м}^{-3},$$

$$N_o(G_o) = 2,00 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} = 1,04 \cdot 10^{25} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \text{ м}^{-3},$$

$$N_v(G_o) = 1,7 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} = 8,10 \cdot 10^{24} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \text{ м}^{-3}.$$

Обратный ток I_0 состоит из трех компонент:

$$I_n = q n_p \sqrt{\frac{D_n}{r_n}},$$

$$I_p = q p_n \sqrt{\frac{D_p}{r_p}},$$

$$I_1 = 2q n_1 \sqrt{\frac{D_1}{r_1}} [1 - \exp(-W/\sqrt{D_1 r_1})], \quad (28)$$

т.е.

$$I_0 = I_n + I_p + I_1. \quad (29)$$

Приведем приблизительный расчет каждой составляющей обратного тока для одного реального кремниевых детектора $p-i-n$ типа.

Пример.

Детектор приготовлен из p -кремния с удельным сопротивлением $\rho = 5$ ом м (откуда концентрация акцепторов $N_a \approx p_p = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$); $D_n = 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ сек}^{-1}$; $r_n = 2 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$; $n_1^2 = n_p p_p = n_p N_a = 10^{32} \text{ м}^{-6}$;

$$I_n = q n_p \sqrt{\frac{D_n}{r_n}} = q \frac{n_1^2}{N_a} \sqrt{\frac{D_n}{r_n}} \approx 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ ам}^{-2}.$$

Если i -область имеет удельное сопротивление $\rho_n = 5 \cdot 10^{-3}$ ом м ($n_n = N_d = 10^{22} \text{ м}^{-3}$); $D_p = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ сек}^{-1}$ и $r_p = 5 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$,

$$I_p = q \frac{n_1^2}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{r_p}} \approx 7,8 \cdot 10^{-9} \text{ ам}^{-2}.$$

В i -области при $D_i = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ сек}^{-1}$; $n_1 = 10^{18} \text{ м}^{-3}$; $r_i = 5 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$ /25/ и $W = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$

$$I_1 = 2q n_1 \sqrt{\frac{D_i}{r_i}} [1 - \exp(-W/\sqrt{D_i r_i})] \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ ам}^{-2}.$$

Из приведенного примера видно, что в реальном случае ток I_1 на несколько порядков больше остальных компонент I_p и I_n . Пренебрегая I_p и I_n , из уравнения (29) получаем

$$I_0 \approx I_1. \quad (30)$$

Так как q , n_1 и D_i , входящие в I_1 , постоянны, то

$$I_1 = 1,32 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\sqrt{r_i}} [1 - \exp(-24,2 \frac{W}{\sqrt{r_i}})] \quad (31)$$

Из этой формулы видно, как генерационный ток I_1 зависит от W_i и r_i . Формула (31) справедлива для всех значений ширины i -области W_i .

На рис. 3 представлены теоретические кривые для генерационного тока I_1 как функции W_i по формуле (31) для пяти значений r_i (x). Из этих графиков видно,

x) Значения для r_i взяты тоже из /25/.

что при малых значениях r_1 наступает насыщение в токе при меньших значениях W_1 . Экспериментальная проверка этой зависимости весьма сложна, так как трудно получить детекторы с толстой компенсированной областью и незначительными поверхностными токами.

В работах /19,34/ для обратного тока дается формула:

$$I_1 = \text{const } W_1, \quad (32)$$

справедливость которой экспериментально проверена до $W_1 = 0,25$ мм. Эту формулу можно получить из уравнения (28) для генерационного тока I_1 , если развернуть экспоненты в ряд и взять первые два члена, т.е.

$$\exp(-W_1 / \sqrt{D_1 r_1}) = 1 - \frac{W_1}{\sqrt{D_1 r_1}} + \frac{W_1^2}{2 D_1 r_1} - \dots$$

$$I_1 = \frac{2qn_1}{r_1} W_1 = \text{const } W_1.$$

б) Обратный ток р-і-п структуры с учетом влияния поверхности

До сих пор мы пренебрегали обратным током, связанным с поверхностью. Для обычного р-і-п перехода повышенные значения обратного тока в сравнении с расчетными объясняются наличием поверхностной компоненты тока /26-28/. Подобное увеличение обратных токов за счет поверхностной слагаемой должно наблюдаться и на р-і-п структуре. Как и в /28/, где анализируется обратный ток тонкого р-і-п перехода, обратный ток р-і-п структуры можно рассматривать как сумму двух токов:

$$I_0 = I^V + I^S, \quad (33)$$

где I^V - объемная, а I^S - поверхностная компонента.

На рис. 4 схематически представлен р-і-п детектор. Полную площадь детектора S можно рассматривать как сумму двух площадей: S^V , где параметры, определяющие обратный ток, не зависят от поверхности, и S^S , где они в основном определяются поверхностью. На поверхности параметры, определяющие обратный ток, в реальных условиях значительно отличаются от соответствующих параметров в объеме. Если для реального обратного тока обозначим объемную компоненту через I^V , поверхностную через I^S , полный ток будет:

$$I_0 = I^V + I^S = qS^V \left\{ n_p^V \sqrt{\frac{D_p^V}{r_p^V}} + p_n^V \sqrt{\frac{D_p^V}{r_p^V}} + 2n_i^V \sqrt{\frac{D_i^V}{r_i^V}} [1 - \exp(-W_1 / L_i^V)] \right\} +$$

$$+ q S^a \left\{ n_p^a \sqrt{\frac{D_n^a}{r_n^a}} + p_n^a \sqrt{\frac{D_p^a}{r_p^a}} + 2n_i^a \sqrt{\frac{D_i^a}{r_i^a}} [1 - \exp(-W_1/L_1^a)] \right\}. \quad (34)$$

При $W_1 \gg L_1$ отношение поверхностной компоненты к объемной:

$$\frac{I^a}{I^v} = \frac{S^a}{S^v} \frac{n_p^a \sqrt{\frac{D_n^a}{r_n^a}} + p_n^a \sqrt{\frac{D_p^a}{r_p^a}} + 2n_i^a \sqrt{\frac{D_i^a}{r_i^a}}}{n_p^v \sqrt{\frac{D_n^v}{r_n^v}} + p_n^v \sqrt{\frac{D_p^v}{r_p^v}} + 2n_i^v \sqrt{\frac{D_i^v}{r_i^v}}} \quad (35)$$

Первый множитель в (35)

$$\frac{S^a}{S^v} \ll 1, \quad (36)$$

но в реальных условиях второй множитель

$$\frac{n_p^a \sqrt{\frac{D_n^a}{r_n^a}} + p_n^a \sqrt{\frac{D_p^a}{r_p^a}} + 2n_i^a \sqrt{\frac{D_i^a}{r_i^a}}}{n_p^v \sqrt{\frac{D_n^v}{r_n^v}} + p_n^v \sqrt{\frac{D_p^v}{r_p^v}} + 2n_i^v \sqrt{\frac{D_i^v}{r_i^v}}} \gg 1 \quad (37)$$

и при определенных условиях (особенно при наличии инверсионных слоев) неравенство (37) может быть сильнее, чем неравенство (36). Концентрации n_p^a , n_i^a и p_n^a определяются поверхностным потенциалом ϕ_a .

Разница в диффузионных коэффициентах в объеме и на поверхности, а также и в отдельных областях $p-i-n$ структуры мала и не будет вносить значительных изменений в обратный ток.

Уравнение (34) дает восемнадцать параметров, определяющих обратный ток, откуда виден сложный характер этого тока. Количественная экспериментальная проверка уравнения (34) затруднительна. Из (34), однако, можно получить очень полезные качественные оценки, а именно: какие из отдельных параметров в объеме и на поверхности увеличивают и какие уменьшают I_0 , и принять меры к изменению этих параметров с целью уменьшения обратных токов.

Что касается времени жизни электронов и дырок в объеме и на поверхности, то они могут отличаться на несколько порядков, внося большие изменения в обратные токи. Так, значительные уменьшения эффективного времени жизни на поверхности после травления /25,29/ в процессе хранения вызывают увеличение обратного тока.

в) Сравнение с экспериментом

Для качественной экспериментальной проверки изменения обратного тока I_0 с увеличением толщины i -области W_1 мы провели длительный дрейф (один месяц) на 15

кремниевых детекторах. Прекращая дрейф несколько раз, измеряли ширину i -области W методом светового зонда ^{/33/} и после тщательного травления в СР-4 и промывки в деионизированной воде снимали вольт-амперные характеристики образцов. Для получения незначительных обратных токов иногда была необходима шлифовка торца детектора и двух- или трехкратное травление. После этих операций точно измерялась площадь детекторов, необходимая для вычисления плотности обратных токов.

На рис. 5 представлена серия экспериментальных вольт-амперных характеристик одного образца. Номера кривых соответствуют последовательности прекращения дрейфа. Кривая 2, снятая после второго прекращения дрейфа при $W_1 = 3 \cdot 10^{-3}$ м, показывает, как иногда наблюдается аномально большой рост обратного тока с напряжением. Этот ток удавалось уменьшить шлифовкой торцов и перетравливанием. Обычно, однако, сразу после первого травления получался обратный ток, который при последовательных перетравливаниях больше не уменьшался. Аналогичные вольт-амперные характеристики получались на всех исследованных образцах.

На рис. 6 представлены три экспериментальные кривые для обратного тока I_0 , как функции W_1 для трех образцов при обратном смещении 20 в с неизвестными временами жизни τ_1 . Сравнивая эти кривые с теоретически вычисленными из уравнения (31) на рис. 3, можно убедиться в их полной аналогичности. Таким образом, уравнение обратного тока I_0 качественно экспериментально подтвердилось.

4. p - i - n детектор при облучении

При облучении светом или проникающей радиацией полупроводникового детектора $p - i - n$ типа генерируются неравновесные носители тока

$$\begin{aligned} \Delta n &= G_n \tau_n, \\ \Delta n_i &= \Delta p_i = G_i \tau_i, \\ \Delta p &= G_p \tau_p; \end{aligned} \quad (38)$$

где G_n , G_i и G_p - генерационные функции в n -, i - и p -областях детектора. Для разного рода облучений генерационные функции будут различными. Стационарный ток, текущий через $p - i - n$ детектор, увеличивается за счет дополнительно генерированных неравновесных носителей. Заряд, который поступает на вход усилителя, представляет интеграл тока по времени. В формировании заряда в детекторах с толстой i -областью W_1 не будут участвовать все генерированные в этой области носители тока. Для тока, текущего через $p - i - n$ детектор, тогда можно написать:

$$I = q \{ (n_p + \Delta n) \sqrt{\frac{D_p}{r_n}} + (p_n + \Delta p) \sqrt{\frac{D_p}{r_p}} + 2(n_i + \Delta n_i) \sqrt{\frac{D_i}{r_i}} [1 - \exp(-W/\sqrt{D_i r_i})] \} . \quad (39)$$

Имея в виду (38), получаем:

$$I = q \{ n_p \sqrt{\frac{D_p}{r_n}} + p_n \sqrt{\frac{D_p}{r_p}} + 2n_i \sqrt{\frac{D_i}{r_i}} [1 - \exp(-W/\sqrt{D_i r_i})] \} + q \{ G_n L_n + G_p L_p + 2G_i L_i [1 - \exp(-W/\sqrt{D_i r_i})] \} . \quad (40)$$

Первое слагаемое в больших скобках представляет обратный ток из уравнения (27), так что:

$$I = I_0 + q \{ G_n L_n + G_p L_p + 2G_i L_i [1 - \exp(-W/\sqrt{D_i r_i})] \} . \quad (41)$$

Этот ток будет участвовать в формировании заряда, поступающего на вход усилителя^{х)}. Отсюда следует, что при определенном времени жизни τ_i есть одна оптимальная ширина для i -области W , при которой получается максимальный ток и максимальная эффективность детектора. Дальнейшее увеличение толщины i -области W_i не имеет смысла.

5. З а к л ю ч е н и е

1. При введении эффективных генераторов тока в $p-i-n$ структуру и при учете особенностей $n-$, $i-$ и $p-$ областей выведено уравнение обратного тока этой структуры.

2. Указана доминирующая роль генерационного тока в i -области $p-i-n$ структуры. Представлена аналитическая и графическая зависимость его от толщины i -области W_i и времени жизни носителей тока в этой области τ_i , имеющего важное значение в формировании обратного тока.

^{х)} Здесь не рассматривается влияние входного сопротивления и емкости усилителя, а также и временные эффекты нарастания и спада импульсов.

3. Рассмотрено влияние поверхности и представлен обратный ток через структуру при учете поверхностной слагаемой.

4. Проведен длительный дрейф лития для получения толстых $p-i-n$ кремниевых детекторов.

Экспериментально полученное насыщение в обратном токе этих детекторов с увеличением W_i подтверждает верность теории.

5. Рассмотрен возникающий ток в $p-i-n$ детекторах при облучении их проникающей радиацией. Указано, что для получения максимальной эффективности каждого детектора достаточна некоторая оптимальная ширина его i -области $W_{\text{опт}}$, при которой уже наступает насыщение в токе. Дальнейшее увеличение толщины i -области W , которое связано с большими экспериментальными трудностями, бессмысленно.

Автор выражает сердечную благодарность Б.М. Головию за интерес к работе, обсуждение и полезные советы и Л.А. Пермяковой за помощь в экспериментах.

П р и л о ж е н и е

Вывод уравнения вольтамперной характеристики тонкого $p-n$ перехода при введении эффективных токовых генераторов

На рис. 7а) представлен $p-n$ переход без внешних напряжений и на рис. 7б - при обратном смещении ($-V$). Если ввести систему эффективных токовых генераторов по x ,

$$\begin{aligned} g_n(x) &= g_{n0} \exp(x/L_n) & \text{для } -\infty \leq x \leq 0, \\ g_p(x) &= g_{p0} \exp(-x/L_p) & \text{для } 0 \leq x \leq +\infty, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$g_{n0} = \frac{p_p}{r_n} \quad \text{и} \quad g_{p0} = \frac{p_n}{r_p} \quad \text{при } x=0.$$

Электронный ток

$$-I_1 = -q \int_{x=-\infty}^{x=0} g_{n0} \exp(x/L_n) dx = -q n_p \frac{L_n}{r_n}, \quad (2)$$

$$|I_2| = |I_1| = q n_p \frac{L_n}{r_n} \quad (3)$$

$$-I_4 = -q \left[\int_{x=0}^{x=+\infty} g_{p_0} \exp(-x/L_p) dx \right] = -q p_n \frac{L_p}{r_p} , \quad (4)$$

$$|I_3| = |I_4| = q p_n \frac{L_p}{r_p} . \quad (5)$$

При разомкнутой цепи

$$\sum_{i=1}^4 I_i = 0 . \quad (6)$$

При обратном смещении ($-V$) на переходе обозначенные на рисунке 76 токи будут:

$$\begin{aligned} -I_1^* &= -I_1 = -q n_p \frac{L_n}{r_n} , \\ -I_4^* &= -I_4 = -q p_n \frac{L_p}{r_p} , \end{aligned} \quad (7)$$

$$I_2^* = I_2 \exp(-qV/kT) ,$$

$$I_3^* = I_3 \exp(-qV/kT) .$$

Для результирующего тока через $p-n$ переход получим:

$$I = \sum_{i=1}^4 I_i^* = q \left(n_p \frac{L_n}{r_n} + p_n \frac{L_p}{r_p} \right) [\exp(-qV/kT) - 1] . \quad (8)$$

Полученное уравнение (8) представляет собой уравнение вольт-амперной характеристики тонкого $p-n$ перехода.

Л и т е р а т у р а

1. E. M. Pell. J. Appl. Phys., 31, N 2, 291 (1960).
2. H. Hick, K. Rumpold, P. Weisierl. Nucl. Instr. and Meth. 24, 253 (1963) и ряд др. статей в том же журнале за 1961-64 г.г.
3. H. M. Mann, J. H. Haslett and F. J. Janerek - IRI Transactions on Nucl. Sci., NS-9, N 4.43 (1962).
4. A. J. Tavendale, IEEE. Trans. Nucl. Sci., NS-11, 191 (1964).
5. L. W. Hansen and V. B. Jarrett, AEC Contract N W - 7405 - eng - 48, August 7 (1964).
6. G. T. Ewan and A. J. Tavendale. Canadian Journal of Physics, 42, 2286 (1964).
7. О.А. Матвеев. Атомная энергия, 18, 362 (1964).
8. В.А. Дядоренко, Ю.А. Мареев, Э.З. Рындина, Б. Савитска, Ю.С. Язвickий. Препринт ОИЯИ, 2575, Дубна, 1966.
9. A. Herley, E. Spenke. Z. angew. Physik, 7, 99 (1955).
10. A. Herlet. Z. Physik, 141, 335 (1955).
11. H. S. Veloric and M. B. Price. Bell Syst. Techn. J., 36, N 4, 975 (1957).
12. D. A. Klaiman. Bell Syst. Techn. J., 35, N 3, 685 (1956).
13. R. N. Hall. Proc. IRE, 40, N 11, 1512 (1952).
14. R. N. Hall. Phys. Rev., 83, 228 (1951).
15. D. A. Jeny and J. J. Wysocki, J. Appl. Phys., 30, N 11, 1692 (1959).
16. C. T. Sah, R. N. Noyce and W. Shockley, Proc. IRE, 45, N 9, 1226 (1957).
17. Расчет и проектирование полупроводниковых приборов, стр. 26, перевод с английского, под редакцией Д.Г. Глебова. Москва, 1963.
18. W. T. Read. Bell Syst. Techn. J., 35, N 6, 1239 (1956).
19. J. W. Mayer. J. Appl. Phys., 33, N 9, 2894 (1962).
20. W. Shockley, Bell Syst. Techn. J., 28, 435 (1949).
21. В. Шокли. Теория электронных полупроводников. Перевод с английского, под редакцией В.П. Жузе. Москва, 1953.
22. Р. Смит. Полупроводники. Перевод с английского, под редакцией В.П. Жузе. Москва, 1962.
23. Дж. Н. Шайв. Физические свойства и конструкции полупроводниковых приборов. Перевод с английского, под редакцией проф. Г.А. Тягунова. Москва-Ленинград, 1963.
24. С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Москва, 1963.

25. В.С. Васялев. Преприят ОИЯИ, Р-2201, Дубна, 1965.
26. В.И. Гаман и В.И. Калыгина. Полупроводниковые приборы и их применение. Вып. 8, стр. 147, Москва, 1962.
27. В.А. Преснов. Поверхностные и контактные явления в полупроводниках, стр. 5. Томск, 1964.
28. В.А. Преснов, Г.А. Катаев. Полупроводниковые приборы и их применение, вып. 8, стр. 26. Москва, 1962.
29. В.С. Васялев. Преприят ОИЯИ, 2260, Дубна, 1965.
30. R. Solomon .J. Appl .Phys ., 31, 10, 1791 (1960).
31. R. Varon .Phys . Rev ., 137, N 1 A, A 272 (1965).
32. J .W .Mayer, , R. Varon and O. J. March .Phys .Rev ., 137, N 1 A, A 286 (1965).
33. В.С. Васялев, Б.М. Головин, Б.П. Осипенко, А. Червонко. Преприят ОИЯИ, 1894, Дубна, 1964; ПТЭ, № 4, стр. 206-212 (1965).
34. J .M .Mayer, N. A .Baily and H .L .Dunlap, Conf. of Nucl . Electronics, NE/ 179, 180, Belgrad (15 ÷ 20 May , 1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 августа 1968 г.

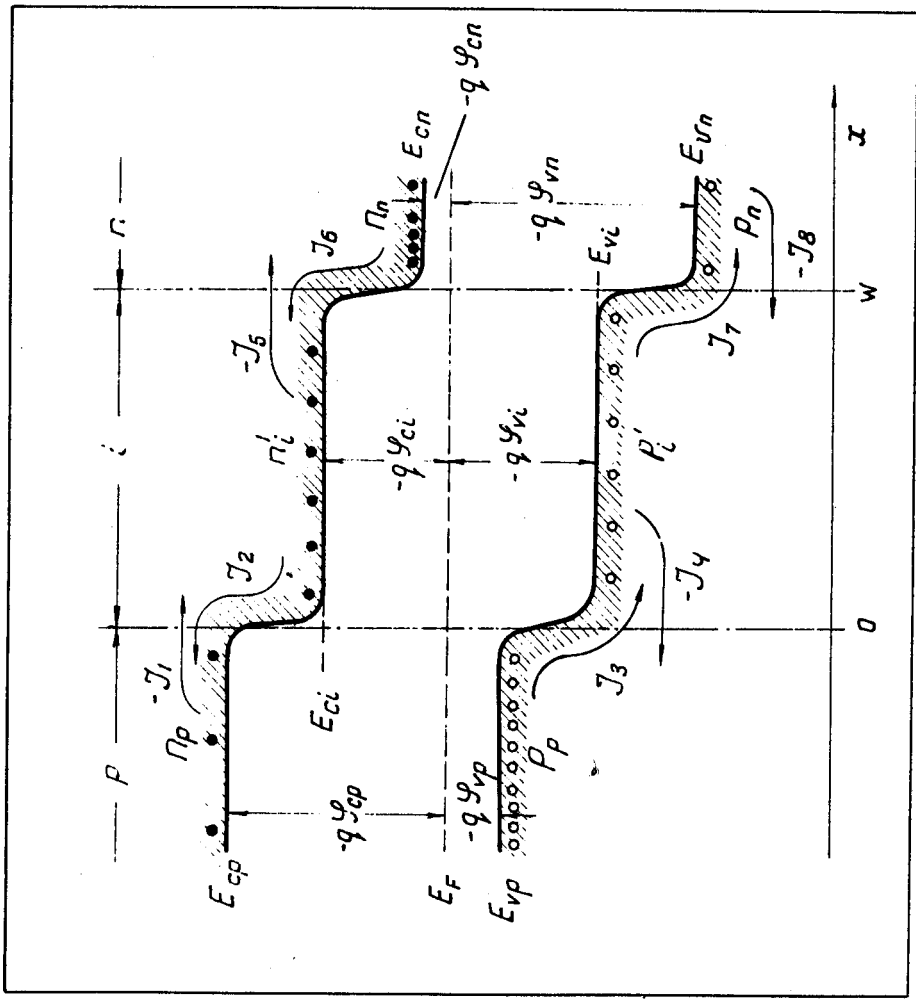


Рис. 1. Энергетическая диаграмма p-i-n структуры в термическом равновесии.

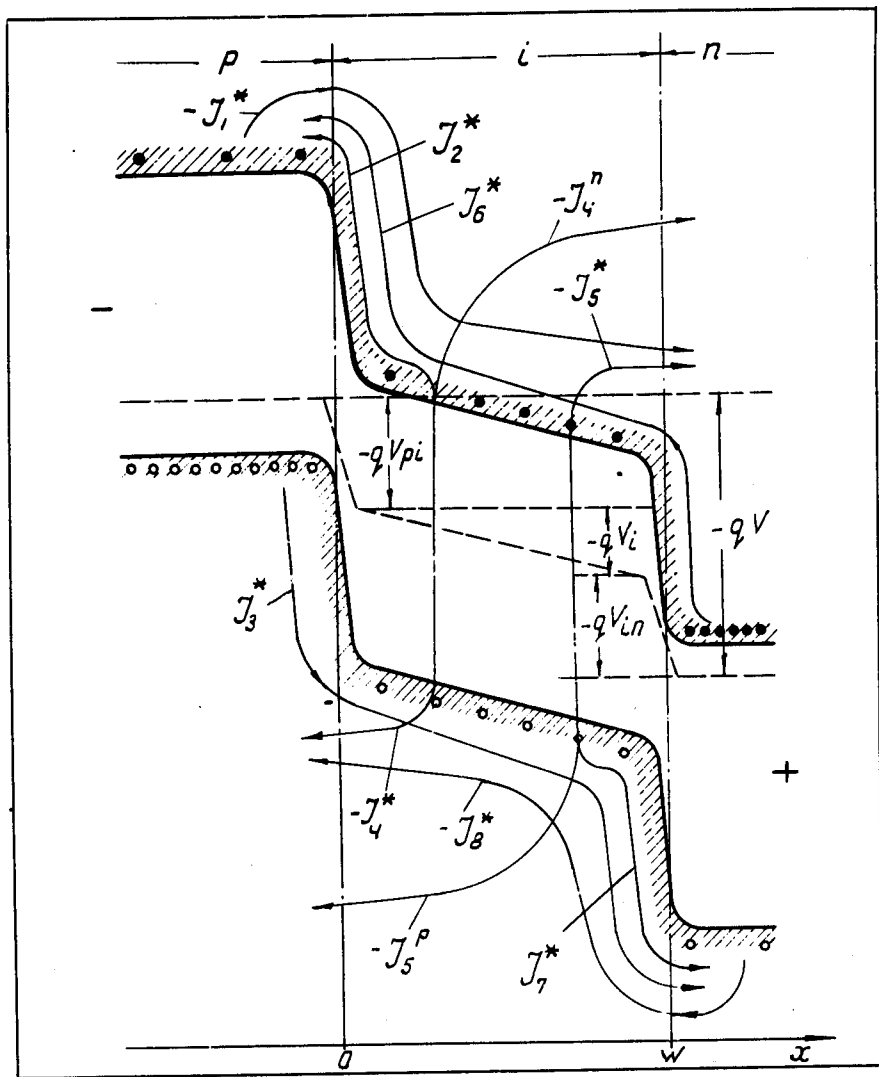


Рис. 2. Энергетическая диаграмма p - i - n структуры при обратном смещении с обозначением возникающих электронных и дырочных токов.

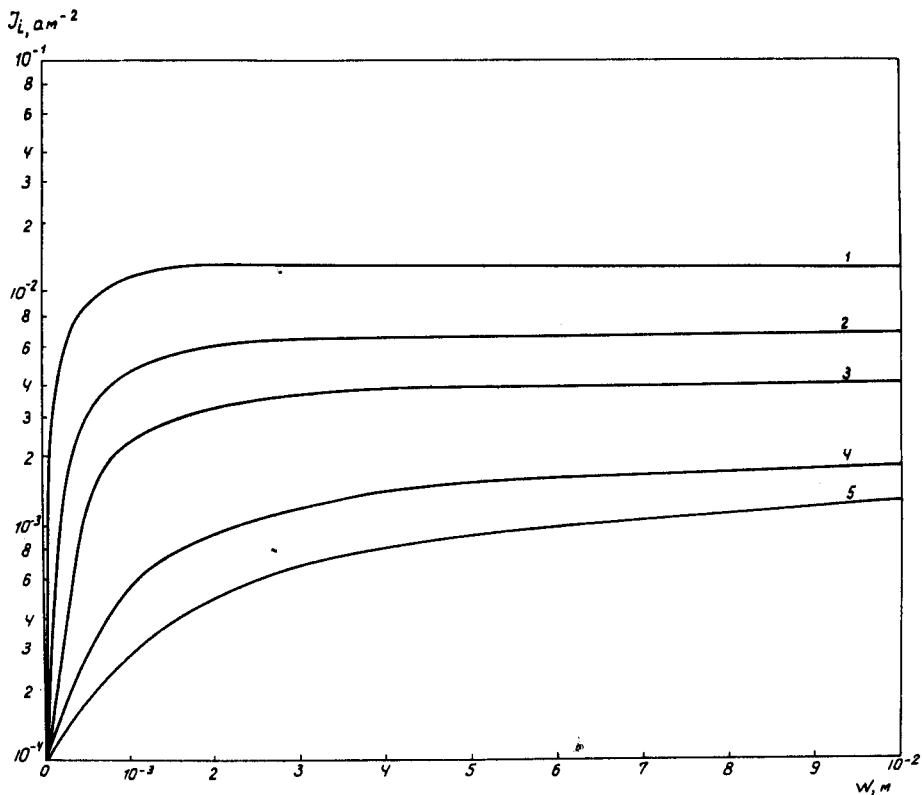


Рис. 3. Теоретически вычисленная зависимость генерационного тока I_1 в зависимости от ширины i -области W_i . Кривые 1, 2, 3, 4 и 5 вычислены для $\tau_1 = 10^{-4}$, $4 \cdot 10^{-4}$, 10^{-3} , $5 \cdot 10^{-3}$ и 10^{-2} сек.

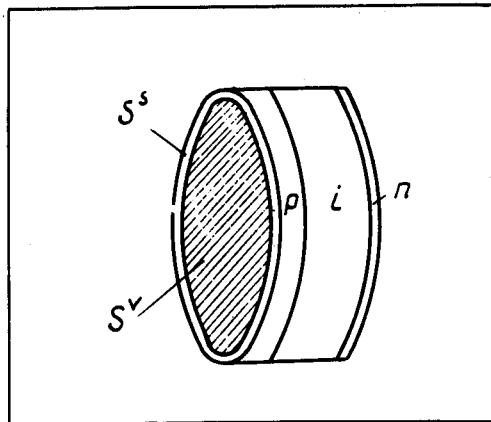
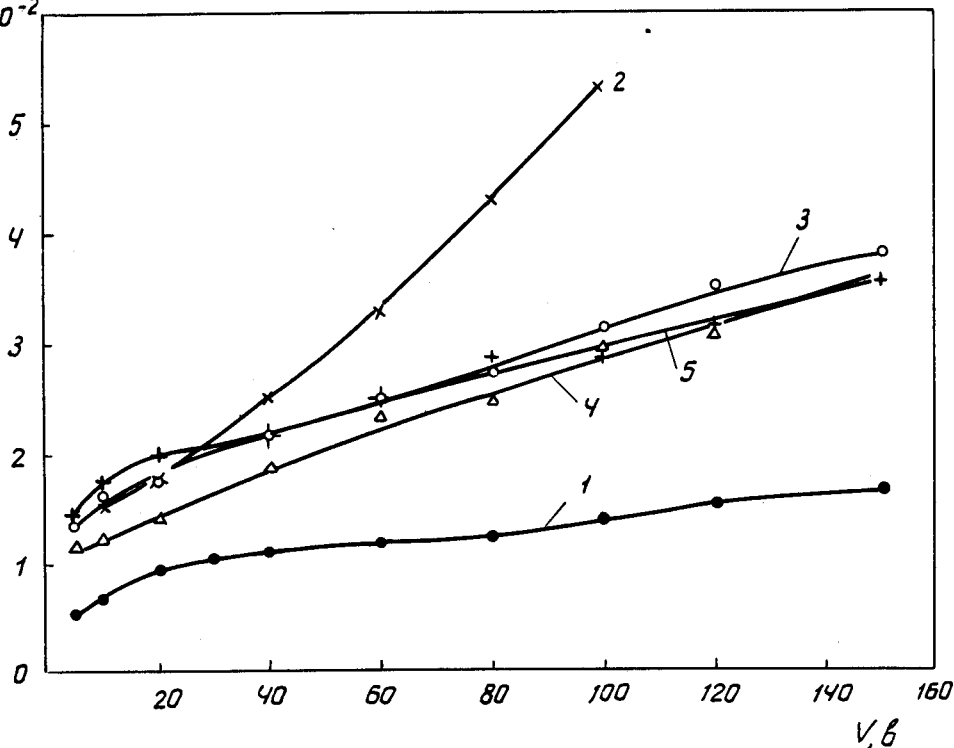


Рис. 4. Общий вид p - i - n детектора с площадью S , которая является суммой двух площадей: центральной S^v и кольца с площадью S^s .

J_0, aM^{-2}

$6 \cdot 10^{-2}$



V, B

Рис. 5. Вольтамперные характеристики образца № 3, снятые в процессе дрейфа ионов лития. Кривые 1, 2, 3, 4 и 5 получены при ширине $W_1 = 0,9; 3,0; 4,4; 6,0$ и 6,2 мм.

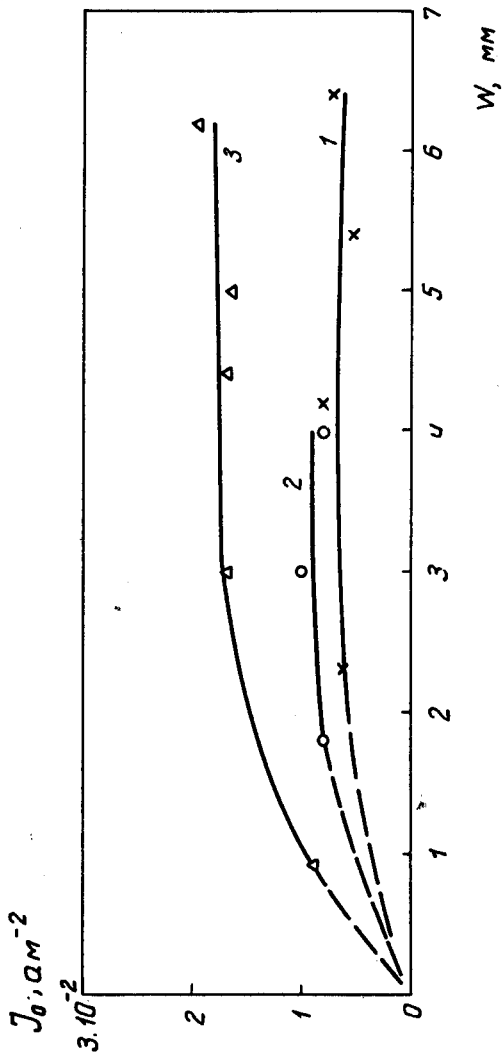


Рис. 8. Экспериментальные зависимости обратного тока I от ширины i -области W при обратном смещении $V = 20$ в. Кривые 1, 2, и 3 соответствуют образцам с номерами 8; 14 и 3.

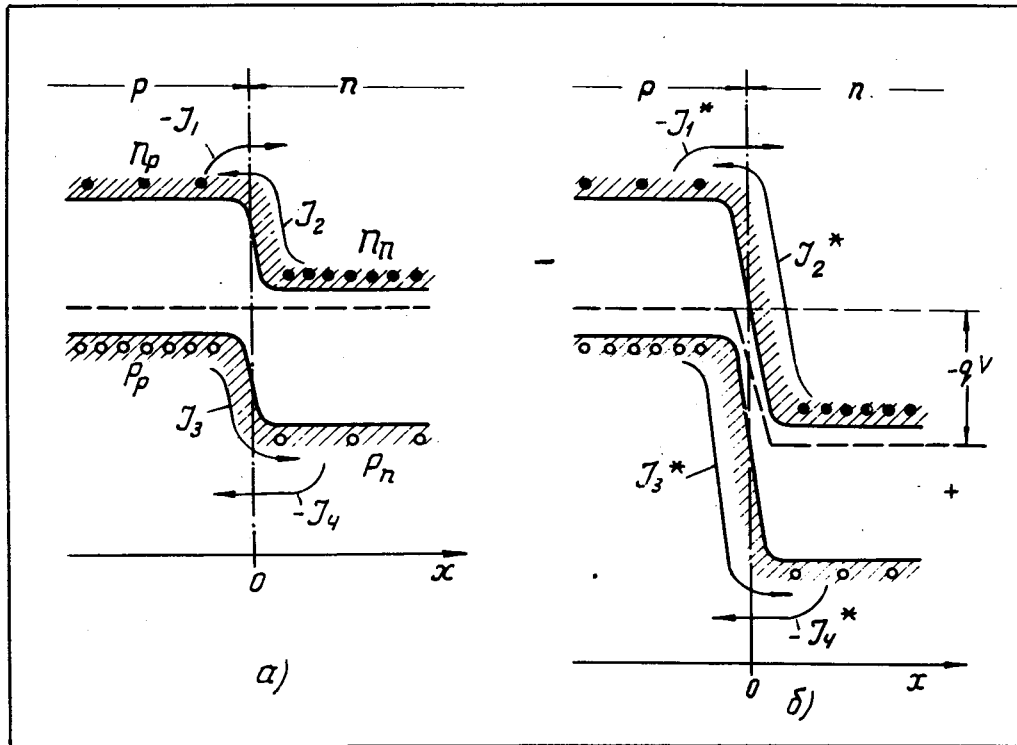


Рис. 7. Энергетическая диаграмма тонкого р-п перехода с обозначением на ней концентрации токовых носителей в р- и п-областях и токов I :
 а) в равновесии без смещения, б) при обратном смещении ($-V$)..