ВЛИЯНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ НА ТУННЕЛИРОВАНИЕ И ЭЛЕКТРОПОГЛОЩЕНИЕ В ОБРАТНО СМЕЩЕННЫХ p—n-ПЕРЕХОДАХ

Кюрегян А. С.

Построена теория электропоглощения и прямого межзонного туннелирования в обратно смещенных p^+—i—n^+-структурах с однородно легированным и точно компенсированным i-слоем, учитывающая влияние крупномасштабных флуктуаций распределения примесей. Расчет показателя экспоненты Q в зависимостях средних коэффициента поглощения α и скорости туннелирования g от толщины w и легирования i-слоя, напряжения смещения U и энергии кванта $\hbar\omega$ проведен методом оптимальной флуктуации для произвольных закона дисперсии в запрещенной зоне и значений U, w, $\hbar\omega$. В предельных случаях полученная общая формула для Q совпадает с результатами ранее опубликованных работ Меркулова и Переля (ФТП. 1973. Т. 7. В. 6. С. 1197—1202), Райха и Рузина (ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1217–1225). Показано, что при больших отрицательных смещениях полученные результаты применимы для расчета α и g в диффузионных p—n-переходах с линейным распределением примесей в истощенном слое, которые являются наиболее подходящими объектами для экспериментального исследования влияния крупномасштабных флуктуаций на туннельные эффекты.

Введение. Одной из наиболее вероятных причин поглощения света с энергией кванта $\hbar\omega$, меньшей ширины запрещенной зоны ε_g, в сильно легированных полупроводниках является эффект Келдыша—Франца в электрических полях крупномасштабных флуктуаций концентрации заряженных примесей [1]. Теория этого эффекта была построена Шкловским и Эфросом [2] и обобщена Меркуловым и Перелем [3], которые рассмотрели также влияние однородного электрического поля на поглощение. Область применимости результатов этих работ ограничена малыми дефицитами энергии кванта $\Delta=\varepsilon_g-\hbar\omega$ по двум причинам. Во-первых, в [2, 3] использовано приближение эффективной массы, справедливое только при $\Delta \ll \varepsilon_g$. Во-вторых, реально достижимой степени компенсации макроскопически однородных образцов недостаточно для того, чтобы радиус экранирования r_0 превышал размеры оптимальной флуктуации $\tilde{R}$ при больших Δ. Последнее ограничение автоматически снимается в истощенных слоях (ИС) обратно смещенных p—n-переходов, где экранировка осуществляется носителями заряда, расположенными в квазинейтральных областях, и поэтому $r_0 \sim w > \tilde{R}$ (w — толщина ИС). Влияние флуктуаций на прямое межзонное туннелирование в p—n-переходах при большом обратном смещении U было изучено для кейновского закона дисперсии Райхом и Рузиным [4], которые получили формулы, совпадающие (см. сноску [1]) с точностью до численного множителя с результатами работы [3] в пределе $\hbar\omega=0$. Влияние флуктуаций на туннельный ток оказалось значительным также при практически недостижимой для изученных в [4] асимметричных p^+—n-переходов степени компенсации.

Целью настоящей работы является обобщение результатов [3, 4] на случай произвольных обратного смещения, отношения Δ/ε_g и закона дисперсии. В качестве модели p—n-перехода мы используем p^+—i—n^+-структуру со ступенчатым легированием и точно компенсированным i-слоем. Преимуществами этой модели по сравнению с использованной в [4] являются возможность получения точного результата при малых U и, что самое главное, ее пригодность для описания наиболее подходящих для исследования объектов — сильно легированных диффузионных p—n-переходов с линейным распределением примесей в ИС.

1. Общая теория электропоглощения

Этот раздел посвящен расчету показателя экспоненты в зависимости коэффициента поглощения света $\alpha=\alpha_0 \exp[-Q(\hbar\omega, E_0)]$ от энергии кванта $\hbar\omega$ и напряженности поля $E_0=U/w$ в i-слое p^+-i-n^+-структуры. Согласно общему подходу, развитому в [1-3], величина Q определяется редкими оптимальными флуктуациями концентраций заряженных доноров N_d и акцепторов N_a, для которых произведение вероятностей образования $\exp(-\Omega_N)$ и туннелирования $\exp(-\Omega_t)$ максимально: $Q=\min\{\Omega_N+\Omega_t\}$. В рассматриваемом случае выполняется [2, 4] условие $\mathcal{N}_{d,a}\equiv N_{d,a}-\bar{N}_{d,a}\ll\bar{N}_{d,a}$ применимости гауссовой статистики, поэтому [1]

$$\Omega_N=\frac{1}{2}\int d^3r\left(\frac{\mathcal{N}_d^2}{\bar{N}_d}+\frac{\mathcal{N}_a^2}{\bar{N}_a}\right). \tag{1}$$

Ось симметрии оптимальной флуктуации ориентирована вдоль поля p—n-перехода, параллельного оси x, поэтому в квазиклассическом приближении

$$\Omega_t=\frac{2}{\hbar}\left\{\int\limits_{x_v}^{x_0}|\mathbf{p}[\varepsilon_v+q\varphi(x)-q\varphi(x_v)]|\,dx+\int\limits_{x_0}^{x_c}|\mathbf{p}[\varepsilon_v+\hbar\omega+q\varphi(x)-q\varphi(x_v)]|\,dx\right\}, \tag{2}$$

где $x_{c,v}$ — классические точки поворота, x_0 — точка встречи квазиклассических траекторий электрона и дырки, $\mathbf{p}(\varepsilon)$ — закон дисперсии в запрещенной зоне, $\varepsilon_{c,v}$ — ее границы, $\varphi(x)$ — распределение потенциала вдоль оси оптимальной флуктуации. Для заданных x_v, $\hbar\omega$ и $\varphi(x)$ точка поворота x_c определяется очевидным равенством $q[\varphi(x_c)-\varphi(x_v)]=\Delta$, а точка встречи — условием минимума Ω_t, т. е. $d\Omega_t/dx_0=0$, откуда

$$|\mathbf{p}[\varepsilon_v+q\varphi(x_0)-q\varphi(x_v)]|=|\mathbf{p}[\varepsilon_v+\hbar\omega+q\varphi(x_0)-q\varphi(x_v)]|. \tag{3}$$

Так как для заданного в оптимальной флуктуации распределения потенциала изменение положения «стартовой точки» электрона x_v должно приводить к росту Ω_t, то $d\Omega_t/dx_v=0$, откуда с учетом (3) получается дополнительное условие

$$\int\limits_{x_v}^{x_0}\frac{d}{d\varepsilon}|\mathbf{p}[\varepsilon_v-q\varphi(x_v)+q\varphi(x)]|\,dx+\int\limits_{x_0}^{x_v}\frac{d}{d\varepsilon}|\mathbf{p}[\varepsilon_c-q\varphi(x_c)+q\varphi(x)]|\,dx=0. \tag{4}$$

Распределение потенциала с учетом флуктуаций $\mathcal{N}_{d,a}$, как известно, можно представить (в системе единиц СИ) в виде

$$\varphi(x)=\varphi_0(x)+\frac{q}{\varkappa}\int d^3rG(x,r)(\mathcal{N}_d-\mathcal{N}_a), \tag{5}$$

где $\varkappa$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость, $\varphi_0(x)=E_0x$ — не возмущенный флуктуациями потенциал, $G(r, r')$ — функция Грина уравнения Пуассона, вычисленная для нашего случая в работе [5]. Для определения Q необходимо проварьировать сумму $(\Omega_N+\Omega_t)$ по $\mathcal{N}_{d,a}$ с учетом (3)—(5), как это было сделано в [4], в результате чего получается следующее уравнение для $\varphi(x)$:

$$\varphi(x)=\varphi_0(x)+\frac{qE_2^2}{4}\int\limits_{x_v}^{x_c}\left(|x-x'|+2\frac{xx'}{w}\right)\frac{d\mathcal{P}}{d\varepsilon}\,dx, \tag{6}$$

где

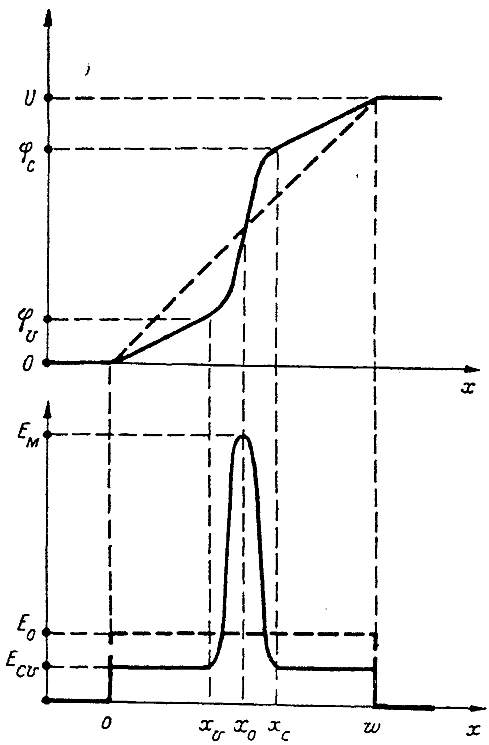
$$E_2=\frac{a}{\varkappa}\sqrt{\frac{(\bar{N}_d-\bar{N}_a)}{\pi a_0}},\quad \mathcal{P}=\frac{|\mathbf{p}|}{p_0},\quad p_0\equiv\frac{\hbar}{a_0}\equiv\max|\mathbf{p}|,$$

а величина Ω_N оказывается равной

$$\Omega_N = \frac{q}{a_0} \int\limits_{x_v}^{x_c} (\varphi_0 - \varphi) \frac{d\mathscr{P}}{d\varepsilon}\, dx. \tag{7}$$

Двукратное дифференцирование (6) по x приводит к дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qE_2^2}{2} \frac{d\mathscr{P}}{d\varepsilon}, \tag{8}$$



первый интеграл которого равен

$$\frac{d\varphi}{dx} = \sqrt{E_{cv}^2 + E_2^2\mathscr{P}}, \tag{9}$$

а постоянная интегрирования

$$E_{cv} = E_0 \left(1 - \frac{\Delta}{qE_0 w}\right)\left(1 - \frac{x_c - x_v}{w}\right)^{-1} \tag{10}$$

равна (с точностью до знака) напряженности поля в точках поворота, где $\mathscr{P}=0$. Как и в работе [4], для вычисления Q нам не нужно находить явный вид функции $\varphi(x)$, а достаточно с помощью соотношения (9) перейти в формулах (2), (7), (10) к интегрированию по φ или, что то же самое, по ε. После несложных преобразований получается окончательный результат

$$Q = \frac{\varepsilon_g E_{cv}}{qE_2^2 a_0}\left[2K_+\left(\hbar\omega, \frac{E_2}{E_{cv}}\right) + \left(\frac{E_0}{E_{cv}} - 1\right) K_-\left(\hbar\omega, \frac{E_2}{E_{cv}}\right) - \frac{\Delta}{\varepsilon_g}\left(\frac{E_0}{E_{cv}} + 1\right)\right], \tag{11}$$

где

$$K_\pm(\hbar\omega, y) = \frac{2}{\varepsilon_g}\left[\int\limits_{\varepsilon_v}^{\varepsilon_\omega} (1 + y^2\mathscr{P})^{\pm 1/2}\, d\varepsilon + \int\limits_{\varepsilon_\omega + \hbar\omega}^{\varepsilon_c} (1 + y^2\mathscr{P})^{\pm 1/2}\, d\varepsilon\right], \tag{12}$$

энергия ε_ω и поле E_{cv} являются корнями уравнений $|\mathbf{p}(\varepsilon_\omega)| = |\mathbf{p}(\varepsilon_\omega + \hbar\omega)|$ и

$$\Delta + qw(E_{cv} - E_0) = \frac{\varepsilon_g}{2} K_-\left(\hbar\omega,\ \frac{E_2}{E_{cv}}\right), \tag{13}$$

которые следуют из (3) и (10) соответственно.

Как видно, параметры оптимальной флуктуации не зависят от ее положения в ИС, что является следствием однородности невозмущенного поля в p^+-i-n^+-диод. Распределения потенциала и напряженности поля вдоль оси флуктуации схематически изображено на рисунке. Напряженность поля E достигает максимального значения $E_м = \sqrt{E_{cv}^2 + E_2^2 \mathscr{P}(\varepsilon_\omega)}$ в точке встречи x_0, а за пределами области туннелирования остается постоянной и равной E_{cv}.

2. Анализ результатов

Полученные в предыдущем разделе общие формулы сильно упрощаются в ряде предельных случаев. В p^+-i-n^+-структурах с толстой базой ($w \to \infty$) из (13) следует, что $E_{cv} \to E_0$, поэтому вместо (11) получается

$$Q = \frac{2\varepsilon_g E_0}{qE_2^2 a_0}\left[K_+\left(\hbar\omega,\ \frac{E_2}{E_0}\right) - \frac{\Delta}{\varepsilon_g}\right]. \tag{14}$$

Для поглощения вблизи красной границы можно использовать приближения $|\mathbf{p}| = \sqrt{2m_v(\varepsilon - \varepsilon_v)}$ и $|\mathbf{p}| = \sqrt{2m_c(\varepsilon_c - \varepsilon)}$ вблизи потолка валентной зоны и дна зоны проводимости соответственно. В этом случае, как нетрудно убедиться, $\varepsilon_\omega = (m_v\varepsilon_v + m_c\varepsilon_c - m_c\hbar\omega)(m_c + m_v)^{-1}$ и

$$K_\pm(\hbar\omega,\ y) = \frac{4}{y^4}\int_0^{y\sqrt{\Delta/\varepsilon_g}} (1 + z)^{\pm 1/2} z\,dz. \tag{15}$$

В сильном внешнем поле, когда

$$E_0^2 \gg E_2^2 \sqrt{\Delta/\varepsilon_g}, \tag{16}$$

из (11), (13) следует, что $E_{cv} \simeq E_0$ и

$$Q = \frac{E_\omega}{E_0}\left(\frac{\Delta}{\varepsilon_g}\right)^{3/2}\left(1 - \frac{3}{16}\frac{E_2^2}{E_0^2}\sqrt{\frac{\Delta}{\varepsilon_g}}\right), \tag{17}$$

где $E_\omega = 4\sqrt{2\mu}\,\varepsilon_g^{3/2}/3q\hbar$, $\mu^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$. Этот результат отличается от обычного эффекта Келдыша—Франца лишь относительно малым слагаемым, которое, однако, может быть много больше 1. В слабом поле, когда выполнено неравенство, противоположное (16), из (11), (13) и (15) получается

$$E_{cv} \simeq E_0 - \frac{\varepsilon_g - \Delta}{qw}, \tag{18}$$

$$Q = \frac{4\sqrt{3}}{\pi}\sqrt{\frac{E_\omega}{E_1}}\left(\frac{\Delta}{\varepsilon_g}\right)^{5/4} - \frac{E_0}{E_1}\frac{\Delta}{\varepsilon_g}\left(1 - \frac{\Delta}{2qE_0 w}\right), \tag{19}$$

где $E_1 = q^3(\bar{N}_d + \bar{N}_a)/4\pi\varkappa^2\varepsilon_g$. При $2qE_0 w \gg \Delta$ эта формула, как и следовало ожидать, совпадает [1] с результатом Меркулова и Переля [3]. В далекой инфракрасной области спектра, когда $\hbar\omega \ll \varepsilon_g$, можно использовать разложение

$$K_\pm(\hbar\omega,\ y) = K_\pm(0,\ y) - 2\frac{\hbar\omega}{\varepsilon_g}(1 + y^2)^{\pm 1/2}.$$

В сильном поле (при $E_0^2 \gg E_2^2$) опять $E_{cv} \simeq E_0$, а

$$Q = \frac{E_f}{E_0}\left(1 - \frac{\hbar\omega}{2E_f a_0}\right)\left(1 - \frac{E'_f E_2^2}{2E_f E_0^2}\right), \tag{20}$$

[1] В работе [3] последнее слагаемое этой формулы содержит лишний множитель $\sqrt{(N_d + N_a)a_Б^3}$, возникший из-за арифметической ошибки при предельном переходе к слабым полям ($a_Б$ — боровский радиус).

где

$$E_f = \frac{2}{qa_0}\int_{\varepsilon_v}^{\varepsilon_c} \mathscr{P}(\varepsilon)\, d\varepsilon, \quad E = \frac{1}{qa_0}\int_{\varepsilon_v}^{\varepsilon_c} \mathscr{P}^2(\varepsilon)\, d\varepsilon.$$

В слабом поле ($E_0^2 \ll E_2^2$) величина E_{cr} снова определяется равенством (18), а

$$Q = \xi \sqrt{\frac{E_f}{E_1}}\left(1 - \frac{2}{\xi}\sqrt{\frac{2}{\pi}\frac{\hbar\omega}{\varepsilon_g}}\right) - \frac{E_0}{E_1}\left(1 - \frac{\varepsilon_g}{2qE_0 w}\right), \tag{21}$$

где

$$\xi = 2\sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_{\varepsilon_v}^{\varepsilon_c} \sqrt{\mathscr{P}(\varepsilon)}\, \frac{d\varepsilon}{\varepsilon_g}.$$

Показатель экспоненты вероятности прямого межзонного туннелирования g совпадает с Ω_t при условии $\hbar\omega = 0$. Поэтому расчет влияния крупномасштабных флуктуаций в этом случае полностью аналогичен изложенному выше и приводит к $g = g_0 \exp(-Q_0)$, где Q_0 определяется формулой (11), а в предельных случаях — формулами (14), (20) и (21) при $\hbar\omega = 0$. В случае кейновского закона дисперсии $\mathscr{P}(\varepsilon) = \sqrt{1 - (2\varepsilon/\varepsilon_g)^2}$, введенные выше постоянные равны $E_f = \pi\sqrt{2m}\,\varepsilon_g^{3/2}/4q\hbar$, $E_f' = 4E_f/3\pi$, $\xi = \Gamma^2(1/4)/3\pi$, а все полученные таким образом формулы для Q_0 совпадают при $w \to \infty$ с результатами Райха и Рузина [4].

Дальнейшее обсуждение мы проведем для наиболее интересного случая умеренного внешнего поля, определяемого неравенствами $E_1 \ll E_0 \ll E_2$, когда одновременно велика роль флуктуаций и сильны зависимости α и g от E_0. Описывающие этот случай формулы (19) и (21) обладают следующими особенностями, важными для анализа экспериментальных данных. Во-первых, туннелирование определяется главным образом полем флуктуаций E_2, поэтому самое большое первое слагаемое вообще не содержит E_0. Во-вторых, размер оптимальных флуктуаций

$$\tilde{R} \sim x_c - x_v \sim \frac{\varepsilon_g}{qE_2}\left(\frac{\Delta}{\varepsilon_g}\right)^{3/4} \ll \frac{\varepsilon_g}{qE_0} \lesssim w \sim r_0,$$

поэтому даже в самых тонких p—n-переходах роль экранирования невелика и сводится к появлению в показателе экспоненты относительно малого слагаемого $\Delta^2/2qE_1 w\varepsilon_g$. В-третьих, вид закона дисперсии, не влияя на полевую зависимость α и g, определяет численный множитель в первом слагаемом формул (19), (21) и, что самое главное, характер частотной зависимости коэффициента поглощения. Как видно, зависимость $\ln\alpha \sim \Delta^{5/4}$, полученная Шкловским и Эфросом [2], с ростом дефицита энергии Δ становится линейной. Особенно наглядно этот переход проявляется при анализе логарифмической производной α. Например, для кейновского закона дисперсии

$$\frac{d\ln\alpha}{d\hbar\omega} = \frac{1}{\varepsilon_g}\left\{\frac{8}{\pi}\frac{E_f}{E_2}\left[1 - \left(\frac{\hbar\omega}{\varepsilon_g}\right)^2\right]^{1/4} - \sqrt{2}\,\frac{E_0}{E_2}\right\}, \tag{22}$$

т. е. зависимость $\alpha(\hbar\omega)$ практически не отличается от простой экспоненты уже при $\hbar\omega \lesssim \varepsilon_g/2$.

3. p—n-Переход с линейным распределением примесей

Влияние флуктуаций на туннелирование в p—n-переходах велико только при очень высокой степени компенсации, когда даже относительно малые флуктуации концентрации $(N_d + N_a)$ вызывают сильные изменения плотности объемного заряда $q(N_d - N_a)$ [4]. Это утверждение еще в большей степени справедливо для случая электропоглощения, в чем проще всего убедиться на примере асимметричного p^+—n-перехода, для которого неравенство, противоположное (16), можно записать в виде

$$\frac{N_d - N_a}{N_d + N_a} \leqslant \frac{q}{2\pi\varkappa a_0 U} \sqrt{\frac{\Delta}{\varepsilon_g}} \leqslant 10^{-2} \sqrt{\frac{\Delta}{\varepsilon_g}}.$$

Как уже говорилось выше, обеспечить столь высокую степень компенсации однородно легированных слоев практически невозможно. Между тем подавляющее число используемых на практике p—n-переходов изготавливается путем диффузии, например, акцепторов в однородно легированный материал n-типа. Если глубина диффузии x_j и концентрация доноров в исходном материале достаточно велики, то вплоть до напряжения пробоя во всем ИС можно использовать разложения

$$\bar{N}_a(x) = \bar{N}_d - ax, \tag{23}$$

$$\varphi_0(x) = \varphi_0(0) + E_{0м}x - \frac{qa}{6\varkappa}x^3, \tag{24}$$

где максимальная напряженность поля $E_{0м} = qaw^2/8\varkappa$, а падение напряжения на ИС связано с его толщиной соотношением $U = qaw^3/12\varkappa$. Метод расчета параметров оптимальных флуктуаций для модели «линейного» p—n-перехода полностью аналогичен изложенному в разделе 1, но с двумя оговорками. Во-первых, используя функцию Грина из работы [5], мы подразумевали, что плоские границы ИС не искажаются флуктуациями. В p^+—i—n^+-структурах это предположение оправдано при $E_{cv} > 0$, поэтому из (10) и очевидного неравенства $w > x_c - x_v$ следует, что границы остаются плоскими при условии $\Delta < qE_0 w$, которое выполняется для любого отрицательного смещения. В линейных p—n-переходах толщина ИС уменьшается вблизи оптимальной флуктуации на величину $\Delta w \sim w(1 - E_{cv}/E_{0м}) \leqslant w\Delta/qU$, поэтому этим эффектом можно пренебречь только при $qU \gg \Delta$. Во-вторых, оптимальные флуктуации не распределены равномерно по толщине ИС, как в p^+—i—n^+-структурах, а сосредоточены вблизи плоскости металлургического p—n-перехода $x=0$, где невозмущенное поле максимально. По этой причине, подставляя (24) в (6), можно пренебречь последним слагаемым, которое в пределах области туннелирования много меньше линейного в силу неравенства $2qw \max(E_{0м}, E_2) \gg \Delta$. Область применимости разложений (23), (24) ограничена условием $aw \ll \bar{N}_d$, которое автоматически обеспечивает высокую степень компенсации и позволяет пренебречь зависимостью $\bar{N}_d$ от x при вычислении ΩN, так как $\tilde{R} \sim x_c - x_v \ll w$. Таким образом, все полученные выше результаты можно использовать при $qU \gg \Delta$ и для модели линейного p—n-перехода, заменив E_0 на $E_{0м}$. В частности, из (21) следует, что обратный ток j зависит от напряжения U по закону

$$\ln\frac{j}{j_0} = -\xi \sqrt{\frac{N_1}{\bar{N}_d} + \left(\frac{U}{U_1}\right)^{2/3} \frac{N_1}{\bar{N}_d}}, \tag{25}$$

где $N_1 = 2\pi\varkappa^2\varepsilon_g E_f/q^3$, $U_1 = (32\varkappa E_f^3/9qa)^{1/2}$. Последнее слагаемое определяет также полевую зависимость коэффициента поглощения света в ИС линейных p—n-переходов.

Изготовление диффузионных p—n-переходов с параметрами, подходящими для проведения экспериментов, не представляет особого труда. Например, при глубине диффузии $x_j = 50$ мкм в материал с $\bar{N}_d = 10^{19}$ см$^{-3}$ получаются типичные значения параметров полупроводников: $E_1 = 2.5 \cdot 10^4$, $E_2 = 1.25 \cdot 10^6$ В/см, $a = 2 \cdot 10^{22}$ см$^{-4}$, а w и $E_{0м}$ изменяются в пределах 0.26—0.38 мкм и $(2.5 \div 5.5) \times 10^5$ В/см с ростом U от 5 В до пробоя при $U \simeq 15$ В. Как видно, средняя по ИС степень компенсации достигает 10^{-2}, выполнены неравенства $E_1 \ll E_{0м} \ll E_2$, равно как и условия применимости теории $qU \gg \Delta$ и $\tilde{R}a \ll wa/2 \ll \bar{N}_d$. Таким образом, p—n-переходы, изготовленные путем глубокой диффузии в сильно легированные полупроводники, являются наиболее подходящими объектами для исследования влияния крупномасштабных флуктуаций на поглощение света и межзонное туннелирование.

Список литературы

[1] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников М., 1979. 416 с.
[2] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. В. 10. С. 1343—1352.
[3] Меркулов И. А., Перель В. И. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 6. С. 1197—1202.
[4] Райх М. Э., Рузин И. М. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1217—1225.
[5] Гусятников В. Н., Райх М. Э. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 6. С. 1077—1084.

Всесоюзный электротехнический институт им. В. И. Ленина
Москва

Получена 19.10.1989
Принята к печати 21.02.1990