

ТУННЕЛЬНЫЕ ТОКИ В ЛАВИННЫХ ГЕТЕРОФОТОДИОДАХ

В. В. Осипов, В. А. Холоднов

Проведен теоретический анализ зависимости межзонного туннельного тока гетероструктуры с $p^+ - n$ -переходом в «широкозонном» слое от параметров используемых полупроводниковых материалов, уровней легирования «высокоомных» слоев и их толщин при напряжениях лавинного пробоя гетероструктуры. Показано, что туннельный ток, как правило, монотонно зависит от концентрации легирующей примеси в «высокоомной» части «широкозонного» слоя. В наиболее практически интересном случае существует оптимальная концентрация этой примеси, при которой для заданных толщин слоев и уровня легирования «узкозонного» слоя туннельный ток достигает абсолютного минимума. Выведена простая формула для определения величины этой концентрации. Получено также аналитическое выражение для определения минимального значения туннельного тока. В реальных случаях перепад токов может составлять несколько порядков. Выяснено, что увеличение уровня легирования «узкозонного» слоя во многих случаях приводит к уменьшению туннельного тока. Показано, что при понижении уровня легирования «высокоомных» слоев гетероструктуры туннельный ток не обращается в нуль, а начиная с некоторой концентрации перестает зависеть от уровня легирования. Аналогичный эффект имеет место и для однородного $p^+ - n$ -перехода. Обсуждаются физические причины такого поведения туннельного тока при напряжениях лавинного пробоя.

Минимально возможный темновой ток обратно смещенных $p - n$ -структур определяется межзонным туннелированием. При напряжениях лавинного пробоя эта составляющая тока становится преобладающей уже при комнатных температурах T в ряде материалов даже с относительно большой шириной запрещенной зоны \mathcal{E}_g , например в соединениях $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ [1-4], широко исследуемых в последнее время с целью создания высокоэффективных лавинных фотодиодов (ЛФД) на длину волны $\lambda = 1.3 - 1.7$ мкм [5-7]. Резкое снижение туннельных токов в ЛФД можно обеспечить за счет использования гетероструктур, в которых металлургическая граница $p - n$ -перехода ($x=0$) располагается в их широкозонной части [4-7] (рис. 1). Для достижения высоких технических характеристик ЛФД параметры гетероструктуры должны быть такими, чтобы в рабочем режиме область пространственного заряда (ОПЗ) проникала в узкозонный, фотопоглощающий слой, а процесс лавинного размножения носителей вследствие падения электрического поля $E(x)$ вглубь от $x=0$ развивался лишь в широкозонном слое (рис. 1). Подавление туннельного тока обусловлено тем, что большому значению E отвечает и большая величина \mathcal{E}_n . В узкозонном же слое электрическое поле не настолько велико, чтобы вызвать в узкозонном слое большие туннельные токи.

Составляющая тока, обусловленная тепловой генерацией носителей в ОПЗ (генерационный ток I_T), пропорциональна собственной концентрации носителей $n_s \sim \exp(-\mathcal{E}_g/2kT)$ [3, 8]. Туннельный же ток I_T растет с уменьшением \mathcal{E}_n , существенно резче, чем n_s , и слабо зависит от T [3, 9]. Поэтому в достаточно узкозонных материалах I_T будет преобладать над I_T даже при комнатных температурах [1-4]. Для устранения составляющей темнового тока, обусловленной втеканьем в ОПЗ неосновных носителей из квазинейтральных областей структуры (диффузионно-дрейфовый ток) и пропорциональной $n_s^2 N^{-1}$ [3, 8] (где N — концентрация легирующей примеси), одну из сторон $p - n$ -перехода высоко легируют, а узкозонный слой выращивают на широкозонной, изотипной, высоко

легированной подложке [4-7]. Таким образом, структура $p^+-\Pi_m/n-\Pi_m/n-\Pi_y/n^+-\Pi_y/n^+-\Pi_m$ типа является наиболее оптимальной, где символы Π_m и Π_y означают «широкозонный» и «узкозонный» полупроводник.

Несмотря на обилие работ по лавинным гетерофотодиодам, ни в одной из них детально не рассматривались свойства межзонных туннельных токов $p-n$ -гетероструктур в условиях их лавинного пробоя. Априори по аналогии с гомогенным $p-n$ -переходом при умеренных обратных напряжениях V считалось, что с ростом уровня легирования межзонный туннельный ток I_T в $p-n$ -гетероструктурах сильно возрастает [1-7, 10]. Однако, как отмечалось нами в [11, 12], I_T может в отличие от сложившегося представления падать с ростом уровня легирования. В данной работе проведен последовательный анализ зависимости межзонного туннельного тока лавинного гетерофотодиода от концентраций легирующих примесей N_1 и N_2 в $n-\Pi_m$ - и $n-\Pi_y$ -слоях гетероструктуры и их толщин w_1 и w_2 соответственно, а также от фундаментальных параметров полупроводниковых материалов.

Постановка задачи. Фоточувствительность и шум гетероструктуры

Рассмотрим $p^+-\Pi_m/n-\Pi_m/n-\Pi_y/n^+-\Pi_y/n^+-\Pi_m$ -структуру при обратных напряжениях V , достаточных для возникновения лавинного размножения носителей. Обозначим через $N_{1пр}$ такую концентрацию N_1 , что при $N_1 < N_{1пр}$ происходит «прокол» $n-\Pi_m$ -слоя, т. е. неравновесная ОПЗ проникает в $n-\Pi_y$ -слой (рис. 1). Излучение, проходя через широкозонное окно, поглощается в $n-\Pi_y$ -слое, рождая в нем электронно-дырочные пары. Когда $N_1 < N_{1пр}$, то появившиеся вблизи $n-\Pi_m/n-\Pi_y$ -гетерограницы ($x=w_1$) фотодырчки разогреваются электрическим полем неравновесной ОПЗ и при умеренных скачках потолка валентной зоны \mathcal{E}_v при $x=w_1$ проникают в $n-\Pi_m$ -слой (слой I) за счет эмиссии и туннелирования. Если w_1 превышает некоторое значение $w_{\min}(N_1, N_2, w_2)$, вычисленное ниже, то лавинное размножение носителей происходит лишь в $n-\Pi_m$ -слое, т. е. фотодырчки пролетают всю область размножения. В этом случае коэффициент усиления фототока определяется выражением

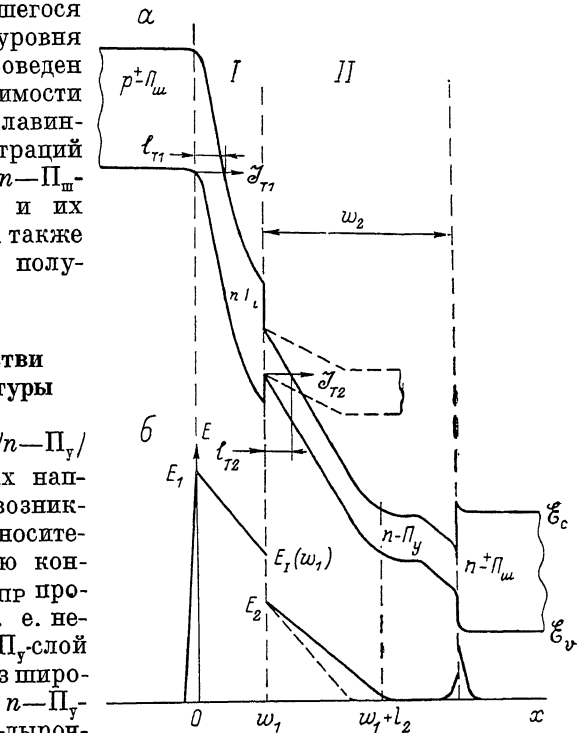


Рис. 1. Энергетическая диаграмма гетероструктуры в рабочем режиме (а) и распределение поля в ней (б).

\mathcal{E}_c и \mathcal{E}_v — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Сплошные линии — $N_2 = N_2^{(1)}$, штриховые — $N_2 > N_2^{(1)}$.

$$M_\phi = \frac{\mathcal{Y}(w_1)}{1 - m_\phi}, \quad (1)$$

где

$$\mathcal{Y}(x) = \exp \left[\int_0^x (\beta - \alpha) dx' \right], \quad m_\phi = \int_0^{w_1} \alpha(x) \mathcal{Y}(x) dx, \quad (2)$$

а коэффициенты ионизации электронов $\alpha(E)$ и дырок $\beta(E)$ резко зависят от поля $E(x)$ [7, 8, 13, 14]. Характерно, что токовая фоточувствительность $S_I(\lambda)$ рассматриваемого типа структуры резко возрастает, как только ОПЗ достигает поглощающего $n-\Pi_y$ -слоя (слоя II) (рис. 1), а затем слабо зависит от V вплоть до напряжения лавинного пробоя [15, 16]. Этот эффект обусловлен наличием на $n-\Pi_m/n-\Pi_y$ -гетерогранице потенциального барьера для фотодырок

и их разогревом полем неравновесной ОПЗ. Если рекомбинационные потери незначительны [3-8, 10], то в рабочем режиме $S_I(\lambda)$ можно вычислить по формуле

$$S_I(\lambda) = \eta(\lambda) \frac{\lambda}{1.24} M_\phi, \quad \frac{A}{B\Gamma}, \quad (3)$$

в которой λ_I^γ измеряется в мкм, а квантовая эффективность

$$\eta(\lambda) = \frac{(1-R_1)(1-R_2)}{1-R_1R_2} [1 - \exp(-\gamma w_2)] \frac{1+R_{23} \exp(-\gamma w_2)}{1-R_{12}R_{23} \exp(-\gamma w_2)}, \quad (4)$$

где

$$R_{ij} = \frac{R_i(1-R_j) + R_j(1-R_i)}{1-R_iR_j}; \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (5)$$

R_1 , R_2 и R_3 — коэффициенты отражения света от освещаемой поверхности, гетерограниц и теневой поверхности; $\gamma(\lambda)$ — коэффициент поглощения света.

Внутреннее усиление фототока и большая дрейфовая скорость носителей в ОПЗ позволяют создавать на основе ЛФД быстродействующие высокочувствительные пороговые фотоприемные устройства (ФПУ) [8, 17-19]. Это связано с высокими уровнями шумов внешней цепи при больших частотах или с большими токами утечки, вследствие чего эквивалентная шуму мощность (NEP) ФПУ, несмотря на рост отношения шум—сигнал ЛФД [13, 17], падает с увеличением M_ϕ до тех пор, пока его значение не превысит некоторой величины $M_\phi^{\text{оп}}$, выше которой шум ЛФД становится основным в ФПУ [8, 17-19]. Более того, даже при малых токах утечки и низких уровнях шумов внешней цепи лавинное размножение носителей может приводить к уменьшению NEP ФПУ за счет падающей при определенных условиях зависимости отношения шум—сигнал от M_ϕ самого ЛФД [20, 21]. Используя результаты работ [13, 21], спектральную плотность шума Φ_w рассматриваемой структуры при ограничении ее пороговой фоточувствительности туннельным током можно представить в виде

$$\Phi_w = 2eM_\phi^2 \sum_{i=1}^2 I_{T_i}(V) F_{\text{эф}}(M_\phi), \quad (6)$$

где $I_{T_i}(V)$ и $F_{\text{эф}}(M_\phi)$ — туннельные токи и эффективные факторы шума [20, 21] n - Π_m - и n - Π_γ -слоев ($i=1$ и 2 соответственно).

Так как применение ЛФД в качестве фоточувствительных элементов ФПУ обусловлено внутренним усилением фототока в них, то сравнивать два образца с целью определения, какой из них имеет лучшие пороговые характеристики, имеет смысл лишь при одинаковых M_ϕ . Из (6) видно, что для заданного коэффициента усиления фототока уровень шума определяется значениями первичных туннельных токов I_{T_1} и I_{T_2} , т. е. токов, которые существовали бы в слоях I и II соответственно, если бы носители не размножались за счет ударной генерации (полный первичный ток $I_T = I_{T_1} + I_{T_2}$).

Распределение поля $E(x)$, которое нужно знать для расчета технических характеристик (3) и (6) лавинного гетерофотодиода, находится из уравнения Пуассона и в слоях I и II определяется соответственно выражениями

$$E(x) = \left[E_1 - \frac{eN_1x}{\epsilon_0\epsilon_1} \right] U_-(l_1 - x), \quad E(x) = \left[E_2 - \frac{eN_2}{\epsilon_0\epsilon_2}(x - w_1) \right] \times \\ \times U_-(l_1 - w_1) U_-(w_1 + l_2 - x), \quad (7)$$

где

$$E_1 \equiv E(0), \quad E_2 = \left[\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} E_1 - \frac{eN_1w_1}{\epsilon_0\epsilon_2} \right] U_-(l_1 - w_1), \quad l_i = \\ = \frac{\epsilon_i\epsilon_0}{eN_i} E_i \cdot U_+(w_i - l_i) + w_i \cdot U_-(l_i - w_i). \quad (8)$$

Здесь $U_-(x)$ и $U_+(x)$ — ступенчатые асимметричные единичные функции [22], ϵ_1 и ϵ_2 — относительные диэлектрические постоянные n - Π_m - и n - Π_γ -слоев (рис. 1).

**Вычисление туннельных токов
в приближении квазиоднородного поля
и условия его применимости**

В процессе межзонного туннелирования электрон валентной зоны преодолевает барьер ABC (рис. 2, a). Длина туннелирования l_T , т. е. длина, на которой энергия дна зоны проводимости $\mathcal{E}_c(x)$ изменяется на величину, равную \mathcal{E}_g , находится из решения интегрального уравнения

$$\mathcal{E}_g = e \int_x^{x+l_T(x)} E(x') dx'. \quad (9)$$

Если изменение электрического поля в пределах длины туннелирования $\Delta E \ll E$, т. е. характерная длина изменения поля $l_E \gg l_T$, то, раскладывая

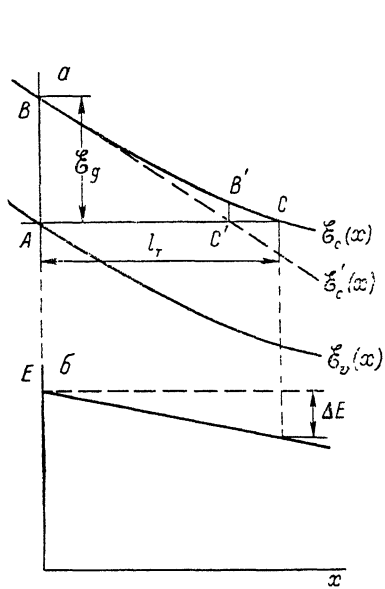


Рис. 2. Физический смысл приближения квазиоднородного поля.

a — зонная диаграмма, b — распределение поля на длине туннелирования. ABC — действительный барьер, $A'B'C'$ — фактически используемый. Штриховые линии — $E(x) = \text{const}$.

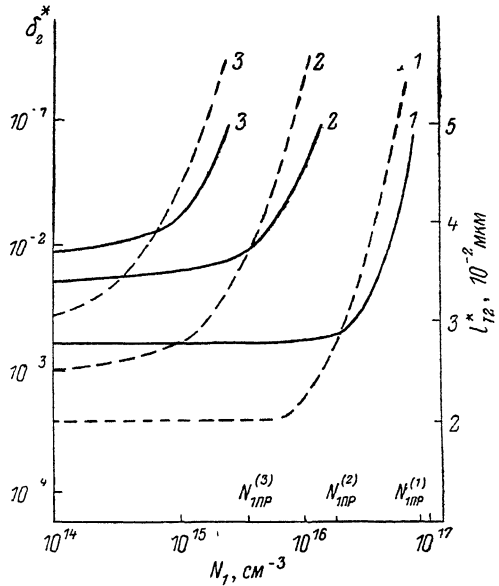


Рис. 3. Зависимости обобщенных параметров малости приближения квазиоднородного поля δ_2^* и l_{T2}^* от концентрации N_1 при $M_{\Phi} = 100$ в случае, когда размножение носителей происходит в n - Π_{III} : InP слое.

Сплошные линии — δ_2^* , штриховые — l_{T2}^* . Значения w_1 , мкм: 1 — 0,5, 2 — 2, 3 — 8. N_{1PR} — максимальная концентрация N_1 , допускающая «прокол» n - Π_{III} -слоя; $\delta_2 = (N_2/10^{16})/(e_2/e_1) \mathcal{E}_{g2} \delta_2^*$; $l_{T2} = (e_2/e_1) \mathcal{E}_{g2} l_{T2}^*$ ($\mathcal{E}_{g2} = \mathcal{E}_g$, N_2 — см $^{-3}$). Расчет проведен на ЭВМ на основе соотношений (1), (2), (7), (8).

функцию $E(x')$ в ряд Тейлора около точки $x' = x$, получим, что в первом порядке по малому параметру l_T/l_E уравнение (9) принимает вид

$$l_T = \frac{\mathcal{E}_g}{eE(x) \left(1 - \frac{l_T}{2E} \left| \frac{dE}{dx} \right| \right)}. \quad (10)$$

При $N(x) = \text{const}$ уравнение (10) является точным. Как видно из рис. 2, a , если

$$|C'C| \equiv \Delta l_T \ll l_T, \quad |C'B'| \equiv \Delta \mathcal{E}_c \ll \mathcal{E}_g, \quad (11)$$

то реальный барьер ABC с высокой степенью точности совпадает с треугольным $A'B'C'$, которому отвечает однородное поле $E(x)$ (рис. 2, b).

Из (10) и уравнения Пуассона следует, что неравенства (11) выполняются, если

$$\delta(x) \equiv \frac{N(x) \mathcal{E}_g}{2\epsilon\epsilon_0 E^2(x)} \ll 1, \quad (12)$$

при этом

$$l_T(\mathcal{E}_g, E) = \frac{\delta_g}{eE}. \quad (13)$$

Как показано ниже, вследствие больших значений напряженности поля E при лавинном пробое p - n -структур неравенство (12) выполняется практически для всех материалов вплоть до концентрации $N=10^{17}$ см $^{-3}$ и даже большей. В рассматриваемых условиях плотности скоростей туннельной генерации носителей $g_{T_i}(x)$ в I и II слоях структуры можно описать выражением

$$g_{T_i}(x) \equiv \frac{1}{e} \frac{\partial \mathcal{J}_{T_i}}{\partial x} = A_{T_i} E^2(x) \exp\left[-\frac{a_i}{E(x)}\right], \quad (14)$$

полученным в работе [23] для $E(x) = \text{const}$, в котором

$$A_{T_i} = \frac{e^2}{(2\pi)^3 \hbar^2} \sqrt{\frac{2m_i}{\mathcal{E}_{g_i}}}, \quad a_i = \frac{\pi}{4e\hbar} \sqrt{2m_i \mathcal{E}_{g_i}^3}. \quad (15)$$

Здесь \mathcal{E}_{g_i} и m_i — ширины запрещенных зон и приведенные эффективные массы легких носителей ($m=2m_c m_v / m_c + m_v$) в соответствующих слоях.

Использование приближения квазиоднородного поля (14) и выражений (7), (8) позволяет получить удобную для анализа формулу для плотности первичного межзонного туннельного тока

$$\mathcal{J}_T = \sum_{i=1}^2 \mathcal{J}_{T_i} = \frac{\sqrt{2} e^3}{(2\pi)^3 \hbar^2} \sum_{i=1}^2 \sqrt{\frac{m_i}{\mathcal{E}_{g_i}}} \mathcal{L}_{T_i} E_i^2 \exp\left(-\frac{a_i}{E_i}\right), \quad (16)$$

где характерные размеры областей туннельной генерации носителей в I и II слоях

$$\mathcal{L}_{T_i}(E_i, w_i) = \min\left\{w_{T_i} \equiv \frac{\epsilon_0 \epsilon_i E_i^2}{e a_i N_i}, w_i\right\}. \quad (17)$$

Формула (16) справедлива при выполнении условий

$$\delta_i \equiv \frac{N_i \mathcal{E}_{g_i}}{2\epsilon_0 \epsilon_i E_i^2} < \frac{E_i}{a_i} \ll 1, \quad (18)$$

$$l_{T_i} \equiv l_T(\mathcal{E}_{g_i}, E_i) = \frac{\delta_{g_i}}{e E_i} \ll l_i. \quad (19)$$

Смысл этих условий следующий. При выполнении неравенств (18) для $g_{T_i}(E)$ по крайней мере в окрестности полей $E=E_i$ справедливо выражение (14). При выполнении правой части неравенств (18) туннельная генерация резко падает с уменьшением E , а поэтому \mathcal{J}_{T_i} при $w_{T_i} < w_i$ определяется в основном туннелированием в областях $0 \leq x \leq w_{T_1}$ и $w_1 \leq x \leq w_1 + w_{T_2}$. Выполнение условий (19) требуется при «проколе» соответствующих слоев структуры для пренебрежения туннелированием через ее гетерограницы, которое формула (16) не учитывает. Покажем, что при лавинном пробое неравенства (18), (19) справедливы практически для всех реальных значений параметров материалов, концентраций N_i и толщин слоев w_i гетероструктуры.

Лавинный пробой [8, 14] рассматриваемой структуры происходит тогда, когда одно из полей E_i становится близким к полю пробоя соответствующего слоя $E_{i\text{пр}}$ [24]. Значения полей $E_{i\text{пр}}$ можно описать формулой [24]

$$E_{i\text{пр}}(N_i, w_i) = E_{i\text{пр}}(0, w_i) \left[1 + \frac{N_i}{N_i(w_i)}\right]^{1/8}, \quad (20)$$

$$E_{i\text{пр}}(0, w_i) = A_i \left(\frac{A_i \varepsilon_0 \varepsilon_i}{s e w_i} \right)^{\frac{1}{s-1}}, \quad \bar{N}_i(w_i) = \left(\frac{A_i \varepsilon_0 \varepsilon_i}{s e w_i} \right)^{\frac{s}{s-1}} \quad (21)$$

(s и A_i — некоторые постоянные).

Для многих полупроводников, в том числе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ соединений, являющихся одними из основных материалов для лавинных гетерофотодиодов на длину волны $\lambda = 1.3 - 1.7$ мкм [5-7],

$$s = 8, \quad A_i = \sqrt{\frac{1, 2e}{\varepsilon_0 \varepsilon_i}} \left(\frac{\mathcal{E}_{gi}}{11e} \right)^{3/4} 10^{10}. \quad (22)$$

Из выражений (20) и (21) при выполнении соотношений (22) найдем следующее.

1) Если

$$N_i \leq N_i^{(1)} = \frac{8.9 \cdot 10^{19}}{X_{mi}^4 X_{ei}^4 X_{gi}^6} \text{ (см}^{-3}\text{)}, \quad w_i \geq w_i^{(1)} = X_{mi}^{3.5} X_{ei}^3 X_{gi}^6 \cdot 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ (мкм)}, \quad (23)$$

то отношение E_i к a_i не превышает 0.1, где $X_{mi} = 0.06/m_i^*$, $X_{ei} = 12.4/\varepsilon_i$, $X_{gi} = 1.35/\mathcal{E}_{gi}$ (для InP материала, на основе которого обычно изготавливаются широкозонные слои гетероструктуры [5-7], $X_{mi} = X_{ei} = X_{gi} = 1$), $m_i^* = \frac{m_i}{m_0}$ (m_0 — масса свободного электрона).

2) Если

$$N_i \leq N_i^{(2)} = X_{mi}^{0.2} X_{ei}^{1.6} X_{gi}^{0.4} \cdot 3.3 \cdot 10^{17} \text{ (см}^{-3}\text{)}, \quad w_i \geq w_i^{(2)} = \frac{X_{gi}^{0.4}}{X_{mi}^{0.7} X_{ei}^{1.9}} \cdot 1.8 \cdot 10^{-2} \text{ (мкм)}, \quad (24)$$

то в условиях лавинного пробоя соответствующего слоя структуры отношение δ_i к $E_{i\text{пр}}/a_i$ не превосходит единицы, причем даже при $N_i = N_i^{(2)}$

$$\delta_i < X_{mi}^{0.6} \cdot X_{ei}^{1.2} X_{gi}^{0.8} \cdot 10^{-1}. \quad (25)$$

3) Если

$$w_i \geq \frac{1.8 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{X_{ei}^6} \sqrt{X_{gi}}} \text{ (мкм)}, \quad (26)$$

то длина туннелирования l_{Ti} при $E_i = E_{i\text{пр}}$ много меньше толщины этого слоя w_i .

В выражениях (23)–(26) \mathcal{E}_{gi} измеряется в эВ. Анализ показывает, что в условиях лавинного пробоя гетероструктуры неравенства (18), (19) выполняются при реальных значениях N_i и w_i и при $E_i < E_{i\text{пр}}$, т. е. и в слое, не контролирующем лавинный пробой. Как видно из рис. 3, условия (18), (19) перестают, естественно, выполняться, когда «прокол» n – П_{III} -слоя прекращается.

Отметим, что вычисления в приближении квазиоднородного поля приводят к некоторому завышению действительно существующих туннельных токов. В самом деле, вследствие высокого легирования p^+ – П_{III} -слоя туннельным током в нем можно пренебречь — ситуация аналогична МДП структурам [25]. В слоях n типа поле падает по мере удаления от металлургической границы p^+ – n -перехода (рис. 1, б), а так как градиент потенциала $d\varphi/dx = -E$, то наклон зон $\mathcal{E}_c(x)$ и $\mathcal{E}_v(x)$ уменьшается с увеличением x . Из рис. 2, а видно, что использование приближения квазиоднородного поля означает занижение толщины реального барьера ABC . Как и следовало ожидать, численные расчеты в ВКБ приближении [25] дают несколько меньшие значения туннельных токов, чем формула (16). Так как туннельные токи очень резко зависят от параметров материала, которые в реальных образцах, как правило, в большей или меньшей степени отличаются от используемых при расчетах (к тому же точный профиль распределения легирующей примеси $N_i(x)$, а следовательно, и форма барьера ABC обычно неизвестны), то небольшое завышение значения туннельных токов обеспечивает технологический запас, необходимый при разработке приборов с требуемыми техническими характеристиками.

**Особенности межзонных туннельных токов
в $p^+ - n$ -гетероструктурах при их лавинном пробое**

Анализ выражения (16) при лавинном пробое $p^+ - n$ -гетероструктуры, т. е. когда либо $E_1 = E_{1\text{ПР}}$, либо $E_2 = E_{2\text{ПР}}$, показывает, что в отличие от гомогенного $p - n$ -перехода [1-4] \mathcal{J}_T , как правило, является немонотонной функцией N_1 . Увеличение же N_2 приводит к росту при одних значениях N_1 и w_i , а при других — к уменьшению туннельного тока. В зависимости от ширины запрещенной зоны \mathcal{E}_{g_i} , слоев гетероструктуры и их толщин w_i возможны следующие ситуации.

1. Независимые уровни легирования $n - \Pi_{\text{II}}$ - и $n - \Pi_{\text{I}}$ -слоев

$$\text{I. } \frac{w_1}{w_2} \equiv w_{1/2} \geq w_{1/2}^* = \left(\frac{\varepsilon_1 A_1}{\varepsilon_2 A_2} \right)^s \cdot \left[\frac{N_2(w_2)}{N_2 + N_2(w_2)} \right]^{s-1}. \quad (27)$$

В этом случае при любых концентрациях N_1 поле $E_1 = E_{1\text{ПР}}(N_1, w_1)$, а $E_2 < E_{2\text{ПР}}$, т. е. лавинный пробой контролируется $n - \Pi_{\text{II}}$ -слоем. Как следует из (8), (16) и (20), если

$$\exp \left[- \frac{a_1}{E_{1\text{ПР}}(0, w_1)} \left(1 - \frac{a_2 \varepsilon_2}{a_1 \varepsilon_1} \right) \right] \ll 1, \quad (28)$$

что при $a_2 \varepsilon_2 < a_1 \varepsilon_1$ в силу большого отношения a_1 к $E_{1\text{ПР}}(0, w_1)$ (1—2 порядка) выполняется с огромным запасом, то до тех пор, пока

$$N_1 < N_1^{(T)} \simeq s \sqrt{\frac{2}{s-1} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2 a_2} E_{1\text{ПР}}(0, w_1) N_1(w_1)} \propto w_1^{-\frac{2s+1}{2(s-1)}}, \quad (29)$$

туннельный ток практически не зависит от N_1 .

Если s достаточно большое [11], то при дальнейшем увеличении N_1 туннельный ток будет монотонно падать. Однако в наиболее реальных случаях, например при выполнении соотношений (22), туннельный ток при $N_1 > N_1^{(T)}$ сначала уменьшается, а затем растет. Можно убедиться, что в точке минимума туннельного тока, как правило, выполняется неравенство

$$\xi \equiv \frac{E_{1\text{ПР}}(0, w_1)}{a_1} < \frac{x^{s-2}}{s^{s-1}} \frac{y}{f^2(y)}, \quad (30)$$

где

$$f(y) = (y + r^{-1})^{1/s}, \quad r = (xs)^{\frac{s}{s-1}}, \quad x = 1 - \frac{a_2 \varepsilon_2}{a_1 \varepsilon_1}, \quad y = \frac{N_1}{r N_1}.$$

При выполнении (30) $w_{T1} < w_1$. Поэтому концентрация $N_1 = N_{1\text{мин}}^{(T)}$, при которой \mathcal{J}_T достигает минимума, как это следует из (8), (16), (17) и (20), определяется уравнением

$$\frac{y}{f(y)} + \frac{\xi}{r^s} \left[s f(y) - r^{\frac{s-1}{s}} y \right] \ln \Lambda(y) = 1, \quad (31)$$

где

$$\Lambda(y; \xi) = B \frac{f^{s-s}(y)}{y \cdot [f(y) - xy]^2 [xs - f^{1-s}(y)]} \frac{1 - \xi r^{1/s} f(y) \left(s - 4 + \frac{s}{ry} \right)}{1 + \xi \frac{4r}{(1-x)xs} [f(y) - xy]}, \quad (32)$$

$$B = \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^{3/2} \left(\frac{\mathcal{E}_{g1}}{\mathcal{E}_{g2}} \right)^{1/2} \frac{N_2}{N_1} \frac{(1-x)^2}{r}.$$

Выражение (32) справедливо при $w_{T2} < w_2$, что в точке минимума туннельного тока, как и неравенство (30), выполняется в практически наиболее интересных случаях. Ниже будет пояснено, чем ситуации, когда $w_{T2} > w_2$ и $w_{T2} <$

$\langle w_2$ при $N_1 = N_{1\text{min}}^{(T)}$, отличаясь друг от друга. Уравнение (31) можно решать методом последовательных приближений, используя малые параметры ξ и $\frac{1}{s}$. В результате проведения такой процедуры найдем

$$N_{1\text{min}}^{(T)} = \left[\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_0 A_1}{e w_1} \left(1 - \frac{\varepsilon_2 a_2}{\varepsilon_1 a_1} \right) \right]^{s-1} \times \\ \times y_0 \left[1 - \xi \frac{1-x}{x} r^{1/s} \frac{y_0 (x s y_0 + 1)}{(s-1) x y_0 + 1} \ln \Lambda(y_0; 0) + 0(\xi) \right], \quad (33)$$

где

$$y_0 = 1 + \frac{1}{x s^2} + 0\left(\frac{1}{s^2}\right). \quad (34)$$

Из (32) и (33) видно, что $N_{1\text{min}}^{(T)}$ уменьшается ростом w_1 , а также, хотя и слабо, и с увеличением N_2 . При $N_1 = N_{1\text{min}}^{(T)}$ плотность туннельного тока

$$\mathcal{J}_T(N_1) = \mathcal{J}_{T\text{min}} = C_0 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 e^3}{2\pi^4 \hbar \varepsilon_2^2 \rho_1} \frac{E_1^4 \text{IP} (0, w_1)}{\bar{N}_1(w_1)} \Lambda^{-n_1}(y_0; 0) \times \\ \times \exp \left[-C_1 \frac{a_1}{E_{1\text{IP}}(0, w_1)} \right] [1 + 0(1)], \quad (35)$$

где

$$C_0 = y_0^3 \frac{x(s-1)y_0 + 1}{(xs-1)y_0 + 1} (xs)^{-\frac{s-4}{s-1}}, \quad C_1 = \frac{1}{y_0 (xs)^{\frac{1}{s-1}}}, \quad n_1 = \frac{(1-x)y_0}{(s-1)xy_0 + 1}.$$

Из (21), (32) и (35) следует, что $\mathcal{J}_{T\text{min}}$ резко падает с увеличением w_1 . Значение $\mathcal{J}_{T\text{min}}$ также падает, хотя и слабо, с увеличением N_2 . Отношение

$$\frac{\mathcal{J}_{T\text{min}}}{\mathcal{J}_T(N_1) |_{N_1 \leq N_1^{(T)}}} \approx \left[\frac{N_2}{\bar{N}_1(w_1)} \right]^{n_2} \exp \left[-(C_1 + x - 1) \frac{a_1}{E_{1\text{IP}}(0, w_1)} \right], \quad (36)$$

где

$$n_2 = \frac{(xs-1)y_0 + 1}{(s-1)xy_0 + 1}$$

резко падает, как и $\mathcal{J}_{T\text{min}}$, с увеличением w_1 , но растет с увеличением N_2 . Величина этого отношения, как правило, на несколько порядков меньше единицы. Например, для системы n - Π_m : InP/n - Π_y : $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ перепад токов, как можно показать, не превосходит значения $(N_2/10^{18})^{0.3} \cdot 2 \cdot 10^{-4}$, где N_2 измерена в см^{-3} . При концентрациях

$$N_2 < \frac{\varepsilon_2 a_2}{\varepsilon_1 a_1 - \varepsilon_2 a_2} \frac{w_1}{w_2} N_{1\text{min}}^{(T)} \quad (37)$$

в минимуме $\mathcal{J}_T(N_1)$ реализуется прокол узкозонного слоя, т. е. неравновесная ОПЗ достигает n^+ - Π_m -слоя. Когда $N_1 > N_{1\text{min}}^{(T)}$, туннельный ток растет с увеличением N_1 , при этом неравновесная ОПЗ будет проникать в узкозонный слой до тех пор, пока концентрация N_1 не достигнет величины

$$N_1 = N_{1\text{IP}} = \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_0 A_1}{e w_1} \right)^{\frac{s}{s-1}} [1 + 0(1)] > N_{1\text{min}}^{(T)}. \quad (38)$$

Рассмотренный выше характер зависимости \mathcal{J}_T от N_1 связан с конкуренцией туннельных токов в широкозонном n - Π_m - и узкозонном n - Π_y -слоях гетероструктуры (рис. 1, а). При $N_1 \leq N_{1\text{min}}^{(T)}$ поле $E = E_I(w_1)$ в n - Π_m -слое на его гетерогранице (рис. 1, б) с очень большой точностью совпадает с $E_{1\text{IP}}$. За счет относительно большого поля $E_2 = (\varepsilon_1/\varepsilon_2) E_{1\text{IP}}$ плотность тока \mathcal{J}_T определяется туннелированием носителей в узкозонном слое, т. е. $\mathcal{J}_T \approx \mathcal{J}_{T2}$ (рис. 1, а). При возрастании N_1 поле E_2 , а поэтому и \mathcal{J}_{I2} , уменьшаются из-за падения $E_I(w_1)$ при увеличении N_1 . Уменьшение $E_T(w_1)$ с ростом N_1 обусловлено требованием

постоянства коэффициента усиления фототока M_ϕ (1). Действительно, увеличение N_1 при заданном M_ϕ должно приводить к росту E_1 . В противном случае за счет роста $|\nabla E(x)|$ при увеличении N_1 поле всюду в ОПЗ уменьшилось бы, что в свою очередь привело бы к уменьшению M_ϕ . Однако увеличение E_1 должно быть не слишком большим, а именно таким, чтобы $E(x)$ при x , больших некоторого значения $0 < \bar{x} < w_1$, уменьшилось. Иначе говоря, $E(x)$ везде в ОПЗ увеличилось бы, что, естественно, привело бы к увеличению M_ϕ . Это непосредственно видно и из соотношений (1) и (2). Отметим, что при достаточно больших коэффициентах размножения M_ϕ поле E_1 практически не зависит от M_ϕ и очень близко к полю пробоя $E_{1\text{пр}}(N_1, w_1)$, т. е. к тому полю, при котором $m_\phi = 1$ [7, 8, 14, 17]. Это и позволяет вместо истинного значения $E_1(N_1, w_1, M_\phi)$ использовать значение $E_1 = E_{1\text{пр}}(N_1, w_1)$ (20). При $N_1 > N_1^{(T)}$, хотя изменение поля $E(x)$ на расстоянии w_1 в n - Π_m -слое еще весьма слабое, однако его уже достаточно, чтобы влиять на величину \mathcal{J}_{T_2} . Из-за уменьшения E_2 с ростом N_1 (особенно при $N_1 > \bar{N}_1$) ток все более определяется туннелированием носителей в n - Π_m -слое, поэтому при $N_1 > N_{1\text{мин}}^{(T)}$ ток $\mathcal{J}_T \approx \mathcal{J}_{T_1}$ и растет, как и обычно, с увеличением N_1 за счет роста $E_{1\text{пр}}$ при возрастании N_1 . Первоначальный пологий участок на кривой $\mathcal{J}_T(N_1)$ обусловлен чрезвычайно слабыми зависимостями $E_{1\text{пр}}$ от N_1 (20) и E от x в n - Π_m -слое при $N_1 < N_1^{(T)}$. Уменьшение значения $\mathcal{J}_{T\text{мин}}$ (35) с ростом N_2 обусловлено увеличением длины туннелирования в узкозонном n - Π_γ -слое (рис. 1). Действительно, в этом слое $\nabla E \approx -N_2 < 0$, а E_2 в рассматриваемых условиях не зависит от N_2 . Это означает, что $E(x)$ в n - Π_γ -слое, кроме $x = w_1$, падает с увеличением N_2 (1, б). Так как $\frac{d\varepsilon_c}{dx} = \frac{d\varepsilon_v}{dx} = \frac{d\varphi}{dx} = -E < 0$, наклон $\varepsilon_c(x)$ и $\varepsilon_v(x)$ в n - Π_γ -слое, кроме $x = w_1$, также падает с ростом N_2 , что и приводит к увеличению длины туннелирования. Уменьшение \mathcal{J}_T с ростом N_2 более существенно при $N_1 < N_{1\text{мин}}^{(T)}$ (рис. 4, б), поскольку с уменьшением N_1 ток \mathcal{J}_{T_2} растет, а \mathcal{J}_{T_1} падает. При $N_1 < N_1^{(T)}$ ток $\mathcal{J}_{T_1} \ll \mathcal{J}_{T_2}$, а при $N_1 = N_{1\text{мин}}^{(T)}$ он превосходит \mathcal{J}_{T_2} . Поэтому отношение $\mathcal{J}_{T\text{мин}}$ к $\mathcal{J}_T|_{N_1 < N_1^{(T)}}$ (36) растет при увеличении N_2 . Так как при $N_1 = N_{1\text{мин}}^{(T)}$ ток $\mathcal{J}_{T_1} > \mathcal{J}_{T_2}$, то естественно, концентрация $N_{1\text{мин}}^{(T)}$ (33) слабо падает с ростом N_2 (рис. 4, б). При малых N_2 , когда $w_{T_2} > w_2$, $E(x)$ в n - Π_γ -слое с высокой точностью совпадает с E_2 . Поэтому длина туннелирования в этом слое, а следовательно, и \mathcal{J}_T не зависят от N_2 . Уменьшение значений $N_{1\text{мин}}^{(T)}$ (33) и $\mathcal{J}_{T\text{мин}}$ (35) при увеличении w_1 (рис. 4, а) обусловлено тем, что чем больше w_1 , тем меньше $E_{1\text{пр}}$ и тем больше спад поля $E(x)$ на толщине n - Π_m -слоя.

II. Условие (27) не выполняется. Например, для системы n - Π_m : InP / n - Π_γ : In_{0.53}Ga_{0.47}As такая ситуация реализуется при

$$\frac{w_1}{w_2} \left(1 + \frac{N_2}{2.2 \cdot 10^{15}} w_2^{s/2} \right)^{1/s} < 21.5, \quad (39)$$

где N_2 и w_i измеряются в см⁻³ и мкм соответственно. В рассматриваемых условиях, пока $N_1 < \bar{N}_1$, где \bar{N}_1 удовлетворяет уравнению

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} A_2 [N_2 + \bar{N}_2(w_2)]^{1/s} + \frac{e \bar{N}_1 w_1}{\varepsilon_1 \varepsilon_0} = A_1 [\bar{N}_1 + \bar{N}_1(w_1)]^{1/s}, \quad (40)$$

лавинный пробой контролируется n - Π_γ -слоем, т. е. $E_2 = E_{2\text{пр}}(N_2, w_2)$, а $E_1 < E_{1\text{пр}}$ и линейно растет с N_1 . Поэтому, строго говоря, при $N_1 < \bar{N}_1$ туннельный ток растет с увеличением N_1 . В то же время \mathcal{J}_{T_2} не зависит от N_1 при следующих условиях.

1. Если

$$w_{1/2} \geq w_{1/2}^* \left(1 - \frac{s-1}{2s^2} \right)^{s-1}, \quad (41)$$

то при $N_1 < \bar{N}_1$ с запасом в несколько порядков $\mathcal{J}_{T_2} \gg \mathcal{J}_{T_1}$, а поэтому с очень высокой точностью $\mathcal{J}_T(N_1) = \text{const}$. При $N_1 > \bar{N}_1$ из-за уменьшения E_2 , а следовательно, и \mathcal{J}_{T_2} туннельный ток $\mathcal{J}_T(N_1)$ начинает резко падать и, достигая минимального значения (35) при концентрации (33), затем растет за счет роста $\mathcal{J}_{T_1}(N_1)$.

2. Если

$$\left(\frac{w_{1/2}}{w_{1/2}^*}\right)^{s-1} \ll 1 - \frac{s-1}{2s^2}, \quad (42)$$

то после первоначального пологого участка $\mathcal{J}_T(N_1)$ монотонно растет. Это обусловлено монотонным ростом составляющей туннельного тока \mathcal{J}_{T1} , которая при $N_1 \geq \bar{N}_1$ существенно превосходит \mathcal{J}_{T2} .

3. Если

$$\left(\frac{w_{1/2}}{w_{1/2}^*}\right)^{s-1} \simeq 1 - \frac{s-1}{2s^2}, \quad \text{но} \quad \frac{w_{1/2}}{w_{1/2}^*} \ll \left(1 - \frac{s-1}{2s^2}\right)^{s-1}, \quad (43)$$

то при достаточно узких толщинах n - Π_m -слоя w_1 зависимость $\mathcal{J}_T(N_1)$ имеет отчетливый максимум при $N_1 = \bar{N}_1$, однако минимум при этом оказывается не-

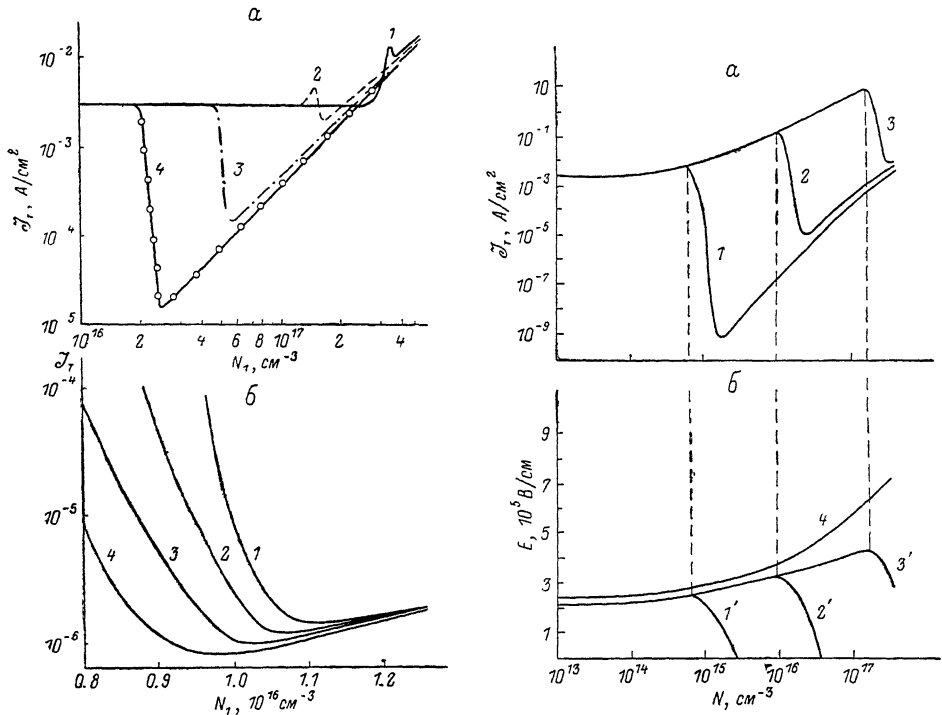


Рис. 4. Зависимость туннельного тока от концентрации N_1 в случае независимых уровней легирования n - Π_m^3 InP и n - Π_γ : In_{0.53}Ga_{0.47}As слоев при $w_2=2$ мкм.

a - $N_2=10^{14}$ см⁻³; w_1 , мкм: 1 - 0.1, 2 - 0.2, 3 - 0.5, 4 - 1. b - окрестность значения $N_1=N_{\text{imin}}^{(1)}$; $w_1=2$ мкм; N_2 , см⁻³: 1 - 10^{14} , 2 - 10^{15} , 3 - 10^{16} , 4 - 10^{17} .

Рис. 5. Зависимость туннельного тока (а) и полей E (б) от концентрации легирующей примеси N в случае одинаковых уровней легирования n - Π_m^3 InP и n - Π_γ : In_{0.53}Ga_{0.47}As слоев при $w_2=2$ мкм.

w_1 , мкм: 1 - 10, 2 - 1, 3 - 0.1. 1', 2', 3' - $E_2(N)$; 4 - $E_1(N)$, слабо зависящее от w_1 .

глубоким. Это обусловлено тем, что при таких w_1 составляющие туннельного тока \mathcal{J}_{T1} и \mathcal{J}_{T2} при $N_1 = \bar{N}_1$ по порядку величины равны между собой.

На рис. 4. представлены рассмотренные выше свойства туннельных токов при независимых уровнях легирования n - Π_m - и n - Π_γ -слоев гетероструктуры.

Отметим, что если в случае I увеличение N_2 приводит к уменьшению \mathcal{J}_T тока при любых N_1 , то в случае II увеличение N_2 при достаточно малых N_1 увеличивает туннельный ток, а при достаточно больших N_1 , в частности в окрестности значения концентрации $N_1 = N_{\text{imin}}^{(T)}$, — уменьшает.

В рассматриваемых условиях плотность туннельного тока определяется выражением (16), в котором $N_1 = N_2 = N$.

$$I. \frac{w_1}{w_2} \geq \left(\frac{\varepsilon_1 A_1}{\varepsilon_2 A_2} \right)^2 \quad (44)$$

При таком соотношении параметров независимо от уровня легирования лавинный пробой контролируется n - $\Pi_{\text{ш}}$ -слоем, т. е. $E_1 = E_{1\text{пр}}(N, w_1)$, а $E_2 < E_{2\text{пр}}(N, w_2)$. Зависимость \mathcal{J}_T от N имеет такой же характер, как и \mathcal{J}_T от N_1 в случае 1, I, и обусловлена теми же физическими причинами. Отличие заключается лишь в том, что при $N < N_2$ кривые $\mathcal{J}_T(N)$ проходят выше, а при $N > N_2$ — ниже, нежели кривые $\mathcal{J}_T(N_1)$ в случае 1, I. Это объясняется тем, что при заданном значении E_2 длина туннелирования в узкозонном слое тем больше, чем выше уровень легирования этого слоя.

II. Условие (44) не выполняется. Тогда, до тех пор, пока $N < \bar{N}$, где \bar{N} определяется из уравнения (40), в котором $\bar{N}_1 = N_2 = \bar{N}$, лавинный пробой контролируется n - $\Pi_{\text{г}}$ -слоем, т. е. $E_2 = E_{2\text{пр}}(N, w_2)$, а $E_1 < E_{1\text{пр}}(N, w_1)$ и линейно растет с N . Зависимость $\mathcal{J}_T(N)$ имеет в отличие от ситуаций 1 не только глубокий минимум, но и высокий максимум при $N = \bar{N}$ (рис. 5, а). Это обусловлено тем, что при $N < \bar{N}$ растет не только E_1 , но и E_2 , которое при $N = \bar{N}$ имеет максимальное значение (рис. 5, б). Вследствие этого при $N < \bar{N}$ с увеличением N растет не только \mathcal{J}_{T1} , но и \mathcal{J}_{T2} .

Отметим, что при одинаковых уровнях легирования n - $\Pi_{\text{ш}}$ - и n - $\Pi_{\text{г}}$ -слоев концентрация $N = N_{\text{min}}^{(T)}$, при которой туннельный ток \mathcal{J}_T имеет минимальное значение, как и при независимых уровнях легирования n - $\Pi_{\text{ш}}$ - и n - $\Pi_{\text{г}}$ -слоев, с точностью до малых поправок порядка $\xi = E_{1\text{пр}}(0, w_1)/a_1 \ll 1$ определяется формулой (33). Формулу же для $\mathcal{J}_{T\text{min}}$ можно получить из выражения (35), если в него вместо N_2 подставить значение $N_{\text{min}}^{(T)}$.

Авторы благодарны Л. Н. Курбатову за обсуждение полученных результатов и А. А. Друговой за полезные дискуссии в процессе работы.

Литература

- [1] Forrest S. R., Di Dominico M., Smith R. G. // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 36. N 7. P. 580—582.
- [2] Pearsall T. P. // Electron Letters. 1980. Vol. 16. N 20. P. 774—773.
- [3] Forrest S. R. // IEEE J. Quant. Electron. 1981. Vol. QE-17. N 2. P. 217—226.
- [4] Ando H., Kanbe H., Ito M., Kaneda T. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. Vol. 19. N 6. P. 277—280.
- [5] Stillman G. E., Cook L. W., Tabatabaie N. et al. // IEEE Trans. Electron. Devices. 1983. Vol. ED-30. N 4. P. 364—381.
- [6] Trommer R. // Frequenz. 1984. Vol. 38. N 9. P. 212—216.
- [7] Semiconductors and Semimetals / Ed. W. T. Tsang, D. Part. Orlando—San Diego—New York—London—Toronto—Montreal—Sydney: Acad. Press, 1985. Vol. 22. 454 p.
- [8] Зу С. М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Т. 1. 455 с. Там же. Т. 2. 455 с.
- [9] Туннельные явления в твердых телах / Под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста. М.: Мир, 1973. 422 с.
- [10] Forrest S. R., Kim O. K., Smith R. G. // Sol. St. Electron. 1983. Vol. 26. N 10. P. 951—968.
- [11] Осипов В. В., Холоднов В. А. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 6. С. 362—367.
- [12] Осипов В. В., Холоднов В. А. // Тез. докл. IV Всес. конф. «Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах. Минск, 1986. Ч. 2. С. 214—215.
- [13] McIntyre R. // J. IEEE Trans. Electron. Devices. 1966. Vol. ED-13. N 1. P. 164—168.
- [14] Грезов И. В., Серезкин Ю. Н. Лавинный пробой p - n -перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980. 152 с.
- [15] Susa N., Nakagome H., Ando H., Kanbe H. // IEEE J. Quant. Electron. 1981. Vol. QE-17. N 2. P. 243—249.
- [16] Ando H., Yamaushe Y., Nakagome H. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1981. Vol. QE-17. N 2. P. 250—254.
- [17] Stillman G. E., Wolfe C. M. Semiconductors and Semimetals / Ed. R. K. Willardson, A. C. Beer. New York—San Francisco—London: Acad. Press, 1977. Vol. 12. P. 291—393.

- [18] *Smith D. R., Hooper R. C., Garret I.* // Opt. Quant. Electron. 1978. Vol. 10. N 4. P. 293—300.
- [19] *Вуль А. Я.* // Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1980. Вып. 5 (140). С. 49—63.
- [20] *Арцис Н. Х., Осипов В. В., Холоднов В. А.* // Тез. III Всес. конф. «Флуктуационные явления в физических системах». Вильнюс, 1982. С. 176—178.
- [21] *Арцис Н. Х., Холоднов В. А.* // ФТП. 1983. Т. 17. № 3. С. 510—513; *Арцис Н. Х., Холоднов В. А.* // РиЭ. 1984. Т. 29. № 1. С. 151—159.
- [22] *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1977. 832 с.
- [23] *Kane O. E.* // J. Phys. Chem. Sol. 1959. Vol. 12. N 2. P. 181—188.
- [24] *Осипов В. В., Холоднов В. А.* // ФТП. 1987. Т. 20. Вып. 11. С. 2078—2081.
- [25] *Anderson W. W.* // Infr. Phys. 1977. Vol. 17. N 2. P. 147—164.

Поступило в Редакцию
25 января 1988 г.
