

ВЛИЯНИЕ ИНВЕРСИОННОГО СЛОЯ НА ТУННЕЛЬНУЮ ПОЛЕВУЮ ГЕНЕРАЦИЮ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В МДП СТРУКТУРАХ

Литовский Р. Н.

Теоретически исследовано влияние инверсионного слоя (ИС) на туннельную прозрачность (ТП) при межзонных переходах в полупроводнике МДП структуры при неравновесном обеднении. Показано, что в достаточно узкозонных полупроводниках, когда длина межзонного туннелирования становится соизмеримой с толщиной ИС, ТП ведет себя нетривиально: при увеличении поверхностной плотности ИС ТП сначала возрастает, а затем убывает; с ростом температуры ТП возрастает. Этот эффект приводит к немоноотным зависимостям от времени токов туннельной полевой генерации при образовании ИС в режиме неравновесного обеднения. В частности, на кривых релаксации тока появляется всплеск.

Получены простые аналитические выражения для расчета ТП, приведены численные расчеты тока туннельной генерации для МДП структур с различными параметрами.

1. *Введение.* В данной работе рассматривается влияние инверсионного слоя (ИС) неосновных носителей тока в МДП структуре при неравновесном обеднении на ток полевой генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике, когда основным механизмом токопрохождения является межзонное туннелирование. Диэлектрик МДП структуры считается туннельно непрозрачным, и рассчитывается зависимость нестационарного тока полевой генерации от напряжения, приложенного к полемому электроду МДП структуры, и поверхностной плотности заряда ИС (экспериментальному изучению данного вопроса и, в частности, исследованию кинетики процесса полевой генерации посвящен ряд работ [1-4]).

Образование ИС делает поле в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника неоднородным, и при определенных условиях увеличение поверхностной плотности заряда ИС приводит к увеличению электрического поля вблизи поверхности полупроводника. При этом туннелирование электронов из валентной зоны полупроводника в зону проводимости осуществляется через потенциальный барьер существенно «нетреугольной» формы (рис. 1) и с ростом заряда ИС, когда падение напряжения на ИС становится соизмеримым с шириной запрещенной зоны полупроводника, длина туннелирования уменьшается. Это увеличивает туннельную прозрачность (ТП) и делает ее температурно зависимой: увеличение температуры перераспределяет неосновные носители по глубине ОПЗ (расширяет ширину ИС) за счет увеличения длины экранирования и увеличивает ТП из-за сокращения длины туннелирования.

Далее в приближении ВКБ для модельного полупроводника получено точное выражение для ТП и проведены расчеты полевой и температурной зависимостей ВАХ туннельного тока через ОПЗ полупроводника с учетом ИС. Также приведены упрощенные аналитические выражения для ТП, в частности рассмотрена допустимость описания ИС при расчете туннельного тока в виде поверхностного заряда.

2. *Расчет электрического поля.* Рассмотрим МДП структуру с концентрацией ионизированных доноров N_d в режиме неравновесного обеднения (рис. 1). Потенциал $\varphi(z)$ (в единицах kT/e) описывается уравнением

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = -\frac{1}{l_d^2} [\lambda^2 \exp(-\varphi) + 1], \quad (1)$$

где $l_d = (kT\varepsilon_0\varepsilon_s/e^2N_d)^{1/2}$ — длина экранирования, $\lambda = n_i/N_d$ в равновесии, а при неравновесном обеднении $0 < \lambda < n_i/N_d$ и зависит от полной поверхностной плотности носителей в ИС P , которую мы будем полагать заданной. Интегрируя уравнение (1) обычным образом с учетом $\varphi(w) = 0$, $d\varphi/dz|_w = 0$, получим

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{\sqrt{2}}{l_d} \{\lambda^2 [\exp(-\varphi) - 1] - \varphi\}^{1/2}, \quad (2)$$

$$\frac{\sqrt{2}}{l_d} z = \int_{\varphi_s}^{\varphi} \{\lambda^2 [\exp(-\varphi) - 1] - \varphi\}^{-1/2} d\varphi. \quad (3)$$

Поскольку

$$P = \int_0^w N_d \lambda^2 \exp(-\varphi) dz \quad (4)$$

и с учетом того, что неосновные носители сосредоточены в основном в узком ИС толщиной $z_d \approx l_d \left(\ln \frac{1}{\lambda}\right)^{-1/2}$, в котором потенциал изменяется в пределах $\varphi_s < \varphi < \varphi_d \approx -\ln\left(2 \ln \frac{1}{\lambda}\lambda^2\right)$ и зависит от координаты следующим образом:

$$\varphi(z) = 2 \ln \left[\exp\left(\frac{\varphi_s}{2}\right) + \frac{\lambda}{\sqrt{2} l_d} z \right], \quad (5)$$

при условии $\exp(\varphi_s/2) \ll \lambda z_d / \sqrt{2} l_d$ из (4) следует необходимое соотношение между λ и P

$$\lambda = \frac{P}{\sqrt{2} N_d l_d} \exp\left(\frac{\varphi_s}{2}\right). \quad (6)$$

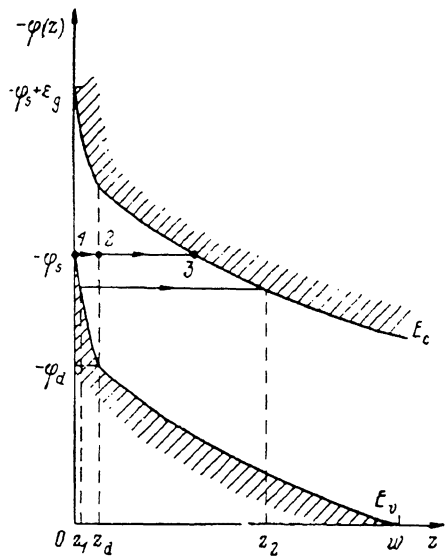


Рис. 1. Зонная диаграмма МДП структуры в режиме неравновесного обеднения при наличии инверсионного слоя.

Потенциал φ_s на поверхности полупроводника находится из уравнения

$$C_{ox} (\varphi_g - \varphi_s) = -\varepsilon_0 \varepsilon_s \frac{\sqrt{2}}{l_d} \{\lambda^2 [\exp(-\varphi_s) - 1] - \varphi_s\}^{1/2}, \quad (7)$$

в котором C_{ox} — удельная емкость диэлектрика, φ_g — потенциал полевого электрода, причем при неравновесном обеднении $\varphi_g < 0$. Полагая $\kappa = \sqrt{2} \varepsilon_s d / \varepsilon_d l_d$ и вводя безразмерную величину поверхностной плотности носителей в ИС $\sigma = P / \sqrt{2} N_d l_d$ при условии $(-\varphi_s) \gg 1$, уравнение (7) с учетом соотношения (6) перепишем в виде

$$\varphi_g - \varphi_s = -\kappa (\sigma^2 - \varphi_s)^{1/2}, \quad (8)$$

откуда получим

$$\varphi_s = \varphi_g - \frac{\kappa^2}{2} + \kappa \left(\frac{\kappa^2}{4} - \varphi_g + \sigma^2 \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Величина σ легко контролируется экспериментально, так как смещение по оси напряжений вольфарадных характеристик при образовании ИС в режиме неравновесного обеднения $\Delta\varphi_g$ равно $\kappa\sigma = eP/C_{ox}$.

3. *Расчет туннельного тока.* Для переходов электронов из валентной зоны полупроводника с плоскости z_1 в зону проводимости ТП равна (см., например, [5])

$$T_r(z_1) = \exp \left\{ -2 \frac{(2m^*kT)^{1/2}}{\hbar} \int_{z_1}^{z_2} [\varepsilon_g + \varphi(z_1) - \varphi(z)]^{1/2} dz \right\}. \quad (10)$$

Здесь ε_g — ширина запрещенной зоны полупроводника E_g в единицах kT . Туннельный ток определяется выражением

$$I_T = eS \int N_v(E) T_r(E) dE, \quad (11)$$

где интегрирование ведется по всем заполненным состояниям валентной зоны, и учтено, что все состояния зоны проводимости (в плоскости z_2) пусты.

Не претендуя на правильный расчет туннельной предэкспоненты, учитывая резкое падение ТП с ростом z_1 (обусловленное уменьшением электрического поля в глубь полупроводника), интеграл (11) можно оценить:

$$I_T \approx DT_r, \quad (12)$$

где ТП T_r равна

$$T_r = \exp(-C_1\Phi). \quad (13)$$

Здесь

$$C_1 = 2l_d (m^*kT)^{1/2}/\hbar, \quad \Phi = \int_0^{\varepsilon_g} \{(\varepsilon_g - y)/[\lambda^2 \exp(-\varphi_s) \exp(-y) - y - \varphi_s]\}^{1/2} dy$$

и введена переменная $y = \varphi - \varphi_s$. Предэкспонента D есть плавная степенная функция потенциала полевого электрода и имеет порядок

$$D \sim \frac{e^2}{3\pi\hbar^2} \left(\frac{2m^*}{E_g} \right)^{1/2} F_s \Delta E S,$$

где F_s — поле на поверхности полупроводника, а ΔE — ширина энергетического интервала распределения электронов, дающих вклад в ток ($\Delta E \sim 0.1$ эВ) [5]. Таким образом, для исследования ВАХ достаточно анализировать поведение экспоненциальной функции T_r .

Подставляя из (6) λ в выражение (13), получим для Φ

$$\Phi = \int_0^{\varepsilon_g} \left[\frac{\varepsilon_g - y}{\lambda^2 \exp(-y) - y - \varphi_s} \right]^{1/2} dy. \quad (14)$$

Поскольку в плоскости z_d $\lambda^2 \exp(-y_d) = -y_d - \varphi_s$, при условии $(-\varphi_s) \gg y_d$ падение напряжения на ИС равно $y_d \approx \ln[\lambda^2/(-\varphi_s)]$. Разбивая интеграл (14) на два (полагая $0 < y_d < \varepsilon_g$), получим

$$\Phi = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_0^{y_d} (\varepsilon_g - y)^{1/2} \exp\left(\frac{y}{2}\right) dy + \int_{y_d}^{\varepsilon_g} \left(\frac{\varepsilon_g - y}{-y - \varphi_s} \right)^{1/2} dy.$$

Физически мы разбиваем путь туннелирования $I-3$ (рис. 1) на две части: $I-2$ — в пределах ИС и $2-3$ — в ОПЗ вне ИС. Если $\varepsilon_g - y_d \gg 1$ (для первого интеграла) и $\varepsilon_g \ll (-\varphi_s)$ (для второго), то нетрудно получить

$$\Phi = \frac{2}{3(-\varphi_s)^{1/2}} (\varepsilon_g - y_d)^{1/2} (\varepsilon_g - y_d + 3). \quad (15)$$

Это приближенное выражение для ТП применимо для большинства экспериментальных ситуаций, поскольку величина барьера ε_g обычно составляет 10–40, а $y_d \ll 3$.

В случае большой высоты барьера для туннелирования $\varepsilon_g - y_d \gg 3$, Φ описывается известным приближением «треугольного» барьера, пониженного на величину падения напряжения на ИС,

$$\Phi = \frac{2}{3 (-\varphi_s)^{1/2}} (\varepsilon_g - y_d)^{3/2}. \quad (16)$$

И, наконец, положив $\varepsilon_g \gg y_d$, 3 , получим наиболее часто используемое приближение «треугольного» барьера, в котором ИС учтен в виде поверхностного заряда [в уравнении (7) для определения φ_s],

$$\Phi = \frac{2}{3 (-\varphi_s)^{1/2}} \varepsilon_g^{3/2}. \quad (17)$$

4. Анализ влияния ИС на ТП. Из выражений (9), (14), (15) следует, что увеличение поверхностной плотности ИС (т. е. рост σ) приводит как к уменьшению

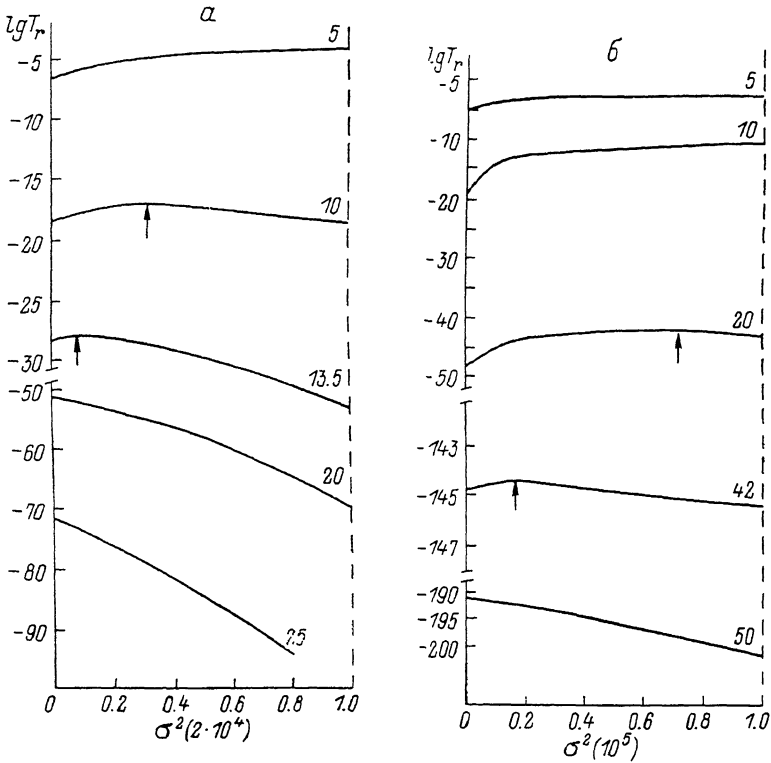


Рис. 2. Зависимость туннельной прозрачности процесса межзонного туннелирования от поверхностной плотности инверсионного слоя, согласно численному расчету по выражениям (13), (14).

$(-\varphi_s) = 10^3$; x : а — 5, б — 1. Числа около кривых — величины ε_g . Стрелками обозначены максимумы на зависимостях.

$(-\varphi_s)$ (т. е. экранировке поля в ОПЗ), так и к уменьшению $\varepsilon_g - y_d$, причем первый фактор увеличивает Φ и уменьшает ТП T_r , а второй, наоборот, увеличивает T_r . Для анализа зависимости $T_r(\sigma)$ при различных ε_g , в том числе в случае $y_d \leq \varepsilon_g$, когда выражение (15) неприменимо, интеграл (14) находился численно (рис. 2). Видно, что при достаточно больших ε_g доминирует эффект экранировки поля и с ростом σ прозрачность T_r , как обычно наблюдается, падает. При уменьшении ε_g ниже некоторой величины ε_g^* зависимость $T_r(\sigma)$ становится немонотонной: с ростом σ T_r сначала растет, а затем падает. Это вызвано доминированием при малых ε_g эффекта сужения барьера для туннелирования из-за падения напряжения на ИС. При малых толщинах диэлектрика и низких N_d немонотонность T_r наблюдается при больших ε_g [с ростом σ $(-\varphi_s)$ уменьшается медленнее].

На рис. 3, а показана рассчитанная зависимость $\varepsilon_g^*(x)$ для нескольких значений $(-\varphi_g)$, что позволяет качественно оценить характер влияния ИС на ТП T_r . Если параметры МДП структуры (ε_g, x) при данном φ_g определяют точку, находящуюся выше соответствующей кривой (рис. 3, а), то образование ИС уменьшает T_r , если ниже, то зависимость $T_r(\sigma)$ проходит через максимум.

На рис. 3, б, в показаны зависимости $T_r(-\varphi_g)$, т. е. фактически ВАХ, рассчитанные по точному выражению (14) (кривая 1) и по приближенному (17) (кривая 2). При $\varepsilon_g=10$ погрешность, определяемая по сдвигу кривых 1 и 2 вдоль оси напряжений, велика (20—40 %), а при $\varepsilon_g=25$ — значительно ниже (4—10 %). Таким образом, указанное приближение оправдано при выполнении с достаточным запасом условия $\varepsilon_g > \varepsilon_g^*$.

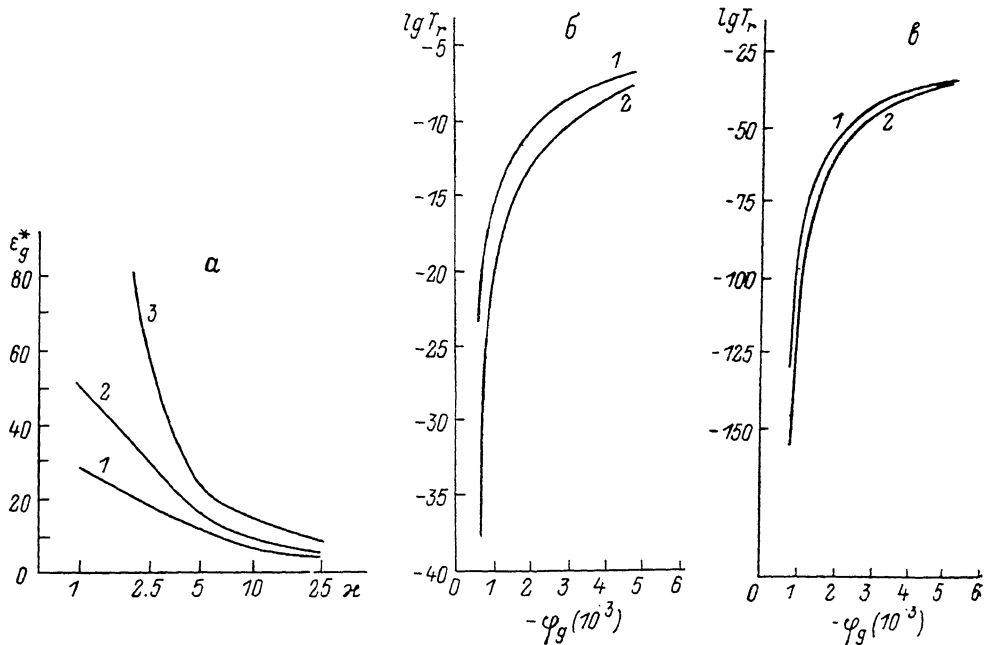


Рис. 3. Оценка применимости приближенных выражений для расчета ТП.

а) зависимость критической ширины запрещенной зоны ε_g^* от параметров МДП структуры $(-\varphi_g)$: 1 — 0.5×10^3 , 2 — $1 \cdot 10^3$, 3 — $5 \cdot 10^3$; б, в) расчет ВАХ туннельного тока при $x=5$, $\sigma=10^2$; ε_g : б — 10, в — 25. 1 — точные выражения (14), 2 — приближенные (17).

5. Температурная зависимость ТП. При отсутствии ИС ($\sigma=0$) поверхностный потенциал $V_s = kT/e\varphi_s$ [из (9)] и ТП T_r [из (14)] явно от температуры не зависят. При наличии ИС такая зависимость имеет место из-за наличия в знаменателе выражения (14) члена $\sigma^2 \exp(-y)$, т. е. заряда неосновных носителей. Рост T приводит к увеличению падения напряжения на ИС и к соответствующему росту T_r . Это видно из выражения (15), в которое входит пониженная высота барьера $E_g - kT \ln[\sigma^2/(-\varphi_s)]$, а, поскольку отношение $\sigma^2/(-\varphi_s)$ от T не зависит, с ростом T пониженная высота барьера падает и T_r растет.

На рис. 4 показано семейство ВАХ $T_r(V_g)$ при различных температурах. Зависимость $T_r(T)$ качественно подобна туннельно-активационному процессу, когда туннелирование сопровождается поглощением фононов, понижающих барьер [6, 7], но отличается тем, что усиливается с ростом поверхностной плотности ИС.

6. Кинетика релаксации неравновесного обеднения. В общем случае при подаче на полевой электрод обедняющего напряжения $V_g(t)$ образование ИС описывается уравнением

$$P = \frac{1}{eS} \int_0^t I_T [P, V_g(t)] dt, \quad (18)$$

в котором при туннельном механизме полевой генерации I_T определяется выражениями (12)–(14), связь между φ_s , P и $V_g(t)$ дается выражением (9). Рассмотрим далее наиболее простой случай при измерении неравновесных ВАХ — релаксацию тока при неравновесном обеднении постоянным напряжением ($V_g = \text{const}$). Тогда (18) легко интегрируется

$$t = eS \int_0^P \frac{dP}{I_T(P)}. \quad (19)$$

Ток $I(t)$, проходящий через МДП структуру, будет равен

$$I(t) = SC_{ox} \frac{d}{dt} \left[V_g - \frac{kT}{e} \varphi_s \right] = I_T \frac{1}{z} \left(-\frac{d\varphi_s}{dt} \right), \quad (20)$$

причем при условии $\varepsilon_d w / \varepsilon_s d \gg 1$ $I(t) = I_T(t)$, так что измеряемый ток равен току туннельной генерации I_T . При монотонно спадающей зависимости $I_T(P)$

уравнение (19) приводит к монотонно спадающей зависимости $I_T(t)$ (см., например, [4]), а при зависимости $I_T(P)$ с максимумом (подобно изображенным на

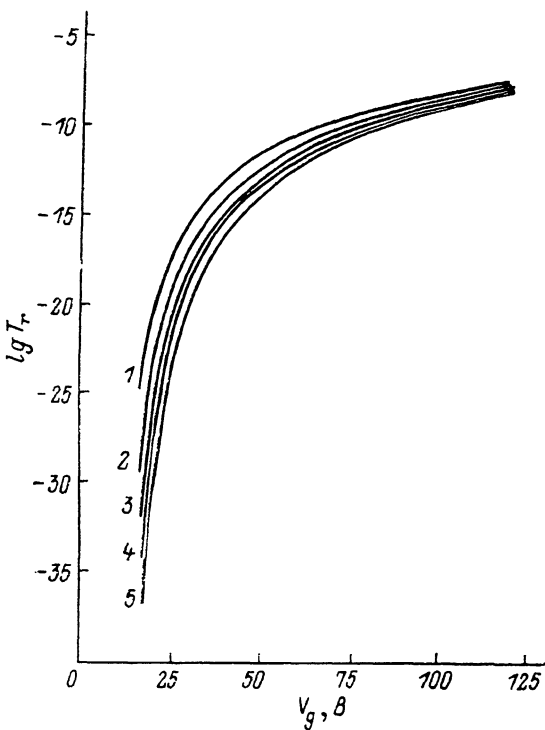


Рис. 4. Температурная зависимость туннельной прозрачности при наличии инверсионного слоя. T , К: 1 — 300, 2 — 200, 3 — 150, 4 — 100, 5 — 50; $E_g = 0.25$ эВ, $z = 5$, $\sigma = 10^2$ при $T = 300$ К.

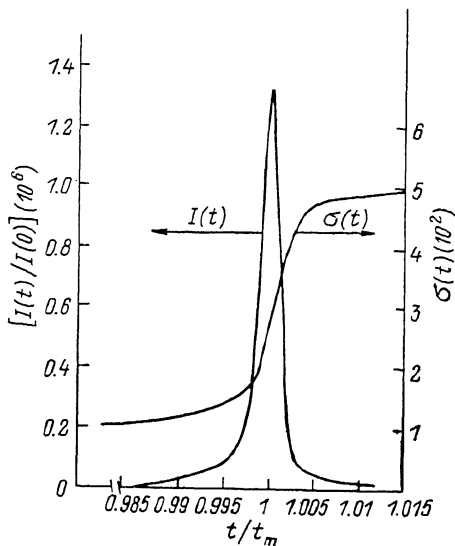


Рис. 5. Кинетика релаксации тока при неравновесном обеднении в МДП структуре с немонотонной зависимостью ТП от поверхностной плотности инверсионного слоя.

рис. 2) на кривой релаксации тока будет резкий всплеск тока в области значений поверхностной плотности ИС P_m , соответствующих максимуму ТП. На рис. 5 показаны нормированные зависимости $I_T(t)$ и $P(t)$, рассчитанные для структуры, соответствующей приведенной на рис. 2, б (кривая $\varepsilon_g = 20$). Максимум тока и скорости накопления ИС возникает через некоторое время $t_m \sim eSP_m / I_T(0, V_g)$, причем с ростом ε_g t_m значительно возрастает, а отношение $I(P_m) / I(0)$ убывает.

Зависимость высокочастотной емкости $C(t)$ задается неравновесной шириной ОПЗ $w(t) = l_d (2\varphi_s(t))^{1/2}$ и качественно подобна зависимости $\sigma(t)$.

7. *Применимость полученных результатов.* При выводе выражения (14) для ТП предполагалось, что пространственное распределение неосновных носителей является бoльцмановским (см. [1]). Это справедливо при не слишком

малых температурах, когда $kT \gg E_0$, где $E_0 \simeq (\hbar^2 e^2 F_s^2 / m_z)^{1/2}$ — энергия 1 квантовой подзоны [8], $F_s = \frac{kT}{e} \frac{w}{l_d^2}$ — поле на поверхности полупроводника. При наличии квантования (14) остается справедливым при условии малости ширины области локализации квантового двумерного газа z_0 для 1 подзоны (по сравнению с классической шириной ИС z_d), т. е.

$$\frac{E_0}{eF_s} \ll \frac{l_d}{\left(\ln \frac{1}{\lambda}\right)^{1/2}}, \quad (21)$$

где λ определено выражениями (6), (9). При характерных значениях параметров $N_d \simeq 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $P \simeq 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $T = 100 \text{ К}$, $m_z \simeq 0.1 m_e$, $V_g = 10 \text{ В}$, $x = 1$ имеем $l_d \simeq 10^{-5} \text{ см}$, $\varepsilon \simeq 10^2$, $F_s \simeq 10^5 \text{ В/см}$, $E_0 \simeq 20 \text{ мэВ}$, $z_0 \simeq 20 \text{ \AA}$ и $z_d \simeq l_d \left(\frac{|\varphi_g|}{2} - \frac{x\varepsilon}{2} - \ln \varepsilon \right) \simeq 60 \text{ \AA}$, причем с ростом ε z_d возрастает и условие $z_0 \ll z_d$ выполняется. В полупроводнике с малой m_z и при более низких температурах учет квантования необходим [8].

Рассмотренный эффект увеличения ТП при образовании ИС должен проявляться в узкозонных полупроводниках при доминировании туннельного механизма генерации неосновных носителей (например, по сравнению с ударной ионизацией, термической генерацией и т. д.). При этом на начальном этапе неравновесных процессов всегда происходит перезарядка поверхностных состояний и глубоких примесных центров в ОПЗ полупроводника, на которую затем накладывается рассмотренный процесс туннельной генерации с образованием ИС. Нетрудно также обобщить результаты работы на случай туннельно-активационного процесса, когда электроны термически активируются на поверхностные состояния, а затем туннелируют в зону проводимости полупроводника через пониженный потенциальный барьер [7]. Такая ситуация, по-видимому, реализовалась в эксперименте в работе [1], где исследовались генерационные процессы в МДП структурах на InSb и установлен эффект увеличения тока полевой генерации при образовании ИС, рассмотренный в настоящей работе.

В заключение автор благодарит А. В. Саченко за полезную дискуссию и Т. Е. Руденко за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Курышев Г. Л., Халиуллин Н. И., Постников К. О. — ФТП, 1981, т. 15, в. 4, с. 654—658.
- [2] Бьюков Л. А., Гергель В. А., Соляков А. Н. — Микроэлектрон., 1980, т. 9, в. 2, с. 107—113.
- [3] Руденко Т. Е., Садовничий А. А., Назаров А. Н., Лысенко В. С. — Поверхность, 1986, № 6, с. 61—68.
- [4] Литовский Р. Н., Лысенко В. С., Назаров А. Н., Руденко Т. Е. — Микроэлектрон., 1987, т. 16, в. 5, с. 427—435.
- [5] Туннельные явления в твердых телах / Под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста. Пер. с англ. под ред. В. И. Переля. М., 1973. 419 с.
- [6] Далидчик Ф. И. — ЖЭТФ, 1978, т. 74, в. 2, с. 472—482.
- [7] Литовский Р. Н., Лысенко В. С., Назаров А. Н., Руденко Т. Е. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 1989—1997.
- [8] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем / Пер. с англ. под ред. Ю. В. Шмарцева. М., 1985. 415 с.