

ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ, ВЫЗЫВАЕМАЯ ПЕРЕЗАРЯДКОЙ ЦЕНТРОВ НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОПОЛЯРНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Климовская А. И., Прима Н. А.

Теоретически исследуются условия возбуждения и распространения бегущей волны перезарядки центров захвата, расположенных на границе раздела диэлектрик—монополярный полупроводник. Показано, что волна может возбуждаться при условии дрейфа носителей тока в полупроводнике (начиная с некоторой пороговой величины тянущего электрического поля), а также при условии, что время захвата свободного носителя центром мало по сравнению с временем выброса.

Возникающая волна распространяется вдоль границы раздела со скоростью, значительно меньшей скорости дрейфа носителей. Частота колебаний также мала по сравнению с обратными временами захвата электрона на центр τ_c^{-1} и максвелловской релаксации τ_M^{-1} . Волна затухает в обе стороны от границы. В глубь полупроводника она проникает благодаря диффузии, что приводит к дополнительным потерям, которые могут стать основными при исходном обогащающем изгибе зон у поверхности полупроводника. Напротив, обедняющие изгибы зон способствуют возбуждению неустойчивости.

Введение. Рассмотрен дрейф носителей тока (далее для определенности — электронов) в монополярном полубесконечном полупроводнике, на поверхности которого, граничащей с диэлектриком, находятся центры захвата. Концентрация и положение центров в запрещенной зоне таковы, что они легко захватывают электрон и медленно отдают. Начиная с некоторой пороговой величины тянущего электрического поля в рассматриваемой системе могут возбуждаться волны перезарядки центров, представляющие собой бегущие волны объемного заряда.

Исследуемая неустойчивость близка к другим типам дрейфовых неустойчивостей [1-7] в полупроводниках, в частности, она имеет место при положительной дифференциальной проводимости. Ее отличие состоит в том, что волна связана с центрами захвата на границе раздела полупроводник—диэлектрик и должна быть локализована вблизи нее. Затухание волны в глубь полупроводника приводит к дополнительным потерям. Исходный изгиб зон влияет на эту часть потерь. В случае обогащения, когда поле области пространственного заряда прижимает электроны к поверхности, диффузия в объем велика, и такие потери могут стать основными. При обедняющем изгибе зон они уменьшаются и могут быть даже отрицательными, что способствует возбуждению неустойчивости.

1. Основные уравнения

Будем считать, что полупроводник занимает полупространство $y \geq 0$. На его поверхности $y=0$ расположены центры захвата с концентрацией N и степенью заполнения f_0 , а в направлении x приложено электрическое поле E_{x0} и течет стационарный ток i_{x0} . В области $y \leq 0$ находится диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , диэлектрическая проницаемость полупроводника ϵ_2 .

Исследуем поведение малых флуктуаций степени заполнения ловушек f_1 , концентрации электронов n_1 и напряженности электрического поля E_{x1} , E_{y1} .

считая их пропорциональными $e^{i(kx-\omega t)}$. Для этого запишем линеаризованные по флуктуации уравнения Максвелла, непрерывности потока электронов \mathbf{j} и уравнение, определяющее изменение во времени заполнения ловушек,

$$\text{rot } \mathbf{E}_1 = 0, \quad (1)$$

$$\text{div } \mathbf{E}_1 = -4\pi en_1 \varepsilon_2^{-1} \Theta(y), \quad (2)$$

$$-i\omega n_1 + \text{div } \mathbf{j}_1 = 0, \quad (3)$$

$$Nf_1(i\omega - \tau^{-1}) = -V^+ n_{1s}. \quad (4)$$

Здесь

$$\mathbf{j} = -n\mu \mathbf{E} - \nabla(Dn), \quad (5)$$

$\Theta(y)$ — ступенчатая функция, μ и D — соответственно подвижность и коэффициент диффузии электронов проводимости, S^+ — скорость захвата свободного электрона центром на поверхности, $V^+ = S^+(1-f_0)$, $n_{1s} = n_1(y=0)$, τ_b — время ухода с центра, $\tau = \tau_b(1-f_0)$, в стационарном состоянии $Nf_0 = \tau_b V^+ n_{0s}$.

Ищем решения уравнений (1)–(3), затухающие по координате y , граничные условия для них получены стандартным способом и имеют вид

$$E_{x1}(+0) = E_{x1}(-0), \quad (6)$$

$$\varepsilon_2 E_{y1}(+0) = \varepsilon_1 E_{y1}(-0) = 4\pi e(Nf_1), \quad (7)$$

$$j_{y1}(0) = i\omega(Nf_1). \quad (8)$$

В диэлектрике вопрос о затухании флуктуации решается просто. Свободные носители здесь отсутствуют, а поле \mathbf{E}_1 убывает по закону

$$\mathbf{E}_1(y) = \mathbf{E}_1(0) e^{ky}, \quad y \leq 0. \quad (9)$$

В полупроводнике поведение флуктуации зависит от ряда обстоятельств. Во-первых, в реальных образцах вблизи поверхности имеется изгиб зон $\varphi(y)$, и поэтому стационарная концентрация $n_0(y) = n_0(\infty) e^\varphi$ резко зависит от y . Кроме тянущего поля E_{x0} , в таком образце вблизи поверхности имеется сильное поле

$$E_{y0}(y) = -\frac{D_0}{\mu_0} \frac{d\varphi}{dy} = -\frac{D_0}{\mu_0} \left(\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dy} \right). \quad (10)$$

Во-вторых, одним из основных свойств дрейфовых неустойчивостей является то, что они возникают, начиная с некоторого порогового значения поля E_{x0} (сильный дрейф). Поэтому важен вопрос о разогреве электронов, он оказывается одним из основных. Как и в полупроводнике с ловушками в объеме [6, 7], разогрев и связанный с ним термоток превращают слабо затухающую волну перезарядки ловушек в нарастающую. Для характеристики разогрева введем эффективную температуру $T = T_0 + T_1(x, y, t)$. Здесь T_1 — флуктуация, которую определим, решая совместно с (1)–(4) уравнение баланса тепла (после линеаризации)

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt}(nT) + \text{div } \mathbf{Q} + e\mathbf{E} \cdot \mathbf{j} + \frac{n(T - T_p)}{\tau_e(T)} = 0, \quad (11)$$

в котором \mathbf{Q} — поток тепла, T_p — температура решетки, τ_e — время остывания, $L_e = \sqrt{D\tau_e}$ — длина остывания электронов.

В качестве граничного условия выберем $Q_{y0}(y=0) = 0$, что эквивалентно пренебрежению охлаждением электронов из-за захвата их на ловушки (а также за счет других механизмов потери энергии на поверхности). Для этого необходимо, чтобы V^+ была меньше тепловой скорости электронов [8], а точнее, $V^+ L_{e0} D_0^{-1} \ll 1$. В нашей задаче это требование соответствует условию $\tau_{e0} \tau_k^{-1} \ll \ll \alpha_R L_{e0}$. Баланс тепла в стационарном состоянии имеет вид

$$\mathcal{E}_{x_0}^2 = (T_0 - T_p) T_0^{-1}. \quad (12)$$

Безразмерное поле $\mathcal{E}_{x_0} = \mu_0 E_{x_0} L_{\epsilon_0} D_0^{-1}$ в дальнейшем наряду с L_{ϵ_0} или τ_{ϵ_0} описывает разогрев. Видно, что всегда $\mathcal{E}_{x_0}^2 \leq 1.0$.

Итак, флуктуация в полупроводнике характеризуется величинами E_1 , n_1 , T_1 , поведение которых определяя совместно с граничными условиями уравнения (1)–(3), (11). Ответ на вопрос об устойчивости системы относительно малых флуктуаций дает дисперсионное уравнение [зависимость $\omega(k)$], которое можно получить из условия равенства нулю детерминанта (4), (8), если в (8) выразить $j_{y1}(0)$ через Nf_1 , n_{1s} . Полезно несколько изменить форму записи $j_{y1}(0)$. Для этого проинтегрируем (3) по y , считая, что флуктуация на ∞ уже затухла. Тогда

$$j_{y1}(0) = -i\omega \int_0^{\infty} n_1(y) dy + ik \int_0^{\infty} j_{x1}(y) dy = \Gamma_1 [-i(\omega + kv_0) + k^2 D_0] - ik\mu_0 \int_0^{\infty} n_0(y) E_{x1}(y) - ik(v_0 b_1 + D_0 i k b_2) \int_0^{\infty} n_0(y) \left(\frac{T_1}{T_0}\right) dy \equiv i\omega(Nf_1). \quad (13)$$

Здесь $\Gamma_1 = \int_0^{\infty} n_1(y) dy$, $v_0 = \mu_0 E_{\tau_0}$ — скорость дрейфа, $b_1 = T_0 \mu'_0 \mu_0^{-1}$, $b_2 = T_0 D_0' D_0^{-1} = 1 + b_1$, μ'_0 — производная по температуре. Далее удобно использовать Γ_1 вместо n_{1s} . Полагая $\Gamma_1 = n_{1s} \alpha^{-1}$, вводим своего рода глубину затухания для $n_1(y)$, которая может быть комплексной: $\alpha = \alpha_R(1 - iQ)$. Обозначив $V^+ \alpha_R = \tau_k^{-1}$, вместо (4) получим

$$(Nf_1) \left(i\omega - \frac{1}{\tau} \right) = -\Gamma_1 \frac{\alpha - iQ}{\tau_k}, \quad (14)$$

где τ_k играет роль времени захвата свободного электрона на центр. Форма записи (13), (14) имеет очевидный физический смысл, она позволяет во многих случаях, даже когда точное решение для флуктуации неизвестно, с достаточной степенью точности выразить интегралы в (13) через Nf_1 , Γ_1 .

2. Прямые зоны

Отправной точкой нашего исследования выберем простой случай, когда изгиб зон в полупроводнике в стационарном состоянии отсутствует. Тогда поставленная задача математически решается точно, что наиболее интересно. Действительно, уравнения для E_1 , n_1 , T_1 представляют собой в этом случае систему трех дифференциальных уравнений второго порядка с постоянными коэффициентами

$$\frac{d^2 E_{x1}}{dy^2} - k^2 E_{x1} = -4\pi e \epsilon_2^{-1} (ikn_1), \quad (15)$$

$$D_0 \frac{d^2 n_1}{dy^2} - n_1 \left[D_0 k^2 + \frac{\kappa_1 - i(\omega + kv_0)\tau_M}{\tau_M} \right] + b_2 D_0 n_0 \left[\frac{d^2}{dy^2} \left(\frac{T_1}{T_0} \right) - k^2 \left(\frac{T_1}{T_0} \right) \right] + (ikb_1) n_0 \mu_0 E_{x0} (T_1 T_0^{-1}) = 0, \quad (16)$$

$$L_{\epsilon_0}^2 \frac{d^2}{dy^2} \left(\frac{T_1}{T_0} \right) - \left(\frac{T_1}{T_0} \right) \left[k^2 L_{\epsilon_0}^2 + \frac{A_0}{\epsilon_2/2 + b_1} - i \left(1 + \frac{b_2}{\epsilon_2/2 + b_1} \right) kv_0 \tau_{\epsilon_0} \right] + 2\mathcal{E}_{x1} \mathcal{E}_{x0} (\epsilon_2/2 + b_1)^{-1} + i \left(\frac{n_1}{n_0} \right) (\epsilon_2/2 + b_1)^{-1} [kv_0 - \omega b_2] \tau_{\epsilon_0} = 0. \quad (17)$$

Здесь τ_M — время максвелловской релаксации:

$$\tau_M = \epsilon_2 (4\pi e n_0 \mu_0)^{-1}, \quad A_0 = 1 - \mathcal{E}_{x0}^2 [b_1 + T_0 \tau'_{\epsilon_0} \tau_{\epsilon_0}^{-1}]. \quad (18)$$

Точные решения системы (15)–(17) просты, однако громоздки, поэтому запишем их в упрощенном варианте. Ясно, что флуктуация T_1 максимальна в ус-

ловиях локального приближения ($kL_{e0} \ll 1$, $\omega \tau_{e0} \ll 1$, $\tau_{e0} \ll \tau_M$, τ_k), когда она успевает следить за флуктуацией поля. В этом случае

$$T_1 T_0^{-1} \simeq 2\mathcal{E}_{x1} \mathcal{E}_{x0} A_0^{-1}. \quad (19)$$

Подставляя T_1 в (16), найдем, что при $b_1=0$ уравнение (16) отщепляется и флуктуация концентрации $n_1(y) = n_{1e} e^{-\alpha_3 y}$ затухает на длине α_3^{-1} , где

$$\alpha_3^2 = k^2 + [1 - i(\omega + kv_0)\tau_M] L_M^{-2}. \quad (20)$$

Мы получили важный результат. Параметр α_3 комплексен, а это значит, что волна затухает в глубину с колебаниями. Как будет показано далее, неустойчивы низкочастотные флуктуации $\omega \tau_M \ll 1$ при условии $kv_0 \tau_M \gg 1$, поэтому такой характер затухания обусловлен дрейфом электронов. Видно также, что $\text{Im } \alpha_3 < \text{Re } \alpha_3$. Представим $\alpha_3(k, v_0)$, как и ранее, в форме $\alpha_3 = \alpha_{3R}(1 - iQ)$. Тогда $Q(k, v_0) < 1$, что далее важно.

Решение уравнения (15) запишем в общем виде

$$E_{x1}(y) = i \frac{2\pi e}{\varepsilon_2} \left[\frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} (Nf_1) e^{-ky} + \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} e^{-ky} \int_0^\infty n_1(y') e^{-ky'} dy' + \right. \\ \left. + e^{-ky} \int_0^y n_1(y') e^{ky'} dy' + e^{ky} \int_y^\infty n_1(y') e^{-ky'} dy' \right]. \quad (21)$$

Видно, что часть поля E_{x1} , создаваемая флуктуацией заряда на ловушках Nf_1 , спадает на длине k^{-1} , а создаваемая зарядом подвижных электронов — на обеих длинах k^{-1} , α_3^{-1} . То же относится и к E_{y1} , согласно (1), $ikE_{y1} = dE_{x1}/dy$.

Приведенные результаты справедливы и при других значениях b_1, k . Однако есть и отличия. Одно из них состоит в том, что при $b_1=0$ флуктуация существует только благодаря диффузии (в отличие от объема!). Действительно, полагая в (16) $b_1=0$, $D_0 \rightarrow 0$, получаем $\alpha_3^2 \rightarrow \infty$, $n_1 \rightarrow 0$, соответственно флуктуация не может возникнуть. Напротив, при $b_1 \neq 0$ флуктуация существует и в случае $D_0=0$, однако этот факт не меняет принципиальных выводов.

Подставив решения, полученные для n_1, E_1, T_1 , в (13), преобразуем его к виду

$$(Nf_1)[i\omega - (1 + i\psi)\tau_M^{-1}] + \Gamma_1[i\omega + ikv_0 - k^2 D_0 - (1 + i\psi)\tau_M^{-1}] = 0. \quad (22)$$

Здесь введено

$$\tau_{M1} = \tau_M \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_2}, \quad \frac{\psi}{kv_0 \tau_{e0}} \equiv \varphi \simeq \frac{2b_2}{A_{11} + k^2 L_{e0}^2 (\frac{1}{2} + b_1)}. \quad (23)$$

Разогрев в (22) входит через параметр ψ и важен только в первых скобках (напомним, что $\omega \tau_M \ll 1$). Выражение для ψ записано здесь с учетом зависимости от kL_{e0} . Оно несколько упрощено, общая запись приведена далее.

Приравняв детерминант (14), (22) нулю, приходим к дисперсионному уравнению

$$\omega^2 + \omega(a_{1R} - ib_{1R}) + (a_{2R} - ib_{2R}) = 0, \quad (24)$$

в котором

$$a_{1R} = kv_0 + Q\tau_k^{-1} - \psi\tau_M^{-1}, \\ b_{1R} = -[k^2 D_0 + \tau^{-1} + \tau_k^{-1} + \tau_M^{-1}], \\ a_{2R} = -\frac{1}{\tau} \left[k^2 D_0 + \frac{1}{\tau_M} + \frac{\tau}{\tau_k} \frac{1 + \psi Q}{\tau_{M1}} \right], \\ b_{2R} = -\frac{kv_0}{\tau} + \frac{\psi - Q}{\tau_k \tau_{M1}} + \frac{\psi}{\tau \tau_M}.$$

Неустойчивость имеет место, если $\text{Im } \omega > 0$. Исследование корней дисперсионного уравнения показывает, что только один из них (назовем этот корень ω_2) может иметь положительную мнимую часть при условии

$$b_{1R}(a_{1R} b_{2R} - a_{2R} b_{1R}) - b_{2R}^2 \leq 0. \quad (25)$$

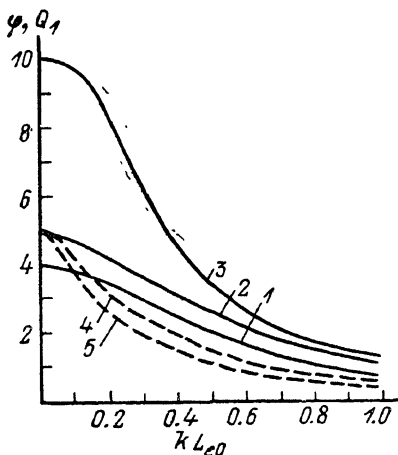
Анализируя далее критерий (25), находим, что он выполняется начиная с некоторого порогового значения поля E_{x0} и только в том случае, если между характерными временами соблюдаются соотношения

$$\tau_{\varepsilon 0} \ll (\tau_M, \tau_k) \ll \tau, \quad \tau_{\varepsilon 0} / \tau_M \tau_k \equiv \beta > 1. \quad (26)$$

Введем $x^2 = k^2 L_{\varepsilon 0}^2$ и запишем (25) в упрощенном виде, учитывающем иерархию времен (26):

$$x^4 + x^2 \beta \left[1 - \mathcal{E}_{x0}^2 (\varphi - Q_1) \left(1 + Q_1 \frac{\tau_{\varepsilon 0}}{\tau_k} \right) \right] + \beta \left(\frac{\tau_{\varepsilon 1}}{\tau_M} + \frac{\tau_{\varepsilon 0}}{\tau_k} \right) \leq 0. \quad (27)$$

Написанное условие отличается от соответствующего критерия для волн перезарядки ловушек в объеме зависимостями $\varphi(k, v_0)$ и $\tau_k(k, v_0)$, а также присутствием $Q_1 = Q(kv_0 \tau_{\varepsilon 0})^{-1}$, что связано с затуханием волны в глубь полупроводника. Покажем, что последнее обстоятельство затрудняет возбуждение неустойчивости. Первоначально найдем из (27) $(E_{x0})_{\min}$ и диапазон x , для которых имеет место неустойчивость, не обращая на этом первом этапе внимания на то, что φ , τ_k и Q_1 сами зависят от x . Введем $\gamma = (\varphi - Q_1) \left(1 + Q_1 \frac{\tau_{\varepsilon 0}}{\tau_k} \right)$. Если $\gamma > 1$, то квад-



Зависимость φ (сплошные) и Q_1 (штриховые кривые) от $kL_{\varepsilon 0}$.

b_1 : 1 - 0; 2, 3 - 1.5; A: 1, 3 - 0.5; 2 - 1.0; $\tau_{\varepsilon 0} \tau_M^{-1}$: 4, 5 - 0.1; \mathcal{E}_{x0}^2 : 4 - 0.5; 5 - 1.0.

ратное относительно x^2 уравнение (27) имеет два положительных корня — x_1^2 и x_2^2 . Из условия $x_1^2 = x_2^2$ (начало неустойчивости) получаем

$$(\gamma \mathcal{E}_{x0}^2 - 1)_{\min} \approx 2 \sqrt{\tau_{\varepsilon 0} (\tau_M^{-1} + \tau_k^{-1})} \beta^{-1} \ll 1, \quad (28)$$

$$x_1^2 = x_2^2 = x_c^2 = \frac{\beta}{2} (\gamma \mathcal{E}_{x0}^2 - 1)_{\min} = \sqrt{\beta \tau_{\varepsilon 0} (\tau_M^{-1} + \tau_k^{-1})}. \quad (29)$$

При превышении полем E_{x0} критического значения возникает диапазон неустойчивых x ($x_m \leq x \leq x_M$), который быстро расширяется и может включать в себя значения x , не только меньшие, но и большие единицы:

$$x_M^2 \approx \beta (\gamma \mathcal{E}_{x0}^2 - 1), \quad x_m^2 \approx \tau_{\varepsilon 0} (\tau_M^{-1} + \tau_k^{-1}) (\gamma \mathcal{E}_{x0}^2 - 1)^{-1}. \quad (30)$$

Введем диффузионные длины $L_{M,k}^2 = D_0 \tau_{M,k}$. Видно, что $k^2 L_{M,k}^2 \gg 1$ и, согласно (30), возбуждаются волны с $kL_{M,k} \gg 1$ при $kv_0 \tau_{M,k} \gg 1$.

Теперь вернемся к коэффициенту γ . На рисунке, где изображены φ и Q_1 , показано, что условие $\gamma > 1$ выполняется далеко не всегда. При $kL_{\varepsilon 0} \gg 1$ мала флуктуация T_1 , а связанная с ней величина φ , напротив, для крупномасштабной флуктуации (она проникает глубоко и в объем) велики потери, описываемые Q_1 . Следовательно, требование $\gamma(k, v_0) > 1$ может стать основным условием возбуждения неустойчивости. Здесь ограничимся проведенным выше исследованием (27), строгий его анализ в каждом конкретном случае требует численного счёта.

Определим частоту и скорость распространения незатухающих волн. Решение ω_2 приближенно можно представить в виде

$$\omega_2 \approx (a_{2R} - ib_{2I}) (a_{1R} - ib_{1I})^{-1}, \quad (31)$$

$$\operatorname{Re} \omega_2 \simeq [\tau_M \tau_k (k \mu_0 E_{x0})]^{-1}, \quad (32)$$

$$v \simeq -v_0 [\tau_M \tau_k (k \mu_0 E_{x0})^2]^{-1}. \quad (33)$$

Видно, что частота и скорость распространения волны малы: первая — по сравнению с τ_M^{-1} , τ_k^{-1} , а вторая — по сравнению со скоростью дрейфа v_0 . Несколько необычна обратно пропорциональная зависимость ω и v от k .

3. О б щ и й с л у ч а й

В разделе 2 мы установили, что глубина затухания волны в полупроводник меньше L_M , в связи с этим важно выяснить роль исходного изгиба зон. В полупроводнике с изгибом зон у поверхности также можно преобразовать (13) к виду, подобному (22). Для этого проинтегрируем по y уравнение баланса тепла, что позволит вычислить последний интеграл в (13), для E_{x1} используем решение (21), а слагаемое, описывающее разогрев электронов поперечным током, представим в виде

$$J = \int_0^{\infty} j_{y1}(y) E_{y0}(y) dy = \frac{D_0}{\mu_0} j_{y1}(0) (\delta_1 + i\delta_2). \quad (34)$$

В результате получим

$$(Nf_1) [i\omega (a_1 + ia_2) - (1 + i\psi) \tau_{Mk}^{-1}] + \Gamma_1 \{i\omega [1 + b_2(a_3 + ia_4)] + ikv_0(1 - a_3 - ia_4) - k^2 D_0 - (1 + i\psi) \tau_{Mk}^{-1} (a_5 + ia_6)\} = 0, \quad (35)$$

где

$$\frac{1}{\tau_{Mk}} = \frac{1 - 2\mathcal{E}_{x0}^2 a_{41}}{\tau_{M1k}}, \quad \frac{1}{\tau_{M1k}} = \frac{4\pi e \mu_0}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} k \int_0^{\infty} e^{-ky} n_0(y) dy,$$

$$a_1 + ia_2 = 1 + (a_3 + ia_4)(b_2 + \delta_1 + i\delta_2),$$

$$a_3 + ia_4 = (x^2 b_2 - ix \mathcal{E}_{x0} b_1) [A_0 + x^2 (5/2 + b_1) - ix \mathcal{E}_{x0} (7/2 + 2b_1)]^{-1},$$

$$\varphi = 2a_3 [x^2 (1 - 2\mathcal{E}_{x0}^2 a_{41})]^{-1}, \quad a_4 = x \mathcal{E}_{x0} a_{41},$$

$$a_5 + ia_6 = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2\varepsilon_2} \frac{\int_0^{\infty} e^{-ky} n_0(y) dy \left[\int_0^y e^{k\tilde{y}} n_1(\tilde{y}) d\tilde{y} + \int_y^{\infty} e^{2ky - k\tilde{y}} n_1(\tilde{y}) dy \right]}{\left(\int_0^{\infty} e^{-ky} n_0(y) dy \right) \left(\int_0^{\infty} n_1(y) dy \right)} +$$

$$+ \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2\varepsilon_2} \frac{\int_0^{\infty} e^{-ky} n_1(y) dy}{\int_0^{\infty} n_1(y) dy}.$$

Здесь записаны общие выражения. Коэффициенты $a_3, a_4 < 1$ всегда, поэтому в фигурных скобках (35) пренебрегаем разогревом. Поскольку a_5, a_6 не больше нескольких единиц, соответствующее (35) выражение практически совпадает с (22). Итак, отличие общего случая от ситуации прямых зон заключено в величинах a_1, a_2, Q , к расчету которых переходим.

Точные решения уравнений для флуктуации в этом случае найти не удастся. Поэтому, для того чтобы получить представление о поведении $n_1(y)$, сделаем ряд упрощений. Конечно, нет оснований считать, что разогрев будет всегда слабо (как в случае прямых зон) влиять на поведение $n_1(y)$, однако и нет оснований ожидать, что он станет определяющим, поэтому отбросим в (3) разогрев. Оставшееся уравнение имеет вид

$$D_0 \frac{d^2 n_1}{dy^2} + \nu_0 E_{y0} \frac{dn_1}{dy} - n_1 \left[k^2 D_0 - i(\omega + kv_0) + \left(2 \frac{n_1(y)}{n_{1\infty}} - 1 \right) \frac{1}{\tau_{M\infty}} \right] + \nu_0 E_{y1} \frac{dn_1}{dy} = 0, \quad (36)$$

где $\tau_{M\infty}$ — время релаксации в объеме. Мнимость в коэффициентах (36) связана (как и ранее!) с дрейфом электронов. Важно, что (36) неоднородно.

В случае обедняющего изгиба зон поле E_{y0} изменяется плавно [9] на большой длине $L = L_{M\infty} \sqrt{-2\varphi_s}$, соответственно коэффициенты (36) меняются плавно, поэтому решения однородного уравнения могут быть найдены методом ВБК

$$\psi_{1,2}(y) = \exp \left[- \int_0^y \beta_{1,2}(\tilde{y}) d\tilde{y} \right], \quad \text{где}$$

$$\beta_{1,2} \simeq \left(\frac{\nu_0 E_{y0}}{2D_0} \right) \pm \sqrt{\left(\frac{\nu_0 E_{y0}}{2D_0} \right)^2 + k^2 - \frac{ikv_0}{D_0} + \left(2 \frac{n_1}{n_{1\infty}} - 1 \right) \frac{1}{L_{M\infty}^2}}. \quad (37)$$

Тогда полное решение (36) имеет вид

$$n_1(y) = \psi_1(y) \left[n_{1s} + \int_0^{\infty} \psi_1(\tilde{y}) P(\tilde{y}) d\tilde{y} - \int_0^y \psi_2(\tilde{y}) P(\tilde{y}) d\tilde{y} \right] - \psi_2(y) \int_y^{\infty} \psi_1(\tilde{y}) P(\tilde{y}) d\tilde{y}, \quad (38)$$

$$P(\tilde{y}) = -(n_0 \nu_0 E_{y1}) (D_0 \psi_1 \psi_2)^{-1}.$$

Далее, для того чтобы достичь конечной цели и определить Q , нужно вычислить Γ_1 . Интегрируя (38) и полагая для простоты оценки $E_{y0}(y) \equiv E_{y0}(0)$, получим

$$\Gamma_1 \equiv \frac{n_{1s}}{\alpha_R (1 - iQ)} \simeq n_{1s} \left[\frac{1}{\beta_1} + \left(- \frac{E_{y0}}{E_{x0}} \right) \frac{V^+}{\omega} \frac{1}{k^2 L_{Mk}^2} \frac{kv_0 \tau_{M\infty}}{kv_0 \tau_{M\infty} + i(k^2 L_{M\infty}^2 - 1)} \right]. \quad (39)$$

Второе слагаемое в (39) произошло от неоднородного вида (36) и обусловлено зависимостью $n_0(y)$. Благодаря этой зависимости потери, определяемые $Q(k, \varphi_s)$, при обедняющем изгибе зон уменьшаются, а при $kL_{M\infty} \ll 1$ (крупномасштабная флуктуация) и сильном изгибе зон Q может стать даже отрицательным. Происходит это потому, что теперь не только диффузия, но и поле E_{y0} выносят флуктуацию в глубь полупроводника, роль диффузии уменьшается, зависимость $n_1(y)$ замедляется. Более того, при сильном обеднении $n_1(y)$ может не только убывать, но и нарастать, а затем убывать. В области роста $n_1(y)$ возможности возбуждения волны резко увеличиваются. Более подробно эти результаты изложены в [10].

При обогащающем изгибе зон ψ_1, ψ_2 неточны, тем не менее передают стиль решения $n_1(y)$, анализ которого показывает, что флуктуация $n_1(y) \sim n_{1s} e^{\gamma(\varphi - \varphi_s)}$, где $\gamma \sim 1$, т. е. прижата полем E_{y0} к поверхности и проникает в объем на глубину $\sim L_{M\infty} e^{-\varphi_s/2}$. Резкая, однотипная зависимость ψ_1, ψ_2, P от y не позволяет с достаточной степенью точности вычислить $Q(k, \varphi_s)$ в этом случае. При слабом ($\varphi_s \ll 1$) обогащении $Q(\varphi_s)$ увеличивается. Это обстоятельство, а также то, что при обогащающих изгибах зон уменьшается эффективное время максвелловской релаксации $\tau_{y,k}$, а значит, может нарушиться одно из условий (26) $\tau_{e0} \ll \tau_{y,k}$, являются неблагоприятными факторами для возбуждения неустойчивости.

На основании вышеизложенного относительно поведения $n_1(y)$ можно сделать заключение о характере зависимости $j_{y1}(y)$ и приближенно оценить J . При обогащающем изгибе зон и поле E_{y0} , и поток j_{y1} — быстрые функции (характерная глубина изменения для них $\sim L_{M\infty} e^{-\varphi_s/2}$), поэтому интегрально разогрев электронов в поле E_{y0} пренебрежимо мал [10]. При обедняющем изгибе зон

J тем больше, чем больше характерный масштаб флуктуации k^{-1} , разогрев в поле E_{y0} следует учитывать, начиная примерно с $kL_{M\infty} \sim 1$. Не проводя точных численных вычислений, а определяя только знак δ_1 , можно указать на то, что в случае обеднения разогрев полем E_{y0} в основном происходит в тех же местах, где и разогрев полем E_{x0} , что усиливает влияние разогрева и способствует возбуждению неустойчивости. При обогащающем изгибе зон ситуация обратная [10].

Итак, в разделе 3 показано, что для возбуждения неустойчивости благоприятны обедняющие изгибы зон у поверхности полупроводника.

В заключение авторы выражают благодарность З. С. Грибникову за обсуждение результатов работы и сделанные замечания.

Список литературы

- [1] Константинов О. В., Перель В. И. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 11. С. 3364—3371.
- [2] Константинов О. В., Перель В. И., Царенков Г. В. // ФТТ. 1967. Т. 9. В. 6. С. 1761—1770.
- [3] Грибников З. С., Гулый Е. Г. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 8. С. 1644—1648.
- [4] Саблик В. А. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 12. С. 2309—2318.
- [5] Грибников З. С., Прима Н. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 3. С. 508—512.
- [6] Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 1. С. 149—158.
- [7] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 8. С. 1717—1728.
- [8] Рапба Э. И., Грибников З. С., Кравченко В. Я. // УФН. 1976. Т. 119. В. 1. С. 3—48.
- [9] Пикус Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М., 1965. 448 с.
- [10] Климовская А. И., Прима Н. А. // Препринт ИП АН УССР. Киев, 1989. № 10-89.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получена 23.01.1990
Принята к печати 15.08.1990