

СПЕКТРАЛЬНАЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ $m-s$ -СТРУКТУРЫ

Резников Б. И., Царенков Г. В.

Теоретически исследован спектр внутренней квантовой эффективности $Q(h\nu)$ структуры металл—полупроводник. Рассмотрение проведено в рамках диффузионно-дрейфового приближения. На границе раздела учтены эмиссия электронов и дырок в металл и поверхностная рекомбинация носителей в модели Шокли—Рида, в общем случае нелинейно зависящая от интенсивности падающего излучения.

Выделен характерный масштаб интенсивности I_* , определяющий область, в которой Q не зависит от интенсивности I_i . Масштаб I_* является функцией равновесных концентраций носителей на поверхности, уровня залегания рекомбинационного центра E_t , скоростей рекомбинации на нем, скоростей эмиссии электронов и дырок и дрейфовой скорости электронов у поверхности.

При малых интенсивностях ($I_i/I_* \ll 1$) получено простое аналитическое выражение для $Q(\alpha)$, пригодное для вычисления квантовой эффективности структур на основе широкого класса полупроводниковых материалов. В области ближнего ультрафиолета спектр $Q(h\nu)$ воспроизводит особенности немонотонной зависимости $\alpha(h\nu)$, которые наилучшим образом проявляются при оптимальных значениях концентраций легирующей примеси N_d .

Показано, что вклад нелинейных эффектов в $Q(\alpha)$ наиболее существен при малом легировании ($N_d \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и максимальных α , а величина эффекта определяется значением E_t и в рассмотренном случае Au—*n*-GaAs составляет около 20 %.

Введение. Структуры металл—полупроводник широко используются в качестве фотодетекторов и солнечных элементов. Теоретическое изучение спектральной фоточувствительности Q этих структур имеет продолжительную историю [1–6] и развивалось в направлении уточнения величины потока основных носителей, уходящих в металл.

В модели Гертнера [1] учитывались только рекомбинационные потери неравновесных носителей в квазинейтральной толще и полагался равным нулю поток основных носителей (электронов) на поверхности. Результатом было нефизичное поведение Q при $\alpha L_p \gg 1$, где L_p — диффузионная длина дырок.

В [2, 3] был учтен уход электронов из полупроводника за счет диффузии против поля. Распределение концентрации и поток находились в предположении равенства нулю избыточной концентрации электронов на поверхности Δn_0 . Было достигнуто качественно правильное поведение $Q(\alpha)$ при больших α , однако вопрос об условиях на поверхности остался открытым.

В [4] при том же условии $\Delta n_0 = 0$ и учете рекомбинации носителей в инверсионном слое было получено аналогичное поведение $Q(\alpha)$ при больших α .

В [5] было показано, что предположение $\Delta n_0 = 0$ занижает $Q(\alpha)$ в ультрафиолетовой области. С учетом конечной скорости рекомбинации на поверхности результат [2, 3] был улучшен.

В [6] на основе подхода, сформулированного в [7] (при изучении $I-V$ -характеристики диода Шоттки), была учтена также термоэлектронная эмиссия избыточных электронов и дырок в металл. Было показано, что коротковолновая часть спектра Q в основном обусловлена эмиссионным потоком основных носителей в металл. По сравнению с предыдущими работами здесь граничные условия на поверхности раздела были записаны более корректно. Однако поток рекомбинации, в общем случае нелинейно зависящий от концентрации избыточных носителей, был заменен линейным выражением, справедливым лишь в частных случаях.

Кроме аналитического рассмотрения в рамках диффузионно-дрейфового приближения [1-6] квантовая эффективность $m-s$ -структуры изучалась численно методом Монте-Карло на примере n -GaAs [8]. Был подтвержден вывод [6] о значимости эмиссионного потока электронов в формировании коротковолновой части спектра $Q(h\nu)$ и показано, что доминирующим механизмом потерь в этой области спектра является квазибаллистический транспорт против электрического поля высокоэнергетических фотоэлектронов, термализующихся в процессе их ухода в металл.

Цель данной работы — в рамках диффузионно-дрейфового приближения наиболее корректно учесть процессы на поверхности и, используя строгое выражение для потока рекомбинации, оценить нелинейные эффекты, указать область справедливости линейной теории, дать обозримую формулу, пригодную для вычисления квантовой эффективности структур на основе широкого класса полупроводниковых материалов.

1. Постановка задачи

Рассмотрим $m-s$ -структуру, на полупрозрачную поверхность которой падает монохроматический световой поток (рис. 1). Плотность потока фотонов, вошедших в полупроводник, — I_i . Определение внутренней квантовой эффективности структуры

$$Q = |j_{sc}|/eI_i = |q_p(x) - q_n(x)|/I_i \quad (1)$$

требует вычисления тока короткого замыкания j_{sc} , связанного с разностью потоков дырок $q_p(x)$ и электронов $q_n(x)$. Распределение концентрации электронов $n(x)$ и дырок $p(x)$ находится из уравнений непрерывности

$$\frac{dq_n}{dx} = -U + g(x), \quad (2)$$

$$\frac{dq_p}{dx} = -U + g(x), \quad (3)$$

где потоки в диффузионно-дрейфовом приближении имеют стандартный вид

$$q_n = -D_n \frac{dn}{dx} - \mu_n E n, \quad (4)$$

$$q_p = -D_p \frac{dp}{dx} + \mu_p E p. \quad (5)$$

Здесь U — скорость рекомбинации неравновесных носителей,

$$g(x) = \alpha I_i e^{-\alpha x} \quad (6)$$

— скорость генерации носителей внешним излучением, E — электрическое поле, μ_n , μ_p , D_n , D_p — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок.

Для решения системы (2), (3) относительно концентраций необходимы четыре граничных условия. На поверхности раздела металл—полупроводник будем учитывать рекомбинацию носителей и их эмиссию в металл. Соответствующие граничные условия имеют вид

$$q_n(0) = -q_s - V_n \Delta n(0), \quad (7)$$

$$q_p(0) = -q_s - V_p \Delta p(0), \quad (8)$$

где рекомбинационный поток q_s равен [9]

$$q_s = \frac{s_n s_p (p_0 n_0 - n_i^2)}{s_n (n_0 + n_1) + s_p (p_0 + p_1)}. \quad (9)$$

Здесь $\Delta n(0) = n_0 - n_0^{eq}$, $\Delta p(0) = p_0 - p_0^{eq}$ (n_0^{eq} , p_0^{eq} — равновесные концентрации носителей на поверхности);

$$s_n = \langle \sigma_n v_n \rangle N_s, \quad s_p = \langle \sigma_p v_p \rangle N_s$$

— скорости поверхностной рекомбинации, выраженные через сечения захвата носителей σ_n , σ_p , их скорости v_n , v_p и концентрацию поверхностных уровней N_s ;

$$n_1 = N_c \exp(-E_t/kT), \quad p_1 = N_v \exp\left(-\frac{E_g - E_t}{kT}\right).$$

Скорости эмиссии носителей в металл V_n , V_p будем вычислять в предположении термализации носителей, $V_n = A_n^* T^2 / e N_c$, $V_p = A_p^* T^2 / e N_v$ (A_n^* , A_p^* — эффективные константы Ричардсона).

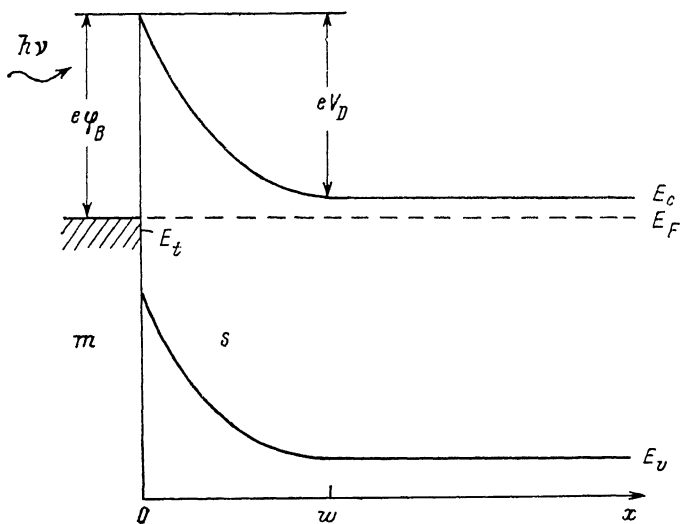


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма $m-s$ -структуры в равновесии.

Из (7)—(9) видно, что связь между потоками и концентрациями на поверхности в общем случае нелинейна. В предельных случаях малых и больших неравновесных концентраций по сравнению с равновесными эти связи становятся линейными.

В глубине материала при $x \rightarrow \infty$ концентрации стремятся к равновесным

$$\Delta n(x \rightarrow \infty) \rightarrow 0, \quad \Delta p(x \rightarrow \infty) \rightarrow 0. \quad (10)$$

2. Распределение концентраций и потоков

2.1. Для решения системы (2)—(5) применим стандартный подход. Разобьем полупроводник на две области — слой объемного заряда $0 < x \leq w$ и квазинейтральную область $x > w$. На границе областей потребуем непрерывности потоков и концентраций.

В квазинейтральной области электрическим полем можно пренебречь, скорость рекомбинации $U = \Delta p / \tau_p$ при низком уровне возбуждения ($\Delta p \ll N_d$). Распределение концентрации описывается простым диффузионным уравнением, решение которого имеет вид

$$\Delta p(x) = \left[\Delta p(w) - \frac{\alpha I_s \tau_p e^{-\alpha w}}{1 - \alpha^2 L_p^2} \right] e^{-(x-w)/L_p} + \frac{\alpha I_s \tau_p e^{-\alpha w}}{1 - \alpha^2 L_p^2} e^{-\alpha(x-w)}, \quad (11)$$

где $L_p^2 = D_p \tau_p$.

Связь $q_p(w)$ с граничной концентрацией $\Delta p(w)$ дается выражением

$$q_p(w) = \frac{D_p}{L_p} \Delta p(w) - \frac{I_i a L_p}{1 + a L_p} e^{-\alpha w}. \quad (12)$$

2.2. В слое объемного заряда из-за малости времени пролета носителей по сравнению с временем жизни будем пренебрегать объемной рекомбинацией. Тогда из (3) и (6) следует решение для потока

$$q_p(x) = q_p(0) + \int_0^x g(x) dx = q_p(0) + I_i (1 - e^{-\alpha x}), \quad (13)$$

а из (5) при известных $q_p(x)$ и $E(x)$ находим распределение $p(x)$ в виде

$$p(x) = e^{-[\Psi(x) - \Psi(0)]} \left[p_0 - \int_0^x \frac{q_p(x')}{D_p} e^{\Psi(x') - \Psi(0)} dx' \right]. \quad (14)$$

Здесь $\Psi(x)$ — безразмерный потенциал, связанный с электрическим полем соотношением $E = -\frac{kT}{e} \frac{d\Psi}{dx}$. Подставив (13) в (14), получим

$$p(x) = e^{-[\Psi(x) - \Psi(0)]} \left\{ p_0 - \frac{L_d}{D_p} e^{\Delta\Psi} [(q_p(0) + I_i) J_1(x) - I_i J_2(x)] \right\}, \quad (15)$$

где $\Delta\Psi = \Psi(w) - \Psi(0) = V_D - V$,

$$J_1(X) = \int_0^X e^{\Psi(x') - \Psi(w)} dx', \quad (16)$$

$$J_2(X) = \int_0^X e^{\Psi(x') - \Psi(w) - \tilde{\alpha} x'} dx', \quad (17)$$

$$X = x/L_d, \quad \tilde{\alpha} = \alpha L_d, \quad L_d = \left(\frac{\epsilon k T}{4\pi e^2 N_d} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Потенциал $\Psi(x)$, входящий в решение (15), должен находиться из решения уравнения Пуассона. В приближении обедненного слоя имеем

$$\Psi(x) - \Psi(w) = -\frac{1}{2} (X - W)^2, \quad W = w/L_d. \quad (19)$$

Из требования непрерывности концентрации и потока (13) на границе с квазинейтральной областью $x=w$ и связи между граничным потоком и концентрацией в квазинейтральной области (12) находим связь между $q_p(0)$ и $\Delta p(0)$:

$$q_p(0) = \frac{D_p}{L_p} J_{11} e^{-V_d + V} \Delta p(0) + \frac{D_p}{L_p} p_n J_{11} (e^V - 1) - I_i \Phi_p, \quad (20)$$

$$\Phi_p = 1 - \frac{e^{-\tilde{\alpha} W}}{1 + a L_p} - \delta, \quad (21)$$

$$\delta = \frac{L_d}{L_p} \left[J_2(W) - J_1(W) \frac{e^{-\tilde{\alpha} W}}{1 + a L_p} \right] J_{11}, \quad (22)$$

$$J_{11} = \left[1 + \frac{L_d}{L_p} J_1(W) \right]^{-1}. \quad (23)$$

Выражение для потока (20) состоит из трех слагаемых. Первое дает вклад в поток из-за неравновесности дырок на поверхности, второе появляется при наличии нагрузки или внешнего напряжения и соответствует инжекции дырок в квазинейтральную толщу ($V > 0$) или их экстракции из толщи ($V < 0$); третье слагаемое есть поток при освещении в отсутствие перечисленных выше

факторов. Соотношение (20) — связь между $q_p(0)$ и $\Delta p(0)$, найденная из решения, она не является граничным условием. Концентрация $\Delta p(0)$ должна находиться из граничных условий (7), (8) с использованием (20). Отметим, однако, что в режиме короткого замыкания ($V=0$) концентрация $\Delta p(0)$ практически не влияет на дырочный поток, который, таким образом, не зависит от условий на поверхности.

2.3. Поступая аналогично, найдем из уравнений (2), (4) распределение концентрации для электронов:

$$n(x) = e^{\Psi(x) - \Psi(0)} \left\{ n_0 - \frac{L_d}{D_n} [(q_n(0) + I_i) J_3(x) - I_i J_4(x)] \right\}, \quad (24)$$

где

$$J_3(X) = \int_0^X e^{-\Psi(x') + \Psi(0)} dx', \quad (25)$$

$$J_4(X) = \int_0^X e^{-\Psi(x') + \Psi(0) - \bar{\alpha}x'} dx'. \quad (26)$$

Электронный поток на поверхности есть

$$q_n(0) = v (\Delta n(0) - \Delta n(w) e^{-V_D + V} - n_0^{eq} (e^V - 1)) - I_i \Phi_n, \quad (27)$$

где

$$\Phi_n = 1 - \frac{J_4(W)}{J_3(W)}, \quad v = \frac{D_n}{L_d J_3(W)}. \quad (28)$$

Выражение (27) содержит слагаемые, связанные с неравновесностью концентраций на границах слоя объемного заряда, внешним напряжением (нагрузкой) и освещением (в отсутствие перечисленных выше факторов). В режиме короткого замыкания ($V=0$) член, пропорциональный $\Delta n(w)$, ничтожен, что означает независимость электронного потока на поверхности от точного значения $\Delta n(w)$. Концентрация на поверхности $\Delta n(0)$, входящая в (27), должна находиться из граничных условий (7), (8).

2.4. Исключая $q_n(0)$ и $q_p(0)$ из (7) и (8), с помощью (20) и (27) получим систему уравнений для избыточных концентраций на поверхности в виде

$$\begin{aligned} \tilde{V}_n \Delta n_0 + q_s(\Delta n_0, \Delta p_0) &= F_n, \\ \tilde{V}_p \Delta p_0 + q_s(\Delta n_0, \Delta p_0) &= -F_p, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \tilde{V}_n &\equiv V_n + v, \quad \tilde{V}_p \equiv V_p + \frac{D_p}{L_p} J_{11} e^{-V_D + V}, \\ F_n &= v n_0^{eq} (e^V - 1) + I_i \Phi_n, \end{aligned} \quad (30)$$

$$F_p = \frac{D_p}{L_p} P_n J_{11} (e^V - 1) - I_i \Phi_p,$$

$$q_s(\Delta n_0, \Delta p_0) = \frac{s_n s_p (p_0^{eq} \Delta n_0 + n_0^{eq} \Delta p_0 + \Delta n_0 \Delta p_0)}{s_n (n_0^{eq} + n_1 + \Delta n_0) + s_p (p_0^{eq} + p_1 + \Delta p_0)}. \quad (31)$$

Вычитая в (29) из первого уравнения второе, получим простую линейную связь между граничными концентрациями электронов и дырок

$$\Delta p_0 = \frac{\tilde{V}_n}{\tilde{V}_p} \Delta n_0 - \frac{F_n + F_p}{\tilde{V}_p}. \quad (32)$$

Подставляя (32) в (29), получим квадратное уравнение для Δn_0 , откуда следует, что в общем случае Δn_0 — нелинейная функция интенсивности света I_i .

Далее мы будем рассматривать только режим короткого замыкания ($V=0$), для которого находим

$$\Delta n_0 = \frac{I_i (A_1 + A_2 I_i)}{1 + B_1 I_i + (1 + C_1 I_i + C_2 I_i^2)^{1/2}}. \quad (33)$$

Константы, входящие в формулу, зависят от параметров полупроводника, температуры и коэффициента поглощения.

3. Внутренняя квантовая эффективность

3.1. С учетом определения тока $j/e = q_p(0) - q_n(0)$, условий на границе металл—полупроводник (7), (8) и связи (32) имеем

$$\frac{j}{e} = -V_p \left(\frac{\tilde{V}_n}{\tilde{V}_p} - \frac{V_n}{V_p} \right) \Delta n_0 + \frac{V_p}{\tilde{V}_p} (F_n + F_p). \quad (34)$$

В режиме короткого замыкания ($V=0$) с большой точностью $\tilde{V}_p = V_p$ (30) и внутренняя квантовая эффективность (1)

$$Q = \frac{v \Delta n_0}{I_i} + \Phi_p - \Phi_n, \quad (35)$$

где Δn_0 находится из (33), Φ_n , Φ_p — из (28) и (21).

3.2. Из (33) следует, что при малых интенсивностях, удовлетворяющих условию

$$\frac{I_i}{I_*} \ll 1, \quad (36)$$

где

$$I_* = \tilde{V}_n \tilde{V}_p \left[\frac{p_0^{eg} + p_1}{s_n} + \frac{n_0^{eg} + n_1}{s_p} \right] + \tilde{V}_p p_0^{eg} + \tilde{V}_n n_0^{eg}, \quad (36a)$$

концентрация Δn_0 линейно зависит от интенсивности

$$\Delta n_0 = I_i \frac{\Phi_n + \frac{s_2}{\tilde{V}_p} (\Phi_n - \Phi_p)}{\tilde{V}_n + s_1 + s_2 \frac{\tilde{V}_n}{\tilde{V}_p}}, \quad (37)$$

где

$$s_1 = \frac{s_n s_p p_0^{eg}}{s_n (n_0^{eg} + n_1) + s_p (p_0^{eg} + p_1)}, \quad (38)$$

$$s_2 = \frac{s_n s_p n_0^{eg}}{s_n (n_0^{eg} + n_1) + s_p (p_0^{eg} + p_1)}. \quad (39)$$

Подставляя (37) в (35), получим выражение для внутренней квантовой эффективности Q при малых интенсивностях

$$Q(\alpha) = (1 + \tilde{\alpha}/W)^{-1} Q_1 - [(1 + \tilde{\alpha}\tilde{L}_p)^{-1} e^{-\tilde{\alpha}W} + \delta] Q_2 + Q_\infty, \quad (40)$$

где $\tilde{\alpha} = \alpha L_d$, $W = w/L_d$, $\tilde{L}_p = L_p/L_d$, а коэффициенты Q_1 , Q_2 , Q_∞ зависят от значений скоростей эмиссии электронов и дырок (V_n , V_p), скоростей рекомбинации (s_1 , s_2) и дрейфовой скорости электронов v вблизи границы:

$$Q_1 = \left(1 + \frac{s_1}{V_n} + \frac{s_2}{V_p} \right) \Delta^{-1} \frac{D \left(\frac{W + \tilde{\alpha}}{\sqrt{2}} \right)}{D \left(\frac{W}{\sqrt{2}} \right)},$$

$$Q_2 = \left(1 + \frac{s_1}{V_n} + \frac{s_2}{V_p} + \frac{v}{V_n}\right) \Delta^{-1},$$

$$Q_\infty = \frac{v}{V_n} \Delta^{-1}, \quad \Delta = \left(1 + \frac{v}{V_n}\right) \left(1 + \frac{s_2}{V_p}\right) + \frac{s_1}{V_n}, \quad (41)$$

$$D(z) = 2ze^{-z^2} \int_0^z e^{t^2} dt.$$

3.3. Рассмотрим некоторые частные случаи, соответствующие различному положению уровня Ферми в запретной зоне на границе металл—полупроводник.

3.3.1. Пусть уровень Ферми расположен ниже середины запретной зоны (случай типа *n*-GaAs). При этом $n_0^{eg} \ll p_0^{eg}$ и (если $n_0^{eg} \ll p_1$)

$$s_1 \simeq s_n \frac{p_1^{eg}}{p_0^{eg} + p_1} = s_n (1 - f_0^{eg}), \quad (38a)$$

$$s_2 = s_1 \frac{n_0^{eg}}{p_0^{eg}} \ll s_1 \quad (39a)$$

(f_0^{eg} — равновесная степень заполнения электронами ловушек). Пренебрегая в (41) членами, пропорциональными s_2 , получим

$$Q(\alpha) = 1 - \frac{e^{-\bar{\alpha}W}}{1 - \bar{\alpha}L_p} - \frac{\bar{\alpha}}{W + \bar{\alpha}} \left(1 + \frac{v}{V_n + s_1}\right)^{-1} - \delta \quad (42)$$

[при записи (42) учтено, что $W \gg 1$].

Если $V_n + s_1 \ll v$, что соответствует $q_n(0)/I_i \ll 1$, получаем результат работы [1] (с точностью до $\delta \sim L_d/L_p$).

Если $v \ll V_n + s_1$, то с точностью до δ приходим к результату, полученному в [2, 3].

Если $V_n \ll s_1$ (и $\delta \ll 1$), то, воспользовавшись определением дрейфовой скорости (28), приходим к результату [5]. Заметим, что на самом деле скорость потерь (ухода электронов от разделения) равна $V_n + s_1$, где V_n всегда больше s_1 . Таким образом, формула, полученная в [5], будучи математически подобной (42), в этом предельном случае фактически содержит не ту скорость потерь.

Формула (42) (с точностью до пренебрежимо малого члена $\sim e^{-W^2/2}$) совпадает с результатом [6], если в последнем заменить интегралы их асимптотическими значениями, а вместо s_n в [6] использовать величину s_1 (38a). Заметим, что формула (42) вообще не содержит дырочных характеристик V_p, s_2 , что связано с присутствием на поверхности большого количества дырок, рекомбинирующих с любым электроном, захваченным ловушкой. Из-за избыточности дырок рекомбинация на поверхности контролируется скоростью захвата электронов s_n .

3.3.2. Рассмотрим теперь случай, когда уровень Ферми расположен выше середины запретной зоны (случай типа *n*-InP). При этом $n_0^{eg} \gg p_0^{eg}$ и (если $p_0^{eg} \ll \ll n_1$)

$$s_2 \simeq s_p \frac{n_0^{eg}}{n_0^{eg} + n_1} = s_p f_0^{eg}, \quad (39b)$$

$$s_1 = s_2 \frac{p_0^{eg}}{n_0^{eg}} \ll s_2. \quad (38b)$$

Пренебрегая в (41) членами, пропорциональными s_1 , получим ($W \gg 1$)

$$Q(\alpha) = \left(1 - \frac{e^{-\bar{\alpha}W}}{1 + \bar{\alpha}L_p} - \delta\right) \left[1 - \frac{\frac{v}{V_n} \frac{s_2}{V_p}}{\left(1 + \frac{v}{V_n}\right) \left(1 + \frac{s_2}{V_p}\right)}\right] - \frac{\bar{\alpha}}{W + \bar{\alpha}} \left(1 + \frac{v}{V_n}\right)^{-1}. \quad (43)$$

Отличие (43) от (42) заключается в уменьшении $Q(\alpha)$ при малых α (при одинаковых L_p и W), что связано с подавлением рекомбинации электронов на по-

верхности ($s_1 \ll s_2$), в результате чего поток $q_n(0)$ в металл усиливается, что уменьшает $Q(\alpha)$. Увеличение $|q_n(0)|$ также приводит к уменьшению асимптоты, которая (при одинаковых численных значениях s_1 и s_2) меньше, чем в случае (42).

3.4. Рассмотрим границы изменения спектральной чувствительности при изменении электронной концентрации на поверхности.

В предельном случае равновесной концентрации электронов на поверхности ($\Delta n_0 = 0$), как это видно из (35), будем иметь нижнюю границу спектральной чувствительности. Это реализуется в случае, когда скорости ухода электронов в металл (V_n) или на ловушки (s_1, s_2) велики по сравнению с дрейфовой скоростью электронов на поверхности: $v/(V_n + s_1 + s_2 V_n/V_p) \ll 1$. Тогда

$$Q^{\text{sub}} = 1 - \frac{e^{-\bar{\alpha}W}}{1 + \bar{\alpha}L_p} - \frac{\bar{\alpha}/W}{1 + \bar{\alpha}/W} - \delta. \quad (44)$$

В предельном случае малых скоростей поверхностной рекомбинации концентрация Δn_0 максимальна ($\Delta n_0 \approx I_i \Phi_n / \bar{V}_n$) и

$$Q^{\text{sup}} = 1 - \frac{e^{-\bar{\alpha}W}}{1 + \bar{\alpha}L_p} - \frac{\bar{\alpha}/W}{1 + \bar{\alpha}/W} \frac{1}{1 + v/V_n} - \delta. \quad (45)$$

Все промежуточные зависимости $Q(\alpha)$ (в том числе и нелинейный случай) располагаются в «коридоре», ширина которого $\Delta Q = Q^{\text{sup}} - Q^{\text{sub}}$:

$$\Delta Q = \frac{v/V_n}{1 + v/V_n} \frac{\bar{\alpha}/W}{1 + \bar{\alpha}/W}. \quad (46)$$

Достаточно большие значения ΔQ достигаются при $\bar{\alpha}/W \gg 1$, что соответствует области ближнего ультрафиолета при достаточно низком уровне легирования ($N_d \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$). В этих условиях величина Q существенно зависит от скорости поверхностной рекомбинации.

4. Спектральная чувствительность $m-s$ - структуры в линейном приближении (на примере Au-n-GaAs)

Внутренняя квантовая эффективность $Q(\alpha)$ рассчитывалась по формулам (40), (41), соответствующим линейному приближению (36). Исследовалась структура Au-n-GaAs, параметры которой в основном брались из [10]: $e\Phi_p = 0.9 \text{ эВ}$, $E_g = 1.42 \text{ эВ}$, $E_i = 0.9 \text{ эВ}$, $N_c = 4.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_v = 8.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 13.6$, $T = 300 \text{ К}$, $V_n = 1.09 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $V_p = 5.1 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $L_p = 1 \text{ мкм}$, $v = 6.5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$. Скорости эмиссии электронов и дырок в металл рассчитывались при значениях постоянных Ричардсона, $A_n^*/A = 0.068$, $A_p^*/A = 0.62$ [10, с. 270]. Значение дрейфовой скорости v принималось близким к скорости насыщения в сильных полях, поскольку при рассматриваемых уровнях легирования ($N_d = 10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$) значения максимальных полей находились в пределах $1.4 \cdot 10^4 - 1.5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$.

На рис. 2 приведены зависимости $Q(\alpha)$ при различных значениях N_d и различных значениях скоростей поверхностной рекомбинации. Сплошными линиями показан случай $s_n = s_p = 10^7 \text{ см/с}$, штриховыми — $s_n = s_p = 10^2 \text{ см/с}$.

Из рис. 2 видно, что $Q(\alpha)$ проходит через максимум и при больших α стремится к горизонтальной асимптоте сверху. Рост $Q(\alpha)$ обусловлен увеличением числа неравновесных носителей, прогенерированных в активной области длиной $\sim L_p$, с которой происходит их собирание. Падение $Q(\alpha)$ объясняется сужением области генерации носителей и прижатием ее к поверхности. В результате увеличивается доля носителей, рекомбинирующих на поверхности, и доля электронов, уходящих в металл. Последние дают вклад в ток в противоположном направлении. Наличие асимптоты связано с тем, что при $\alpha \rightarrow \infty$ генерация происходит на поверхности, и объемные параметры (α , W , L_p) перестают влиять.

Из рис. 2 видно, что с уменьшением N_d происходят более быстрое падение $Q(\alpha)$ и приближение ее к асимптотическому значению. Это связано с уменьшением максимального электрического поля, что облегчает диффузию против поля

электронов, находящихся вблизи поверхности, и дает больший противоток, уменьшающий Q .

Из рис. 2 также видно влияние поверхностной рекомбинации на $Q(\alpha)$, которое сводится к гибели носителей на поверхности и приводит к уменьшению тока и Q . Наибольшая чувствительность к скорости поверхностной рекомбинации имеет место при малом легировании из-за увеличения диффузионного противотока электронов при малых N_d [см. формулу (46)].

Как следует из рис. 2, с уменьшением N_d максимум $Q(\alpha)$ смещается в сторону меньших α , причем влияние скорости поверхностной рекомбинации на положение максимума слабое. Это связано с тем, что Q достигает максимума,

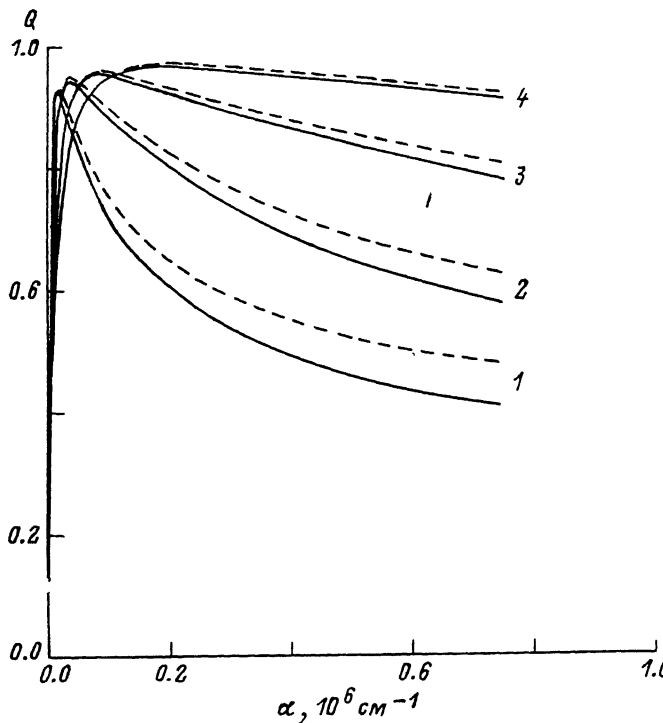


Рис. 2. Зависимость квантовой эффективности Au—n-GaAs m — s -структуры от коэффициента поглощения.

Сплошные линии — $s_n=s_p=10^7$, штриховые — $s_n=s_p=10^8$ см/с; N_d , см $^{-3}$: 1 — 10^{14} , 2 — 10^{15} , 3 — 10^{16} , 4 — 10^{17} .

когда ширина области генерации сравнима с шириной слоя объемного заряда ($\alpha_m w \approx 1$). Отсюда следует, что $\alpha_m \approx 1/w \sim \sqrt{N_d}$ и уменьшается с уменьшением легирования. Нечувствительность α_m к скорости поверхностной рекомбинации связана с тем, что $\tilde{\alpha}_m \approx 1/W$, ширина коридора Q в окрестности максимума $\Delta Q \ll W^{-2} \approx 10^{-2}$ [см. (46)], и Q в этой области значений α практически не зависит от s_n, s_p .

На рис. 3 дана зависимость $Q(h\nu)$, рассчитанная по данным о коэффициенте поглощения, взятым из [11]. Из-за немонотонности $\alpha(h\nu)$ в области ближнего ультрафиолета ($h\nu > 3$ эВ) зависимость $Q(h\nu)$ также немонотонна, причем в зависимости от уровня легирования меняется амплитуда колебаний. При больших N_d амплитуда колебаний $Q(h\nu)$ невелика, что связано с медленным изменением $Q(\alpha)$ при $\alpha > \alpha_m$ (рис. 2). При промежуточных N_d в этой же области α размах колебаний $Q(h\nu)$ увеличивается, однако при дальнейшем уменьшении N_d ($\sim 10^{14}$ см $^{-3}$) размах колебаний снова уменьшается. Этот факт легко интерпретируется с помощью асимптотического выражения для Q :

$$Q = (1 + \tilde{\alpha}/W)^{-1} Q_1 + Q_\infty. \quad (47)$$

справедливого при $h\nu > 3$ эВ. Анализ дает, что максимальный размах колебаний $\delta Q = Q(\alpha_1) - Q(\alpha_2)$ [α_1, α_2 соответствуют двум последовательным минимальным значениям $Q(\alpha)$] наблюдается при значении L_d , удовлетворяющем условию

$$L_d = \frac{W}{\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}. \quad (48)$$

Численная оценка дает, что максимальный размах колебаний ($\alpha_1 = 7.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_2 = 2.2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$) будет при $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Отметим, что в области ближнего ультрафиолета квантовая эффективность проявляет нюансы спектра $\alpha(h\nu)$. Это свойство следует из асимптотического выражения (47), простота которого позволяет восстанавливать $\alpha(h\nu)$ по измеренному $Q(h\nu)$.

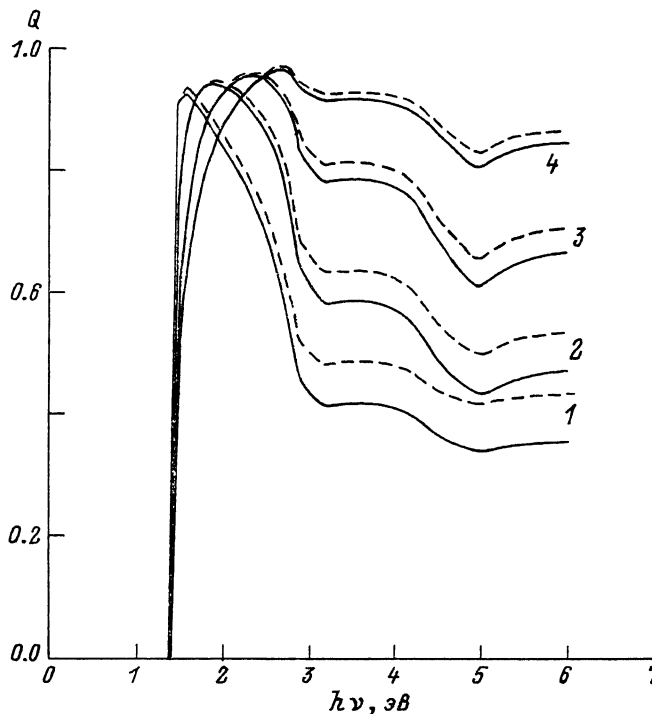


Рис. 3. Спектр квантовой эффективности $Q(h\nu)$ для Au—n-GaAs $m-s$ -структуры.

Сплошные линии — $s_n = s_p = 10^7$, штриховые — $s_n = s_p = 10^2$ см/с; нумерация кривых та же, что и на рис. 2.

5. Влияние нелинейности на спектральную чувствительность $m-s$ -структуры (на примере Au—n-GaAs)

В силу нелинейной зависимости потока рекомбинации q_s от Δn_0 и Δp_0 (9) внутренняя квантовая эффективность $Q(\alpha)$ в общем случае нелинейно зависит от интенсивности I_i . Выявление нелинейных эффектов, влияющих на Δn_0 и $Q(\alpha)$, является целью настоящего раздела. Поскольку нелинейные эффекты связаны с поверхностной рекомбинацией, они наиболее значимы в области параметров, где отличие двух предельных случаев, соответствующих нулевой и бесконечной скоростям поверхностной рекомбинации, максимально. Согласно (46), ширина коридора $\Delta Q(\alpha)$ максимальна при наибольшем $\bar{\alpha}/\bar{W}$, т. е. при наибольших α и наибольших $L_d \sim 1/\sqrt{N_d}$.

Расчеты проводились для Au—n-GaAs по формулам (33), (35) с параметрами, указанными в предыдущем разделе, при $s_n = s_p = 10^7$ см/с и $\alpha = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$.

На рис. 4 и 5 при $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ даны зависимости $\Delta N_0 \equiv \Delta n_0 / (I_i / V_n)$ и Q от I_i / I_* ($I_* = 3.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Видно, что обе зависимости являются нелинейными функциями интенсивности, однако их изменения во всем интервале

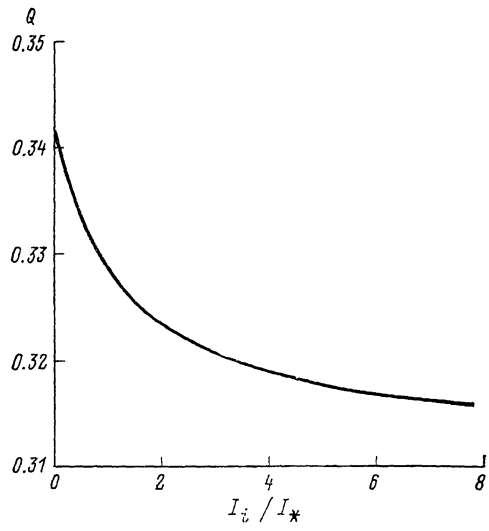
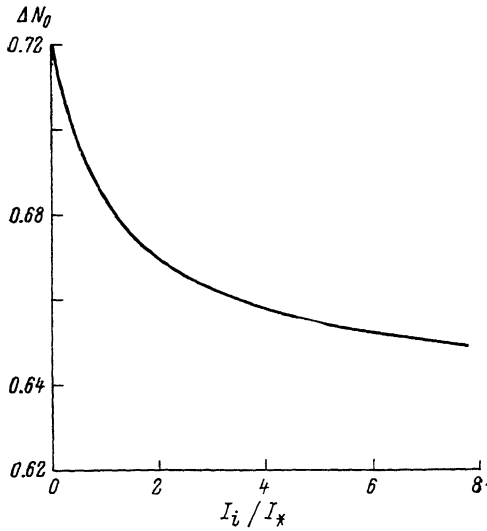


Рис. 4. Зависимость приведенной избыточной концентрации электронов на поверхности $\Delta N_0 \equiv \Delta n_0 V_n / I_i$ от I_i / I_* ($N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\alpha = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $s_n = s_p = 10^7 \text{ см/с}$).

Рис. 5. Зависимость квантовой эффективности Q от I_i / I_* .
Условия те же, что и на рис. 4.

I_i / I_* невелики ($\sim 10\%$). Кривые выходят на свои асимптотические значения уже при $I_i / I_* \geq 2$.

Уменьшение ΔN_0 и Q с ростом интенсивности качественно объясняется следующим образом. Количество избыточных дырок на поверхности всегда

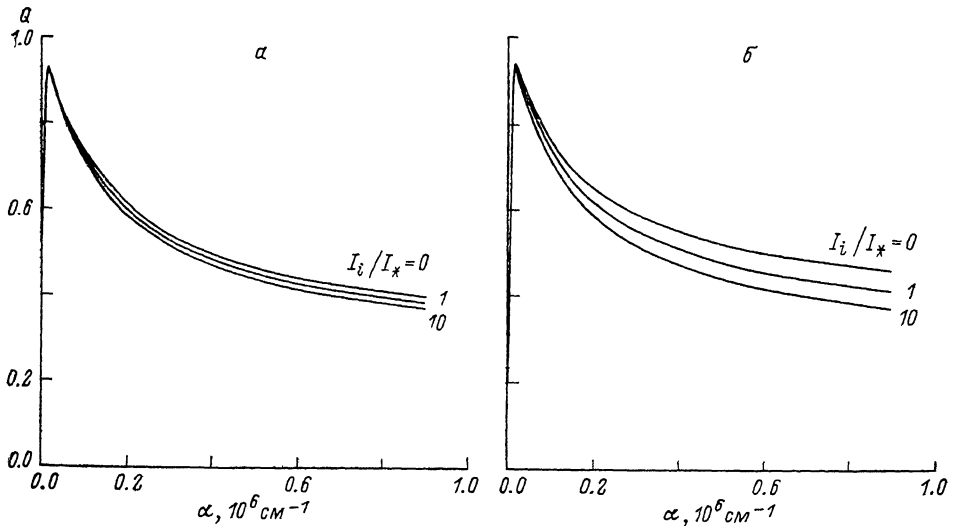


Рис. 6. Влияние интенсивности излучения на спектр $Q(\alpha)$ ($N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $s_n = s_p = 10^7 \text{ см/с}$).
 E_t , эВ: а — 0.9, б — 1.05.

значительно больше количества избыточных электронов, что связано как с большей скоростью эмиссии электронов в металл ($V_n > V_p$), так и с их дрейфом от поверхности в слой объемного заряда. При избытке дырок на поверхности степень заполнения ловушек электронами становится много меньше равновесной, что увеличивает вероятность рекомбинации неравновесных электро-

нов. При увеличении интенсивности падающего излучения растут избыток дырок над электронами [$\Delta p(0) - \Delta n(0) \sim I_i$], что эквивалентно увеличению скорости рекомбинации и качественно объясняет замедление роста $\Delta n(I_i)$, проявляющееся как уменьшение приведенной электронной концентрации ΔN_0 и Q [см. (35)] с ростом I_i .

Быстрое насыщение зависимостей $\Delta N_0(I_i)$ и $Q(I_i)$ связано с тем, что уже при превышении ΔP_0 над ΔN_0 в 2—3 раза количество дырок и интенсивность мало влияют, так как ловушки практически все освобождаются от электронов. Сама величина эффекта изменения ΔN_0 и Q связана с вероятностью рекомбинации электронов, т. е. зависит также от положения энергетического уровня ловушек E_i .

На рис. 6, а, б для двух значений E_i приведены зависимости $Q(\alpha)$ при различных интенсивностях ($N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $s_n = s_p = 10^7 \text{ см/с}$). Видно, что для n -GaAs влияние нелинейных эффектов при $E_i = 0.9 \text{ эВ}$ невелико во всей области α , однако эффект может стать достаточно заметным при $E_i = 1.05$. Отметим, что в этом случае масштаб $I_* = 4.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [см. (36a)].

Заключение. Настоящее исследование завершает ряд работ, связанных с уточнением граничных условий на поверхности металл—полупроводник [1—3, 5, 6]. Результатом его является простое аналитическое выражение для $Q(\alpha)$, пригодное для описания спектров структур с различным положением уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны полупроводника. В частных случаях оно сводится к полученным ранее выражениям. Отличие заключается в том, что в общем случае Q зависит от скоростей эмиссии и захвата на поверхностные центры как электронов, так и дырок, а также от интенсивности I_i и слабо уменьшается с ростом I_i .

Два качественных вывода представляют наиболее важными: 1) при больших $\alpha \sim 10^6 \text{ см}^{-1}$, соответствующих области ближнего ультрафиолета, спектральная чувствительность проявляет нюансы спектра $\alpha(h\nu)$; 2) поверхностная рекомбинация не определяет завал спектральной характеристики в коротковолновой области. Таким фактором (в согласии с выводами [6: 8]) является электронная эмиссия из полупроводника в металл.

В настоящей работе не предполагалось проведение сравнения с экспериментом. Исследование основывалось как на упрощенной физической модели (в частности, на предположении термализации генерированных носителей, пренебрежении силами зеркального изображения), так и на идеализации объекта (например, неучете возможных нарушений структуры полупроводника на расстоянии $\sim 100 \text{ \AA}$ вблизи m — s -границы, приводящих к уменьшению тянущего электрического поля и появлению рекомбинационных центров). Снятие этих ограничений позволит провести детальное сравнение со спектральной чувствительностью реальных объектов.

Авторы выражают глубокую признательность О. В. Константинову за обсуждение статьи и благодарят Б. В. Царенкова за стимулирование работы и критические замечания.

Список литературы

- [1] Gärtner W. W. // Phys. Rev. 1959. V. 116. P. 84—95.
- [2] Caywood J. M., Mead C. A. // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 15. N 1. P. 14—16.
- [3] Васильев А. М., Головнер Т. М., Захарчук О. В., Федосеев О. П. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 8. С. 1276.
- [4] Li S. S., Lindholm F. A., Wang C. T. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 10. P. 4123—4129.
- [5] Гуткин А. А., Седов В. Е. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 9. С. 1761—1765.
- [6] Lavagna M., Pique J. P., Marfaing Y. // Sol. St. Electron. 1977. V. 20. N 3. P. 235—240.
- [7] Crowell C. R., Šze S. M. // Sol. St. Electron. 1966. V. 9. N 11. P. 1035—1048.
- [8] Мезрин О. А., Трошков С. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 176—179.
- [9] Пикус Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М., 1965. 448 с.
- [10] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 456 с.
- [11] Aspnes D. E., Kelso S. M., Logan R. A., Bhat R. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 2. P. 754—767.