

Нелинейные и динамические свойства явлений переноса заряда в поликристаллическом кремнии при воздействии оптического излучения

© К.М. Дощанов

Физико-технический институт Научно-производственного объединения "Физика-Солнце" Академии наук Узбекистана, 700084 Ташкент, Узбекистан

(Получена 8 июня 2000 г. Принята к печати 8 февраля 2001 г.)

Теоретически исследуются нелинейные и динамические свойства фототока в поликристаллическом кремнии (поликремнии). Вычисляется адмиттанс фотовозбужденного поликремния (фотоадмиттанс) как функция частоты, приложенного постоянного смещения и уровня фотовозбуждения. Рассматривается приложение теории к спектроскопии межзеренных пограничных состояний. Показана возможность определения плотности рекомбинационного тока на границах зерен из измерений нелинейного фототока и фотоадмиттанса.

Введение

Как известно, фотоэлектрические свойства поликристаллического кремния (поликремния) в значительной мере определяются неравновесными электронными процессами на границах зерен [1–4]. Изучение статических и динамических характеристик электропроводности поликремния при воздействии на него оптического излучения позволяет составить, по-видимому, наиболее полное представление об этих процессах. До сих пор решение этой задачи ограничивалось изучением стационарного линейного фототока. В данной работе теоретически исследуются нелинейные и динамические свойства фототока.

Теория динамической электропроводности поликристаллических полупроводников в темноте разрабатывалась в работах [5–8]. В [7,8] рассмотрено приложение теории к спектроскопии межзеренных пограничных состояний (ПС). Там были получены соотношения, связывающие плотность ПС вблизи квазиуровня Ферми электронов, локализованных на границах зерен, с измеряемыми статическими и динамическими характеристиками темновой электропроводности поликристалла.

Известно, что воздействие оптического излучения на поликристалл приводит к качественному изменению функции распределения электронов на уровнях энергии ПС [1,3,9]. Поэтому следует ожидать, что из анализа экспериментальных данных по измерению стационарного фототока и фотоадмиттанса (адмиттанса фотовозбужденного поликристалла) можно получить дополнительную информацию о спектре ПС. Отметим также, что эти измерения можно проводить при достаточно низких температурах и тем самым повысить точность определения плотности ПС. Исходя из этих соображений в данной работе рассматривается также приложение теории к спектроскопии ПС.

1. Стационарный поток

Как и в работах [1–4], рассмотрим поликристалл, состоящий из одинаковых кубических зерен, легированных мелкой донорной примесью с концентрацией N_d . На

границах зерен имеются ПС акцепторного типа, распределенные по энергии E с плотностью $\rho_s(E)$. Захват электронов на уровни энергии ПС приводит к возникновению вблизи границ зерен слоев обеднения и связанных с ними межкристаллитных потенциальных барьеров. Далее будет рассматриваться крупнозернистый поликристалл с размером зерен $d \gg W$, где W — ширина слоя обеднения вблизи границы зерен.

Следуя работам [1–4], будем полагать, что воздействие оптического излучения на поликристалл вызывает однородную фотогенерацию электронно-дырочных пар в объеме зерен. При этом уровни фотовозбуждения ограничены условием $p_0 \ll p \ll N_d$, где p_0 — равновесная концентрация дырок, p — концентрация дырок в фотовозбужденном поликристалле.

Пусть к фотовозбужденному поликристаллу приложено постоянное напряжение U_0 . При этом границы зерен ориентированы либо параллельно, либо нормально к направлению поля. В работе [3] показано, что в этом случае фотоэлектрические характеристики поликристалла можно определить, используя одномерную модель — цепочку одинаковых бикристаллов с эффективным уровнем фотовозбуждения $g^* = g - 2j_R/ed$, где g — темп фотогенерации электронно-дырочных пар в трехмерном поликристалле, j_R — плотность рекомбинационного тока на границах зерен, ориентированных параллельно направлению поля, e — абсолютная величина заряда электрона.

Рассмотрим один из бикристаллов цепочки. Электронные процессы на границе зерен описываются соотношениями

$$j_{n1,2} = j_n^* \pm [ev_n S_n (N_s - n_s) n_{1,2} - eI_n], \quad (1)$$

$$j_{p1,2} = j_p^* \mp [ev_p S_p n_s p_{1,2} - eI_p], \quad (2)$$

где j_{n1}, j_{p1} — плотности электронного и дырочного токов непосредственно справа от границы зерен; j_{n2}, j_{p2} — слева от границы зерен; $j_n^* (j_p^*)$ — плотность туннельного тока электронов (дырок) через границу зерен; $v_n (v_p)$ — средняя тепловая скорость электронов (дырок); $S_n (S_p)$ — сечение захвата электронов (дырок) на

уровни энергии ПС; N_s — полная плотность ПС;

$$n_s = \int_{E_V}^{E_C} \rho_s(E) f(E) dE \quad (3)$$

— плотность электронов, локализованных на границе зерен; n_1, p_1 — концентрации свободных электронов и дырок непосредственно справа от границы зерен; n_2, p_2 — слева от границы;

$$I_n = v_n N_C S_n \int_{E_V}^{E_C} \rho_s(E) f(E) \exp\left(\frac{E - E_C}{kT}\right) dE, \quad (4)$$

$$I_p = v_p N_V S_p \int_{E_V}^{E_C} \rho_s(E) [1 - f(E)] \exp\left(\frac{E_V - E}{kT}\right) dE, \quad (5)$$

— потоки эмиссии электронов и дырок с границы зерен в объем каждого соседнего зерна; $f(E)$ — функция распределения электронов на уровнях энергии ПС. Остальные обозначения стандартные.

Плотность стационарного тока в поликристалле $j_{dc} = j_n + j_p$, где $j_n = (j_{n1} + j_{n2})/2$ — плотность электронного тока через границу зерен, $j_p = (j_{p1} + j_{p2})/2$ — плотность дырочного тока через границу зерен. Перенос заряда через границу зерен обусловлен асимметрией межкристаллического барьера во внешнем электрическом поле. Высота барьера справа от границы зерен $V_1 = V(1 - \beta)^2$, слева от границы $V_2 = V(1 + \beta)^2$, где

$$V = e^2 n_s^2 / 8 \epsilon_0 \epsilon N_d, \quad \beta = e U_b / 4V;$$

$$U_b = (U_0 / D - j_{dc} / e \mu_n N_d) d$$

— падение напряжения на межкристаллитном барьере, D — длина поликристалла, μ_n — подвижность электронов в объеме зерен; $\epsilon_0 \epsilon$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость материала зерен.

Функция $f(E)$ определяется из уравнения $j_{n1} - j_{n2} = j_{p2} - j_{p1}$. Расчеты приводят к следующим выражениям:

$$f(E) = f(E - F_n) \Phi(E) + f(E - F_p) [1 - \Phi(E)], \quad (6)$$

$$\Phi(E) = \frac{\Phi_n [1 - f(E - F_p)]}{\Phi_n [1 - f(E - F_p)] + \gamma \Phi_p f(E - F_n)}, \quad (7)$$

где $f(E - F_{n,p})$ — функция распределения Ферми-Дирака;

$$F_n = E_C + kT \ln \Phi_n, \quad F_p = E_V - kT \ln \Phi_p$$

— квазиуровни Ферми электронов и дырок на границе зерен;

$$\Phi_n = (n_1 + n_2) / 2N_C; \quad \Phi_p = (p_1 + p_2) / 2N_V;$$

$$\gamma = v_p S_p N_V / v_n S_n N_C.$$

Используя в (2) функцию $f(E)$ в явном виде, можно получить следующее соотношение:

$$j_{p2} - j_{p1} = e S(0) N_V \Phi_p,$$

где

$$S(0) = 2v_p S_p \left[1 - \exp\left(\frac{F_p - F_n}{kT}\right) \right] \int_{E_V}^{E_C} \rho_s(E) f(E - F_n) \Phi(E) dE \quad (8)$$

— скорость рекомбинации дырок на границе зерен [9].

Далее будет показано, что в крупнозернистом поликремнии выполняется условие

$$\frac{D_p}{S(0) L_p \operatorname{th} \xi} \exp\left(1 - \frac{V_1}{kT}\right) \ll 1, \quad (9)$$

где D_p, L_p — коэффициент и длина диффузии дырок в объеме зерен; $\xi = d / 2L_p$. Из наших расчетов следует, что в этом случае

$$j_{p2} = -j_{p1} = e g^* L_p \operatorname{th} \xi.$$

Важно отметить, что j_{p1}, j_{p2} не зависят от V_1, V_2 и, следовательно, от внешнего электрического поля. Поэтому плотность рекомбинационного тока одинакова на всех границах зерен поликристалла вне зависимости от их ориентации относительно направления поля. Учитывая соотношение $g^* = g - 2j_R / ed$, находим

$$j_{p2} - j_{p1} = j_R = 2egL,$$

где

$$L = L_p \xi \operatorname{th} \xi / (\xi + 2 \operatorname{th} \xi).$$

Так как при выполнении условия (9) $j_p = 0$, плотность тока в поликристалле определяется электронным током через границу зерен:

$$j_{dc} = e v_n \theta_n (n_1 - n_2),$$

где

$$\theta_n = D_n^* + S_n (N_s - n_s) / 2,$$

D_n^* — интегральная прозрачность границы зерен для электронов [4]. При

$$v_n \theta_n \ll \mu_n \sqrt{2N_d V_1 / \epsilon_0 \epsilon}$$

концентрации n_1, n_2 достаточно определить соотношением $n_{1,2} = N_d \exp(-Z_{1,2})$, где $Z_{1,2} = V_{1,2} / kT$ [7]. Тогда для j_{dc} и величины Φ_n имеем

$$j_{dc} = e v_n \theta_n N_d [\exp(-Z_1) - \exp(-Z_2)], \quad (10)$$

$$\Phi_n = \frac{N_d}{2N_C} [\exp(-Z_1) + \exp(-Z_2)]. \quad (11)$$

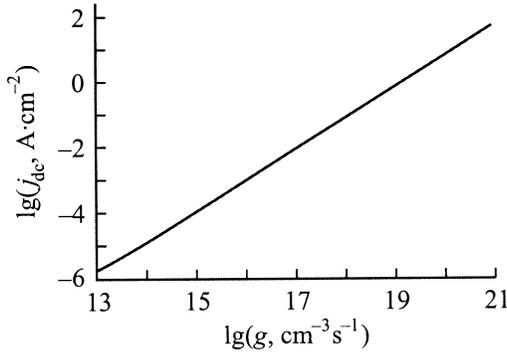


Рис. 1. Зависимость плотности фототока j_{dc} от уровня фотовозбуждения g при постоянном смещении $U_b = 0.25$ эВ.

Из представленных выше соотношений следует, что функция $\Phi(E)$ зависит от n_s , $S(0)$, g , U_b как от параметров. Поэтому выражения (3), (8) составляют систему интегральных уравнений, из решения которой определяются n_s и $S(0)$ в зависимости от g и U_b . При $F_n - F_p \gg kT$ расчеты можно существенно упростить, если использовать аппроксимацию $f(E - F_{n,p}) = \theta(F_{n,p} - E)$, где $\theta(F_{n,p} - E)$ — ступенчатая функция. Тогда вместо (3), (8) имеем

$$e[N_s(F_n) - n_s]\Phi_n = j_R \tau_0, \quad (12)$$

$$S(0) = 2v_p S_p [n_s - N_s(F_p)], \quad (13)$$

где

$$N_s(E) = \int_{E_v}^E \rho_s(E') dE'$$

— интегральная плотность ПС, $\tau_0 = (2v_n S_n N_C)^{-1}$. Из выражений (10)–(13) для плотности стационарного фототока имеем

$$j_{dc} = \frac{\theta_n j_R}{S_n [N_s(F_n) - n_s]} \text{th} \left(\frac{eU_b}{2kT} \right). \quad (14)$$

Значениям $eU_b \ll kT$ соответствует линейная зависимость плотности фототока от средней напряженности поля в поликристалле ($U_0 D$) [3,4]. При $eU_b \gtrsim kT$ линейная зависимость переходит в сублинейную. При $eU_b \gg kT$ слабый рост j_{dc} происходит вследствие уменьшения знаменателя в выражении (14). Уменьшение величины $N_s(E) - n_s$ обусловлено тем, что понижение межкристаллитных барьеров электрическим полем сопровождается дополнительным захватом электронов на уровни энергии ПС.

Определим область применимости выражения (14) в поликремнии со значениями параметров: $T = 200$ К, $\varepsilon = 11.8$, $E_g = 1.12$ эВ, $N_C = 1.5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, $N_V = 5.5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $v_n = v_p = 10^7$ см/с, $N_d = 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $D_p = 20$ см 2 /с, $L = 10^{-2}$ см, $D_n^* = 10^{-2}$, $S_n = 10^{-15}$ см 2 , $S_p = 2 \cdot 10^{-14}$ см 2 , $N_s = 10^{12}$ см $^{-2}$, $E_s = E_v + 0.66$ эВ, $\Gamma = 0.3$ эВ [1–4]

(E_s , Γ — параметры гауссова распределения плотности ПС). Условие $p \ll N_d$ эквивалентно условию $g \ll S(0)N_d/2L$, где правая часть $\sim 10^{22}$ см $^{-3}$ с $^{-1}$. При $g = 10^{21}$ см $^{-3}$ с $^{-1}$ левая часть неравенства (9) $\sim 10^{-2}$ (при более низких уровнях фотовозбуждения она еще меньше). При $g \geq 10^{13}$ см $^{-3}$ с $^{-1}$ разность $F_n - F_p > 10kT$.

Таким образом, при значениях параметров, указанных выше, выражение (14) справедливо при 10^{13} см $^{-3}$ с $^{-1} \leq g \leq 10^{21}$ см $^{-3}$ с $^{-1}$. На рис. 1 представлены результаты расчета зависимости плотности фототока от уровня фотовозбуждения. Логарифмическая производная $d \lg j_{dc} / d \lg g < 1$, т. е. имеет место сублинейная зависимость j_{dc} от g , что обусловлено возрастанием величины $N_s(F_n) - n_s$ при повышении уровня фотовозбуждения.

2. Фотоадмиттанс

Рассмотрим теперь закономерности переноса заряда в фотовозбужденном поликристалле при приложении к нему переменного напряжения $U(t) = U_0 + \tilde{U} \exp i\omega t$, где \tilde{U} , ω — амплитуда и частота малого сигнала ($e\tilde{U}/D \ll kT$, $\omega\tau_M \ll 1$, $\tau_M = \varepsilon_0\varepsilon/\mu_n N_d$ — максвелловское время релаксации в квазицентральной области зерна). Переменная плотность тока $j(t) = j_{dc} + \tilde{j} \exp i\omega t$, где \tilde{j} — комплексная амплитуда колебаний плотности тока.

При выполнении условия (9) переменная плотность электронов $n_s(t)$, локализованных на границах зерен, определяется из уравнения

$$\tau_0 \frac{dn_s(t)}{dt} = [N_s - n_s(t)]\Phi_n(t) - 2\tau_0 [I_n(t) + gL], \quad (15)$$

где $I_n(t)$ — переменный поток эмиссии электронов с границы зерен в каждое соседнее зерно; функция $\Phi_n(t)$ имеет вид выражения (11), где однако Z_1 и Z_2 зависят от времени:

$$Z_{1,2}(t) = V(t)[1 \mp eU_b(t)/4V(t)]^2/kT,$$

$$V(t) = e^2 n_s^2(t) / 8\varepsilon_0 \varepsilon N_d;$$

$$U_b(t) = [U(t)/D - j(t)/\mu_n N_d]d$$

— падение напряжения на межкристаллитном барьере. Так как $n_s(t)$, $I_n(t)$ выражаются через нестационарную функцию распределения электронов на уровнях энергии ПС $f(E, t)$, то (15) представляет собой уравнение для этой функции. В рассматриваемом случае $f(E, t) = f(E) + \tilde{f}(E) \exp i\omega t$, где $f(E)$ определяется выражениями (6), (7). Переменная плотность электронов на уровнях энергии ПС $n_s(t) = n_s + \tilde{n}_s \exp i\omega t$. Расчеты, которые во многом сходны с аналогичными расчетами работы [7], приводят к следующим выражениям:

$$\tilde{n}_s = \frac{n_s \alpha B}{1 + 2\alpha(1 - \beta^2)Z} \frac{e\tilde{U}_b}{2kT}, \quad (16)$$

$$\alpha = \frac{1}{n_s} \int_{E_V}^{E_C} \frac{\rho_s(E) f(E - F_n) [1 - f(E)] dE}{1 + i\omega\tau_1 f(E - F_n)}, \quad (17)$$

где

$$B = \text{th}(eU_b/2kT) - \beta, \quad Z = V/kT, \\ \tilde{U}_b = (\tilde{U}/D - \tilde{j}/e\mu_n N_d) d, \quad \tau_1 = \tau_0/\Phi_n.$$

При невысоких температурах интеграл в (17) можно вычислить, используя аппроксимации

$$f(E - F_{n,p}) = \theta(F_{n,p} - E), \\ f(E - F_n) [1 - f(E - F_n)] = kT \delta(E - F_n).$$

В результате α определяется как сумма двух членов. Первый член не обращается в нуль после прекращения фотовозбуждения и описывает перезарядку уровней энергии ПС вблизи квазиуровня Ферми F_n . Напротив, второй член полностью обусловлен фотовозбуждением поликристалла и описывает перезарядку уровней энергии ПС в интервале $F_p < E < F_n$. При $F_n - F_p \gg kT$ первый член много меньше второго и им можно пренебречь. Тогда для \tilde{n}_s при $F_n - F_p \gg kT$ получим

$$\tilde{n}_s = \frac{[N_s(F_n - n_n)]B}{(1 + i\omega\tau)(1 + A)} \frac{e\tilde{U}_b}{kT}, \quad (18)$$

где

$$\tau = \tau_0/\Phi_n(1 + A), \quad A = 2Z(1 - \beta^2)[N_s(F_n) - n_s]/n_s.$$

Так как при выполнении условия (9) перенос заряда через границу зерен осуществляется только электронами, для определения \tilde{j} можно воспользоваться результатами работы [7]. Пренебрегая малыми членами в соответствующем выражении работы [7] и учитывая соотношение (18), для фотоадмиттанса границы зерен $Y_b = \tilde{j}/\tilde{U}_b$ находим

$$Y_b = G_{HF} + i\omega C_{HF} - \frac{G_1}{1 + i\omega\tau}, \quad (19)$$

$$G_{HF} = \frac{e j_{dc}}{2kT} \left[\text{cth} \left(\frac{eU_b}{2kT} \right) - \beta \right], \quad (20)$$

где $G_{HF}, C_{HF} = \varepsilon_0 \varepsilon N_d/n_s$ — высокочастотные ($\omega\tau \gg 1$) проводимость и емкость границы зерен; введено обозначение

$$G_1 = e j_{dc} AB/2kT(1 + A).$$

Последний член в (19) определяет вклад перезарядки ПС в фотоадмиттанс границы зерен.

Фотоадмиттанс поликристалла, рассчитанный на единицу площади поперечного сечения образца, определяется выражением

$$Y = \left(\frac{D}{Y_b d} + \frac{D}{e\mu_n N_d} \right)^{-1}. \quad (21)$$

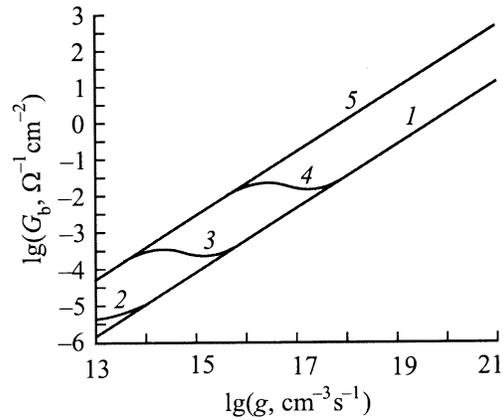


Рис. 2. Зависимости проводимости границы зерен G_b от уровня фотовозбуждения g при $U_b = 0.25$ эВ и различных частотах ω . 1 — $G_{dc}(\omega = 0)$; ω, c^{-1} : 2 — 2π , 3 — 200π , 4 — $2 \cdot 10^4\pi$, 5 — G_{HF} .

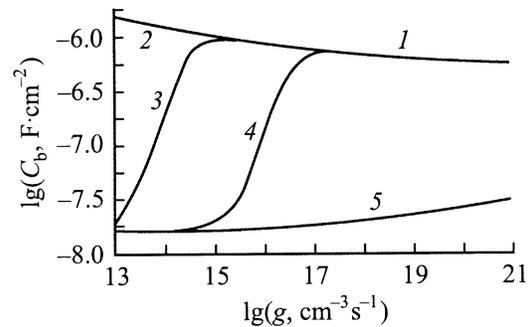


Рис. 3. Зависимости емкости границы зерен C_b от уровня фотовозбуждения g при $U_b = 0.25$ эВ и различных частотах ω . 1 — $C_{dc}(\omega = 0)$; ω, c^{-1} : 2 — 2π , 3 — 200π , 4 — $2 \cdot 10^4\pi$, 5 — C_{HF} . Кривые 1 и 2 сливаются.

Из (19) легко получить выражения для проводимости ($G_b = \text{Re } Y_b$) и емкости ($C_b = \text{Im } Y_b/\omega$) границы зерен. Численные расчеты G_b и C_b в поликремнии со значениями параметров, указанными выше, показывают, что при $eU_b \gg kT$ проводимость и емкость границы зерен слабо зависят от величины U_b . Это связано со слабой зависимостью j_{dc} и τ от U_b . На рис. 2,3 представлены результаты расчета G_b и C_b в зависимости от уровня фотовозбуждения при фиксированных значениях U_b и ω . Довольно сильная зависимость τ от g обуславливает своеобразное поведение зависимости G_b и C_b от g при частотах $10^3 c^{-1} \leq \omega \leq 10^8 c^{-1}$. При низких уровнях фотовозбуждения $\omega\tau \gg 1$ и

$$G_b = G_{HF}, \quad C_b = C_{HF};$$

с повышением уровня фотовозбуждения τ уменьшается. При $\omega\tau \approx 1$ происходит переход от высокочастотных значений проводимости и емкости к низкочастотным. При высоких уровнях фотовозбуждения $\omega\tau \ll 1$ и

$$G_b = G_{dc}, \quad C_b = C_{dc},$$

где

$$G_{dc} = G_{HF} - G_1, \quad C_{dc} = C_{HF} + G_1\tau,$$

— низкочастотные проводимость и емкость границы зерен. При $\omega\tau \ll 1$ вклад перезарядки ПС в величину проводимости и емкости границы зерен максимален.

Следует отметить, что при низких температурах адмиттанс границы зерен в темноте также определяется выражением вида (19), где, однако, $A = \rho_s(F_n)V(1 - \beta^2)/n_s$ [7].

3. Спектроскопия пограничных состояний

Найдем соотношения, позволяющие определить $N_s(E)$ по измеренным статическим и динамическим характеристикам электропроводности фотовозбужденного поликристалла. При этом мы будем полагать, что известны значения параметров d , N_d , μ_n . Тогда с помощью соотношения (21) легко рассчитать проводимость и емкость границы зерен по измеренным значениям $\text{Re}Y$ и $\text{Im}Y$. Поэтому достаточно найти соотношения, которые определяют явную зависимость $N_s(E)$ от G_b , C_b , j_{dc} и величины $U_b = (U_0/D - j_{dc}/e\mu_n N_d)d$.

Используя (20), можно выразить β через экспериментально определяемые величины:

$$\beta = \text{cth}(eU_b/2kT) - p_{HF},$$

где

$$p_{HF} = 2kTG_{HF}/ej_{dc}.$$

Заметим, что V , n_s и F_n выражаются через β :

$$V = eU_b/4\beta, \quad n_s = \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon N_d U_b/e\beta},$$

$$F_n = E_C - \frac{eU_b(1 + \beta^2)}{4\beta} + kT \ln \left[\frac{N_d}{N_C} \text{ch} \left(\frac{eU_b}{2kT} \right) \right]. \quad (22)$$

Из (19) можно получить следующее соотношение:

$$N_s(F_n) = n_s + \frac{n_s(p_{HF} - p_{dc})}{2(1 - \beta^2)Z(B - p_{HF} + p_{dc})}, \quad (23)$$

где $p_{dc} = 2kTG_{dc}/ej_{dc}$.

Очевидно, что (22), (23) являются искомыми соотношениями. Определяя p_{HF} и p_{dc} по результатам измерений j_{dc} , $\text{Re}Y$ и $\text{Im}Y$ в образце поликремния при различных интенсивностях падающего на образец оптического излучения, затем с помощью соотношений (22), (23) можно вычислить $N_s(E)$ на отрезке $E_1 \leq E \leq E_2$, где E_1 соответствует наиболее низкому уровню фотовозбуждения, а E_2 — наиболее высокому. Это утверждение можно проиллюстрировать следующим образом: результаты численных расчетов, представленные на рис. 1–3, условно примем за экспериментальные данные и используем их для расчета $N_s(E)$ с помощью соотношений (22), (23). Результат этого расчета представлен на рис. 4, где интегральная плотность ПС определена на отрезке

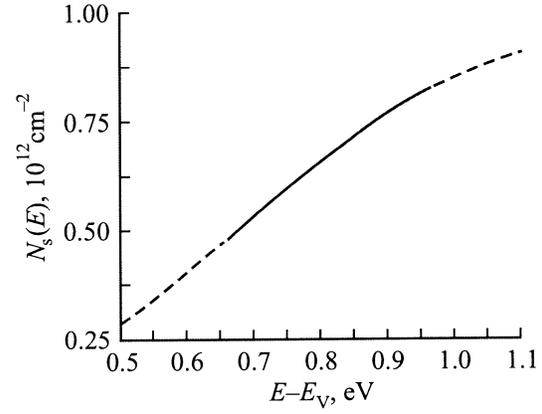


Рис. 4. Распределение интегральной плотности поверхностных состояний $N_s(E)$, рассчитанное с помощью соотношений (22), (23) (изображено сплошной линией). Штриховая линия — заданное распределение интегральной плотности поверхностных состояний, использованное при численных расчетах j_{dc} , C_b и C_b (рис. 1–3).

$E_V + 0.668 \text{ эВ} \leq E \leq E_V + 0.961 \text{ эВ}$. При этом нижней границе соответствует уровень фотовозбуждения $g_1 = 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, а верхней границе — уровень фотовозбуждения $g_2 = 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Из выражения (19) можно также получить следующие полезные соотношения, справедливые при $eU_b \gg kT$:

$$\frac{S_n}{\theta_n} = \frac{e^2(p_{HF} - p_{dc})p_{dc}}{2kTp_{HF}(C_{dc} - C_{HF})}, \quad (24)$$

$$j_R = \frac{2j_{dc}(p_{HF} - p_{dc})^2 C_{HF}}{(1 - \beta^2)p_{HF}(C_{dc} - C_{HF})}. \quad (25)$$

Численное значение параметра θ_n можно найти из сравнения (22) с выражением

$$F_n = E_C + kT \ln(j_{dc}/2ev_n N_C \theta_n),$$

справедливым при $eU_b \gg kT$. Поэтому соотношение (24) позволяет определить S_n по экспериментальным данным. Соотношение (25) позволяет определить зависимость j_R от интенсивности падающего на образец оптического излучения. Используя данные, представленные на рис. 1–3, легко убедиться, что при всех значениях g соотношение (24) дает постоянную величину, равную 10^{-13} см^2 (т.е. $S_n = 10^{-15} \text{ см}^2$ при $\theta_n = 0.01$), а соотношение (25) воспроизводит линейную зависимость $j_R = 2egL$.

Заключение

Таким образом, соотношения (22)–(25) могут служить теоретической основой экспериментального метода определения интегральной плотности ПС, сечения захвата электронов на уровни энергии ПС и плотности рекомбинационного тока на границах зерен по результатам измерений нелинейного фототока и фотоадмиттанса в поликремнии.

Список литературы

- [1] D.P. Joshi, D.P. Bhatt. IEEE Trans. Electron. Dev., **37**, 237 (1990).
- [2] D.P. Bhatt, D.P. Joshi. J. Appl. Phys., **68**, 2338 (1990).
- [3] К.М. Дошанов. ФТП, **30**, 558 (1996).
- [4] К.М. Дошанов. ФТП, **31**, 954 (1997).
- [5] G.E. Pike. Phys. Rev. B, **30**, 975 (1984).
- [6] G. Blatter, F. Greuter. Phys. Rev. B, **33**, 3952 (1987).
- [7] К.М. Дошанов. ФТП, **28**, 1645 (1994).
- [8] К.М. Дошанов. ФТП, **32**, 690 (1998).
- [9] К.М. Дошанов. Гелиотехника, № 1, 69 (1999).

Редактор Т.А. Полянская

Nonlinear and dynamical properties of charge transport in a polycrystalline silicon under optical illumination

K.M. Doshchanov

Physicotechnical Institute,
"Physics–Sun" Research and Production Enterprise,
Academy of Sciences of Uzbekistan,
700084 Tashkent, Uzbekistan

Abstract Nonlinear and dynamical properties of the photocurrent in polycrystalline silicon (polysilicon) have been investigated theoretically. The admittance of photoexcited polysilicon (photoadmittance) is calculated as a function of frequency, applied dc voltage and illumination level. Theory application to the spectroscopy of grain boundary interface states is considered. A possibility to determine the recombination current density at grain boundaries from the measurements of a nonlinear photocurrent and the photoadmittance has been shown.