

МЕХАНИЗМ АФН ЭФФЕКТА В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Дощанов К. М.

Теоретически исследуется механизм генерации фотоэдс в цепочке одинаковых бикристаллов, в которых зерна полупроводникового материала n -типа разделены диэлектрической прослойкой (ДП). Межкристаллитные барьеры образуются вследствие захвата электронов проводимости на пограничные состояния (ПС), расположенные на границах раздела зерно—ДП. Предполагается, что значения параметров ПС (уровня энергии и плотности ПС, сечений захвата электронов и дырок на ПС) слева и справа от ДП различны. Это предположение вводит асимметрию свойств бикристалла, необходимую для генерации фотоэдс. Рассчитаны ВАХ бикристаллов при различных значениях темпа фотогенерации электронно-дырочных пар G . Кривые ВАХ не проходят через начало координат. Это означает, что происходит генерация фотоэдс в бикристаллах. Найдены зависимости от G напряжения холостого хода U_{xx} (фотоэдс, генерируемая в одном бикристалле) и плотности тока короткого замыкания $j_{кз}$. Достаточно высокие значения U_{xx} и $j_{кз}$ ($U_{xx} \sim 50$ мВ, $j_{кз} \sim 100$ мА/см²) позволяют рассматривать предложенную теорию в качестве одного из возможных объяснений механизма АФН эффекта в поликристаллических полупроводниках.

1. Как известно, в некоторых полупроводниках, изготовленных в виде тонких поликристаллических слоев, наблюдаются аномальные фотонапряжения (АФН), величина которых может во много раз превышать ширину запрещенной зоны [1, 2]. Хотя был предложен ряд моделей этого эффекта, он до сих пор не получил определенного и детального объяснения. Все модели, выдержавшие критический анализ, основаны на представлении о суммировании элементарных фотоэдс, генерируемых цепочкой малых фотоэлементов. Высказывались различные предположения о природе элементарных фотоэдс. Считалось, что они могут возникать либо в результате эффекта Дембера в микроячейках, либо из-за фотовольтаического эффекта в p — n -переходах или на границах зерен. Последнее предположение является, по-видимому, наиболее реалистичным, однако отсутствует детальная теория, описывающая механизм генерации фотоэдс на межкристаллитном барьере. Целью данной работы является построение такой теории.

2. Рассмотрим одномерную модель поликристаллического полупроводника — цепочку последовательно соединенных одинаковых бикристаллов, в которых зерна полупроводникового материала n -типа разделены диэлектрической прослойкой (ДП) (рис. 1, а). На границах раздела зерно—ДП имеются пограничные состояния (ПС) акцепторного типа, захват на которые электронов проводимости приводит к изгибу зон в зернах вблизи их контакта с ДП (рис. 1, б). Будем предполагать, что значения параметров ПС (плотности и уровня энергии ПС, сечений захвата электронов и дырок на ПС) слева и справа от ДП различны. Это предположение является центральным в рассматриваемой теории, так как вводит асимметрию в свойствах бикристаллов, необходимую для генерации фотоэдс. Можно указать на возможные причины возникновения такой асимметрии в реальных АФН пленках, связанные с особенностью технологии их изготовления. На рис. 1, а показана предполагаемая ориентация полярных осей зерен относительно ДП в поликристаллических пленках соединений $A^{III}B^V$ и $A^{IV}B^VI$, полученных косым напылением. Пусть ПС обусловлены ненасыщенными связями атомов полупроводника, расположенных на

границе с ДП. Тогда слева от ДП это будут атомы металла А, а справа — атомы металлоида В, что и обусловит различие параметров ПС по разные стороны

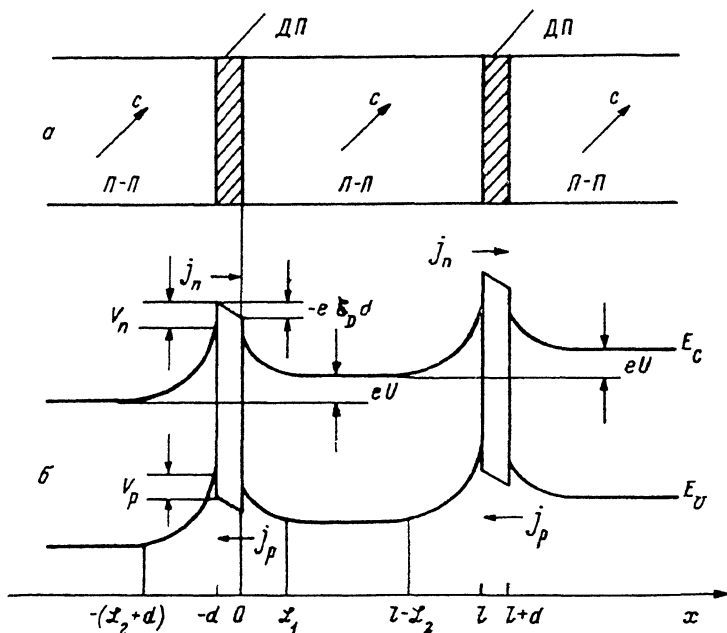


Рис. 1.

а — цепочка одинаковых бикристаллов (стрелками указаны направления полярных осей зерен), б — энергетическая диаграмма цепочки бикристаллов при наличии напряжения U на каждом бикристалле.

от ДП. Если же ПС образуются адсорбированными на границах зерен атомами примеси, то естественно предположить, что при косом напылении пленок плотность адсорбированных атомов с одной стороны от ДП будет выше, чем с другой.

Дадим качественное объяснение механизма генерации фотоэдс в цепочке фотовозбужденных бикристаллов. Генерируемые светом электронно-дырочные пары разделяются полями межкристаллитных барьеров. В результате возникают потоки дырок, направленные к границам зерен, где они рекомбинируют

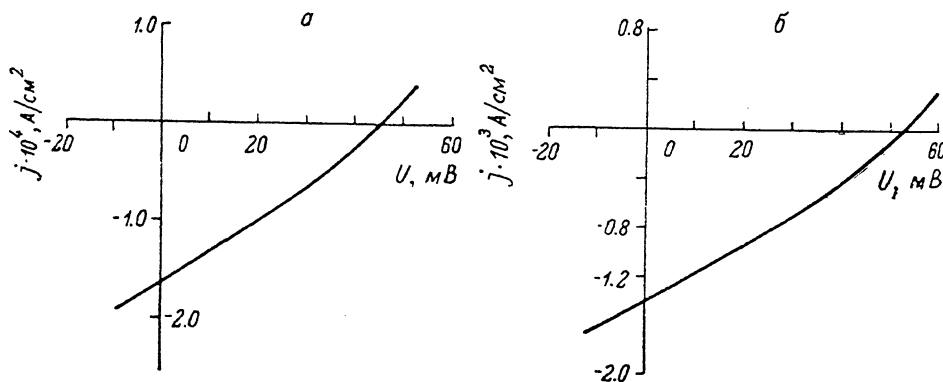


Рис. 2. ВАХ фотовозбужденных бикристаллов в случае $L_p \ll l$.

$G, \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$: а — 10^{22} , б — 10^{23} .

с электронами, захваченными на ПС. Так как скорости рекомбинации дырок слева и справа от ДП различны (вследствие различия параметров ПС), то по разные стороны от ДП установятся различные концентрации свободных дырок, а через ДП потечет дырочный ток, стремящийся эти концентрации выровнять. Если цепочка короткозамкнута, то этот дырочный ток будет определять ток короткого замыкания. В разомкнутой цепочке дырочный ток в бикристаллах

должен быть уравновешен электронным током. Это произойдет, когда на каждом бикристалле установится некоторое напряжение U_{xx} (напряжение холостого хода бикристалла). Напряжение между концами цепочки, равное $U_{xx}N$ (N — число бикристаллов в цепочке), и есть генерируемая в цепочке фотоэдс. Мы будем считать, что электронный и дырочный токи через ДП — это термоэмиссионные токи электронов и дырок через барьеры V_n и V_p , создаваемые ДП (рис. 1, б).

3. Если концентрация дырок $p(x)$ в фотовозбужденных бикристаллах удовлетворяет условию $p(x) \ll n_0 = N_d - N_a$, где n_0 — равновесная концентрация электронов в объеме зерен, N_d и N_a — концентрации полностью ионизированных доноров и акцепторов, то для определения электрического поля можно использовать приближение шоттки-слоев обеднения. Тогда для напряженности поля имеем

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \frac{en_0(\mathcal{L}_2 + d + x)}{\varepsilon_0\varepsilon}, & -(\mathcal{L}_2 + d) \leq x \leq -d, \\ \varepsilon_D, & -d < x < 0, \\ -\frac{en_0(\mathcal{L}_1 - x)}{\varepsilon_0\varepsilon}, & 0 \leq x \leq \mathcal{L}_1, \\ 0, & \mathcal{L}_1 \leq x \leq l - \mathcal{L}_2, \\ \frac{en_0(x - l + \mathcal{L}_2)}{\varepsilon_0\varepsilon}, & l - \mathcal{L}_2 \leq x \leq l \end{cases} \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\varepsilon_0\varepsilon'\varepsilon_D - \varepsilon_0\varepsilon\varepsilon(-d) = -eN_2f_2, \quad (2)$$

$$\varepsilon_0\varepsilon\varepsilon(0) - \varepsilon_0\varepsilon'\varepsilon_D = -eN_1f_1, \quad (3)$$

$$\int_{-(\mathcal{L}_2+d)}^{\mathcal{L}_1} \varepsilon(x) dx = U. \quad (4)$$

Здесь e — абсолютная величина заряда электрона, $\varepsilon_0\varepsilon$ и $\varepsilon_0\varepsilon'$ — абсолютные диэлектрические проницаемости материала зерен и ДП, \mathcal{L}_1 , \mathcal{L}_2 — толщины шоттки-слоя справа и слева от ДП, d — толщина ДП, l — размер зерен, N_1 и f_1 — плотность ПС и функция распределения электронов на ПС справа от ДП, N_2 и f_2 — слева от ДП, U — напряжение на каждом бикристалле. Из (1)–(4) находим

$$\mathcal{L}_{1,2} = \frac{N_1f_1 + N_2f_2}{2n_0} \mp \frac{2\varepsilon_0\varepsilon'U + ed(N_2f_2 - N_1f_1)}{\frac{2e\varepsilon'}{\varepsilon}(N_1f_1 + N_2f_2) + 2en_0d}, \quad (5)$$

$$z_3 = z_2 - z_1 - \frac{eU}{kT}, \quad (6)$$

где $z_{1,2} = \mathcal{L}_{1,2}^2/2l_0^2$, $l_0 = \sqrt{\varepsilon_0\varepsilon kT/e^2n_0}$ — дебаевская длина экранирования, $z_3 = -e\varepsilon_D d/kT$, T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана.

4. Определим уравнения, описывающие перенос носителей заряда в фотовозбужденных бикристаллах в стационарном состоянии. Для плотности дырочного тока в зернах $j_p(x)$ имеем

$$j_p(x) = e\mu_p p(x) \varepsilon(x) - eD_p \frac{dp(x)}{dx}, \quad (7)$$

$$\frac{dj_p(x)}{dx} = e(G - R(x)), \quad (8)$$

где μ_p и D_p — подвижность и коэффициент диффузии дырок, G — темп однородной фотогенерации электронно-дырочных пар, $R(x)$ — темп рекомбинации дырок в объеме зерен. Пренебрегая рекомбинацией в шоттки-слоях, определим $R(x)$ выражением

$$R(x) = \begin{cases} \frac{p(x) - p_0}{\tau_p}, & \mathcal{L}_1 < x < l - \mathcal{L}_2, \\ 0, & -(\mathcal{L}_2 + d) < x < -d, \quad 0 < x < \mathcal{L}_1, \end{cases} \quad (9)$$

где p_0 — равновесная концентрация дырок, τ_p — объемное время жизни дырок. Плотность электронного тока $j_n(x)$ в шоттки-слоях определяется уравнениями

$$j_n(x) = e\mu_n n(x) \varepsilon(x) + eD_n \frac{dn(x)}{dx}, \quad (10)$$

$$\frac{dj_n(x)}{dx} = -eG \quad (11)$$

с граничным условием $n(\mathcal{L}_1) = n(-\mathcal{L}_2 - d) = n_0$. Здесь $n(x)$, μ_n и D_n — концентрация, подвижность и коэффициент диффузии электронов. Выражения (7)–(11) следует дополнить уравнениями непрерывности на границах раздела зерно–ДП ($x=0$, $x=-d$)

$$-\frac{j_p(0) - j_p}{e} = S_{p1} N_1 v_p [p(0) f_1 - p_1 (1 - f_1)], \quad (12)$$

$$-\frac{j_p - j_p(-d)}{e} = S_{p2} N_2 v_p [p(-d) f_2 - p_2 (1 - f_2)], \quad (13)$$

$$\frac{j_n(0) - j_n}{e} = S_{n1} N_2 v_n [n(-0) (1 - f_1) - n_1 f_1], \quad (14)$$

$$\frac{j_n - j_n(-d)}{e} = S_{n2} N_2 v_n [n(-d) (1 - f_2) - n_2 f_2], \quad (15)$$

$$p_i = N_s \exp\left(-\frac{E_i - E_v}{kT}\right), \quad n_i = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_i}{kT}\right), \quad i = 1, 2,$$

где j_p и j_n — плотности дырочного и электронного токов в ДП; E_1 , S_{p1} , S_{n1} — уровень энергии ПС, сечения захвата дырки и электрона на ПС справа от ДП, E_2 , S_{p2} , S_{n2} — слева от ДП; $v_p = \sqrt{8kT/\pi m_p}$ и $v_n = \sqrt{8kT/\pi m_n}$ — средние тепловые скорости дырок и электронов (m_n и m_p — эффективные массы электронов и дырок); $N_v = 2 \sqrt{(2\pi m_p kT/\hbar^2)^3}$ и $N_c = 2 \sqrt{(2\pi m_n kT/\hbar^2)^3}$ — эффективные плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости (\hbar — постоянная Планка); E_v — потолок валентной зоны, E_c — дно зоны проводимости.

Определим термоэмиссионные токи дырок и электронов через ДП. Поток дырок, текущий справа налево, определяется выражением

$$I_{12} = \frac{2}{\hbar^3 m_p} \int_{-\infty}^{-p_{0z}} p_x dp_x \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \int_{-\infty}^{\infty} f(F_{p1}, p_x, p_y, p_z) dp_z, \quad (16)$$

где p_x , p_y , p_z — компоненты импульса дырки, $f(F_{p1}, p_x, p_y, p_z)$ — функция распределения дырок в валентной зоне, F_{p1} — квазиуровень Ферми дырок непосредственно справа от ДП, p_{0z} — минимальный импульс в направлении z , необходимый для преодоления барьера, создаваемого ДП. В отсутствие вырождения функция $f(F_{p1}, p_x, p_y, p_z)$ может быть записана в виде

$$f(F_{p1}, p_x, p_y, p_z) = \exp\left(-\frac{F_{p1} - E_v}{kT}\right) \exp\left(-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m_p kT}\right). \quad (17)$$

Подставляя (17) в (16), находим

$$I_{12} = -\frac{1}{4} v_p N_v e^{-\frac{F_{p1} - E_v}{kT}} e^{-\frac{v_p}{kT}} = -\frac{v_p p(0)}{4} e^{-\frac{v_p}{kT}}. \quad (18)$$

Аналогично находим выражение для потока дырок, текущего слева направо

$$I_{21} = \frac{v_p p(-d)}{4} e^{-\frac{v_p}{kT} - z_s}. \quad (19)$$

Плотность дырочного тока через ДП определяется выражением

$$j_p = e(I_{12} + I_{21}) = -\frac{ev_p}{4} e^{-\frac{V_p}{kT}} [p(0) - p(-d)e^{-z_2}]. \quad (20)$$

Аналогично определяется плотность электронного тока через ДП:

$$j_n = j_{n0} \left[\frac{n(0)}{n_0} e^{-z_2} - \frac{n(-d)}{n_0} \right], \quad (21)$$

где $j_{n0} = \frac{1}{4} en_0 v_n \exp(-V_n/kT)$. Плотность полного тока в бикристаллах $j = j_n + j_p$

Далее с целью упрощения расчетов мы ограничимся рассмотрением двух предельных случаев $L_p \ll l$ и $L_p \gg l$, где $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ — диффузионная длина дырок.

5. В случае $L_p \ll l$ процесс генерации элементарной фотодс можно рассматривать независимо в каждом отдельном бикристалле, при этом размер зерен можно считать бесконечно большим.

Из (7)–(9), (12), (13) находим концентрации дырок справа $p(0)$ и слева $p(-d)$ от ДП

$$p(0) = G\tau_p \varphi_1 + p_0 \psi_1 + \frac{j_p \tau_p}{eL_p} z_1, \quad (22)$$

$$p(-d) = G\tau_p \varphi_2 + p_0 \psi_2 - \frac{j_p \tau_p}{eL_p} z_2, \quad (23)$$

$$\varphi_i = \frac{\sqrt{2z_i} \alpha F(z_i) + 1 - \alpha^2 (1 - e^{-z_i})}{e^{-z_i} + \gamma_i F(z_i) f_i},$$

$$\psi_i = \frac{1 + \alpha_i \gamma_i F(z_i) (1 - f_i)}{e^{-z_i} + \gamma_i F(z_i) f_i}, \quad z_i = \frac{F(z_i)}{e^{-z_i} + \gamma_i F(z_i) f_i},$$

$$F(z_i) = 1 + \alpha \sqrt{\frac{\pi}{2}} \Phi(\sqrt{z_i}), \quad \Phi(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi e^{-t^2} dt,$$

где $\alpha = l_0/L_p$, $\alpha_i = p_i/p_0$, $\gamma_i = S_{pi} N_i v_p \tau_p / L_p$, $i = 1, 2$. Подставляя (22), (23) в (20), имеем

$$j_p = -j_{p0} \frac{\psi_1 - \psi_2 e^{-z_2} + \frac{G\tau_p}{p_0} (\varphi_1 - \varphi_2 e^{-z_2})}{1 + \frac{j_{p0}}{j_a} (z_1 + z_2 e^{-z_2})}, \quad (24)$$

где $j_{p0} = \frac{1}{4} ev_p p_0 \exp(-V_p/kT)$, $j_a = ep_0 L_p / \tau_p$. Из (10), (11), (14), (15) находим концентрации электронов справа $n(0)$ и слева $n(-d)$ от ДП

$$\frac{n(0)}{n_0} = A_1 e^{-z_1} - B_1 \frac{j_n}{j_b}, \quad (25)$$

$$\frac{n(-d)}{n_0} = A_2 e^{-z_2} + B_2 \frac{j_n}{j_b}, \quad (26)$$

$$A_i = \frac{\sqrt{2z_i} + \lambda_i b_i f_i (e^{z_i} - 1)}{\sqrt{2z_i} + \lambda_i (1 - f_i) (1 - e^{-z_i})}, \quad B_i = \frac{1 - e^{-z_i}}{\sqrt{2z_i} + \lambda_i (1 - f_i) (1 - e^{-z_i})},$$

где $j_b = en_0 l_0 / \tau_n$, $\tau_n = \epsilon_0 \epsilon / e \mu_n n_0$ — максвелловское время релаксации, $\lambda_i = S_{ni} N_i v_n \tau_n / l_0$, $b_i = n_i / n_0$, $i = 1, 2$. Подставляя (25), (26) в (21), имеем

$$j_n = j_{n0} \frac{A_1 e^{-(z_1+z_2)} - A_2 e^{-z_2}}{1 + \frac{j_{n0}}{j_b} (B_1 e^{-z_2} + B_2)}. \quad (27)$$

Стационарные функции распределения электронов на ПС f_1 и f_2 определяются из уравнений

$$S_{n1}v_n[n(0)(1-f_1) - n_1f_1] = S_{p1}v_p[p(0)f_1 - p_1(1-f_1)], \quad (28)$$

$$S_{n2}v_n[n(-d)(1-f_2) - n_2f_2] = S_{p2}v_p[p(-d)f_2 - p_2(1-f_2)]. \quad (29)$$

Система уравнений (22)–(31) решалась численно для следующих значений параметров: $T=300$ К, $m_n=0.11 m_0$, $m_p=0.35 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $\epsilon=10.9$, $\epsilon'=10$, $\mu_n=600$ см²/В·с, $\mu_p=100$ см²/В·с, $n_0=10^{17}$ см⁻³, $\tau_p=10^{-11}$ с, $L_p=5 \cdot 10^{-6}$ см, $d=10^{-6}$ см, $V_{n1}=V_{p1}=0.25$ эВ, $E_c-E_1=0.3$ эВ, $E_c-E_2=0.6$ эВ, $E_c-E_v=1.5$ эВ, $S_{n1}=S_{p1}=5 \cdot 10^{-15}$ см², $S_{n2}=S_{p2}=5 \cdot 10^{-14}$ см², $N_1=N_2=10^{12}$ см⁻². При использованных значениях параметров ПС поверхностная рекомбинация дырок происходит в основном на границе $x=-d$. Поэтому $p(0) > p(-d)$ и ток дырок через ДП течет справа налево. Результаты расчетов вольт-амперной характеристики (ВАХ) бикристалла для различных значений G представлены на рис. 2. Видно, что кривые ВАХ не проходят через начало координат. Это означает, что в бикристалле генерируется фотоэдс.

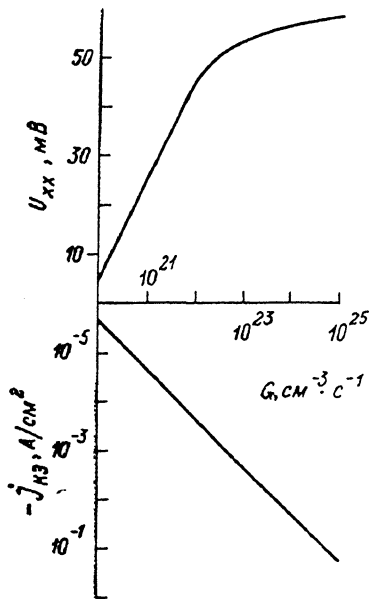


Рис. 3. Зависимости напряжения холостого хода U_{xx} и плотности тока короткого замыкания j_{kz} от темпа фотогенерации электронно-дырочных пар G в случае $L_p \ll l$.

Отрезок оси абсцисс, отсекаемый этими кривыми, является напряжением холостого хода бикристалла U_{xx} (элементарная фотоэдс), а отрезок, отсекаемый на оси ординат, — током короткого замыкания j_{kz} . На рис. 3 представлены зависимости U_{xx} и j_{kz} от G . Величина G ограничена сверху условием $p(0) \ll n_0$, где $p(0)$ определяется соотношением (22).

6. При $L_p \gg l$ можно полностью пренебречь рекомбинацией носителей заряда в объеме зерен. Кроме этого, для простоты будем предполагать, что поверхностная рекомбинация происходит только слева от ДП.

Для этого положим $N_1=0$. Из уравнения (8) при $R(x)=0$ имеем

$$j_p(x) = j_p(0) + eGx, \quad 0 \leq x \leq l. \quad (30)$$

Вследствие одинаковости бикристаллов $p(l) = p(-d)$, $j_p(l) = j_p(-d)$. Из уравнений (12), (13) следует

$$j_p(0) = j_p, \quad (31)$$

$$p(-d) = p(l) = \frac{Gl}{S_{p2}N_2v_p f_2} + \frac{p_2(1-f_2)}{f_2}. \quad (32)$$

Решая уравнение (7) при $0 \leq x \leq l$, находим

$$p(0) = p(l) e^{\xi_1 - \xi_2} + \frac{Gl^2}{2D_p} A_3 e^{\xi_1} + \frac{j_p l}{eD_p} B_3 e^{\xi_1}, \quad (33)$$

$$A_3 = (1 - \beta \sqrt{2z_2})^2 - 2\beta^2 (z_1 - e^{-z_1} + e^{-z_2}) + \sqrt{2\pi} \beta [(1 - \beta \sqrt{2z_2}) \Phi(\sqrt{z_2}) + \beta \sqrt{2z_1} \Phi(\sqrt{z_1})],$$

$$B_3 = 1 - \beta \sqrt{2z_1} - \beta \sqrt{2z_2} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \beta [\Phi(\sqrt{z_1}) + \Phi(\sqrt{z_2})],$$

где $\xi = l_0/l$. Из (20), (32), (38) находим выражение для плотности дырочного тока

$$j_p = \frac{j_{p2} e^{z_1}}{1 + \frac{j_{p2}}{j_c} B_3 e^{z_1}} \left[\left(\frac{1-f_2}{f_2} + \frac{eGl c}{2j_c f_2} \right) (e^{-(z_1+z_3)} - e^{-z_2}) - \frac{eGl A_3}{2j_c} \right], \quad (34)$$

где $j_{p2} = \frac{1}{4} e v_p D_2 \exp(-V_p/kT)$, $j_c = e p_2 D_p / l$, $c = 2D_p / S_{p2} N_2 v_p l$.

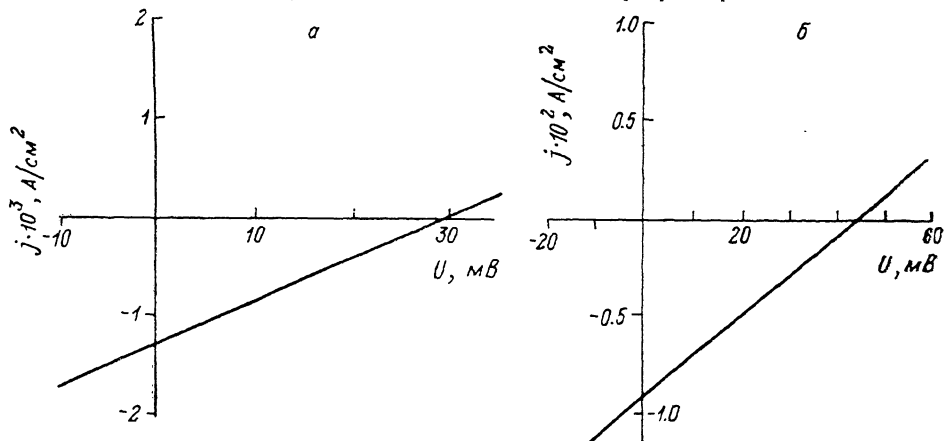


Рис. 4. ВАХ фотовозбужденных бикристаллов в случае $L_F \gg l$.
 G , $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$: а — 10^{22} , б — 10^{23} .

Из уравнений (10), (11), (14) имеем

$$\frac{n(0)}{n_0} = e^{-z_1} - \frac{j_n}{j_b} \theta_1, \quad (35)$$

$$\frac{n(-d)}{n_0} = e^{-z_2} + \frac{j_n - eGl}{j_b} \theta_2, \quad (36)$$

$$j_b = \frac{e n_0 l n_i}{\tau_{\text{ж}}}, \quad \theta_i = \frac{1 - e^{-z_i}}{\sqrt{2z_i}}, \quad i = 1, 2.$$

Подставляя (35), (36) в (21), находим выражение для плотности электронного тока

$$j_n = j_{n1} \frac{e^{-(z_1+z_3)} - e^{-z_2} + \frac{eGl}{j_b} \theta_2}{1 + \frac{j_{n1}}{j_b} (\theta_1 e^{-z_3} + \theta_2)}. \quad (37)$$

Из (13), (29) находим уравнение для определения функции f_2

$$N_2 S_{n2} v_n [n(-d)(1-f_2) - n_2 f_2] = Gl. \quad (38)$$

Система уравнений (34)–(38) решалась численно для $l = 10^{-5}$ см, значения остальных параметров, входящих в эти уравнения, были выбраны такими же, как и в случае $L_p \ll l$. Значения G ограничены сверху условием

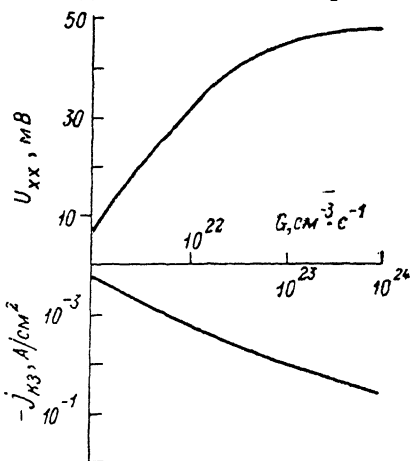


Рис. 5. Зависимости U_{xx} и j_{kz} от G в случае $L_p \gg l$.

$p(0) \ll n_0$, где $p(0)$ определено соотношением (33). Результаты расчетов представлены на рис. 4 и 5. Видно, что ВАХ бикристаллов имеют те же особенности, что и в случае $L_p \ll l$, хотя и различаются в количественном отношении.

Достаточно высокие значения U_{xx} и j_{kz} как в случае $L_p \ll l$, так и в случае $L_p \gg l$ позволяют рассматривать изложенную теорию как одно из возможных объяснений АФН эффекта в поликристаллических полупроводниках. Экспе-

риментальный факт зависимости фотонапряжения от угла освещения АФЭ пленки можно, по-видимому, объяснить угловой зависимостью G . В рассматриваемом механизме не возникает инверсии знака фотонапряжения при изменении угла освещения, что соответствует экспериментальной ситуации например, в косонапыленных пленках CdTe [2, 3].

Автор выражает благодарность Б. Б. Байзакову за выполнение численных расчетов.

Список литературы

- [1] Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М., 1973. 456 с.
- [2] Адирович Э. И. и др. // Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника. Ташкент, 1972. С. 143—173.
- [3] Sharma S. K., Srivastava R. S. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 98. N 2. P. 589—593.

Научно-производственное объединение
«Физика—Солнце» ФТИ
им. С. В. Стародубцева АН УзССР
Ташкент

Получена 4.12.1989
Принята к печати 6.03.1990