

ИНВЕРСИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ У ОСВЕЩАЕМОГО АНОДА МПМ ДИОДА

Б. И. Резников, Г. В. Царенков

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 26.11.1992. Принята к печати 26.11.1992)

Предсказана инверсия электрического поля у освещаемого анода МПМ структуры с высокоомной базой. Инверсия наступает при интенсивностях I_j , превышающих инверсную I_{inv} , которая растет с увеличением приложенного к структуре напряжения V и уменьшением ее размера d .

Причина инверсии поля — возникновение настолько больших градиентов электронной концентрации у поверхности, что сумма диффузионных токов фотоносителей превышает полный ток, в результате чего поле у поверхности E_0 изменяет знак. Величина $|E_0|$ растет с интенсивностью и при $I_j \gg I_{inv}$ может превзойти $E_c = V/d$. Ширина инверсной области немонотонно зависит от интенсивности, быстро растет при $I_j > I_{inv}$ и слабо изменяется при $I_j \gg I_{inv}$.

За область инверсного поля расположена протяженная квазинейтральная область, где поле менее одного процента E_c . При увеличении интенсивности область малого поля расширяется и при $I_j \gg I_{inv}$ занимает значительную долю всей структуры. В остальной части структуры превалирует дрейфовый перенос, дырочная концентрация намного больше электронной, зависимость $E(x)$ имеет растущий корневой вид. Поле у темнового контакта возрастает с интенсивностью, а ток при $I_j \gg I_{inv}$ растет почти линейно.

Численное и аналитическое рассмотрение проведено для наиболее благоприятного случая пренебрежимо малой рекомбинации, при максимальных скоростях обмена носителями между полупроводником и металлом. Рассмотрены напряжения, значительно превышающие контактную разность потенциалов.

Введение. В [1] теоретически исследовался стационарный фотоэффект в структуре металл—полупроводник—металл (МПМ) с высокоомной базой. Считалось, что приложенное к структуре напряжение во много раз превышает контактную разность потенциалов. Действие излучения вызывает перестройку электрического поля во всем объеме кристалла, причем поле у освещаемой поверхности экранируется зарядом фотогенерируемых носителей и уменьшается с увеличением интенсивности. Последнее приводит к сильному замедлению роста тока с интенсивностью. При интенсивностях, существенно превышающих характерное значение $I_c = 8/9 (j_0/e)$, ток близок к j_0 (ток, ограниченный объемным зарядом [2]), а поле у поверхности уменьшается почти до нуля.

Вопрос о дальнейшем изменении поля и тока с ростом интенсивности остается открытым. Существует мнение, что для структур с промежуточным тонким слоем диэлектрика между металлом и полупроводником (МДПДМ структур) «при экстремально больших уровнях освещения ($I_j = 10^{20} - 10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) происходит полная экранировка всех внешних полей неравновесными носителями заряда и полное спрямление зон на поверхности» [3, с. 22], [4]. Однако при значительных интенсивностях и хорошем обмене носителями между полупроводником и металлом градиент электронной концентрации ($dn/dx > 0$) может стать настолько большим, что сумма диффузионных токов электронов и дырок может превзойти ток через структуру. В этом случае поле у освещаемой поверхности, как следует из закона сохранения полного тока

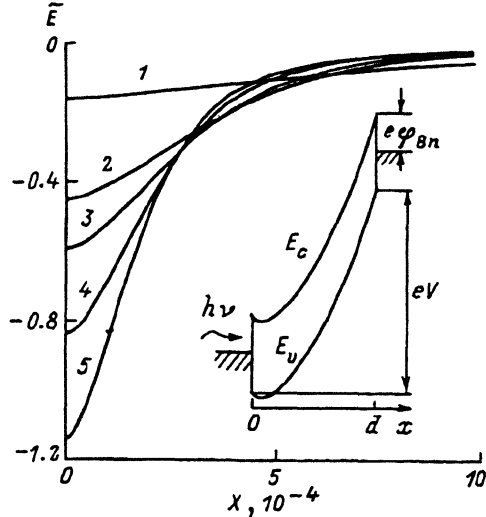


Рис. 1. Распределение электрического поля $\tilde{E}(X)$ вблизи освещаемой поверхности при различных интенсивностях. $L_j, 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1—1, 2—10, 3—20, 4—50, 5—100. На вставке — энергетическая зонная диаграмма МПМ структуры при освещении.

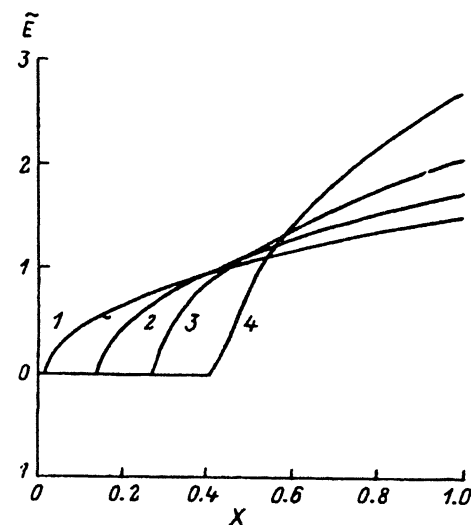


Рис. 2. Распределение электрического поля $\tilde{E}(X)$ в полупроводниковой толще при различных интенсивностях. $L_j, 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1—1, 2—10, 3—30, 4—100.

$$D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} + (p\mu_p + n\mu_n) E = \frac{j}{e}, \quad (1)$$

изменит знак, согласовывая диффузионный и дрейфовый ток с полным током.

Цель настоящей работы — изучение условий возникновения инверсии электрического поля и выяснение основных закономерностей его поведения с ростом интенсивности. Представляет теоретический и прикладной интерес распределение поля во всем образце и зависимость тока от интенсивности. Здесь исследуется наиболее благоприятный случай пренебрежимо малой рекомбинации и максимально высокой скорости обмена носителями между полупроводником и металлом. Последнее реализуется при отсутствии диэлектрической пленки между ними (МПМ структура). Используется физическая и математическая модель МПМ структуры, описанная уравнениями (1—9) работы [1].

Рассматривается симметричная МПМ структура (рис. 1, вставка), на полупрозрачную поверхность которой падает монохроматический световой поток. К структуре приложено напряжение V , намного большее контактной разности потенциалов между полупроводником и металлом. Освещаемая поверхность $x=0$ является анодом. На поверхностях раздела металл—полупроводник $x=0$ и $x=d$ учитывается обмен электронами и дырками посредством термоэлектронной эмиссии со скоростями V_n и V_p .

1. Результаты численного решения

Численные расчеты проводились для структуры из CdTe при тех же параметрах, что и в [1]. Важнейшие параметры следующие: $N_a = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $b = \mu_n/\mu_p = 10$, $V_n = 8.5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $V_p = 6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$, $d = 0.3 \text{ см}$, $T = 300 \text{ К}$, $V = 300 \text{ В}$.

На рис. 1 представлено распределение электрического поля $\tilde{E}(X)$ в освещаемом слое структуры при интенсивностях $I_j = 10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($\tilde{E} = E/E_c$, E_c

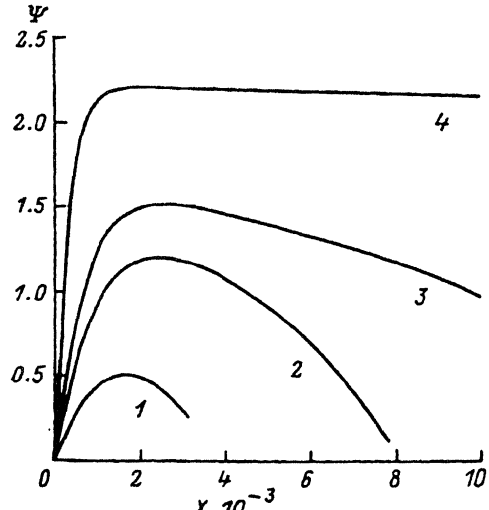


Рис. 3. Распределение электрического потенциала вблизи освещаемой поверхности при различных интенсивностях. $L_i, 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — 0.2, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 10.

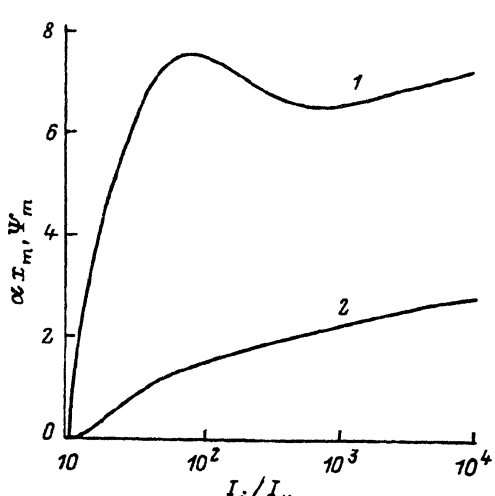


Рис. 4. Зависимость от интенсивности при $V = 300 \text{ В}$ ширины инверсной области αx_m (1) и глубины потенциальной ямы для электронов Ψ_m (2).

$= V/d$, $X = x/d$). В указанном диапазоне интенсивностей электрическое поле E_0 отрицательно на поверхности и в слое толщиной $x_m \approx 2 \cdot 10^{-3} d$, что примерно равно $7\alpha^{-1}$. Поле $|\bar{E}_0|$ растет с увеличением интенсивности, и при $I_i = 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ величина $|\bar{E}_0| > 1$. При интенсивностях, соответствующих значительным полям на поверхности (кривые 2—5), в распределении $\bar{E}(X)$ выделяются две характерные области: быстрого ($\alpha x \leq 1$) и медленного изменения поля после прохождения точки перегиба. Толщина последней составляет примерно 3/4 общей протяженности инверсной области x_m .

На рис. 2 показано распределение $\bar{E}(X)$ во всем кристалле. На графиках ясно выделяются три характерных участка. Область инверсии электрического поля [где $\bar{E}(X) < 0$] выглядит как резкая ступенька вблизи поверхности. Вторая область $X_m < X < X_0$ [$\bar{E}(X_m) = 0$, $\phi(X_0) = 0$, где ϕ — потенциал, отсчитываемый от анодного], где поле положительно и весьма мало ($\bar{E} < 0.01$), — область квазинейтральности. В третьей области, $X > X_0$, поле растет до значения E_d при $x = d$ и имеет вид, характерный для средних интенсивностей $I_i \approx I$. [1].

Ширина области малых полей $X_0 - X_m$ много больше ширины области инверсии X_m и заметно растет с увеличением интенсивности. Это означает, что освещением соответствующей интенсивности можно добиться «выключения» поля в значительной части структуры. При $I_i = 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ширина x_0 достигает $0.4d$. Поле у темного контакта растет с интенсивностью, и при $I_i = 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ значение $\bar{E}_d \approx 2.8$.

Профили электрического потенциала $\Psi(X) \equiv e\phi/kT$ в передней части кристалла при различных интенсивностях изображены на рис. 3. Функция $\Psi(X)$ — немонотонная, несимметричная функция, область убывания которой [при $\Psi(X) > 0$] расширяется с интенсивностью. Асимметрия функции связана с разномасштабностью областей инверсии и квазинейтральности, особенно заметной, когда интенсивность намного превосходит инверсную I_{inv} , при которой $E_0 = 0$. При $X > X_0$ (не показано на рисунке) потенциал $\Psi(X)$ резко

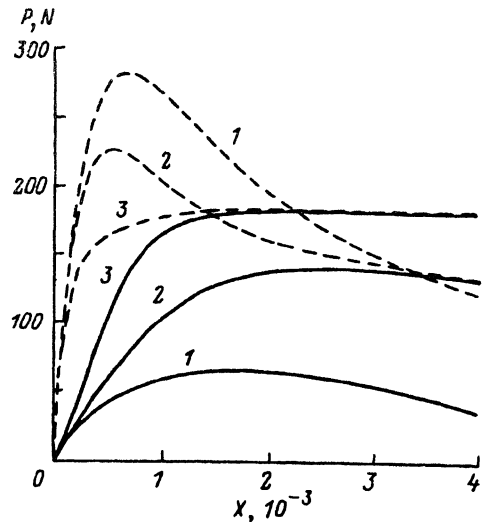


Рис. 5. Распределение концентраций носителей (в единицах $I_i/V\rho$) вблизи освещаемой поверхности. $n(x)$ — сплошные линии, $p(x)$ — штриховые. L_i , 10^{17} см $^{-2}$ с $^{-1}$: 1 — 0,2, 2 — 1, 3 — 10.

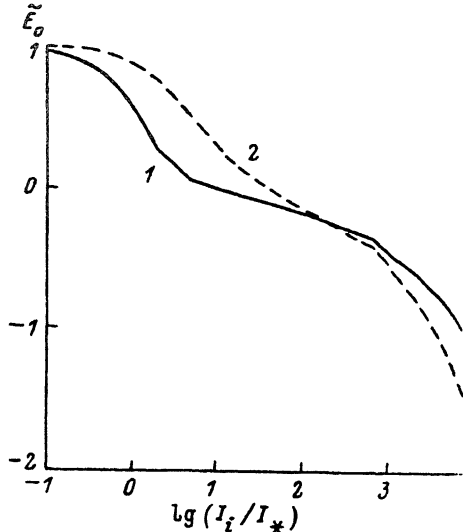


Рис. 6. Зависимость поля на поверхности \bar{E}_0 (в единицах E_d) от интенсивности. V , В: 1 — 300, 2 — 30.

падает, стремясь к граничному значению $\Psi_d = -eV/kT$. При $V = 300$ В величина $\Psi_d \approx -10^4$. Из рисунка хорошо видно, что с увеличением интенсивности растет как глубина ямы для электронов (Ψ_m), так и ее ширина (x_0). При $I_i > I_{inv}$ глубина ямы для электронов растет сначала быстро, а затем, когда I_i становится много больше I_{inv} , рост замедляется, и Ψ_m увеличивается по логарифмическому закону (рис. 4). Положение максимума потенциала (x_m), определяющее ширину инверсной области, немонотонно зависит от интенсивности (рис. 4). При $I_i > I_{inv}$ величина x_m сначала быстро растет, а затем, после прохождения максимума и при очень больших интенсивностях $I_i \gg I_{inv}$, зависимость $x_m(I_i)$ становится более медленной. Для $V = 300$ В и при $I_i/I_{inv} > 100$ величина αx_m находится в пределах 7+8. Более подробное исследование показывает, что характер зависимости $x_m(I_i)$ и численные значения αx_m зависят от напряжения V , произведения αd и отношения подвижностей b .

Заметим, что наличие потенциальной ямы для электронов при интенсивностях, превышающих инверсную, напоминает распределение потенциала в плоскопараллельном вакуумном диоде, работающем в режиме ограничения объемным зарядом [5].

Распределение концентраций носителей вблизи освещаемой поверхности при различных интенсивностях (рис. 5) показывает преобладание дырочной концентрации над электронной, резкий рост концентраций при удалении от поверхности, образование квазинейтральной области при значительных интенсивностях. Немонотонная зависимость плотностей от координаты связана с большими скоростями эмиссии носителей в металл, что при достаточно большом значении $b = \mu_n/\mu_p$ приводит к преобладанию диффузионных токов электронов и дырок над полным током через структуру и вызывает инверсию поля у анода [см. уравнение (1)].

Зависимость поля \bar{E}_0 на поверхности от интенсивности (при двух значениях напряжения V) показана на рис. 6. Данные представлены в широком

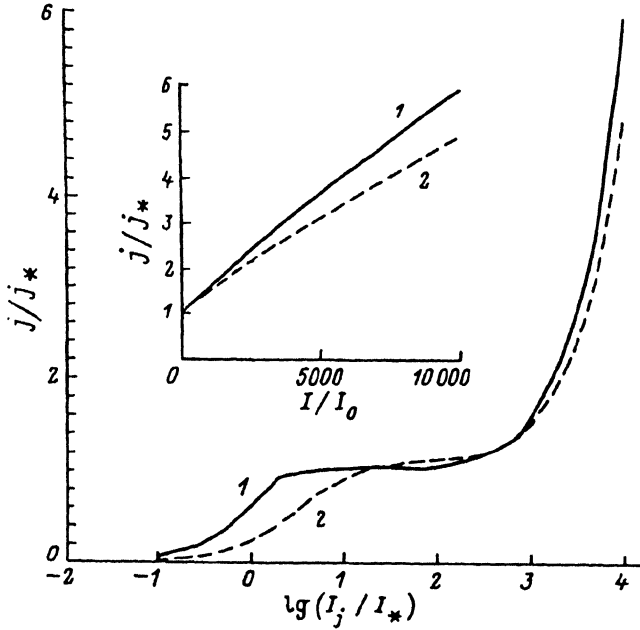


Рис. 7. Зависимость тока от интенсивности. $V, B: 1 - 300, 2 - 30$. На вставке — зависимость $j - I_j$ в линейном масштабе при больших интенсивностях.

диапазоне интенсивностей от много меньших I_* , когда $\bar{E}_0 \approx 1$, до много больших I_* , когда $\bar{E}_0 < -1$. Общий характер зависимости $\bar{E}_0(I_j/I_*)$ не меняется в широком диапазоне изменения напряжения.

Зависимость тока от интенсивности (при двух значениях напряжения) показана на рис. 7. Выделяются три характерных участка. При малых интенсивностях ($I_j \leq I_*$) имеется линейная и сублинейная зависимость $j(I_j)$ [1]. При $I_j > I_*$ происходит насыщение, так что $j = j_*$. Наконец, когда $I_j \gg I_*$, снова начинается почти линейный рост тока с интенсивностью (вставка на рис. 7).

Интерпретируем зависимость ток—интенсивность. При освещении со стороны анода основной вклад в ток вносят дырки, которые под действием внешнего поля дрейфуют к темновому контакту. С ростом интенсивности из-за экранирования внешнего поля объемным зарядом фотогенерированных носителей увеличивается поток дырок к освещаемой поверхности вследствие диффузии, что существенно замедляет рост тока с интенсивностью. Образование у анода области с отрицательным полем добавляет к диффузионному потоку дырок в сторону поверхности еще и дрейфовый. В результате рост тока с интенсивностью практически прекращается. При дальнейшем росте интенсивности преобладающее количество дырок генерируется правее инверсной области шириной x_m , дрейф в сторону поверхности становится менее существен, и ток почти линейно растет от интенсивности с квантовой эффективностью, пропорциональной $\exp(-\alpha x_m)$.

Найденные при численном решении закономерности требуют ответа на ряд вопросов, важнейшие из которых следующие:

1. Связь инверсной интенсивности I_{inv} с параметрами задачи.
2. Математическое описание зависимостей от интенсивности характерных величин, в частности $\bar{E}_0, \bar{E}_a, j, X_0, X_m, \Psi_m, n_m, p_m, n_0, p_0, n(X_0), p(X_0), E(X_0)$.

Эти вопросы рассматриваются в разделе 3.

В этом разделе будут выведены основные дифференциальные уравнения и ряд следствий из них с учетом граничных условий. Эти уравнения более удобны при численном решении, чем стандартная система уравнений непрерывности и Пуассона. Последняя в рассматриваемом случае больших интенсивностей обладает большой жесткостью и содержит пограничный слой у освещаемой поверхности.

2.1. Уравнения для поля E и для суммы концентраций $p + n$. Из определения потоков $q_p(x)$ и $q_n(x)$ следует

$$\frac{dp}{dx} - \frac{e}{kT} pE = - \frac{q_p(x)}{D_p}, \quad (2)$$

$$\frac{dn}{dx} - \frac{e}{kT} nE = - \frac{q_n(x)}{D_n}. \quad (3)$$

Складывая и вычитая (2) и (3), получим систему уравнений относительно $p + n$ и $p - n$. Исключая из нее $p + n$, получим уравнение второго порядка для $p - n$. Подставляя в него $p - n$, определенное из уравнения Пуассона

$$p - n = \frac{\epsilon}{4\pi e} \frac{dE}{dx} + N_a, \quad (4)$$

и интегрируя один раз, будем иметь интегродифференциальное уравнение для $E(x)$

$$\begin{aligned} \frac{1}{E} \frac{d^2 E}{dx^2} + \frac{4\pi e}{\epsilon E} \left[\frac{q_p(x)}{D_p} - \frac{q_n(x)}{D_n} \right] - \left(\frac{e}{kT} \right)^2 \left(\frac{E^2}{2} + \frac{4\pi e N_a}{\epsilon} \int_0^x E dx \right) = \\ = - \frac{4\pi e^2}{\epsilon kT} \int_0^x \left(\frac{q_p(x)}{D_p} + \frac{q_n(x)}{D_n} \right) dx + C. \end{aligned} \quad (5)$$

Константа C ,

$$C = \frac{4\pi e^2}{\epsilon kT} (p_0 + n_0) - \left(\frac{e}{kT} \right)^2 \frac{E_0^2}{2}, \quad (6)$$

вычисляется с помощью связи между полем и $p + n$, получаемой дифференцированием уравнения Пуассона и исключением dp/dx и dn/dx с помощью соотношений (2) и (3):

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + \frac{4\pi e}{\epsilon} \left[\frac{q_p(x)}{D_p} - \frac{q_n(x)}{D_n} \right] = \frac{4\pi e^2}{\epsilon kT} E (p + n). \quad (7)$$

Исключая первые два слагаемых в (5) с помощью (7), получим $p + n$ как функцию поля

$$p + n = p_0 + n_0 + \frac{\epsilon}{8\pi kT} (E^2 - E_0^2) - \int_0^x \left(\frac{q_p(x)}{D_p} + \frac{q_n(x)}{D_n} \right) dx + \frac{e N_a}{kT} \int_0^x E dx. \quad (8)$$

Уравнение (5) позволяет определить электрическое поле $E(x)$ [при заданных $q_p(x)$ и $q_n(x)$], после чего концентрации носителей находятся из (4) и (8). Заметим, что при выводе (5) использовалось только соотношение Эйнштейна между коэффициентами диффузии и подвижности и не делалось никаких пред-

положений относительно $q_p(x)$ и $q_n(x)$. Поэтому уравнения (5) и (8) справедливы и при наличии рекомбинации.

Соотношение (8) при $x=d$ дает связь между граничными значениями поля E_0 и E_d

$$E_d^2 - E_0^2 = \frac{8\pi kT}{\varepsilon} \left[p_d + n_d - p_0 - n_0 + \int_0^d \left(\frac{q_p(x)}{D_p} + \frac{q_n(x)}{D_n} \right) dx - \frac{eV}{kT} N_a \right]. \quad (9)$$

Входящие в (5), (8), (9) граничные концентрации могут быть выражены через потоки на границах [1]

$$\begin{aligned} q_n(0) &= -V_n(n_0 - n_0^{eq}), & q_n(d) &= V_n(n_d - n_d^{eq}), \\ q_p(0) &= -V_p(p_0 - p_0^{eq}), & q_p(d) &= V_p(p_d - p_d^{eq}), \end{aligned} \quad (10)$$

где в силу симметрии структуры следует полагать $n_d^{eq} = n_0^{eq}$, $p_d^{eq} = p_0^{eq}$.

2.2. Выражения для граничных концентраций, потоков и полного тока. Интегрируя (2) и (3), получим выражение для концентраций через потенциал и потоки

$$n(x) = n_0 e^{\Psi(x)} - \frac{1}{D_n} \int_0^x q_n(x') e^{\Psi(x) - \Psi(x')} dx', \quad (11)$$

$$p(x) = p_d e^{\Psi_d - \Psi(x)} + \frac{1}{D_p} \int_x^d q_p(x') e^{\Psi(x') - \Psi(x)} dx', \quad (12)$$

где $\Psi(x) \equiv e\phi/kT$, $\Psi_d = -eV/kT$.

Дальнейший анализ будет проводиться для фотогенерации носителей без учета их рекомбинации. В этом случае координатные зависимости потоков имеют вид

$$q_{n,p}(x) = q_{n,p}(0) + I_i(1 - e^{-\alpha x}). \quad (13)$$

Из (13) и (10) следует связь между граничными концентрациями

$$n_0 + n_d \approx \frac{I_i}{V_n} + 2n_0^{eq}, \quad (14a)$$

$$p_0 + p_d \approx \frac{I_i}{V_p} + 2p_0^{eq}, \quad (14b)$$

Здесь пренебрегается $\exp(-\alpha d)$ по сравнению с единицей.

При отсутствии рекомбинации выражения (11) и (12) с учетом (13) могут быть детализированы:

$$n(X) = n_0 e^{\Psi(X)} - \frac{d}{D_n} \{ [q_n(0) + I_i] J_1^n(X) - I_i J_2^n(X) \}, \quad (14c)$$

$$p(X) = p_d e^{\Psi_d - \Psi(X)} + \frac{d}{D_p} \{ [q_p(0) + I_i] J_1^p(X) - I_i J_2^p(X) \}, \quad (14d)$$

где

$$J_1^q(X) = \int_0^X e^{\Psi(X) - \Psi(X')} dX', \quad J_2^q(X) = \int_0^X e^{-\bar{\alpha}X' + \Psi(X) - \Psi(X')} dX'. \quad (15)$$

$$J_1^p(X) = \int_X^1 e^{\Psi(X') - \Psi(X)} dX', \quad J_2^p(X) = \int_X^1 e^{-\bar{\alpha}X' + \Psi(X') - \Psi(X)} dX', \quad (16)$$

$$\tilde{\alpha} = \alpha d, \quad X = x/d.$$

Из (14с) и (14d) при $|\Psi_d| \gg 1$ следуют выражения для n_d и p_0 . Выражения для n_0 и p_d находятся затем из (14а) и (14b). С точностью до пренебрежимо малых членов $\exp \Psi d \ll 1$, $\exp(-\alpha d) \ll 1$ имеем

$$n_0 = \frac{I_i}{V_n}, \quad n_d = n_0^{\text{ср}} \frac{J_1^q(1)}{J_1^q(1) + \Delta_n}, \quad \Delta_n = \frac{D_n}{V_n d}, \quad (17)$$

$$p_0 = \frac{I_i}{V_p} \frac{J_1^p(0) - J_2^p(0)}{J_1^p(0) + \Delta_p} + \frac{p_0^{\text{ср}} J_1^p(0)}{J_1^p(0) + \Delta_p}, \quad \Delta_p = \frac{D_p}{V_p d}, \quad (18)$$

$$p_d = \frac{I_i}{V_p} \frac{J_2^p(0) + \Delta_p}{J_1^p(0) + \Delta_p} + p_0^{\text{ср}} \left(1 + \frac{\Delta_p}{J_1^p(0) + \Delta_p} \right). \quad (19)$$

С помощью (17)—(19) и граничных условий (10) найдем потоки на границах

$$q_p(d) = I_i \frac{J_2^p(0) + \Delta_p}{J_1^p(0) + \Delta_p} + p_0^{\text{ср}} V_p \frac{\Delta_p}{J_1^p(0) + \Delta_p}, \quad (20)$$

$$q_n(d) = -n_0^{\text{ср}} V_n \frac{\Delta_n}{J_1^q(1) + \Delta_n}. \quad (21)$$

Полный ток через структуру $j/e = q_p(x) - q_n(x)$ есть

$$\frac{j}{e} = I_i \frac{J_2^p(0) + \Delta_p}{J_1^p(0) + \Delta_p} + n_0^{\text{ср}} V_n \frac{\Delta_n}{J_1^q(1) + \Delta_n} + p_0^{\text{ср}} V_p \frac{\Delta_p}{J_1^p(0) + \Delta_p}. \quad (22)$$

Множители $q_n(0) + I_i \approx q_n(d)$ и $q_p(0) + I_i \approx q_p(d)$, входящие в выражения (14с) и (14d) для $n(X)$ и $p(X)$, а также в уравнение (5), вычисляются по (20), (21). Таким образом, если известно распределение электрического поля (потенциала), — величина тока и распределения концентраций однозначно определены.

2.3. Краевая задача для электрического поля. Выпишем в явном виде уравнение для поля при отсутствии рекомбинации в случае больших интенсивностей, когда вкладом равновесных слагаемых в потоки можно пренебречь. Используя (13), соотношения $q_n(0) \approx -I_i$ и $q_p(0) \approx j/e - I_i$, получим (5) в безразмерном виде

$$\delta^2 \frac{d^2 \tilde{E}}{dX^2} - F(X, \tilde{E}) \tilde{E} + f(X) = 0, \quad (23)$$

$$F(X, \tilde{E}) = \frac{\tilde{E}^2 - \tilde{E}_0^2}{2} + \frac{h(1+b^{-1})}{\tilde{\alpha}} (1 - e^{-\tilde{\alpha}X}) - \frac{j}{eI_*} X +$$

$$+ \Delta_p \left[h(1+\theta) - \frac{j}{eI_*} \right] + \nu \int_0^X \tilde{E} dX, \quad (24)$$

$$f(X) = \delta \left[\frac{j}{eI_*} - h(1-b^{-1}) e^{-\tilde{\alpha}X} \right].$$

Здесь

$$\tilde{E} = E/E_e, \quad E_e = V/d, \quad X = x/d, \quad \delta = kT/eV, \quad \tilde{\alpha} = \alpha d, \quad \Delta_p = D_p/V_p d,$$

$$\theta = V_p/V_n, \quad b = \mu_n/\mu_p, \quad \nu = 4\pi e d^2 N_a / \epsilon V, \quad h = I_i/I_*, \quad I_* = \epsilon \mu_p V^2 / 4\pi e d^3. \quad (25)$$

Краевая задача (23) требует задания двух условий на границах $X=0$ и $X=1$ и содержит неизвестную величину j . Необходимые для решения три условия есть задание разности потенциалов на структуре

$$\int_0^1 \tilde{E} dx = 1, \quad (26)$$

соотношение (9) между \tilde{E}_d и \tilde{E}_0 , которое в пренебрежении рекомбинацией и слагаемыми, содержащими концентрации темновых носителей, имеет вид

$$\frac{1}{2} (\tilde{E}_d^2 - \tilde{E}_0^2) = \frac{j}{eI_*} (1 + 2\Delta_p) - h \left[\frac{1+b^{-1}}{\tilde{\alpha}} + \Delta_p (1+\theta) \right] - \nu \quad (27)$$

и выражение для тока (22), требующее для вычисления интегралов $J_{1,2}^p$ (0) знания функции $\tilde{E}(X)$.

Численное решение задачи (23) сводится к подбору \tilde{E}_0 и j из решения системы (26) и (22), при этом значение \tilde{E}_d (\tilde{E}_0 , j) находится из (27).

Отметим, что для стандартного варианта $V=300$ В с размерными параметрами, указанными в разделе (2), значения безразмерных величин из (25) следующие: $\delta \approx 10^{-4}$, $\tilde{\alpha} = 3000$, $\Delta_p = 5 \cdot 10^{-7}$, $\theta = 0.7$, $\nu = 0.005$. При этом $I_* = 10^{15}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$, а рассмотренный в разделе 1 диапазон интенсивностей соответствует $h = 10 \div 10^4$.

3. Анализ фотоэффекта при интенсивностях, больших инверсной

3.1. Определение инверсной интенсивности. Для оценки инверсной интенсивности I_{inv} , соответствующей $E_0=0$, обратимся к выражению для тока (22), в котором пренебрежем слагаемыми, пропорциональными концентрациям равновесных носителей. В силу того, что при $\tilde{E}_0 \approx 0$ ток от интенсивности практически не зависит [1], будем полагать $j_{inv} \approx j_*$. Определение I_{inv} сводится к вычислению двух интегралов $J_1^p(0)$ и $J_2^p(0)$ [см. (16)]. Используем разложение $\Psi(X)$ вблизи $X=0$, ограничиваясь первыми двумя не исчезающими членами. Численные оценки показывают, что в исследуемой области величин потенциал $\Psi(X) \approx (-1/6\delta) \tilde{E}_0'' X^3$ и на расстоянии $X \approx \tilde{\alpha}^{-1}$ мал. Тогда вычисление интегралов дает

$$J_2^p(0) \approx \tilde{\alpha}^{-1}, \quad J_1^p(0) = \left(\frac{6\delta}{\tilde{E}'_0} \right)^{1/3} \Gamma\left(\frac{4}{3}\right). \quad (28)$$

Воспользовавшись выражением для \tilde{E}'_0 из (23), получим на основании (22) уравнение для I_{inv} в виде

$$\eta \approx \frac{3}{2} \left(\Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \right)^{-3/4} \delta^{-1/2} \tilde{\alpha}^{-3/4} (1 - b^{-1} - \eta)^{-1/4}, \quad (29)$$

где $\eta = j_{inv} / (eI_{inv})$ — внутренний квантовый выход при $I_j = I_{inv}$.

Из (29) следует, что решение для η существует при $b > b_{cr} > 1$. Это отражает тот факт, что эффект возможен только за счет превышения электронного диффузионного потока над дырочным. При $b \gg 1$ величина η практически не зависит от b и определяется двумя параметрами δ и $\tilde{\alpha}$. Из (29) также следует, что $\eta < 1 - b^{-1}$. При $\delta^{1/2} \tilde{\alpha}^{3/4}$ 1 величина $\eta \ll 1$ и $I_{inv}/I_* \approx 9/8\eta$ равно

$$\frac{I_{inv}}{I_*} \approx \frac{3}{4} \left(\Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \right)^{3/4} \delta^{1/2} \tilde{\alpha}^{3/4} (1 - b^{-1})^{-1/4}. \quad (30)$$

Для стандартного случая ($V = 300$ В, $d = 0.3$ см, $\alpha = 10^4$ см $^{-1}$) оценка по (29) дает $I_{inv}/I_* \approx 6.4$, в то время как значение, полученное численным интегрированием, равно 9.9. Это свидетельствует о том, что оценка достаточно груба из-за того, что потенциал $\Psi(X)$ в области сходимости интеграла $J_1^p(0)$ не описывается простым выражением, содержащим один член. Тем не менее формула (30) качественно правильно описывает зависимость I_{inv} от V , d и b . Зависимость I_{inv} и других характеристик от напряжения при $d = 0.3$ см и $\alpha = 10^4$ см $^{-1}$ иллюстрируется таблицей, полученной численным интегрированием.

| V, B | $\frac{I_{inv}}{I_*} \cdot \frac{cm^{-1}}{2} \cdot c^{-1}$ | I_{inv}/I_* | J_{inv}/J_* | E_d |
|--------|--|---------------|---------------|-------|
| 300 | $9.9 \cdot 10^{15}$ | 9.9 | 1.035 | 1.507 |
| 75 | $1.5 \cdot 10^{15}$ | 23 | 1.056 | 1.509 |
| 30 | $4.3 \cdot 10^{14}$ | 43 | 1.093 | 1.509 |

Из таблицы следует, что значения I_{inv} достаточно малы по сравнению с солнечной интенсивностью, и для достаточно длинных структур состояние инверсии легко достигается. Из таблицы также следует, что величина j_{inv}/j близка к 1, а поле у темнового контакта примерно равно $3E_c/2$.

3.2. Связь полей на границах с плотностью тока. Рассмотрим случай $E_0 < 0$. Построение аналитической теории предполагает получение соотношений, связывающих E_0 , E_d , j с интенсивностью I_j . Для этого следует использовать три условия: постоянство приложенного к структуре напряжения — выражение (26); соотношение (25) между E_0 , E_d , j , I_j ; выражение для тока через структуру (22) или заменяющее его.

При $I_j > I_{inv}$ вблизи освещаемой поверхности существует область, где потенциал положителен, растет до максимального значения ϕ_m и далее убывает, проходя через нуль при $X = X_0$. С учетом условия $\phi(X_0) = 0$ равенство (26) принимает вид

$$\int_{X_0}^1 \tilde{E} dX = 1. \quad (31)$$

Из численного расчета известно, что в окрестности $X = X_0$ поле мало, а при $X > X_0$ быстро растет и стремится к дрейфовому решению $\tilde{E}_{dr}(X)$, изученному в [1]. Это решение может быть получено из (23), (24) с учетом (27) предельным переходом при $\delta \rightarrow 0$.

Пренебрегая слагаемыми, пропорциональными Δ_p , $\exp(-\alpha X)$ и ν , имеем

$$\tilde{E}_{dr}(X) = \left(\tilde{E}_d^2 - \frac{2j}{eI_*}(1-X) \right)^{1/2} \quad (32)$$

Выражение (32) справедливо при $X > X_{dr} > X_0$, где

$$X_{dr} = 1 - \tilde{E}_d^2 / (2j / eI_*). \quad (33)$$

Пренебрегая интегралом в (31) по отрезку (X_0, X_{dr}) и используя для $\tilde{E}(X)$ выражение (32), получим из (31)

$$\tilde{E}_d \approx \frac{3}{2} \left(\frac{j}{j_*} \right)^{1/3}. \quad (34)$$

Отсюда видно, что $\tilde{E}_d > 3/2$, когда $j > j_*$. Соотношение (34) хорошо согласуется с численными результатами.

С учетом (34) для X_{dr} справедливо

$$X_{dr} = 1 - \left(\frac{j}{j_*} \right)^{-1/3} = 1 - \frac{3/2}{\tilde{E}_d}. \quad (33a)$$

Заметим, что величина X_{dr} является оценкой сверху для координаты X_0 , при которой потенциал равен нулю.

Выражение (34) позволяет получить из (27) величину \tilde{E}_0 как функцию интенсивности и тока

$$\tilde{E}_0^2 = 2 \frac{1 + b^{-1}}{\tilde{\alpha}} h - \frac{9}{4} \left[\frac{j}{j_*} - \left(\frac{j}{j_*} \right)^{2/3} \right]. \quad (35)$$

Первое слагаемое в (35) дает оценку сверху поля у поверхности, т. е. ($|\tilde{E}_0| < E^{\text{sup}}$). В размерном виде это поле равно

$$E^{\text{sup}} = \left(\frac{8\pi e (\mu_n + \mu_p) I_i}{\varepsilon \mu_n \mu_p \alpha} \right)^{1/2}. \quad (36)$$

Выражение (36) не содержит ни V , ни d и допускает простую физическую интерпретацию. Преобразовав (37) к виду

$$E^{\text{sup}} / \alpha^{-1} \approx \frac{8\pi e I_i}{\varepsilon \mu_p E^{\text{sup}}},$$

замечаем, что в левой части записана $\text{div } E$ в случае, когда характерное расстояние, на котором изменяется поле, равно α^{-1} . Справа — величина $4\pi e \bar{\rho} / \varepsilon$, где $e \bar{\rho}$ — характерная плотность заряда дырок, равная $e I_i / (\mu_p E^{\text{sup}} / 2)$. Величина ρ определяется дрейфом дырок в поле $E^{\text{sup}} / 2$, когда их поток $q_p \approx I_i$. Последнее справедливо в случае $j/e \ll I_i$. В реальных случаях из-за протекания тока поле $|\tilde{E}_0| < E^{\text{sup}}$.

3.3. Распределение концентраций и поля в квазинейтральной области. Выражение для суммы концентраций (8) в предположениях, использованных при выводе уравнения (23), имеет вид

$$p + n = \frac{I_* d}{D_p} F(X, \tilde{E}), \quad (37)$$

где $F(X, \tilde{E})$ дается (24).

В точке X_m , где потенциал максимален, поле $E(X_m) = 0$, и для суммы концентраций получаем

$$(p + n)_{X_m} = \frac{I_* d}{D_p} F(\tilde{X}_m, 0). \quad (38)$$

Вычитая из (37) выражение (38), будем иметь

$$p + n = (p + n)_{X_m} + \frac{I_* d}{D_p} \left\{ \frac{\tilde{E}^2}{2} - \frac{j}{eI_*} (X - X_m) + \frac{h(1 + b^{-1})}{\tilde{\alpha}} (e^{-\tilde{\alpha}X_m} - e^{-\tilde{\alpha}X}) \right\}. \quad (39)$$

Здесь мы пренебрегли слагаемыми, пропорциональными ν .

Полагая, что при $X_m \ll X \ll X_0$ имеется квазинейтральность, т. е. $p(X) \approx n(X)$, имеем из (38) и (39)

$$p_m \approx n_m = \frac{9}{16} \cdot \frac{I_* d}{D_p} \cdot \frac{j}{j_*} \left[1 - \left(\frac{j}{j_*} \right)^{-1/3} \right], \quad (40)$$

$$p(X) \approx n(X) = p_m - \frac{9}{16} \cdot \frac{I_* d}{D_p} \cdot \frac{j}{j_*} (X - X_m). \quad (41)$$

В (40) мы пренебрегли членами порядка ν , $\Delta_p h$, $e^{-\tilde{\alpha}X_m}$, X_m , а в (41) предположено, что $\tilde{E}^2 \ll 2h(1 + b^{-1})/\tilde{\alpha} - \tilde{E}_0^2$.

Линейность профилей концентраций при $X > X_m$ хорошо подтверждается численным решением при $I_i \gg I_{inv}$.

Поле $\tilde{E}(X)$ в квазинейтральной области найдем из определения $q_p(X)$, воспользовавшись (39) при $p \approx n$. Имеем

$$\tilde{E}(X) = \delta \frac{I_* d}{D_p p(X)} \left[\frac{9}{8} \cdot \frac{j}{j_*} - h(1 - b^{-1}) e^{-\tilde{\alpha}X} \right]. \quad (42)$$

Точка X_m находится из условия $\tilde{E}(X_m) = 0$ и дается выражением

$$e^{\tilde{\alpha}X_m} = \frac{8}{9} \cdot \frac{h(1 - b^{-1})}{j/j_*}. \quad (43)$$

Сравнение с численным решением при $V = 300$ В показывает, что при $I_i \gg I_{inv}$, когда приближение квазинейтральности хорошо выполняется для области $X > X_m$, формула (43) хорошо определяет величину X_m .

Интегрируя (42) по квазинейтральной области (X_m, X_0), можно получить связь между величинами Ψ_m и X_0 . При интегрировании учтем, что вблизи $X = X_m$ поле \tilde{E} мало и окрестность X_m вносит малый вклад в интеграл. Это позволяет отбросить экспоненциально малые члены в $p(X)$ и использовать для него выражение (41). Интегрирование дает

$$\Psi_m = \delta^{-1} \int_{X_m}^{X_0} \tilde{E} dx = -\ln \left[1 - \frac{X_0 - X_m}{1 - \left(\frac{j}{j_*}\right)^{-1/3}} \right], \quad (44)$$

откуда сразу следует, что

$$X_0 - X_m = \left[1 - \left(\frac{j}{j_*}\right)^{-1/3} \right] (1 - e^{-\Psi_m}) = X_{dr} (1 - e^{-\Psi_m}). \quad (45)$$

Формула (45) с высокой точностью совпадает с численным решением.

Заметим, что из (43) следует, что $X_m \approx 7/\tilde{\alpha} \sim 10^{-3}$, а из (45) — $X_0 \sim 1$, если $j/j_* > 2$. Это означает, что квазинейтральная область намного шире инверсного слоя. При $\Psi_m > 2$ величина $X_0 \approx X_{dr}$ [см. (34a)].

Заметим, что из линейности концентраций при $X > X_m$ и (44) следует, что

$$\Psi(X) = \ln \left[\frac{n(X)}{n(X_0)} \right]. \quad (46)$$

Последнее означает, что электронный поток $q_n(x)$ в квазинейтральной области много меньше его диффузионной и дрейфовой составляющих. Применяя (46) при X_m , получаем связь между концентрациями электронов на границах квазинейтральной области.

Используя (42) при $X = X_0$ ($he^{-\tilde{\alpha}X_0} \ll j/j_*$) совместно с (46) при $X = X_m$ и (40), получаем поле на правой границе квазинейтральной области

$$\tilde{E}(X_0) \approx \frac{\delta e^{\Psi_m}}{1 - \left(\frac{j}{j_*}\right)^{-1/3}}. \quad (47)$$

Малость $\tilde{E}(X_0)$, пропорциональной δ , очевидно, следует из (47).

3.4. Распределение электронной концентрации в инверсной области и глубина потенциальной ямы для электронов. Для вычисления электронной концентрации в инверсном слое ($0 \leq X \leq X_m$) используем (14с), где пренебрежем темновыми слагаемыми, а интеграл $J_2^2(X)$ вычислим, аппроксимируя $\Psi(X)$ линейной функцией. Получим

$$n(X) \approx \frac{I_1}{V_n} e^{\Psi(X)} \left[1 + \frac{1 - e^{-(\tilde{\alpha} - \delta^{-1}\tilde{E}_0)X}}{\Delta_n (\tilde{\alpha} - \delta^{-1}\tilde{E}_0)} \right]. \quad (48)$$

Используя (48) при $X = X_m$ и (40), получаем связь между Ψ_m и E_0

$$\Psi_m = \ln \left\{ \frac{9b}{16h} \frac{\frac{j}{j_*} \left[1 - \left(\frac{j}{j_*}\right)^{1/3} \right]}{\Delta_n + (\tilde{\alpha} - \delta^{-1}\tilde{E}_0)^{-1}} \right\}. \quad (49)$$

3.5. Соотношение ток—интенсивность. Экспериментально измеряемой характеристикой является соотношение ток—интенсивность. Оно также необходимо для определения зависимостей всех характерных величин от интенсивности. Прямое вычисление функции $j(I_1)$ из (22) затруднительно ввиду невозможности

описания $\Psi(X)$ простым аналитическим выражением, пригодным во всей области сходимости интеграла $J_2^2(0)$. Поэтому для определения зависимости ток—интенсивность будем использовать аппроксимации численных решений. При интенсивностях, значительно превышающих инверсную, эта зависимость близка к линейной (рис. 7) и имеет вид

$$j/j_* = A + Bh + Ch^2, \quad h = I_i/I_*. \quad (50)$$

Коэффициенты A , B , C , вычисленные для двух напряжений, имеют следующие значения: при $V = 300$ В: $A = 1.016$, $B = 5.89 \cdot 10^{-4}$, $C = -9.56 \cdot 10^{-9}$; при $V = 30$ В: $A = 1.068$, $B = 4.5 \cdot 10^{-4}$, $C = -6.33 \cdot 10^{-9}$. Максимальная относительная погрешность аппроксимации (50) не превосходит 1.3% для $V = 300$ В и 2.7% для $V = 30$ В (при линейной аппроксимации 7%).

Заключение. Суммируем полученные результаты. При интенсивностях, превышающих критическое значение I_{inv} , сумма диффузионных токов фотогенерированных носителей превышает полный ток через структуру, и электрическое поле вблизи освещаемой поверхности (анода) изменяет знак. Поле на этой поверхности связано с интенсивностью и током соотношением (35), а поле на темновом контакте определяется из (34). Образование инверсной области означает наличие потенциальной ямы для электронов, так что при значительных интенсивностях зоны не спрямляются. Ширина инверсной области при $I_i \gg I_{inv}$ удовлетворяет соотношению (43). Ширина потенциальной ямы для электронов, значительную часть которой занимает область квазинейтральности, растет с увеличением интенсивности и удовлетворяет соотношению (45). В пределах квазинейтральной области поле мало и удовлетворяет соотношениям (42) и (47). При $I_i \gg I_{inv}$ поле в значительной части структуры ничтожно. Глубина потенциальной ямы для электронов удовлетворяет соотношению (49). С учетом соотношения ток—интенсивность (50) могут быть получены зависимости всех характерных величин от интенсивности.

Рассмотренная модель не учитывает рекомбинацию носителей, существенную при больших интенсивностях. Предварительное исследование показало, что при объемной рекомбинации эффект инверсии поля сохраняется, однако ширина квазинейтральной области (потенциальной ямы для электронов) существенно уменьшается.

Что касается влияния скоростей обмена носителями между полупроводником и металлом, то уменьшение этих скоростей на три порядка не приводит к исчезновению инверсной области, если $V_n > V_p$. Изучение инверсии в структуре МДПДМ требует детализации граничных условий и должно являться предметом специального исследования.

Авторы благодарят П. Г. Кашерининова и А. В. Кичаева за обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] П. Г. Кашерининов, Б. И. Резников, Г. В. Царенков. ФТП, 26, 1480 (1992).
- [2] Н. Мотт, Р. Герни. Электронные процессы в ионных кристаллах. М. (1950).
- [3] В. А. Зуев, В. Г. Полов. Фотозлектрические МДП приборы. М. (1983).
- [4] А. В. Саченко, О. В. Снитко. Фотозффекты в приповерхностных слоях полупроводников. Киев (1984).
- [5] J. Langmuir. Phys. Rev., 21, 419 (1923).