

©1995 г.

СВЕТООПРАВЛЯЕМЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В ВЫСОКООМНОЙ МДПДМ СТРУКТУРЕ С ТУННЕЛЬНО-ПРОЗРАЧНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Б.И.Резников, Г.В.Паренков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия.

(Получена 31 октября 1994 г. Принята к печати 8 ноября 1994 г.)

Теоретически исследовано влияние барьера Шоттки φ_{B_n} , сечений захвата носителей на примесный уровень и концентрации глубокой примеси на фотоэффект в сильно смещенной высокоомной симметричной МДПДМ структуре с туннельно-прозрачным диэлектриком при освещении ее со стороны анода монохроматическим собственным светом. Решались полная система уравнений непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении при наличии эмиссии носителей через границы полупроводника и уравнение Пуассона. Результаты приведены для структуры на основе CdTe с одиночным примесным уровнем. Показана возможность качественно новых типов распределения электрического поля в катодной части толщи полупроводника. При достаточно большой концентрации примеси ($N_i \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и достаточно большом отношении сечений захвата носителей ($\sigma_n/\sigma_p \approx 10^3$) электрическое поле в катодной области сильно зависит от φ_{B_n} . При $\varphi_{B_n} > \varphi_{cr}$ ($e\varphi_{cr} = E_g - kT \ln(N_v/p_*)$, p_* — равновесная концентрация дырок в нейтральном объеме) поле $E(x)$ в толще монотонно возрастает, имеет точку перегиба и положительную кривизну ($d^2E/dx^2 > 0$) в катодной области. В противоположном случае ($\varphi_{B_n} < \varphi_{cr}$) поле достигает максимума внутри толщи и убывает к катоду. Характерное расстояние, на котором изменяется поле, — дрейфовая длина электронов. Величина поля на темновом контакте растет с увеличением φ_{B_n} , σ_n/σ_p и N_i . Такой характер распределения поля определяется чувствительностью степени заполнения примесных уровней и объемного заряда примеси к величине электронной концентрации. Последняя изменяется в катодной толще благодаря тепловой генерации электронов с уровня примеси ($\varphi_{B_n} > \varphi_{cr}$) или рекомбинации через этот уровень ($\varphi_{B_n} < \varphi_{cr}$).

Введение

Исследование стационарного фотоэффекта в высокоомных сильно смещенных структурах металл-полупроводник-металл (МППМ) выявило значительное разнообразие распределений электрического поля $E(x)$ в толще полупроводника при различных концентрациях примеси

и различных энергиях примесного уровня $[1-3]$. При этом были обнаружены особенности поведения $E(x)$ вблизи электродов, в частности инверсия электрического поля у освещаемого анода. При всем разнообразии распределений поля все они имеют в толще отрицательную кривизну $d^2 E/dx^2 < 0$. Это не согласуется с экспериментальными данными $[4]$, которые содержат распределения $E(x)$, обладающие точкой перегиба и положительной кривизной в толще вблизи катода в области протяженностью примерно $d/3$ (d — толщина структуры).

В теоретических исследованиях $[1-3]$ расчеты проводились при фиксированных значениях барьера Шоттки φ_{B_n} и сечений захвата носителей. Величина барьера ($e\varphi_{B_n} = 0.71$ эВ) для структуры Au-CdTe-Au бралась из работы $[5]$, а значения сечений захвата $\sigma_n = 4 \cdot 10^{-16}$ см², $\sigma_p = 2.9 \cdot 10^{-14}$ см² — из работы $[6]$ для уровня $E_c - E_t = \varepsilon_t = 0.7$ эВ.

Реальные структуры содержат окисную диэлектрическую пленку между полупроводником и металлом (МЛПДМ структуры) и, имея барьеры между металлом и диэлектриком, а также между диэлектриком и полупроводником, не характеризуются одним значением φ_{B_n} . Однако если диэлектрическая пленка практически не препятствует прохождению носителей между полупроводником и металлом (что может быть при малой толщине пленки или при малом энергетическом барьере для туннелирования), то контакт может характеризоваться одним значением φ_{B_n} . Последнее зависит от химической природы пленки и может изменяться в достаточно широких пределах. Что касается сечений захвата носителей на глубокий примесный уровень, то их значения могут быть самыми разнообразными. В частности, как следует из работы $[7]$, для примеси с $\varepsilon_t = 0.74$ эВ сечения захвата равны $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-15}$ см², $\sigma_p = 2 \cdot 10^{-16}$ см², т.е. $\sigma_n \gg \sigma_p$. Этот случай противопоставлен рассмотренному нами ранее. Более того, согласно работе $[8]$ значения σ_n содержатся в интервале $(10^{-14} \div 10^{-12})$ см².

В рассмотренном ранее случае $\sigma_p \gg \sigma_n$ примесь проявляет себя в толще как уровень прилипания для дырок. Поскольку в толще выполняется соотношение $pE = \text{const}$ $[1]$, (p — концентрация дырок), поле растет с отрицательной второй производной при удалении от освещаемой поверхности. В противоположном случае $\sigma_n \gg \sigma_p$ степень заполнения примеси, а следовательно, объемный заряд в толще и распределение $E(x)$ могут зависеть также от электронной концентрации, и данный случай может представить большее разнообразие возможностей. Следует также отметить, что изменение равновесных граничных концентраций носителей, определяемых φ_{B_n} , также может повлиять на распределение $E(x)$ из-за изменения профилей электронной концентрации и объемного заряда примеси.

Цель настоящей работы — исследовать влияние величины поверхностного барьера и сечений захвата носителей на распределение электрического поля в толще структуры и, в частности, дать ответ на вопрос о возможности положительной кривизны в зависимости $E(x)$ вблизи катода.

1. Постановка задачи

Рассматривается симметричная МДПДМ структура (рис. 1, вставка), полупрозрачная поверхность которой освещается собственным, монохроматическим светом ($h\nu \gtrsim E_g$). К структуре приложено напряжение V , намного большее всех энергетических барьеров. Освещаемая поверхность $x = 0$ является анодом. Рассмотрение переноса носителей в полупроводнике базируется на системе уравнений непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении и уравнении Пуассона. Предполагается, что диэлектрические слои между полупроводником и металлом настолько тонкие, что носители беспрепятственно проходят через них, так что граничные условия на поверхности полупроводника такие же, как в работе [1]. В этом случае математическая модель процессов в такой МДПДМ структуре полностью совпадает с моделью фотоэффекта в МПМ структуре [1], отличаясь лишь значением φ_{B_n} .

Численные расчеты проводились на примере структуры, содержащей CdTe с одиночным глубоким примесным уровнем. Использовались следующие фиксированные параметры полупроводника: равновесная концентрация дырок в слитке при комнатной температуре $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $E_g = 1.5 \text{ эВ}$, $N_c = 9.05 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_v = 5.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 50 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $b = \mu_n/\mu_p = 10$, скорости эмиссии носителей через поверхность полупроводников $V_n = 8.5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $V_p = 6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 10.9$. Величина φ_{B_n} варьировалась в интервале $(0.71 \div 1) \text{ В}$. Глубокая примесь характеризовалась энергией уровня $\epsilon_t = 0.79 \text{ эВ}$. и сечением захвата дырок $\sigma_p = 10^{-16} \text{ см}^2$. Сечение захвата для электронов σ_n и концентрация примеси N_t варьировались в интервалах $\sigma_n = (10^{-16} \div 10^{-12}) \text{ см}^2$, $N_t = (0 \div 10^{13}) \text{ см}^{-3}$. Параметры, соответствующие условиям эксперимента, брались близкими к указанным в работе [4]: интенсивность излучения, входящего в полупроводник, $I_i = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, коэффициент поглощения $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$, приложенное напряжение $V = 600 \text{ В}$, толщина структуры $d = 0.3 \text{ см}$, $T = 300 \text{ К}$.

Численная процедура решения системы, описывающей перенос носителей, содержится в работе [2]. Характерными чертами алгоритма решения является использование неравномерной сетки, сгущающейся на концах промежутка, и матричной прогонки для решения линеаризованной разностной задачи, аппроксимирующей исходную систему.

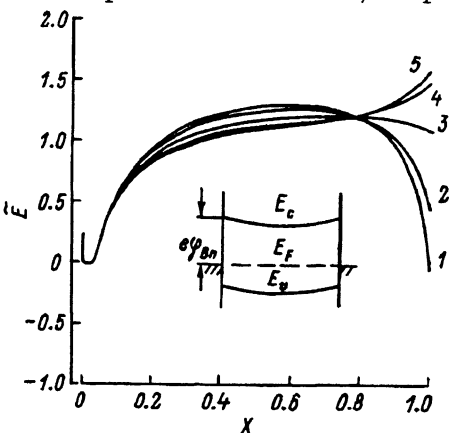


Рис. 1. Распределение электрического поля $\vec{E}(X)$ при различных значениях φ_{B_n} , В: 1 — 0.71, 2 — 0.8, 3 — 0.85, 4 — 0.9, 5 — 1. На вставке — энергетическая зонная диаграмма МДПДМ структуры в равновесии.

2. Влияние барьера Шоттки

Первоначальная серия численных экспериментов проводилась с целью выяснения влияния поверхностного барьера φ_{B_n} на распределение электрического поля и другие дифференциальные характеристики. Считалось, что присутствует достаточно заметная концентрация глубокой примеси $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Исследовался наиболее интересный случай $\sigma_n \gg \sigma_p$, причем $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$.

На рис. 1 изображены профили $\tilde{E}(X) = E(X)/E_e$ ($E_e = V/d$, $X = x/d$). Основная качественная особенность представленных зависимостей заключается в существенном изменении характера поля в прикатодной части толщи. При этом для $\varphi_{B_n} \lesssim 0.87 \text{ В}$ поле проходит через максимум и убывает к катоду. Для значений $\varphi_{B_n} \gtrsim 0.87 \text{ В}$ зависимость $\tilde{E}(X)$ имеет точку перегиба вблизи середины структуры, а в прикатодной области кривизна профиля положительна ($d^2E/dx^2 > 0$). Заметим, что в первом случае ($\varphi_{B_n} \lesssim 0.87 \text{ В}$) изменение $\tilde{E}(X)$ вблизи катода более значительно, чем во втором, и область необычного поведения $\tilde{E}(X)$ занимает значительную часть структуры. Из графика видны также особенности поведения $\tilde{E}(X)$ вблизи анода. Это резкое падение $\tilde{E}(X)$ в слое шириной в несколько значений α^{-1} и довольно протяженная ($\approx 0.04d$) область квазинейтральности с малыми отрицательными значениями поля $|\tilde{E}(X)| \approx 0.01$. Отметим, что вблизи анода зависимости $\tilde{E}(X)$ при различных φ_{B_n} сливаются.

Для понимания полученных зависимостей следует проанализировать распределения концентрации носителей. Дырочная концентрация $P(X) = p/p_*$ (рис. 2) во внутренней достаточно протяженной части структуры близка к равновесному значению в слитке, т.е. $p \approx p_*$. Вблизи катода в слое протяженностью примерно $d/3$ концентрация либо растет ($\varphi_{B_n} \lesssim 0.87 \text{ В}$), либо убывает ($\varphi_{B_n} \gtrsim 0.87 \text{ В}$). Резкий пик $P(X)$ вблизи анода связан со световой генерацией в слое толщиной $\delta x \approx \alpha^{-1}$ и диффузией против поля в слое толщиной порядка $\approx 0.04d$. Вблизи катода имеется пограничный слой шириной $\delta x \approx kT/eE(d)$, где диффузия носителей согласует концентрацию $P(X)$ в толще с ее граничным значением. При $\varphi_{B_n} < 0.87 \text{ В}$ дырочная концентрация убывает в этом слое, а при $\varphi_{B_n} > 0.87 \text{ В}$ концентрация $P(X)$ растет.

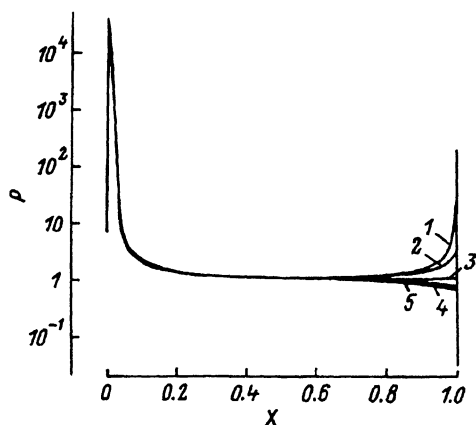


Рис. 2. Распределение дырочной концентрации $P(X)$ при тех же значениях φ_{B_n} , что и на рис. 1.

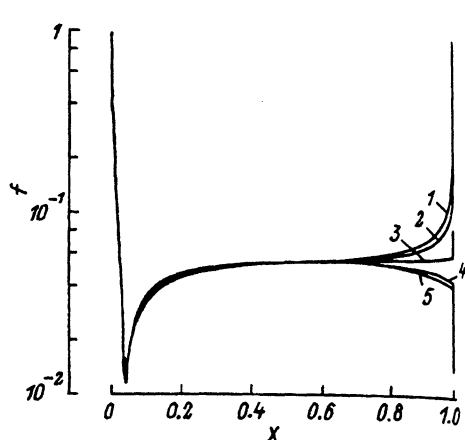
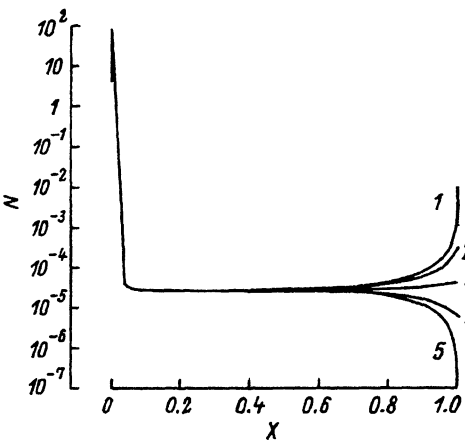


Рис. 3. Распределение электронной концентрации $N(X)$ при тех же значениях φ_{B_n} , что и на рис. 1.

Рис. 4. Распределение степени заполнения уровня примеси $f(X)$ при тех же значениях φ_{B_n} , что и на рис. 1.

Распределение электронной концентрации $N(X) = n/p_*$ (рис. 3) обнаруживает в толще аналогичные особенности. Это — постоянство в основной части толщи, где $n \simeq n_* = n_i^2/p_*$, рост в прикатодной части толщи при $\varphi_{B_n} \lesssim 0.87$ В и падение при $\varphi_{B_n} \gtrsim 0.87$ В. Вблизи анода имеется пик концентрации, связанный со световой генерацией.

Распределение степени заполнения примеси электронами $f(X)$, показанные на рис. 4, демонстрируют сложную немонотонную зависимость в анодной части толщи и слабую чувствительность к φ_{B_n} всюду, за исключением прикатодной области. Здесь $f(x)$ качественно повторяет поведение $N(X)$, но в пограничном слое у катода коррелирует с зависимостью $P(X)$.

Изучение распределения объемного заряда в структуре показало, что всюду, за исключением прианодной области, заряд свободных носителей много меньше заряда примеси. Зависимость $\rho(x)$ повторяет распределение $f(X)$, и $\rho(x) \simeq -eN_i(f - f_*)$. В связи с этим для понимания поведения электрического поля следует изучить зависимость $f(X)$ более подробно.

Качественное подобие теоретических (рис. 1) и экспериментальных [4] зависимостей $E(X)$ достигается при значениях φ_{B_n} , близких к 1 В. Поэтому этот диапазон значений φ_{B_n} заслуживает более детального изучения. На рис. 5 для $\varphi_{B_n} = 1$ В, $N_i = 10^{13}$ см⁻³ изображена степень заполнения примесей f в равновесии, при смещении $V = 600$ В и при дополнительном освещении с интенсивностью $I_i = 4 \cdot 10^{15}$ см⁻² · с⁻¹. Видно, что смещение в темноте вызывает уменьшение f в прианодной и прикатодной частях полупроводника, т.е. приводит к освобождению примесей от электронов. При этом в прианодной части изменение f больше. В средней части образца $f \simeq f_*$ и все три кривые совпадают. Распределение f при освещении отличается от темновой зависимости лишь в прианодной области. Из этого следует, что освещение не влияет на степень заполнения в прикатодной области, а следовательно, на

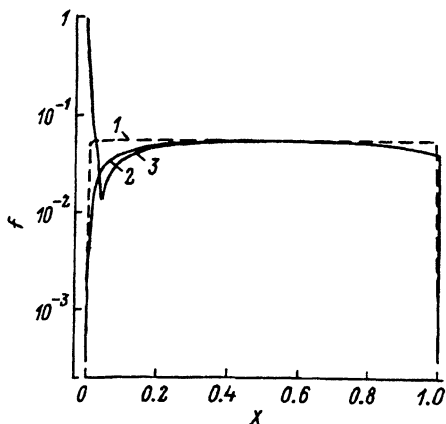


Рис. 5. Распределение степени заполнения уровня примеси f в равновесии (1), при смещении $V = 600$ В (2) и при дополнительном освещении с интенсивностью $I_i = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (3).

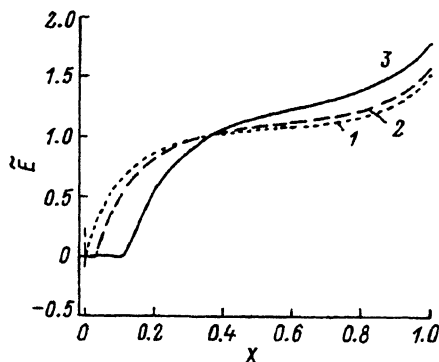


Рис. 6. Распределение электрического поля $\tilde{E}(X)$ при различных значениях интенсивности освещения I_i , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$: 1 — 0, 2 — $4 \cdot 10^{15}$, 3 — $5 \cdot 10^{17}$; $\varphi_{B_n} = 1$ В, $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

величину dE/dx . Последнее хорошо видно из рис. 6, где сравнивается темновое распределение поля с профилями $\tilde{E}(X)$ при освещении.

Из рис. 6 также следует, что рост интенсивности освещения вызывает не очень значительное увеличение поля вблизи катода и основные отличия имеются в прианодной области. Так, при интенсивности $I_i = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ поле на поверхности $E_0 > 0$ и резко падает в слое толщиной несколько длин поглощения, что связано со значительным отрицательным объемным зарядом примеси. При $I_i = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ поле у анода отрицательное ($\tilde{E}_0 = -0.07$) и растет в тонком слое такой же толщины при отходе от освещаемой поверхности. За слоем резкого изменения поля следует область квазинейтральности, расширяющаяся с ростом интенсивности освещения. Последнее приводит к уменьшению $\tilde{E}(X)$ в значительной части прианодной области, что в силу постоянства приложенного к структуре напряжения влечет за собой увеличение поля в прианодной области. Заметим, что ширина области квазинейтральности достаточно широка (при $I_i = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ она достигает $0.15d$) и намного больше ее значения при аналогичных параметрах в случае $\sigma_n \ll \sigma_p$ [2].

Отметим также необычное поведение зависимости $\tilde{E}_0(I_i)$, которая немонотонна. При малых значениях I_i величина $\tilde{E}_0(I_i)$ растет, достигает максимума $\tilde{E}_0 = 0.234$ при $I_i = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и далее уменьшается с ростом интенсивности, проходя через нуль примерно при $I_i = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Немонотонность $\tilde{E}_0(I_i)$ связана с изменением знака объемного заряда на освещаемой поверхности от отрицательного, когда при малых интенсивностях превалирует объемный заряд примеси, к положительному, когда отрицательный заряд компенсируется зарядом фотогенерируемых дырок.

Отметим, что ток через структуру — слабо растущая функция интенсивности в силу захвата в толще практически всех фотогенерированных дырок на примесные уровни [3]. При изменении I_i в интервале $(0 \div 5 \cdot 10^{17}) \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ток изменяется в интервале $(1.75 \div 2.06) \text{ мкА/см}^2$.

3. Аналитическое рассмотрение

Цель настоящего раздела — дать качественную трактовку распределения поля $\vec{E}(x)$ и объяснить ее зависимость от величины поверхностного барьера φ_{B_n} . Из численных расчетов (рис. 2–4) следует, что изменение поля в катодной части толщи ($X > 0.6$) с хорошей точностью определяется объемным зарядом примеси. Действительно, из рис. 2–4 видно, что $|p - p_*| \lesssim 10^2 p_*$, $|n - n_*| \lesssim 10^{-2} p_*$, $|f - f_*| \simeq (10^{-2} \div 1)$. При $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ зарядом свободных носителей можно пренебречь, и

$$\rho(x) \simeq -eN_t(f - f_*) \quad (1)$$

Таким образом, изменение $E(x)$ в прикатодной области полностью определяется степенью заполнения примеси. Из рис. 2, 3 также следует, что в толще структуры $p \gg n$ и для потоков носителей заряда выполняется неравенство $|q_p| \gg |q_n|$. В результате плотность тока через структуру $j \simeq eq_p$. Из расчетов также следует, что в толще диффузия несущественна и выполняется равенство $pE = \text{const}$.

В то же время электронный поток $q_n(x)$ изменяется в несколько раз, что означает, что в толще существенны рекомбинация и тепловая генерация электронов. Из расчета следует, что для $\varphi_{B_n} = 1 \text{ В}$ при $X > 0.5$ выполняется неравенство $pn < n_i^2$, т.е. в этой части структуры тепловая генерация преобладает над рекомбинацией.

Дадим приближенный анализ поведения концентрации носителей и электрического поля в катодной части толщи ($X > 0.5$), ориентируясь в основном на случай $\varphi_{B_n} = 1 \text{ В}$ и $\varepsilon_t = 0.79 \text{ эВ}$. При этом постоянные

$$p_1 = N_v \exp[-(E_g - \varepsilon_t)/kT], \quad n_1 = N_c \exp(-\varepsilon_t/kT),$$

а также величина $f_* = p_1/(p_1 + p_*)$ соответственно равны $p_1 = 5.7 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$, $n_1 = 4.6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, $f_* = 0.054$. Из расчетов следует, что в катодной части толщи дырочная концентрация изменяется в диапазоне $0.7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} < p < 10^8 \text{ см}^{-3}$ а электронная — не превосходит значение $2.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Таким образом, в этом случае $p(x) \gg p_1$, а $n(x) \ll n_1$.

Выражение для скорости рекомбинации-генерации

$$U = N_t \frac{\alpha_n \alpha_p (pn - n_i^2)}{\alpha_n(n + n_1) + \alpha_p(p + p_1)} \quad (2)$$

упрощается и при $\alpha_n/\alpha_p \simeq 10^3$ принимает вид

$$U \simeq N_t \alpha_n \frac{pn - n_i^2}{(\alpha_n/\alpha_p)n_1 + p} \quad (3)$$

(α_n, α_p — коэффициенты захвата носителей, $\alpha_n = \langle \sigma_n v_n \rangle$, $\alpha_p = \langle \sigma_p v_p \rangle$, v_n, v_p — тепловые скорости носителей заряда).

Пренебрегая в толще диффузионной частью электронного потока (из рис. 3 следует, что диффузия может быть существенна лишь непосредственно вблизи катода), получим, что уравнение непрерывности для электронов имеет вид

$$\frac{d}{dx} (\mu_n n E) = U \quad (4)$$

Из расчетов следует, что относительные изменения $E(x)$ и $p(x)$ много меньше, чем относительное изменение $n(x)$. Поэтому в уравнении (4), где U дается выражением (3), будем полагать E и p постоянными и равными их характерным значениям E_e и p_* . При этих предположениях уравнение для электронной концентрации принимает простой вид

$$\frac{dn}{dx} = \frac{n - n_*}{l}, \quad (5)$$

где характерная дрейфовая длина

$$l = v_{dr}^n \tau_n = \frac{\mu_n E_e}{N_t \alpha_n} \left(1 + \frac{\alpha_n n_1}{\alpha_p p_*} \right). \quad (6)$$

Уравнение (5) описывает изменение электронной концентрации в результате тепловой генерации ($n < n_*$) и дрейфа в электрическом поле с характерной дрейфовой длиной (6), определяемой этими процессами. Численная оценка при $E_e = 2 \cdot 10^3$ В/см дает значение $l = 0.4$ мм. Заметим, что уравнение (5) пригодно также и в отсутствие освещения. Это связано с тем, что в рассматриваемом случае ($\varepsilon_t = 0.79$ эВ) темновые распределения $p(x)$, $n(x)$, $f(x)$ в прикатодной части мало изменяются при освещении, и все сделанные оценки остаются в силе. Как видно из рис. 6, поле $E(x)$ в прикатодной области изменяется лишь из-за сильной деформации поля в прианодной части при освещении.

Решение уравнения (5) при граничном условии $n(x = d) \equiv n_d$ имеет вид

$$n(x) = n_* + (n_d - n_*) \exp\left(\frac{x - d}{l}\right). \quad (7)$$

Из расчетов следует, что концентрация электронов у катода равна равновесной концентрации электронов в металле $n(d) \simeq n_d^{eq}$. Последнее является следствием высокой скорости эмиссии электронов через поверхность полупроводника. Учитывая это, сразу выводим из (7), что вблизи катода концентрация $n(x)$ убывает при $n_d^{eq} < n_*$ и растет при $n_d^{eq} > n_*$. Равенство $n_d^{eq} = n_*$ выполняется при $\varphi_{B_n} = \varphi_{cr}$, где $e\varphi_{cr} = kT \ln(N_c/n_*) = E_g - kT \ln(N_v/p_*)$. При $p_* = 10^8$ см⁻³ значение $\varphi_{cr} = 0.87$ В. В этом случае, согласно (7), концентрация $n(x)$ постоянна и равна n_* . Несмотря на то что соотношение (7) имеет наибольшее отклонение от точного решения вблизи $x \doteq d$, полученная качественная картина полностью согласуется с результатами численного решения (рис. 3).

Определим теперь зависимость $E(x)$. При рассматриваемых параметрах ($p_1 \ll p_*$, $n \ll n_1$)

$$f \simeq \frac{p_1 + (\alpha_n/\alpha_p)n}{p_* + (\alpha_n/\alpha_p)n_1} \quad (8)$$

и плотность объемного заряда (1) при дополнительном условии $\alpha_n p_* |n - n_*| \gg \alpha_p p_1 |p - p_*|$ равна

$$\rho \simeq e N_t (\alpha_n/\alpha_p) \frac{n_* - n}{p_* + (\alpha_n/\alpha_p)n_1}. \quad (9)$$

Используя решение для $n(x)$ из (7), приходим к уравнению

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e \alpha_n N_t}{\varepsilon \alpha_p} \frac{n_* - n_d}{p_* + (\alpha_n/\alpha_p)n_1} \exp\left(\frac{x-d}{l}\right). \quad (10)$$

Интегрируя уравнение (10) при условии $E(x = d/2) = E(d/2) \simeq E_e$, получим

$$E(x) = E(d/2) + \frac{4\pi e \mu_n E_e}{\varepsilon \alpha_p} \frac{n_* - n_d}{p_*} \left[e^{\frac{x-d}{l}} - e^{-\frac{d}{2l}} \right]. \quad (11)$$

Из (11) следует, что:

1. Характерная длина изменения поля равна дрейфовой длине электронов l .

2. Поскольку $n_d \simeq n_d^{eq}$, поле растет при $n_d^{eq} < n_*$ и убывает при $n_d^{eq} > n_*$. Это означает, что поле растет при $\varphi_{B_n} > \varphi_{cr}$ и убывает при $\varphi_{B_n} < \varphi_{cr}$.

3. При больших значениях φ_{B_n} , удовлетворяющих условию $n_d^{eq} \ll n_*$, зависимость $E(x)$ от φ_{B_n} становится слабой. Напротив, при $\varphi_{B_n} < \varphi_{cr}$, когда $n_d^{eq} > n_*$, распределение $E(x)$ чувствительно к φ_{B_n} .

4. Поле в катодной части слабо чувствительно к освещению, формально — только через значение $E(d/2)$. Последнее связано с тем, что в рассматриваемом случае ($\varepsilon_t = 0.79 \text{ эВ}$) практически все фотогенерированные дырки захватываются на примесный уровень.

Отмеченные в п. 2 и 3 особенности хорошо видны на рис. 1.

Таким образом, проделанный анализ, несмотря на его весьма приближенный характер, выявил основные качественные особенности распределения электрического поля в прикатодной области. Сделанные существенные упрощения, однако, не позволяют описать зависимость $E(x)$ аналитически во всей структуре или использовать формулу (11) в случае существенного изменения $E(x)$ в прикатодной области.

Дадим качественную трактовку полученной зависимости $E(X)$. В случае, когда в катодной части толщи $n(x) < n_*$ и $p(x) < p_*$ (это соответствует условию $\varphi_{B_n} > \varphi_{cr}$), превалирует тепловая генерация электронов с примеси ($U < 0$). В результате степень заполнения примесей электронами $f(x)$ уменьшается по сравнению с равновесным значением $f_{eq}(x)$ и имеет место неравенство $f < f_{eq} \lesssim f_*$ (рис. 5). Это приводит к положительному объемному заряду примеси $\rho(x) \simeq -eN_t(f - f_*) > 0$, что определяет рост поля с координатой x ($dE/dx > 0$). При этом значение $d^2E/dx^2 \sim -df/dx \simeq (df/dn)(-dn/dx) > 0$, так как $df/dn > 0$ и $dn/dx < 0$, и наблюдается ускоренный рост поля. В противоположном случае, $n(x) > n_*$ и $p(x) > p_*$ т.е. $\varphi_{B_n} < \varphi_{cr}$, превалирует рекомбинация неравновесных носителей. Избыточные электроны захватываются примесью, что увеличивает их степень заполнения электронами. Это ведет к неравенствам $f > f_*$, $\rho < 0$ и убыванию поля, причем $d^2E/dx^2 < 0$.

Следует подчеркнуть, что обсуждаемая качественная картина реализуется лишь при выполнении двух условий. Во-первых, — при достаточно большой концентрации примеси, объемный заряд которой заметно превышает объемный заряд носителей в катодной части толщи.

Во-вторых, — при заметной чувствительности степени заполнения f к электронной концентрации, что при малом значении n возможно лишь при $\alpha_n \gg \alpha_p$. Влиянию этих величин на распределение электрического поля и посвящен следующий раздел.

4. Влияние величины сечения захвата носителей заряда и концентрации примеси

Численные расчеты проводились для наиболее интересного для нас случая $\varphi_{B_n} = 1$ В и $N_t = 10^{13}$ см⁻³. Остальные параметры брались такими же, как в разд. 1. Результаты численного эксперимента (рис. 7) свидетельствуют, что при малых значениях $\sigma_n \lesssim 10^{-14}$ см² профили электрического поля не имеют точки перегиба в катодной части толщи. Они подобны изученным ранее при $\sigma_n \ll \sigma_p$ [2,3]. Характер распределений $E(x)$ определяется тем, что при таких соотношениях между сечениями захвата и принятом значении ε_t примесь проявляет себя как центр прилипания для дырок, когда $f = p_1/(p + p_1)$. В этом случае в толще всегда $d^2 E/dx^2 < 0$. С увеличением значения $\sigma_n \gtrsim 4 \cdot 10^{-14}$ см² в катодной толще проявляется область с $d^2 E/dx^2 > 0$, что связано с рассмотренным в предыдущем разделе эффектом чувствительности степени заполнения f к величине электронной концентрации. Рост \tilde{E}_d с увеличением σ_n связан с увеличением плотности объемного заряда примеси из-за возрастания σ_n . Уменьшение ширины слоя с положительной кривизной поля с ростом σ_n связано с уменьшением дрейфовой длины электронов l (см.(6)).

Из рис. 7 также видно, что в распределении $E(x)$ вблизи анода имеются три характерные области. Резкое падение поля в слое толщиной в несколько длин поглощения сменяется довольно протяженной областью квазинейтральности, где абсолютное значение поля $|\tilde{E}|$ порядка

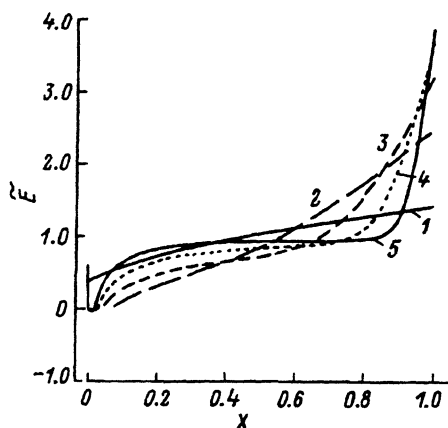
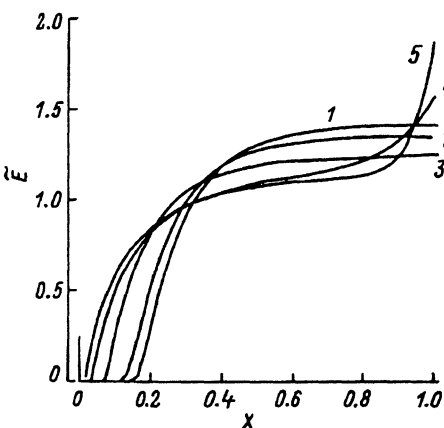


Рис. 7. Распределение электрического поля $\tilde{E}(X)$ при различных значениях сечения захвата электронов σ_n , см²: 1 — 10^{-16} , 2 — 10^{-15} , 3 — 10^{-14} , 4 — 10^{-13} , 5 — 10^{-12} ; $\varphi_{B_n} = 1$ В, $N_t = 10^{13}$ см⁻³.

Рис. 8. Распределение электрического поля $\tilde{E}(X)$ при различных значениях концентрации примеси N_t , см⁻³: 1 — 0, 2 — $4 \cdot 10^{12}$, 3 — 10^{13} , 4 — $2 \cdot 10^{13}$, 5 — $4 \cdot 10^{13}$; $\varphi_{B_n} = 1$ В, $\sigma_n = 10^{-13}$ см².

$10^{-3} \div 10^{-2}$ и (за исключением случая $\sigma_n = 10^{-16} \text{ см}^2$) величина \bar{E} меньше нуля. Далее, при удалении от поверхности поле $E(x)$ начинает быстро расти. Оба участка резкого изменения поля связаны с большим объемным зарядом примеси, превосходящим объемный заряд свободных носителей. Вблизи анода степень заполнения примеси примерно равна 1 и ведет себя подобно кривой 3 на рис. 5. Здесь она заметно больше равновесной. Плотность объемного заряда отрицательна, велика, и поле резко падает. Уменьшение концентрации электронов при отходе от освещаемой поверхности и захват дырок приводят к уменьшению степени заполнения примеси, нейтрализации ее объемного заряда зарядом фотогенерированных дырок и образованию области квазинейтральности. Дальнейшее падение электронной концентрации приводит к опустошению ловушек до степени заполнения ниже равновесной, в результате чего объемный заряд примеси изменяет знак, и поле начинает заметно расти. Ширина области квазинейтральности уменьшается с увеличением σ_n из-за рекомбинации носителей. Из-за того что приложенное к структуре напряжение фиксировано, уменьшение ширины квазинейтральной области и более ранний рост поля в анодной части толщи приводят к некоторому снижению поля в середине структуры.

Изучим влияние концентрации примеси N_t на распределение электрического поля. Рассмотрим случай $\varphi_{B_n} = 1 \text{ В}$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$. Остальные параметры такие же, как и в разд. 1. Профили электрического поля, представленные на рис. 8, демонстрируют сильную зависимость от концентрации примеси при изменении N_t от 0 до $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При малых значениях N_t зависимость $E(x)$ близка к корневой (при $E_0 \neq 0$), изученной в работе [9]. При $N_t \gtrsim 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, когда объемный заряд примеси становится существенным, в распределении $E(x)$ в толще появляется точка перегиба. Дальнейшее увеличение N_t приводит к тому, что профиль $E(x)$ приобретает характерный вид, содержащий явно выраженную область, где $d^2 E/dx^2 > 0$. Ширина этой области уменьшается с ростом N_t , а величина E_d увеличивается. Первое связано с уменьшением характерной дрейфовой длины электронов l , которая в силу (6) пропорциональна N_t . Второе связано с увеличением объемного заряда примеси. При значениях $N_t \gtrsim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ поле вблизи середины структуры слабо изменяется и по величине близко к внешнему полю, а величина $\bar{E}_d \gtrsim 3$. Вблизи анода имеется область резкого падения $E(x)$, за которой расположена область квазинейтральности. Ширина последней уменьшается с ростом N_t вследствие увеличения скорости рекомбинации.

Что касается пороговой концентрации примеси, при которой в распределении $E(x)$ появляется точка перегиба, то ее величина зависит от ϵ_t , p_* и других параметров задачи. В частности, при уменьшении ϵ_t профиль с положительной кривизной появляется при большей концентрации примеси.

Заключение

Результаты, полученные в работе, показывают возможность существования качественно нового распределения поля, а именно — профиля с положительной кривизной в катодной части толщи освещаемого

диода. Необходимыми условиями являются достаточно большая концентрация примеси и выполнение неравенства $\sigma_n \gg \sigma_p$, обеспечивающие чувствительность степени заполнения уровня примеси и плотности объемного заряда к изменению электронной концентрации. Полученные распределения электрического поля качественно согласуются с экспериментом [4], однако данная модель дает более слабую чувствительность поля у катода и тока к интенсивности, чем это обнаружено в эксперименте. Усовершенствование модели, направленное на согласование с экспериментом, следует, по нашему мнению, искать в модернизации граничных условий, когда обмен дырками с металлом затруднен. Последнее будет иметь место при увеличении толщины диэлектрической пленки и будет способствовать усилению зависимости поля у катода и тока от интенсивности освещения.

Полученный характер распределения поля в толще сохраняется и для МДПДМ структур с малой туннельной прозрачностью границ. Уменьшение прозрачности в этом случае скажется на изменении поля лишь в слое толщиной несколько $l_E = kT/eE_d$, что намного меньше дрейфовой длины l , характеризующей расстояние, на котором изменяются электронная концентрация, степень заполнения примеси и объемный заряд.

Резников Б.И., E-mail: reznikov@numer.ioffe.rssi.ru

Список литературы

- [1] Б.И. Резников, Г.В. Паренков. ФТП, **28**, 242 (1994).
- [2] Б.И. Резников, Г.В. Паренков. ФТП, **28**, 867 (1994).
- [3] Б.И. Резников, Г.В. Паренков. ФТП, **28**, 1788 (1994).
- [4] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, И.Д. Ярошецкий. Письма ЖТФ, **19**, 49 (1993).
- [5] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир 1984) Т. 1, с. 304.
- [6] T. Takebe, J. Sarai, H. Matsunami. J. Appl. Phys., **53**, 457 (1982).
- [7] P. Jandl, M. Rick, J. Rosenzweig. Phys. St. Sol. (a), **121**, 219 (1990).
- [8] D. Verity, F.J. Bryant, C.G. Scott, D. Shaw. J. Cryst. Growth, **59**, 234 (1982).
- [9] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Г.В. Паренков. ФТП, **26**, 1480 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

Light controlled electric fields in a high-resistivity MISIM structure with tunnel-transparent insulators

B.I. Reznikov, G.V. Tsarenkov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021, St. Petersburg, Russia

A theoretical study has been done which considers the influence of Schottky barrier φ_{B_n} , cross sections of carrier capture by impurity deep levels, and the impurity concentration on the photoeffect in a strongly biased high-resistivity symmetric MISIM structure with tunnel-transparent insulators. The structure was illuminated from the anode side by monochromatic intrinsic light. A whole system of the continuity equations in a diffusion-drift approximation as well as the Poisson equation were solved, carrier emission through semiconductor boundaries being available. The results are presented for a CdTe structure having a single impurity level.