

©1994 г.

СВЕТООПРАВЛЯЕМЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В ВЫСОКООМНОЙ МПМ СТРУКТУРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ГЛУБОКИХ ПРИМЕСНЫХ УРОВНЕЙ. 3. ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ПРИМЕСНОГО УРОВНЯ

Б.И.Резников, Г.В.Царенков

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

(Получена 1 апреля 1994 г. Принята к печати 8 апреля 1994 г.)

Теоретически исследовано влияние глубоких примесей на фотоэффект в сильно смещенной высокоомной симметричной МПМ структуре при освещении монохроматическим светом ($h\nu \gtrsim E_g$). Решались полная система уравнений непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении и уравнение Пуассона. На границах металл-полупроводник учтена термоэмиссия электронов и дырок. Результаты приведены для структуры Au-CdTe-Au с одиночным примесным уровнем и для четырехуровневой модели. Показано, что инверсия (смена знака) электрического поля E_0 у освещаемого анода, возникающая при больших интенсивностях, появляется при всех значениях энергии примесного уровня E_i . Величина поля у анода $|E_0|$ максимальная при значении $E_i = E_{i1}$, минимальна при E_i , близком к краям зон, и зависит от концентрации примеси N_i и интенсивности освещения. При различных E_i профили электрического поля $E(x)$ в толще полупроводника демонстрируют разнообразие от резкой ступеньки до почти линейной зависимости.

Зависимость плотности тока j от E_i представляет собой «яму» с крутыми стенками, глубина и ширина которой увеличиваются с ростом концентрации примеси. Это является следствием захвата фотогенерированных дырок примесями в толще структуры. Плотность тока имеет минимум при значении $E_{i2} \neq E_{i1}$. При этом с ростом N_i минимальное значение j стремится к величине $j_B = e\mu_p p_* V/d$, не зависящей от N_i (p_* — равновесная концентрация дырок в объеме). Для четырехуровневой модели показано наличие максимума электрического поля в толще структуры и заметное убывание поля к катоду, что связано с высокой концентрацией примесных уровней, степень заполнения которых в толще больше равновесной.

1. Введение

Постоящее исследование непосредственно продолжает работы [1,2], где проведено теоретическое исследование фотоэффекта в сильно смещенной структуре металл-полупроводник-металл (МПМ), содержащей глубокие примесные уровни. Основное внимание уделялось влиянию концентрации примеси на распределение электрического поля

в толще и зависимость ток-интенсивность. Результаты были получены в рамках модели одиночного примесного уровня. Расчеты проводились для структуры Au-CdTe-Au при энергии примесного уровня $\varepsilon_t = E_c - E_t = 0.7 \text{ эВ}$. Было показано, что наличие примеси заметно влияет на распределение поля в толще полупроводника и на соотношение ток-интенсивность. Как и в случае чистого полуизолирующего кристалла, не содержащего примеси [3,4], при достаточно больших интенсивностях в тонком слое вблизи анода наступает инверсия (смена знака) электрического поля. За этой областью расположена область квазинейтральности, ширина которой растет с интенсивностью и заметно уменьшается с ростом N_t из-за рекомбинации носителей в потенциальной яме для электронов. В основной части структуры профиль $E(x)$ близок к корневой зависимости, характерной для чистого кристалла.

Цель настоящей работы — рассмотреть влияние энергии примесного уровня на фотоэффект и, в частности, на явление инверсии электрического поля. Мы также рассмотрим четырехуровневую модель, для которой удалось найти в литературе полный набор необходимых значений параметров.

Исследуемый объект — симметричная МПМ структура, 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. Рассмотрение базируется на полной системе уравнений непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении и уравнении Пуассона. На границах учитывается термоэлектронная эмиссия носителей через поверхность металл-полупроводник. Математическая модель и основные уравнения приведены в работе [1].

2. Результаты численного решения

2.1. *Параметры модели.* Численные расчеты проводились на примере структуры Au-CdTe-Au с одиночным примесным уровнем акцепторного типа. Энергия уровня $\varepsilon_t = E_c - E_t$ и его концентрация N_t варьировались. Сечения захвата носителей брались из работы [5] — $\sigma_n = 4.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 2.9 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ — и считались не зависящими от ε_t . Полупроводниковая часть структуры — полуизолирующий кристалл с фиксированной равновесной концентрацией дырок в слитке при комнатной температуре $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$. Остальные параметры те же, что и в работах [1-4]: $E_g = 1.5 \text{ эВ}$, $N_c = 9.05 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_v = 5.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_i = 5.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $e\phi_{Вn} = 0.71 \text{ эВ}$, $\mu_p = 50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $b = \mu_n/\mu_p = 10$, $V_n = 8.5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $V_p = 6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $\varepsilon = 10.9$, $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$, $d = 0.3 \text{ см}$, $V = 300 \text{ В}$, $T = 300 \text{ К}$.

Численная процедура решения системы, описывающей перенос носителей, содержится в работе [2].

2.2. *Численные результаты.* Цель расчетов — исследовать влияние ε_t при различных N_t на плотность тока и распределение электрического поля в структуре. Специальный вопрос — это влияние ε_t на инверсию электрического поля.

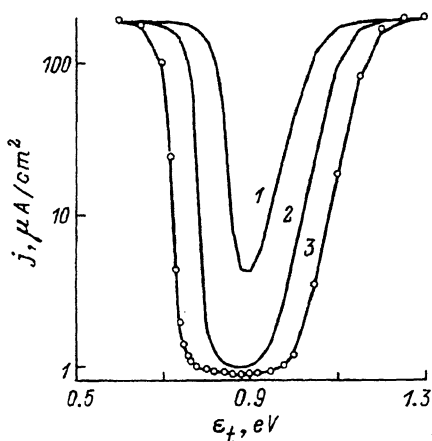


Рис. 1. Зависимость плотности тока j от энергии уровня ϵ_t при различных концентрациях примеси N_t . $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; $N_t, \text{ см}^{-3}$: 1 — 10^{11} , 2 — 10^{12} , 3 — 10^{13} ; точки — $I_i = 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

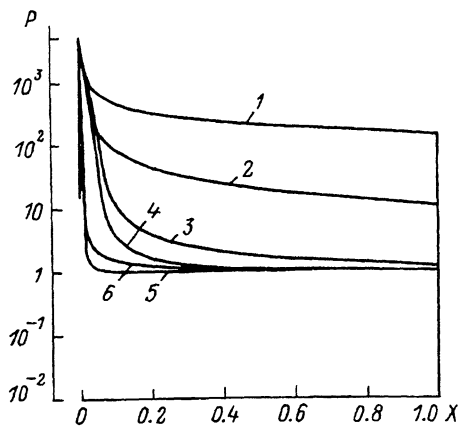


Рис. 2. Распределение дырочной концентрации P в толще полупроводника при различных энергиях примесного уровня $\epsilon_t, \text{ эВ}$: 1 — 0.65, 2 — 0.72, 3 — 0.74, 4 — 0.76, 5 — 0.92, 6 — 0.98. $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 1 представлен один из наиболее интересных результатов — зависимость плотности тока от энергии уровня при различных концентрациях примеси. Сплошные линии соответствуют расчету при интенсивности входящего в полупроводник излучения $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, точками показаны данные при $I_i = 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Из рисунка видно, что график $j(\epsilon_t)$ представляет собой «яму» с крутыми стенками. Глубина ямы и ее ширина увеличиваются с ростом концентрации примесей, однако при $N_t > 10^{12} \text{ см}^{-3}$ плотность тока на дне ямы почти не зависит от N_t . Так, при $N_t = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ величина $j_{\min} = 0.98 \text{ мкА/см}^2$, а при $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ значение $j_{\min} = 0.89 \text{ мкА/см}^2$. Минимум плотности тока имеет место при $\epsilon_t^{\min} = 0.88 \text{ эВ}$. Близость минимального значения тока к величине $j_B = e\mu_p p_* V/d = 0.8 \text{ мкА/см}^2$ и слабая чувствительность $j_{\min}(N_t)$ при $N_t > 10^{12} \text{ см}^{-3}$ позволяют утверждать, что уменьшение плотности тока для уровней, расположенных вблизи середины запрещенной зоны, связано с захватом практически всех фотогенерированных дырок на примеси в толще структуры. Это подтверждается рис. 2, на котором представлены распределения концентрации дырок в толще $[P = p(X)/p_*, X = x/d]$. Диффузионные пограничные слои вблизи электродов из-за их малой толщины выглядят как скачки концентрации $P(X)$. Из рисунка видно, что с увеличением ϵ_t концентрация дырок в толще структуры и на внутренней границе темнового пограничного слоя $x = d - \delta^-$ резко уменьшается. Более того, из расчетов следует, что минимум тока и минимум $p(d - \delta^-)$ имеют место практически при одном и том же значении ϵ_t . Это дополнительно подтверждает, что именно захват дырок на примеси в толще полупроводника является причиной провала в зависимости тока от ϵ_t . При $\epsilon_t > \epsilon_t^{\min}$ концентрация дырок $p(d - \delta^-)$ и ток начинают расти. Сформулированный механизм уменьшения тока естественно объясняет слабую чувствительность зависимости $j(\epsilon_t)$ от интенсивности освещения, поскольку процессы в толще мало чувствительны к условиям на освещаемой поверхности. Сужение ямы при уменьшении N_t также объясняется уменьшением влияния объемного заряда примеси.

Следует подчеркнуть, что падение $j(\varepsilon_t)$ происходит несмотря на то, что с увеличением ε_t происходит уменьшение скорости рекомбинации, связанное с увеличением $p_1 = N_v \exp[(\varepsilon_t - E_g)/kT]$. Отсюда следует, что изменение объемного заряда в толще из-за захвата дырок на примесные уровни оказывает более существенное влияние на ток, чем рекомбинация.

В соответствии с характером зависимости $j(\varepsilon_t)$ (рис. 1) все уровни можно разделить на три типа: мелкие уровни, близкие к зонам ($\varepsilon_t \leq \varepsilon_w^c$ и $\varepsilon_t \geq \varepsilon_w^v$), глубокие уровни ($\varepsilon_b^c \leq \varepsilon_t \leq \varepsilon_b^v$) и промежуточные уровни ($\varepsilon_w^c < \varepsilon_t < \varepsilon_b^c$) и ($\varepsilon_b^v < \varepsilon_t < \varepsilon_w^v$). Первые слабо влияют на ток, причем при принятых значениях параметров (раздел 2.1) $\varepsilon_w^c = 0.65$ эВ, $\varepsilon_w^v = 1.22$ эВ. Для промежуточных уровней, сдвинутых в глубь зоны примерно на kT от границ ε_w^c и ε_w^v , происходит резкое падение тока. Для глубоких уровней вблизи ε_t^{\min} ток меняется слабо и примерно равен j_B . Каждому типу уровней соответствуют свои особенности в распределениях плотности объемного заряда и электрического поля.

Захват дырок на примеси и уменьшение их концентрации сопровождаются увеличением концентрации электронов. В толще этот эффект не заметен из-за малости электронной концентрации. Однако вблизи поверхности (рис. 3) эффект ярко выражен. С увеличением ε_t величина p_{\max} внутри освещаемого слоя уменьшается, а величина n_{\max} увеличивается. Положение максимумов концентраций носителей сдвигается к освещаемой поверхности. Отметим, что максимум $n(x)$ располагается значительно дальше, чем максимум $p(x)$, и имеется область, где концентрация электронов выше дырочной. Это связано с большим коэффициентом диффузии электронов. Вблизи анода в области толщины $\sim \alpha^{-1}$ дырочная концентрация заметно больше электронной и $dp/dx > dn/dx$.

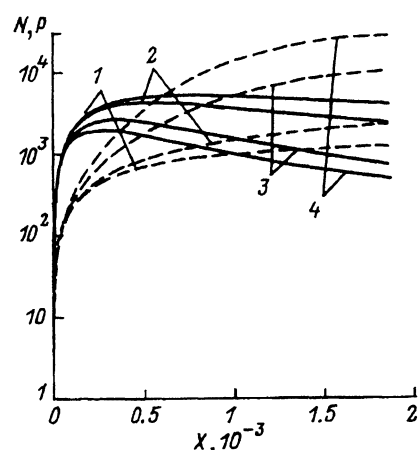


Рис. 3. Распределение электронной N (штриховые линии) и дырочной P (сплошные) концентраций вблизи освещаемого анода при различных энергиях примесного уровня ε_t , эВ: 1 — 0.72, 2 — 0.8, 3 — 0.86, 4 — 0.98. $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $N_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

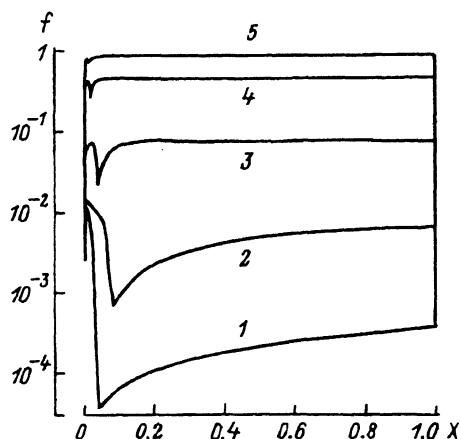


Рис. 4. Распределение степени заполнения уровней f при различных энергиях примесного уровня ε_t , эВ: 1 — 0.72, 2 — 0.74, 3 — 0.8, 4 — 0.86, 5 — 0.92. $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $N_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

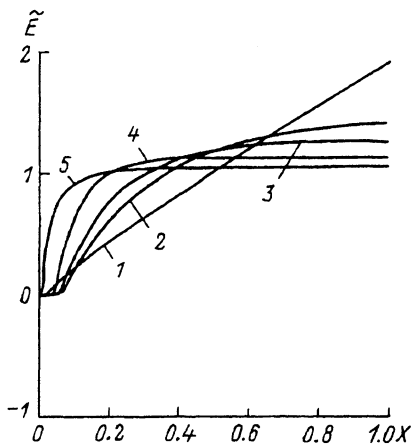


Рис. 5. Профиль электрического поля \tilde{E} в структуре при различных энергиях примесного уровня ϵ_t , эВ: 1 — 0.72, 2 — 0.75, 3 — 0.76, 4 — 0.78, 5 — 0.95. $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

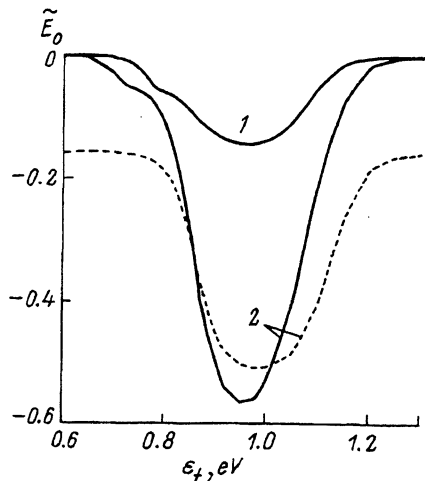


Рис. 6. Зависимость поля \tilde{E}_0 у освещаемой поверхности от энергии примесного уровня ϵ_t при различных концентрациях примеси N_t , см^{-3} : 1 — 10^{12} , 2 — 10^{13} . Сплошные линии — $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, штриховая — $I_i = 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Изменение с координатой соотношения между концентрациями электронов и дырок порождает весьма сложную зависимость степени заполнения примесей $f(x)$ (рис. 4). В толще и в темновом пограничном слое у катода, где $n(x) \ll p(x)$, примеси ведут себя как уровни прилипания для дырок, заселенность уровней $f = p_1/(p_1+p)$ и растет с убыванием дырочной концентрации. Величина f и производная df/dx в толще определяются соотношением между p_1 и $p(x)$. С увеличением энергии примеси значение p_1 экспоненциально растет. Величина $p(x)$ и ее изменение в толще становятся все менее существенны по сравнению с p_1 , и значение $f \rightarrow 1$, а производная $df/dx \rightarrow 0$. Этими же причинами объясняется уменьшение с ростом ϵ_t разности максимального и минимального значений заселенности и сглаживание нюансов распределения $f(x)$. Вблизи освещаемой поверхности соотношения между n и p существенно меняются с координатой (рис. 3). Заселенность (несмотря на большую разницу в сечениях) — функция обеих концентраций n и p . Распределение $f(x)$, будучи зависимым от соотношений между $\alpha_n n$ и $\alpha_p p_1$, между $\alpha_n n$ и $\alpha_p(p+p_1)$ — сложная немонотонная функция координаты. Непосредственно у анода, в слое толщиной порядка α^{-1} в области преобладания дырочной концентрации и ее более быстрого роста (рис. 3), заселенность f падает. Затем, когда $p(x)$ начинает убывать, а $n(x)$ растет, величина f растет. Падение электронной концентрации до значений, намного меньших, чем характерные значения в освещаемом слое, вновь вызывает уменьшение f . Рост $f(x)$ в толще в связи с уменьшением концентрации дырок уже обсуждался.

Существенно отметить, что для энергий примеси, удовлетворяющих условию $\epsilon_t < E_g/2$, значения $f(x)$ в толще намного меньше равновесных значений $f_* = p_1/(p_1+p_*)$. Это означает, что при таких зна-

чениях ε_t в структуре изменение электрического поля регулируется объемным зарядом $\rho = e(p + N_t f_*)$. С увеличением ε_t концентрация дырок в толще из-за захвата на примеси уменьшается, величина $p \rightarrow p_*$ (рис. 2) и в большей части толщи неравенство $f \ll f_*$ заменяется на условие $f \simeq f_*$.

Приведенные факты свидетельствуют о сильном влиянии энергии примесного уровня на объемный заряд в толще. Это означает, что распределение $E(x)$ также чувствительно к величине ε_t . На рис. 5 представлены профили $\tilde{E}(X) = E/E_e$ ($E_e = V/d$) для различных ε_t при $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Вблизи освещаемой поверхности видна инверсия электрического поля и узкая ($X_0 < 0.04$) область квазинейтральности. Величина поля у анода, как следует из рис. 6, довольно сильно зависит от ε_t и концентрации примеси. По мере увеличения ε_t происходит захват на примеси все большего числа дырок, значения $p \rightarrow p_*$, $f \rightarrow f_*$ и в довольно значительной части толщи (рис. 5) формируется область с малым объемным зарядом. Это приводит к уменьшению величины поля и его слабому изменению в этой части структуры. При условии постоянства разности потенциалов на структуре это увеличивает $E(X)$ в анодной части толщи. Из других особенностей распределения $E(X)$ следует отметить почти линейную зависимость профиля поля при $\varepsilon_t = 0.72 \text{ эВ}$. Основной вывод, следующий из рис. 5 и 6, — это сохранение инверсии электрического поля при различных ε_t и довольно сильная чувствительность профиля $E(X)$ в толще полупроводника к энергии ε_t .

Рассмотрим вопрос о влиянии ε_t на инверсию электрического поля. Из рис. 6 (сплошные линии) видна зависимость граничного поля \tilde{E}_0 от ε_t при двух значениях N_t для $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Пунктиром показан случай $I_i = 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Из рис. 6 следует, что при значениях $\varepsilon_t = (0.95 \div 0.98) \text{ эВ}$ поле \tilde{E}_0 имеет минимум. Величина $(\tilde{E}_0)_{\min}$ довольно сильно зависит от N_t и значительно отличается от значений \tilde{E}_0 для уровней, близких к зоне проводимости и валентной зоне. Так, для значения $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, соответствующего инверсии при $N_t = 0$, при $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ достигается минимум $\tilde{E}_0 = -0.6$. Немонотонная зависимость $E_0(\varepsilon_t)$ связана с немонотонностью распределений концентраций носителей $n(x)$ и $p(x)$ и их производных вблизи освещаемой поверхности в зависимости от ε_t .

На рис. 7 представлены зависимости граничного поля \tilde{E}_0 от интенсивности освещенности при различных значениях N_t и энергиях примесного уровня ε_t . Во всех случаях наличие примеси уменьшает \tilde{E}_0 . Кривые 1, 2, 3 демонстрируют влияние N_t при $\varepsilon_t = 0.7 \text{ эВ}$. Видно, что при этом значении ε_t влияние примесей при $N_t < 10^{12} \text{ см}^{-3}$ незначительно. По мере увеличения ε_t при малых интенсивностях растет $|d\tilde{E}_0/dI_i|$ и уменьшается разность между интенсивностью освещения соответствующей наступлению инверсии электрического поля ($\tilde{E}_0 = 0$), и интенсивностью, при которой заряд примеси экранируется фотоносителями ($\tilde{E}_0 = 1$). Это приводит к тому, что для энергий $\varepsilon_t = 0.8$ и 0.95 эВ инверсия наступает уже при интенсивности примерно равной $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Как видно из рис. 7 при

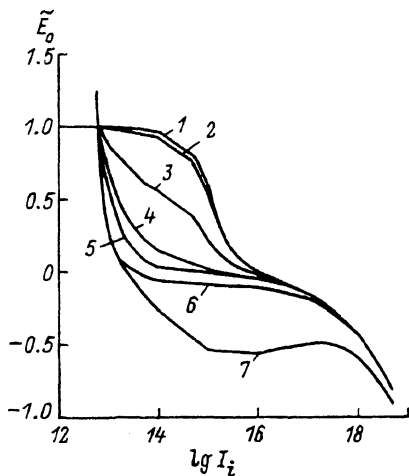


Рис. 7. Зависимость поля \tilde{E}_0 у освещаемой поверхности от интенсивности I_i ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) при различных концентрациях примеси N_t и энергиях ε_t . $\varepsilon_t = 0.7 \text{ эВ}$, $N_t, \text{см}^{-3}$: 1 — 0, 2 — 10^{12} , 3 — 10^{13} ; $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\varepsilon_t, \text{эВ}$: 4 — 0.72, 5 — 0.73, 6 — 0.8, 7 — 0.95.

$N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $0.72 \leq \varepsilon_t \leq 0.8 \text{ эВ}$ для всех интенсивностей в интервале $I_i = (10^{14} \div 10^{16}) \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ граничное поле близко к нулю. Это указывает на применимость в определенном диапазоне параметров упрощенного граничного условия $\tilde{E}_0 = 0$ [6]. При дальнейшем росте интенсивности поле \tilde{E}_0 уменьшается, причем кривые при различных ε_t сливаются. Это соответствует незначительности объемного заряда примесей по сравнению с объемным зарядом фотогенерированных носителей в этом диапазоне интенсивностей освещения. Кривая, соответствующая $\varepsilon_t = 0.95 \text{ эВ}$, в отличие от остальных, проходит точку $\tilde{E}_0 = 0$ с большой производной $d\tilde{E}_0/dI_i$. При этом имеется область интенсивностей, в которой $\tilde{E}_0(I_i) \simeq -0.5$, где поле слабо изменяется и даже немонотонно. При $I_i > 10^{19} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и кривая 7 сливается с остальными.

Полученные результаты свидетельствуют о сильном влиянии энергии примесного уровня на инверсию электрического поля и показывают, что для каждого типа уровней, классифицированных при анализе зависимости $j(\varepsilon_t)$, имеется своя зависимость $\tilde{E}_0(I_i)$. Для мелких и промежуточных уровней при интенсивностях освещения больше $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ зависимость $\tilde{E}_0(I_i)$ мало чувствительна к величине ε_t . При этом имеется широкий интервал интенсивностей, в котором поле \tilde{E}_0 близко к нулю. Для глубоких уровней, где $j \simeq j_B$, сохраняется зависимость $\tilde{E}_0(I_i)$ от ε_t даже в области интенсивностей, на несколько порядков превышающих инверсную.

3. Аналитическое рассмотрение

Для объяснения зависимости $j(\varepsilon_t)$ (рис. 1) воспользуемся системой (33), (35), полученной в работе [1] интегрированием уравнения Пуассона при условии $\varphi(d) = -V$. При выводе этой системы использовались предположения $p \gg n$, $q_p = \text{const}$ и пренебрегалось диффузией в толще полупроводника.

Рассмотрим интенсивности освещения несколько большие инверсной, когда ток j близок к току, ограниченному объемным зарядом j_* , и

практически не зависит от интенсивности, а электрическое поле вблизи анода мало (рис. 7). Как и в работе [2], в качестве левой границы интервала интегрирования x'_0 выберем координату x_{dr} , в которой дрейфовое решение $E'_0(x'_0) = 0$ [4]. Пренебрегая разностью потенциалов на отрезке $[x_0, x_{dr}]$, где $\varphi(x_0) = 0$, и вводя обозначения

$$y = E_d/E_j, \quad z = E_e/E_j, \quad E_j = j/e\mu_p p_*, \quad E_d \equiv E(d), \quad (1)$$

$$\beta = \frac{(1 - f_*)p_*}{f_*[N_t(1 - f_*) + p_*]}, \quad (2)$$

$$\kappa = \frac{4\pi ed}{\varepsilon E_e} [N_t(1 - f_*) + p_*], \quad X_{dr} = \frac{x_{dr}}{d}, \quad (3)$$

получим вместо системы (33), (35) из работы [1] систему (2), (3) из работы [2]:

$$-yf_*(1+\beta) - \ln(1-y) - \beta[1-f_*(1+\beta)] \ln(1+y/\beta) = \kappa f_*(1+\beta)(1-X_{dr})z, \quad (4)$$

$$-y[yf_*/2 + 1 - f_*(1+\beta)] + \beta[1 - f_*(1+\beta)] \ln(1+y/\beta) = \kappa f_* z(z-1+X_{dr}). \quad (5)$$

Складывая (4) и (5), получаем

$$-y^2 f_*/2 - [y + \ln(1-y)] = \kappa f_* z[z + \beta(1 - X_{dr})]. \quad (6)$$

Заметим, что

$$1/z = j/j_B, \quad j_B = e\mu_p E_e p_*, \quad y/z = \tilde{E}_d = E_d/E_e. \quad (7)$$

Из-за трансцендентности системы рассмотрим три частных случая, соответствующих энергиям уровней вблизи краев ямы и ее дна. Первые два случая — это мелкие уровни вблизи зоны проводимости, где $f_* \ll 1$, и вблизи валентной зоны, где $1 - f_* \ll 1$. Третий случай для окрестности дна ямы соответствует промежуточным значениям f и близости тока j к току j_B .

Вблизи краев ямы на зависимости $j(\varepsilon_t)$ ток много больше j_B (рис. 1). Переменные z и y в (4) и (6) малы. При $y \ll 1$ и $y/\beta \ll 1$ исходная система (4) и (6) преобразуется к системе:

$$y^2 \left[1 - \frac{2}{3} \frac{1-f_*-\beta}{1-f_*} \frac{y}{\beta} \right] = \frac{2\kappa f_* \beta}{1-f_*} (1 - X_{dr})z, \quad (8)$$

$$y^2 \left[1 + \frac{2}{3(1-f_*)} y \right] = \frac{2\kappa f_* z}{1-f_*} [z + \beta(1 - X_{dr})]. \quad (9)$$

Деля (8) на (9) и пренебрегая нелинейными членами, пропорциональными yz , получим соотношение

$$y = \frac{3}{2} z (1 - X_{dr})^{-1}, \quad (10)$$

откуда следует приближенное равенство $\tilde{E}_d \simeq 3/2$ вблизи инверсной интенсивности. Данная формула совпадает с результатом, полученным в [4] для пренебрежимо малой концентрации примесей с глубокими уровнями. Подстановка (10) в (9), где пренебрежено членом порядка y^3 , с использованием тождеств

$$y/z = \tilde{E}_d, \quad \frac{\kappa f_* \beta}{1 - f_*} = \frac{9j_B}{8j_*}, \quad j_* = \frac{9 \varepsilon \mu_p V^2}{8 \cdot 4\pi d^3} \quad (11)$$

и условия $(1 - f_*)N_t \gg p_*$ приводит к выражению

$$\frac{j}{j_*} = (1 - X_{dr})^{-3} \left[1 - \frac{j_B}{j_*} \frac{f_* N_t}{p_*} (1 - X_{dr})^2 \right]. \quad (12)$$

Данный результат несколько подправляет формулу (11) работы [2] за счет множителей, содержащих разность $1 - X_{dr}$, близкую к 1. Множитель $(1 - X_{dr})^{-3}$ учитывает незначительное отличие j от j_* при $f_* N_t \rightarrow 0$ и, таким образом, отражает слабую зависимость тока от интенсивности освещения через изменения распределения электрического поля вблизи области квазинейтральности. Второй член в квадратных скобках соответствует уменьшению тока глубокими примесями. Он равен отношению поля, созданного объемным зарядом примеси $4\pi e d N_t f_*/\varepsilon$, к характерному полю $9/8 E_e$, создаваемому зарядом свободных носителей. Из-за множителя f_* уменьшение тока глубокими примесями экспоненциально растет с увеличением ε_t , что объясняет резкое изменение тока вблизи левого края ямы, которое увеличивается с ростом концентрации примеси N_t . Поскольку (12) выведено из соотношений, полученных разложением в ряд, поправочный член должен быть мал. Определим край ямы вблизи зоны проводимости по энергии ε_t , соответствующей десятипроцентному уменьшению тока. Используя (12), получим для принятых нами параметров соотношение

$$\varepsilon_w^c(\text{эВ}) = 0.65 - 0.06 \lg(N_t/10^{13}) \quad (13)$$

(N_t — в см^{-3}), из которого следует, что при $\varepsilon_t < 0.6 \text{эВ}$ примеси с концентрацией $N_t < 10^{13} \text{см}^{-3}$ практически не влияют на ток.

Рассмотрим теперь случай, когда энергия примесного уровня E_t близка к E_v . В уравнениях (4) и (5) в силу близости j к j_* и \tilde{E}_d к $3/2$ величины z и y опять малы и порядка 10^{-3} . Величина $\beta \simeq 1 - f_*$ при $\varepsilon_t = 1.3 \text{эВ}$ равна $5 \cdot 10^{-8}$. При этом третье слагаемое в (4) $\beta[1 - f_*(1 + \beta)] \ln(1 + y/\beta) \simeq (1 - f_*)^2 \ln[y/(1 - f_*)]$ и ничтожно по сравнению с остальными, которые порядка y и z . В этом случае система (4), (5) записывается в виде

$$-y f_*(1 + \beta) - \ln(1 - y) = \kappa f_*(1 + \beta)(1 - X_{dr})z, \quad (14)$$

$$-y^2 f_*/2 - y[1 - f_*(1 + \beta)] = \kappa f_* z(z - 1 + X_{dr}). \quad (15)$$

В силу малости y разложим (14) в ряд по y вплоть до y^3 . Складывая полученное соотношение с (15) и опуская слагаемые пропорциональные $1 - f_*$, получим систему

$$y^2 = 2\kappa f_*(1 + \beta)(1 - X_{dr})z, \quad (16)$$

$$y^3 = 3\kappa f_* z^2. \quad (17)$$

Разделив (16) на (17), находим связь между y и z

$$y = \frac{3}{2} \frac{z}{(1 + \beta)(1 - X_{dr})}, \quad (18)$$

после подстановки которой в (16) окончательно получаем

$$j/j_* = [1 + N_t/(p_1 + p_*)]^{-1} (1 - X_{dr})^{-3}. \quad (19)$$

Выражение (19) с точностью до множителя $(1 - X_{dr})^{-3}$ совпадает с результатом, полученным в [6,7].

Определим край ямы в зависимости $j(\varepsilon_t)$ (рис. 1) со стороны валентной зоны как энергию уровня, при которой ток уменьшается на 10%. Для принятых нами параметров получим

$$\varepsilon_w^v(\text{эВ}) = 1.22 + 0.06 \lg(N_t/10^{13}). \quad (20)$$

Отметим, что условие (20) более универсально, чем (13), поскольку входящие в него постоянные зависят только от N_v и p_* .

Дадим теперь анализ зависимости $j(\varepsilon_t)$ вблизи дна ямы. В этом случае значение $\beta \sim 10^{-5}$, и исходная система для y и z соответствует (14), (15). Из-за малости тока ($j \simeq j_B$) величины y и z теперь не малы. Из (15) определим $z(y)$

$$z = \frac{1 - X_{dr} + [(1 - X_{dr})^2 - 4C]^{1/2}}{2},$$

$$C = \frac{y}{\kappa f_*} \left[\frac{y f_*}{2} + 1 - f_*(1 + \beta) \right]. \quad (21)$$

При $\varepsilon_t = 0.9 \text{ эВ}$ имеем $f_* = 0.802$, $\kappa \stackrel{!}{=} 100$ и $C \sim 1/\kappa \ll 1$. В этом случае

$$z = 1 - X_{dr} - C \simeq 1 - X_{dr}. \quad (22)$$

Из (22) следует равенство

$$j = j_B/(1 - X_{dr}). \quad (23)$$

В левой части уравнения (14) главный член — логарифмический, поэтому

$$y \simeq 1 - \exp[-\kappa f_*(1 + \beta)(1 - X_{dr})^2 - f_*(1 + \beta)]. \quad (24)$$

Из (24) видно, что, поскольку κf_* велико, величина y с большой точностью равна 1. Комбинируя (24) и (22), получаем, что при токах вблизи дна ямы $\tilde{E} \simeq 1 + X_{dr}$ (рис. 5).

Определим границы дна ямы из условия

$$\kappa f_* = 1. \quad (25)$$

j	$\varepsilon_{tj}, \text{эВ}$	$N_{tj}, \text{см}^{-3}$	$\alpha_p, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$\alpha_n, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$p_j, \text{см}^{-3}$	f_{*j}
2	0.6	$4.8 \cdot 10^{13}$	$2.5 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$5.84 \cdot 10^3$	$5.8 \cdot 10^{-5}$
3	0.74	$1 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-8}$	$1.33 \cdot 10^6$	0.0131
4	1.01	$5 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$4.66 \cdot 10^{10}$	0.9979
1	1.16	$2 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$1.56 \cdot 10^{13}$	0.999994

С использованием определения κ (3) получаем квадратное уравнение для f_* , решение которого имеет вид

$$f_{*1} = \delta, \quad f_{*2} = 1 - \delta, \quad \delta = \varepsilon E_e / (4\pi e d N_t) - p_*/N_t. \quad (26)$$

При $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ значение $\delta \simeq 2 \cdot 10^{-3}$ и $p_*/N_t \ll \delta$. Отсюда следует, что левая граница дна ямы, определяемая равенством $p_1/p_* = \delta$ есть

$$\varepsilon_b^c = E_g - kT \lg(N_v/p_* \delta). \quad (27)$$

Для принятых в разделе 2.1 параметров это дает

$$\varepsilon_b^c(\text{эВ}) = 0.7 - 0.06 \lg(N_t/10^{13}). \quad (28)$$

Правая граница дна ямы находится из равенства $p_1/p_* = 1/\delta$, что дает

$$\varepsilon_b^v = E_g - kT \lg(N_v \delta/p_*). \quad (29)$$

Для принятых параметров

$$\varepsilon_b^v(\text{эВ}) = 1.03 + 0.06 \lg(N_t/10^{13}). \quad (30)$$

Полученные результаты являются аналитической трактовкой зависимости $j(\varepsilon_t, N_t)$ при интенсивностях, близких к инверсным.

4. Фотоэффект в структуре, содержащей несколько примесных уровней

Предыдущее рассмотрение демонстрирует сильные зависимости распределения электрического поля и других физических величин от энергии одиночного примесного уровня. Очевидно, что при двух или более примесных уровнях картина многократно усложняется. Изучение фотоэффекта в структуре с системой уровней возможно только при наличии полной информации относительно параметров этих уровней, т.е. их энергий ε_{tj} , сечений захвата для электронов и дырок σ_{nj} , σ_{pj} и концентраций N_{tj} . Исследование многоуровневой системы для некоторого модельного набора параметров представляется нецелесообразным из-за его возможной произвольности и множественности вариантов.

Существует значительное количество работ, содержащих сведения о различных параметрах глубоких уровней в CdTe. Многочисленные исследования обобщены в обзоре [8]. В то же время полную информацию относительно всех интересующих нас параметров примесей в CdTe удалось найти только в работе [9]. Эти параметры, дополненные расчетом p_j , f_{*j} , приведены в таблице (нумерация уровней соответствует оригинальной статье).

В соответствии с данными [9] в численных расчетах были использованы измененные значения $E_g = 1.52 \text{ эВ}$, $N_c = 7.93 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $N_v = 1.79 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Численные расчеты проводились при напряжении на структуре, равном $V = 300 \text{ В}$.

Анализ распределений $E(X)$ в толще полупроводника для различных значений интенсивности освещения ($I_i = 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и $I_i = 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) показывает, что эти распределения как в качественном, так и в количественном отношении различаются не сильно, хотя при $I_i = 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ вблизи анода в области малых полей имеется участок немонотонной зависимости поля от координаты (рис. 8). При интенсивности $I_i = 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ вблизи поверхности в слое $2\alpha^{-1}$ имеется инверсия электрического поля, причем $E_0 \simeq -2.4E_e$ (не показано на рисунке). Принципиально новым по сравнению с изученными ранее случаями является наличие максимума поля внутри сильно смещенной структуры и существенное убывание поля к катоду. Такое поведение поля связано с уровнями $\varepsilon_t = 0.6 \text{ эВ}$ и $\varepsilon_t = 0.74 \text{ эВ}$. Если концентрации этих уровней положить равными нулю по отдельности, то убывание поля после прохождения максимума уменьшается (рис. 8, кривые 2, 3). При исключении обоих уровней распределение $E(X)$ в толще приобретает обычный вид, свойственный профилям поля для энергий уровней близких к середине запрещенной зоны (кривая 4). Таким образом, убывание поля связано с отрицательным объемным зарядом толщи полупроводника, порождаемым первыми двумя уровнями. Как следует из определения плотности объемного заряда (выражение (76) работы [1]),

$$\rho = e \left[p - p_* - n + n_* - \sum_j N_{tj} (f_j - f_j^*) \right], \quad (31)$$

это имеет место при достаточно больших концентрациях примеси, когда степень заполнения больше равновесной. Из анализа координатных зависимостей $f_j(X)$ в толще для всех четырех уровней следует, что для уровней с $\varepsilon_{tj} < E_g/2$ (т.е. $\varepsilon_t = 0.6$ и 0.74 эВ) в глубине кристалла как раз соблюдается неравенство $f_j > f_{*j}$. Отрицательный объемный заряд этих уровней больше положительного объемного заряда уровней с $\varepsilon_{tj} > E_g/2$ (т.е. $\varepsilon_t = 1.01$ и 1.16 эВ), степень заполнения которых в толще меньше равновесной. В толще, начиная с некоторой глубины, объемный заряд свободных носителей ничтожен, суммарная плотность заряда отрицательна и поле убывает.

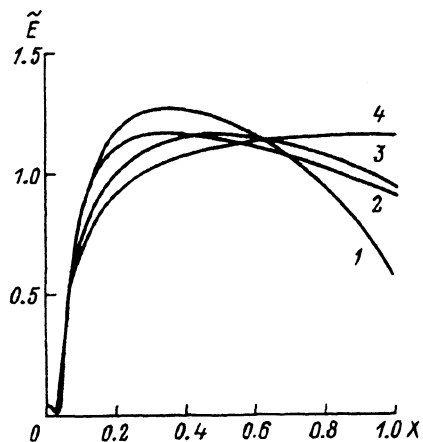


Рис. 8. Влияние различных уровней на профиль электрического поля $\tilde{E}(X)$.
 $I_i = 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, 1 — учтены все четыре уровня, 2 — $N_{t2} = 0$, 3 — $N_{t3} = 0$,
 4 — $N_{t2} = N_{t3} = 0$.

Распределения $p(X)$ и $n(X)$ в толще показывают, что в глубине структуры ($X > 0.2$) из-за захвата на примеси концентрация дырок близка к равновесной в слитке p_* при всех интенсивностях освещения и $n(X) < n^{eq}(d)$. Это вообще характерно для случая преобладания поля объемного заряда примеси над внешним полем. Практически неизменная концентрация дырок в толще и ее близость к значению p_* приводят к малой величине тока, близкой к j_B , и слабой зависимости тока от интенсивности освещения. Так, при изменении интенсивности в диапазоне $(10^{14} \div 10^{20}) \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ток увеличивается всего на 5%.

5. Заключение

Результаты, полученные для одноуровневой модели, выявляют существенные особенности распределений $E(x)$: инверсию электрического поля вблизи освещаемого анода при больших интенсивностях освещения; разнообразие распределений $E(x)$ в толще полупроводника от почти линейной функции до крутой ступеньки в зависимости от значений ε_t ; особенности $E(x)$ при малых напряжениях — немонотонность профиля в толще при положительной кривизне и резкое падение поля в диффузионном слое вблизи катода [2]. Для многоуровневой модели показана возможность максимума $E(x)$ в толще структуры и заметного уменьшения поля к катоду. Все эти результаты существенно расширяют классические представления о корневой зависимости поля в кристалле и поведении $E(x)$ вблизи поверхности [6].

Проведенные исследования были направлены прежде всего на изучение влияния объемных параметров, и этим объяснялся выбор объекта — МПМ структуры. Влияние поверхностных параметров до сих пор не рассматривалось. Реальные структуры могут иметь диэлектрическую пленку между полупроводником и металлом, которая влияет как на высоту поверхностных барьеров для носителей, так и на скорость их эмиссии в металл. Изучение влияния этих параметров на распределение $E(x)$ и зависимость ток-интенсивность составит предмет специального рассмотрения.

Данная работа поддержана, в частности, индивидуальными грантами Международного научного фонда Дж. Сороса.

Список литературы

- [1] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **28**, 242 (1994).
- [2] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **28**, 867 (1994).
- [3] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **26**, 1480 (1992).
- [4] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **27**, 1262 (1993).
- [5] T. Takebe, J. Sarai, H. Matsunami. J. Appl. Phys., **53**, 457 (1982).
- [6] М. Ламперг, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., 1973).
- [7] F.J. du Chatenier. Phil. Res. Rep., **23**, 142 (1968).
- [8] M. Samini, B. Biglary, M. Hage-Ali, J.M. Koebel, P. Siffert. Nucl. Instrum. Meth. A, **283**, 243 (1989).
- [9] P. Jandl, M. Rick, J. Rosenzweig. Phys. St. Sol. (a), **121**, 219 (1990).

E-mail: reznikov@numer.pti.spb.su

Редактор Т.А. Полянская

Light controlled electric fields in a high-resistivity MSM structure with deep level impurities. 3. Influence of the impurity level energy.

B.I. Reznikov and G.V. Tsarenkov

A theoretical investigation of the influence of the deep level impurities on the photoeffect in a strongly biased high-resistivity symmetric MSM structure under illumination by the monochromatic light ($h\nu \gtrsim E_g$) was made. The total system of the continuity equations in the diffusion-drift approximation and the Poisson equation were solved. Thermionic emission of electrons and holes was accounted for at the semiconductor-metal interfaces. The results were presented for Au-CdTe-Au structure with a single impurity level and for four-level model.

It was shown that the inversion (change of sign) of the electric field E_0 near the illuminated anode arising at high intensities appears at all values of the impurity level energy E_t . The magnitude of the field near the anode $|E_0|$ has a maximum at $E_t = E_{t1}$ and has a minimum at E_t close to the edges of the bands and depends on the impurity concentration N_t and on light intensity. The profiles $E(x)$ in the bulk demonstrate a wide variety of forms from the sharp step to almost linear function.

The dependence of the current density j on E_t is a «well» with abrupt walls. Its depth and width increase with impurity concentration. It is due to trapping of photogenerated holes by impurities in the bulk. The current density has a minimum at $E_{t2} \neq E_{t1}$. With increasing N_t the minimum value of j tends to the magnitude $j_B = e\mu_p p_* V/d$, which does not depend on N_t (p_* — equilibrium hole concentration in the bulk).

For the four-level model, it was shown that there are an electric field maximum in the bulk and an appreciable electric field decrease towards the cathode. These effects are caused by high concentration of impurity levels with occupation function in the bulk exceeding the equilibrium value.
