

РАСЧЁТ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРЫ ZnS—CdS

А. В. Родин, А. П. Чебаненко, Г. Г. Чемересюк

Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова

Проведён расчёт вольт-амперной характеристики (ВАХ) плёночной структуры ZnS—CdS для области напряжений, предшествующих переключению уровня проводимости. Используемая для расчётов модель, предполагающая электрическую однородность слоёв ZnS—CdS, учитывает понижение высоты потенциального барьера на границе раздела ZnS и CdS по механизму Шоттки, а также ударную ионизацию в этом барьере и в слое ZnS. Получено хорошее согласие расчётных и экспериментальных ВАХ.

В работе [1] исследован эффект переключения проводимости и “памяти” в плёночных структурах ZnS—CdS. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) указанных структур обнаруживали множество участков, объясняемых качественной моделью, основанной на перераспределении приложенного к структуре напряжения между слоями сульфида цинка, сульфида кадмия и потенциальным барьером на их границе. Показано, что наблюдаемые особенности ВАХ имеют место только при определённом подборе параметров слоёв ZnS и CdS, достигаемым варьированием технологических условий их изготовления. В настоящей работе приводятся количественные оценки, подтверждающие правомочность указанной модели и позволяющие прогнозировать необходимые значения параметров слоёв ZnS и CdS, входящих в состав исследуемых структур.

С точки зрения условий для протекания тока исследуемая структура (рис. 1) эквивалентна трём последовательно соединённым сопротивлениям: объёма слоя сульфида цинка R_1 , объёма слоя сульфида кадмия R_2 и потенциального барьера на их границе R_3 , вклад каждого из которых в ограничение протекающего в структуре тока может изменяться в зависимости от величины приложенного к ней смещения. Рассчитаем возможный вид вольт-амперных характеристик в отдельности для каждого из выше перечисленных элементов, входящих в структуру.

Будем считать объёмы слоёв ZnS и CdS электрически однородными и пренебрежём влиянием контактного барьера Al—ZnS, который оказывается смещённым в прямом направлении (рис. 1) и, следовательно, может проявлять себя лишь при небольших значениях (порядка десятых долей вольт) приложенного смещения.

Сила тока I_{01} , протекающего в объёме плёнки ZnS при малых смещениях, определяется законом Ома:

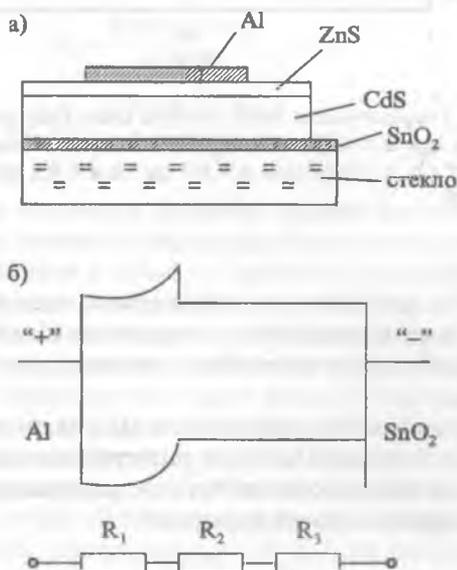


Рис. 1. Схематическое устройство (а) и энергетическая диаграмма (б) исследуемой структуры

$$I_{01} = \frac{en_1\mu_n SV_1}{d}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; d — толщина плёнки ZnS; V_1 — приложенное к ней напряжение; S — площадь верхнего Al-электрода; μ_n и n_1 подвижность и концентрация равновесных электронов в плёнке ZnS, соответственно.

С ростом приложенного напряжения становится вероятной ударная ионизация (УИ), что должно привести к увеличению силы тока по закону:

$$I_1 = I_{01}M. \quad (2)$$

Здесь M — коэффициент умножения носителей, описываемый выражением [2]:

$$M = \exp(\alpha \cdot d), \quad (3)$$

где α — коэффициент ударной ионизации, ко-

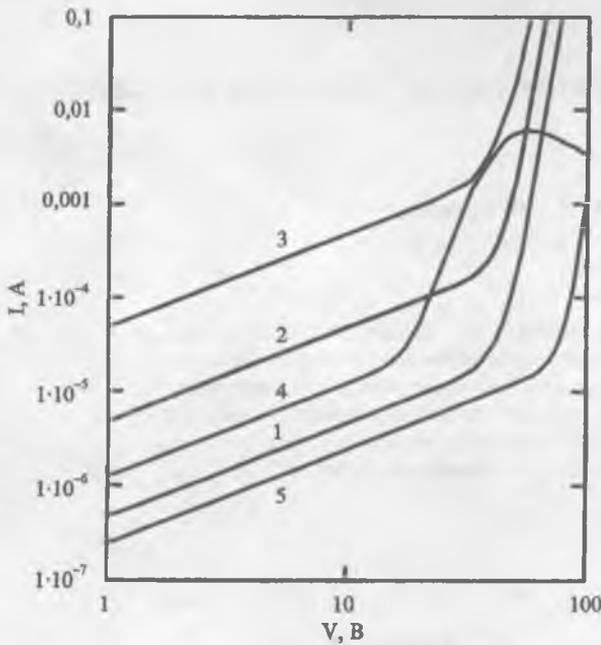


Рис. 2. Теоретическая ВАХ объёма слоя ZnS, рассчитанные при $d = 0,5$ мкм и $n_1 = 10^8$ см $^{-3}$ (1); 10^9 см $^{-3}$ (2); 10^{10} см $^{-3}$ (3), а также при $n_1 = 10^8$ см $^{-3}$ и $d = 0,2$ мкм (4); 1 мкм (5)

торый в приближении однородного электрического поля не зависит от координаты и является функцией только напряжённости электрического поля \mathcal{E}_1 .

Точный расчет зависимости $\alpha(\mathcal{E}_1)$ затруднён и требует численных методов интегрирования. Однако, эта зависимость достаточно хорошо описывается приближённой формулой

$$\alpha = \frac{C_1}{\mathcal{E}_1} \exp\left(-\frac{C_2}{\mathcal{E}_1}\right), \quad (4)$$

пригодной для полупроводников с ионно-ковалентным характером химических связей (каким является и ZnS). Здесь

$$C_1 = \frac{3,56\hbar\omega}{e\ell^2}, \quad C_2 = \frac{2,4\hbar\omega E_0}{e^2\ell^2}, \quad (5)$$

$\hbar\omega$ — энергия продольного оптического фонона; ℓ — длина свободного пробега электрона; E_0 — пороговая энергия, которая для сульфида цинка составляет около (3—3,1) эВ [2].

Объединяя (1)—(5), с учётом того, что $\mathcal{E}_1 = \frac{V_1}{d}$ получим:

$$I_1 = \frac{en_1\mu_n S V_1}{d} \cdot \exp\left[\frac{C_1 d^2}{V_1} \exp\left(\frac{C_2 d^2}{V_1^2}\right)\right] \quad (6)$$

Для численных расчётов принималось: $\hbar\omega = 0,043$ эВ; $\mu_n = 50$ см 2 /В·с; $\ell = 40$ Å; $S = 3$ мм 2 . Остальные

параметры слоя ZnS варьировались в пределах: $n_1 = (10^8—10^{13})$ см $^{-3}$; $d = (0,2—5)$ мкм.

Результаты расчётов, выполненные с помощью ЭВМ, представлены на рис. 2. Можно заметить, что критическое напряжение появления ударной ионизации в объёме слоя ZnS, практически, не зависит от концентрации равновесных носителей n_1 и, вместе с тем, существенно снижается с уменьшением толщины слоя сульфида цинка (например, при $d = 0,2$ мкм процессы УИ развиваются уже при напряжении $V_1 \approx 12$ В). Однако, при малых толщинах слоя ZnS ($d \leq 0,3$ мкм) крутой участок ВАХ, вызванный умножением носителей тока в режиме УИ, очень скоро сменяется участком её насыщения и далее участком с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Последний факт, являясь нетривиальным, заслуживает отдельного изучения и может быть связан с уменьшением подвижности электронов в электрическом поле высокой напряжённости [3].

Рассмотрим вольт-амперную характеристику обратносмещённого барьера на границе слоёв ZnS и CdS. При малых смещениях V_2 , приложенных к барьеру, сила протекающего через барьер тока (в приближении “толстого” барьера Шоттки) запишется в виде [4]:

$$I_{02} = en_1\mu_n S \mathcal{E}_m \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right), \quad (7)$$

где ϕ — равновесная высота потенциального барьера; \mathcal{E}_m — максимальная (при данном смещении V_2) напряжённость электрического поля в барьере, достигаемая при координате, соответствующей вершине барьера. Поскольку распределение напряжённости поля в барьере Шоттки по координате является линейной функцией, то

$$\mathcal{E}_m = 2\mathcal{E}_{cp} = \frac{2V_2}{W}, \quad (8)$$

где \mathcal{E}_{cp} — среднее значение напряжённости поля в барьере; W — толщина барьера при данном напряжении V_2 . Однако, W возрастает с увеличением обратного напряжения [2]:

$$W = K_0 W_1 \sqrt{V_2}, \quad (9)$$

где W_1 — толщина барьера при напряжении $V_2 = 1$ В; $K_0 = 1$ В $^{-1/2}$ — размерный коэффициент. Тогда с учетом (8), (9) выражение (7) переписется в виде:

$$I_{02} = \frac{2en_1\mu_n S \sqrt{V_2}}{K_0 W_1} \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right). \quad (10)$$

В области высоких приложенных напряжений необходимо учесть влияние на форму ВАХ возможного понижения высоты потенциального барьера по механизму Шоттки [4], а также процессов ударной ионизации в барьере. Тогда выражение для вольт-амперной характеристики примет вид:

$$I_2 = I_{02} M \exp\left(\frac{\Delta\Phi}{kT}\right) \quad (11)$$

Здесь экспоненциальный множитель отражает понижение высоты барьера, а M представляет собой коэффициент умножения носителей. На основании [2] с учётом (8) и (9) запишем:

$$\Delta\Phi = V_2^{1/4} \cdot \sqrt{\frac{e^3}{2\pi\epsilon_1\epsilon_0 K_0 W_1}}, \quad (12)$$

где ϵ_0 — универсальная электрическая постоянная; ϵ_1 — относительная диэлектрическая проницаемость сульфида цинка.

При расчёте коэффициента умножения M нужно принять во внимание тот факт, что электрическое поле в барьере неоднородно. Поэтому M следует находить из выражения [2]:

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^W \alpha(\epsilon) \exp\left(-\int_0^x \alpha(\epsilon) dx'\right) dx. \quad (13)$$

Здесь $\alpha(\epsilon)$ определяется выражением, аналогичным (4) с тем лишь отличием, что напряжённость поля ϵ сама является функцией координаты x . В связи с этим вычисления интегралов в соотношении (13) представляют собой сложную задачу. Однако, можно ввести упрощающие приближения. Действительно, так как $\alpha(\epsilon)$ является быстро изменяющейся с напряжённостью поля функцией, а наибольшее число ионизаций происходит в той части барьера, где поле максимально, то можно $\alpha(\epsilon)$ заменить на $\alpha(\epsilon_m)$ и считать независимым от координаты. Тогда вычисление (13) приводит к результату:

$$M = \exp[\alpha(\epsilon_m)W], \quad (14)$$

где $\alpha(\epsilon_m)$, с учётом (4), (8) и (9), запишется как:

$$\alpha(\epsilon_m) = \frac{C_1 K_0 W_1}{2\sqrt{V_2}} \exp\left(-\frac{C_2 K_0^2 W_1^2}{4V_2}\right). \quad (15)$$

Подстановка (15) в выражение (14) с учётом (5) даст:

$$M = \exp\left[\frac{1.78\hbar\omega K_0^2 W_1^2}{e\ell^2} \exp\left(-\frac{0.6\hbar\omega E_0 K_0^2 W_1^2}{e\ell^2 V_2}\right)\right]. \quad (16)$$

Очевидно, что W_1 можно выразить в виде [4]:

$$W_1 = \left[\frac{\epsilon_1\epsilon_0\left(\frac{\phi}{e} + V_0\right)}{2eN_d^+}\right]^{1/2}, \quad (17)$$

где $V_0 = 1$ В; N_d^+ — концентрация ионизированных доноров в ZnS. Объединяя (10), (11), (12), (16) и (17), получим выражение для вольт-амперной характеристики обратносмещённого барьера:

$$I_2 = C_3 n_1 \left[\frac{V_2}{\frac{\phi}{e} + V_0}\right]^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \cdot \exp\left[C_4 \left(\frac{V_2}{\frac{\phi}{e} + V_0}\right)^{1/4}\right] \times \\ \times \exp\left[C_5 \left(\frac{\phi}{e} + V_0\right)\right] \cdot \exp\left[-C_6 \frac{\left(\frac{\phi}{e} + V_0\right)}{V_2}\right]. \quad (18)$$

Здесь введены обозначения:

$$C_3 = \frac{2e\mu_n S}{K_0} \sqrt{\frac{2eN_d^+}{\epsilon_1\epsilon_0}}, \\ C_4 = \frac{e^2}{kT\epsilon_1\epsilon_0} \sqrt{\frac{1}{\pi K_0} \sqrt{\frac{\epsilon_1\epsilon_0 N_d^+}{2e}}}, \quad (19)$$

$$C_5 = \frac{0.9\hbar\omega K_0^2 \epsilon_1\epsilon_0}{e^2 \ell^2 N_d^+}, \\ C_6 = \frac{0.3\hbar\omega E_0 K_0^2 \epsilon_1\epsilon_0}{e^3 \ell^2 N_d^+}. \quad (20)$$

Для численных расчётов, прежде всего, необходимо оценить концентрацию нескомпенсированных доноров в сульфиде цинка N_d^+ , входящую в (17). Исходные слои ZnS были легированы медью и хлором. Известно, что предельная концентрация меди, которая может внедряться в сульфид цинка без образования второй фазы, составляет 10^{-4} г · атом Cu на г · моль ZnS (что соответствует концентрации акцепторов $N_a = 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$). Энергия ионизации донорного уровня хлора в ZnS составляет $E_d = 0,25$ эВ [2]. Тогда при концентрации равновесных электронов $n_1 \approx 10^9$ см $^{-3}$, на основании выражения [2]:

$$n_1 = -\frac{N_a + z}{2} + \frac{1}{2} \left[(N_a + z)^2 + 4z(N_d^+ - N_a) \right]^{1/2}, \quad (21)$$

$$z = \frac{1}{2} N_c \exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right), \quad (22)$$

где N_c — эффективная плотность состояний, получим $N_d^+ \approx 10^{17}$ см $^{-3}$. Численное значение диэлектрической проницаемости ZnS принималось равным $\epsilon_1 = 8,3$. Остальные параметры в (18) варьировались в пределах: $\phi = (0,1 \div 1,0)$ эВ; $n_1 = (10^8 \div 10^{12})$ см $^{-3}$. Результаты расчёта ВАХ представлены на рис. 3. Можно заметить, что эффект понижения высоты потенциального барьера электрическим полем начинает проявляться уже при напряжениях порядка 1В, тогда как напряжение, соответствующее появлению умножения носителей тока, возрастает с увеличением высоты барьера ϕ . Варьирование концентрации равновесных носителей влияло на величину тока лишь в области низких приложенных смещений на начальном участке ВАХ.

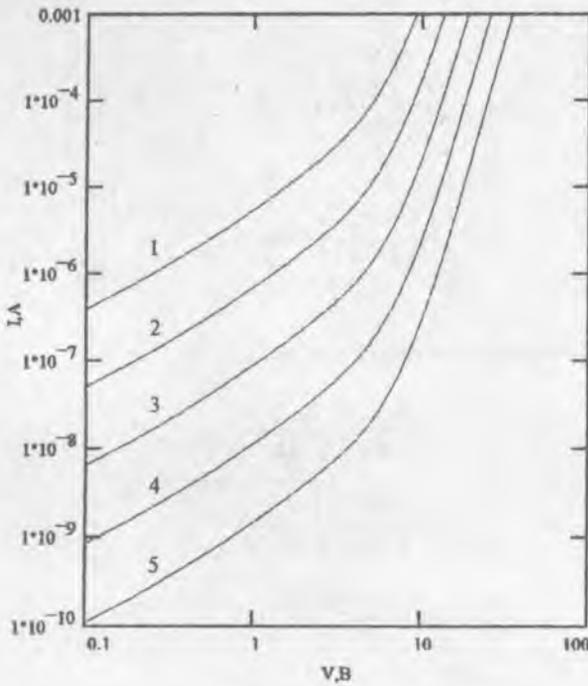


Рис. 3. ВАХ обратносмещённого барьера ZnS-CdS, рассчитанные при $n_1 = 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $\phi = 0,1 \text{ эВ}$ (1); $0,15 \text{ эВ}$ (2); $0,2 \text{ эВ}$ (3); $0,25 \text{ эВ}$ (4); $0,3 \text{ эВ}$ (5)

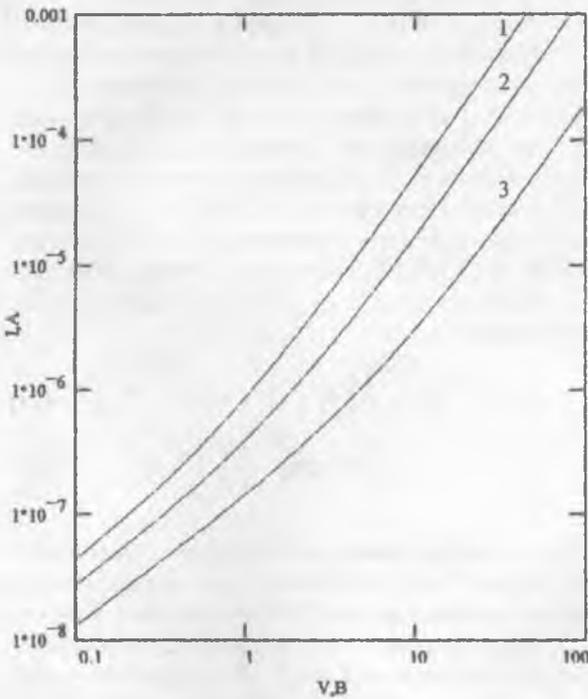


Рис. 4. ВАХ слоя CdS, рассчитанные при $n_2 = 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $L = 10 \text{ мкм}$ (1); 15 мкм (2); 30 мкм (3)

При рассмотрении вольт-амперной характеристики слоя CdS нужно учесть возможность установления в нём режима тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ), который при достижении необходимой напряжённости электрического поля сменяет омическую проводимость.

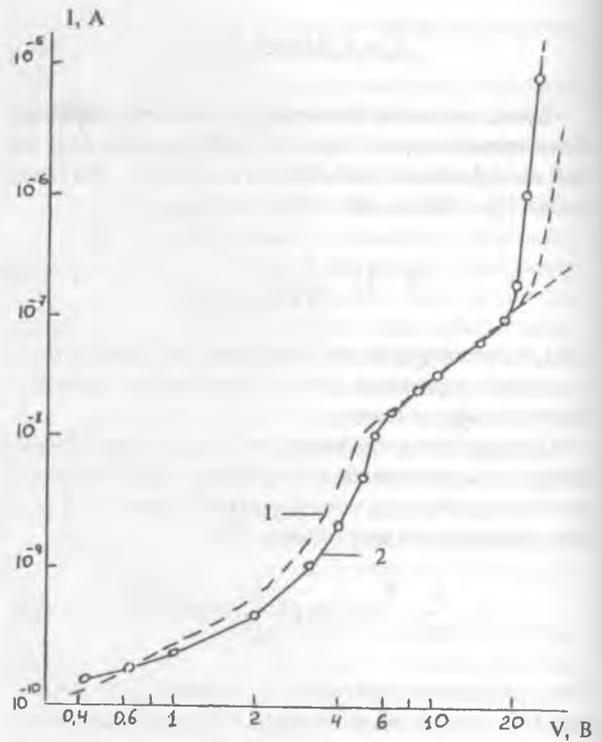


Рис. 5. Рассчитанная (1) и полученная экспериментально (2) вольт-амперные зависимости структуры ZnS-CdS

При этом предполагалось присутствие в слое CdS моноэнергетических электронных ловушек с энергетической глубиной залегания $E_t = 0,44 \text{ эВ}$ и концентрацией $N_t \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [1]. В таком случае ВАХ слоя сульфида кадмия описывается выражением:

$$I_3 = S\mu_{n_2} \left(en_2 \frac{V_3}{L} + \epsilon\epsilon_0\theta \cdot \frac{V_3^2}{L^3} \right), \quad (23)$$

где

$$\theta = \frac{N_t}{gN_1} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right), \quad (24)$$

n_2 и μ_{n_2} — концентрация и подвижность равновесных электронов в CdS, соответственно; ϵ — диэлектрическая проницаемость сульфида кадмия; L — толщина слоя CdS; V_3 — приложенное к нему напряжение; g — фактор вырождения ловушечного уровня. Для численных расчётов принималось: $\mu_{n_2} = 90 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; $\epsilon = 8$; $g = 2$. Толщина слоя L и концентрация электронов варьировались в пределах: $L = (2 \div 30) \text{ мкм}$ и $n_2 = (10^9 \div 10^{13}) \text{ см}^{-3}$. Результаты расчётов представлены на рис. 4.

Для получения зависимости $I(V)$ всей структуры в целом необходимо комбинировать кривые рисунков 2, 3, 4. При этом, с точки зрения соответствия экспериментальным ВАХ [1], представляют интерес кривые, рассчитанные при таких значениях параметров, чтобы зависимости $I_1(V_1)$, $I_2(V_2)$, $I_3(V_3)$ взаимно пересекались. Хорошее согласие получается при значениях параметров сульфида

цинка $n_1 = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $d = (0,5 \pm 1) \text{ мкм}$; сульфида кадмия $n_2 = (5 \cdot 10^9 + 10^{10}) \text{ см}^{-3}$, $L = (25 \pm 30) \text{ мкм}$ и высоте потенциального барьера $\phi \approx 0,4 \text{ эВ}$.

На рис. 5 (кривая 1) изображена соответствующая теоретическая ВАХ структуры. Кривая 2 (рис. 5) изображает вольт-амперную характеристику структуры ZnS-CdS, полученную экспериментально.

Для расчёта участка ВАХ в области высоких напряжений, соответствующих электролюминесцентному (ЭЛ) свечению сульфида цинка, а также вольт-амперной характеристики структуры, находящейся в состоянии с переключённым уровнем проводимости [1], необходимо учитывать перепоглощение квантов ЭЛ излучения ZnS слоем сульфида кадмия, что должно приводить к перераспределению напряжений V_1 , V_2 и V_3 . Эта задача

представляет собой предмет нашей дальнейшей работы.

Литература

1. Чебаненко А. П., Чемересюк Г. Г., Родин А. В. Гистерезис вольт-амперных характеристик плёночных структур ZnS-CdS // Фотозлектроника, Межведомственный научный сборник. — Одесса: Астропринт, 1998. — С. 56—60.
2. Верещагин И. К. Электролюминесценция кристаллов. — М.: Наука, 1990. — 279 с.
3. Беляев А. П., Рубец В. П., Полежаев К. А. Квазиразогрев носителей в тонких пленках селенида цинка // Поверхность: Физика и химия, 1993. — № 6. — С. 85—88.
4. Herbert G. Elektrische eigen shaften inhomogener Metall—Halbleiter—Grenzflächen. — Stuttgart, 1991. — 185 p.