

Электрические свойства анизотипных гетеропереходов $n\text{-CdO}/p\text{-Si}$

© М.Н. Солован[¶], В.В. Брус, П.Д. Марьянчук

Черновицкий национальный университет им. Юрия Федьковича,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 8 октября 2013 г. Принята к печати 21 октября 2013 г.)

Гетеропереход $n\text{-CdO}/p\text{-Si}$ изготовлен напылением тонкой пленки оксида кадмия (n -типа проводимости) методом пульверизации с последующим пиролизом на полированную поликристаллическую пластину кремния p -типа проводимости. Измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) гетероструктуры при различных температурах. Установлено, что электрический ток через исследуемую гетероструктуру при прямом смещении $3kT/e < V < 0.5$ В формируется с помощью туннельно-рекомбинационных процессов с участием поверхностных состояний на границе раздела CdO/Si и при $V > 0.5$ В туннелированием через область пространственного заряда. Основными механизмами токопереноса при обратном смещении являются эмиссия Френкеля–Пула и туннелирование с участием энергетических уровней, образованных поверхностными состояниями.

1. Введение

Оксид кадмия (CdO) относится к широкозонным полупроводникам группы $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ с шириной запрещенной зоны 2.3–2.7 эВ [1]. Из [1,2] следует, что этот материал может иметь проводимость n -типа с низким удельным сопротивлением ($\sim 10^{-3}$ Ом·см) и достаточно высоким коэффициентом пропускания в видимой части спектра.

Тонкие пленки CdO широко используются в различных тонкопленочных фотоэлектрических устройствах благодаря высокому коэффициенту пропускания света, большому значению показателя преломления, низкому значению электрического сопротивления, стабильности параметров во времени [2]. Такие свойства делают возможным использование пленок CdO для просветляющих покрытий, прозрачных электродов, солнечных элементов, химических и газовых сенсоров.

Кремний является самым распространенным полупроводниковым материалом в электронике. В связи с большими запасами кремния и совершенством отработанных технологий возможно промышленное производство солнечных элементов на его основе. Однако основным препятствием для снижения стоимости солнечных элементов на монокристаллическом кремнии является дороговизна технологии его получения. Альтернативой монокристаллическому кремнию является поликристаллический кремний (поли-Si). У него более низкая себестоимость. Ультратонкий поли-Si благодаря его физическим свойствам используется в электронике и фотовольтаике. В настоящее время солнечные элементы с использованием поли-Si почти не отличаются по эффективности от монокристаллических образцов.

Благодаря своим физическим свойствам CdO и поли-Si являются перспективными материалами для применения в различных фотоэлектрических приборах [3,4], поэтому наблюдается значительный интерес к анизотипным гетероструктурам $n\text{-CdO}/p\text{-Si}$.

Существует ряд экспериментальных работ, посвященных исследованию электрических свойств гетероструктур $n\text{-CdO}/p\text{-Si}$, изготовленных на основе тонких пленок CdO и монокристаллического Si [3,5]. Насколько нам известно, в литературе отсутствуют результаты детальных исследований механизмов токопереноса и электрических свойств гетеропереходов $n\text{-CdO}/p\text{-Si}$ с использованием поликристаллического кремния. Вышеуказанные исследования имеют важное значение для дальнейшей разработки приборов на основе гетероперехода $n\text{-CdO}/p\text{-Si}$ для электроники и солнечной энергетики, так как на эффективность работы полупроводниковых приборов на основе гетеропереходов существенно влияют электрические характеристики компонент гетеропереходов и металлургической границы раздела.

В данной работе исследуются механизмы протекания тока в гетероструктурах, сформированных путем нанесения тонкопленочного CdO n -типа проводимости на поликристаллические подложки Si p -типа проводимости, методом пульверизации с последующим пиролизом.

2. Экспериментальная часть

Для изготовления гетероструктур использовали поликристаллический кремний p -типа проводимости. Значения удельной электропроводимости и концентрации носителей заряда этих кристаллов при комнатной температуре (295 К) составляли $\sigma = 9.5 \cdot 10^{-3}$ Ом⁻¹см⁻¹ и $p = 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ соответственно. Глубина залегания уровня Ферми для базового материала ($E_F - E_v = 0.28$ эВ) определялась из выражения для концентрации равновесных дырок: $p = 2(2\pi m_p kT/h^2)^{3/2} \exp(-(E_F - E_v)/kT)$.

Нанесение пленок CdO проводилось на полированные пластины поликристаллического Si (типоразмером $5 \times 5 \times 1$ мм) методом пульверизации с последующим пиролизом.

[¶] E-mail: m.solovan@chnu.edu.ua

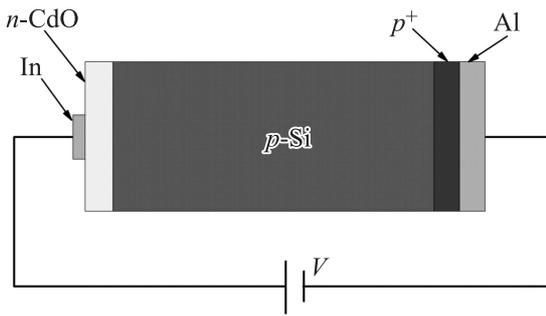


Рис. 1. Структурная схема анизотипного гетероперехода *n*-CdO/*p*-Si.

Для распыления использовался 0.1М-раствор соли Cd(CH₃COO)₂ · 2H₂O 99.99% (ацетата кадмия) в дистиллированной воде. В качестве газа носителя использовался сжатый воздух. Скорость распыления раствора составляла несколько мл/мин. Кончик пульверизатора находился на расстоянии порядка 20 см от подготовленных кремниевых и ситаловых подложек, нагретых до температуры ~ 400°С. Температура поверхности подложек определялась с помощью лазерного пирометра. Для обеспечения стабильной температуры подложек был подобран циклический режим напыления: 5 с — распыления, 20 с — перерыв для восстановления температуры подложек.

Для определения электрических параметров тонких пленок одновременно проводили их напыление на ситаловые подложки. Полученные пленки CdO имели *n*-тип проводимости. Их удельная электропроводность и концентрация носителей заряда при температуре 295 К составили $\sigma = 1.4 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ и $n = 4.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ соответственно.

Фронтальный точечный электрический контакт к тонкой пленке CdO формировался методом термического осаждения индия при температуре подложки ~ 400 К [6]. Тыловой омический контакт к *p*-Si получали нанесением слоя Al методом термического испарения в высоком вакууме. Для диффузии части слоя Al проводили термический отжиг (при температуре порядка 800 К в течение 20 мин), образующийся при этом *p*⁺-слой снижает контактное сопротивление [7].

Схематическое изображение анизотипного гетероперехода показано на рис. 1.

Вольт-амперные характеристики гетероструктур *n*-CdO/*p*-Si измеряли с помощью комплекса SOLARTRON SI 1286, SI 1255.

3. Результаты и их обсуждение

Энергетическая диаграмма исследуемых анизотипных гетероструктур *n*-CdO/*p*-Si, в соответствии с моделью Андерсона [8], без учета поверхностных электрических состояний и диэлектрического слоя, была построена на

основе значений энергетических параметров полупроводников, взятых из литературных источников [7,9,10] (рис. 2). Положения уровней Ферми $\Delta\mu_n$ и $\Delta\mu_p$ определены с учетом экспериментально полученных значений концентраций носителей заряда в CdO и Si соответственно.

Для расчета толщины обедненных областей в CdO и Si можно использовать следующие выражения [8]:

$$d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 N_A \varepsilon_n \varepsilon_p \varphi_0}{e N_D (\varepsilon_n N_D + \varepsilon_p N_A)}},$$

$$d_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 N_D \varepsilon_n \varepsilon_p \varphi_0}{e N_A (\varepsilon_n N_D + \varepsilon_p N_A)}}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, ε_0 — электрическая постоянная ($8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$), ε_n и N_D — относительная диэлектрическая проницаемость и концентрация доноров в CdO, ε_p и N_A — относительная диэлектрическая проницаемость и концентрация акцепторов в Si, φ_0 — высота потенциального барьера.

Определенные значения d_n и d_p составляют $1.7 \cdot 10^{-12} \text{ м}$ и $3.6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ соответственно. Поскольку $d_p \gg d_n$, то можно считать, что область пространственного заряда гетероструктуры *n*-CdO/*p*-Si полностью формируется в Si ($d_p = d$).

На рис. 3 приведены прямые ветви вольт-амперных характеристик анизотипного гетероперехода *n*-CdO/*p*-Si, измеренных при различных температурах.

Путем экстраполяции линейных участков ВАХ до пересечения с осью напряжений определены значения высоты потенциального барьера φ_0 гетероперехода при различных температурах ($\varphi_0 = qV_{bi}$, где V_{bi} — контактная разность потенциалов) (см. вставку на рис. 3). Установлено, что температурная зависимость высоты потенциального барьера гетероструктуры *n*-CdO/*p*-Si хо-

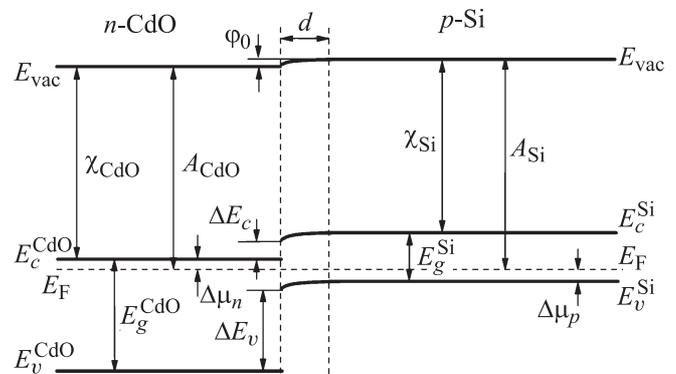


Рис. 2. Энергетическая диаграмма анизотипной гетероструктуры *n*-CdO/*p*-Si: $E_g^{\text{CdO}} = 2.6 \text{ эВ}$, $\chi_{\text{CdO}} = 4.51 \text{ эВ}$, $A_{\text{CdO}} = 4.74 \text{ эВ}$, $E_g^{\text{Si}} = 1.12 \text{ эВ}$, $\chi_{\text{Si}} = 4.05 \text{ эВ}$, $A_{\text{Si}} = 4.89 \text{ эВ}$, $\Delta\mu_n = 0.23 \text{ эВ}$, $\Delta\mu_p = 0.28 \text{ эВ}$, $\Delta E_c = 0.46 \text{ эВ}$, $\Delta E_v = 1.94 \text{ эВ}$, $\varphi_0 = 0.15 \text{ эВ}$.

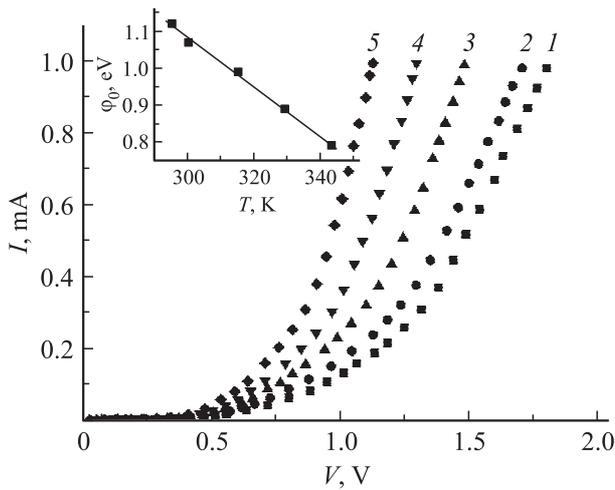


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики гетероперехода *n*-CdO/*p*-Si при температуре, К: 1 — 295, 2 — 300, 3 — 315, 4 — 329, 5 — 343. На вставке — температурная зависимость высоты потенциального барьера.

рошо описывается уравнением

$$\varphi_0(T) = \varphi_0(0) - \beta_\varphi T, \tag{2}$$

где $\beta_\varphi = 6.69 \cdot 10^{-3}$ эВ·К⁻¹ — температурный коэффициент высоты потенциального барьера, а $\varphi_0(0) = 3.08$ эВ — значение высоты потенциального барьера исследуемой гетероструктуры при абсолютном нуле температуры.

Стоит заметить, что большие значения β_φ и $\varphi_0(0)$ обусловлены высокой концентрацией поверхностных состояний (дислокации несоответствия) N_{ss} на границе раздела гетероперехода. В первом приближении $N_{ss} \propto x^{-2}$ [8,11], где x — расстояние между дислокациями несоответствия, определяется из следующего выражения:

$$x = a_{Si}a_{CdO}/(a_{Si} - a_{CdO}). \tag{3}$$

Значение постоянной решетки ($a_{CdO} = 4.69 \text{ \AA}$) [9] и $a_{Si} = 5.43 \text{ \AA}$ [10], для x и N_{ss} получим 34 \AA и $8.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ соответственно. При такой плотности поверхностные состояния могут играть роль центров захвата или рекомбинации и существенно влиять на электрические свойства гетероструктур [12–14].

Полученное несоответствие между рассчитанным ($\varphi_0 = 0.15$ эВ) и экспериментально определенным ($\varphi_0 = 1.1$ эВ) значениями высоты потенциального барьера исследуемых гетеропереходов *n*-CdO/*p*-Si при комнатной температуре может быть объяснено большой концентрацией поверхностных состояний и электрическими диполями, связанными с ними [7].

Величину последовательного сопротивления гетероструктуры R_s можно определить из зависимости ее дифференциального сопротивления R_{diff} от напряжения (рис. 4) [13]. Видно, что в области напряжений больше высоты потенциального барьера кривые $R_{diff}(V)$ выходят

на насыщение. Это свидетельствует о том, что напряжение на барьерной области гетероперехода перестает изменяться, т. е. барьер практически открыт, а ток через гетеропереход ограничивается его последовательным сопротивлением R_s , которое определяется экстраполяцией области насыщения до пересечения с осью дифференциального сопротивления.

Значение последовательного сопротивления $R_s \propto \rho$, где ρ — удельное электрическое сопротивление, которое, в случае некомпенсированного полупроводника, определяется следующим выражением:

$$\rho = \frac{1}{e\mu_p p} = \frac{1}{e\mu_p \left(\frac{N_v N_A}{2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right)}, \tag{4}$$

где μ_p — подвижность дырок, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, N_a и N_d — концентрации акцепторных и донорных примесей соответственно, E_A — энергия ионизации акцепторного уровня, определяет равновесную проводимость полупроводника. Поскольку $N_v \propto T^{3/2}$, а подвижность дырок в кремнии μ_p в области температур $T > 200$ К пропорциональна $T^{3/2}$ [15], можно утверждать, что температурная зависимость последовательного сопротивления определяется в основном экспоненциальным множителем $R_s \propto \exp(-E_A/kT)$. Таким образом, наклон прямой $R_s(10^3/T)$ в полулогарифмических координатах определяет глубину залегания рабочего акцепторного уровня $E_A = 0.18$ эВ (см. вставку на рис. 4).

Относительно большое значение последовательного сопротивления гетероперехода *n*-CdO/*p*-Si можно объяснить формированием слоя SiO₂ в процессе напыления на поверхности кремниевых подложек. Условия прохождения тока через гетеропереход *n*-CdO/*p*-Si усложняются вследствие относительно высокой концентрации поверхностных состояний, оцененной по формуле (3).

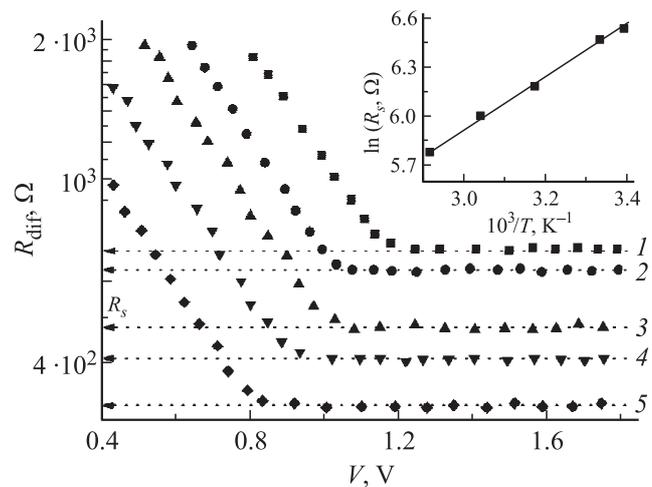


Рис. 4. Зависимости дифференциального сопротивления гетероперехода от напряжения при различных температурах, К: 1 — 295, 2 — 300, 3 — 315, 4 — 329, 5 — 343. На вставке изображена зависимость $R_s(10^3/T)$ в полулогарифмических координатах.

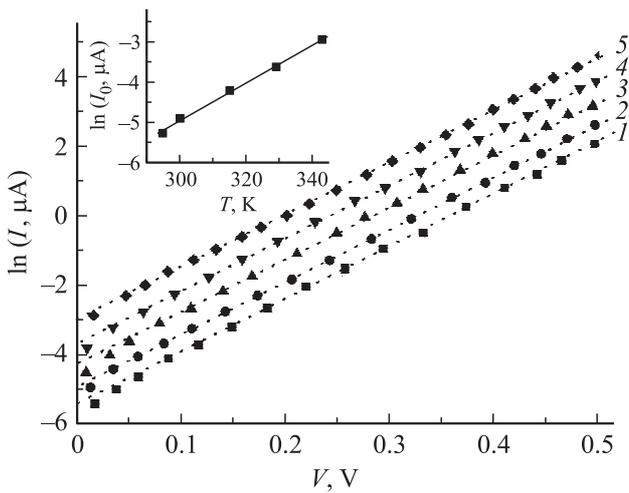


Рис. 5. Прямые ветви ВАХ гетероперехода в полулогарифмическом масштабе при температуре, К: 1 — 295, 2 — 300, 3 — 315, 4 — 329, 5 — 343. На вставке — температурная зависимость тока отсечки.

При малых прямых смещениях влияние последовательного сопротивления будет незначительным вследствие малого тока. Поэтому можно считать, что все внешнее напряжение будет приложено к области пространственного заряда исследуемого гетероперехода.

На рис. 5 представлены прямые ветви вольт-амперных характеристик гетероперехода в полулогарифмических координатах при различных температурах. В области прямых смещений $V > 3kT/e$ наблюдаются прямолинейные участки, что свидетельствует об экспоненциальной зависимости тока от напряжения.

Стоит отметить, что наклон прямолинейных участков ($3kT/e < V < 0.5$ В) $\Delta \ln(I)/\Delta V$ не зависит от температуры. Поэтому исключается возможность анализа механизмов токопереноса, основываясь на генерационно-рекомбинационных процессах в области пространственного заряда, так как для этого случая должна наблюдаться температурная зависимость наклона прямолинейных участков вольт-амперных характеристик в полулогарифмических координатах $\Delta \ln(I)/\Delta V = e/nkT$, где n — коэффициент неидеальности [14]. Постоянный наклон зависимостей $\ln(I) = f(V)$ при различных температурах можно рассматривать как свидетельство туннельной природы механизма токопереноса [7,8]. Прямолинейные участки ВАХ с одинаковыми наклонами начинаются при малых смещениях, при которых область пространственного заряда не достаточно тонкая для прямого туннелирования, которое описывается формулой Ньюмена [8]. Поэтому единственным физически обоснованным механизмом токопереноса, учитывая выше оцененную высокую концентрацию дислокаций несоответствия N_{ss} , можно считать многоступенчатые туннельно-рекомбинационные процессы с участием поверхностных состояний на границе раздела CdO/Si. В этом случае ток при прямом смещении определяется следующим

выражением [8]:

$$I = B \exp(-A(\phi_0(T) - eV)), \quad (5)$$

где α — характеристика материала, B — величина, которая слабо зависит от температуры и напряжения, ϕ_0 — высота потенциального барьера.

Перепишем выражение (5) в другой форме:

$$I = B \exp(-A\phi_0(T)) \exp(AeV) = I_0 \exp(AeV), \quad (6)$$

где $I_0 = B \exp(-A\phi_0(T))$ — ток отсечки, который не зависит от приложенного напряжения. Из выражения (6) видно, что наклон $\Delta \ln(I)/\Delta V$ начальных участков прямых ветвей ВАХ, изображенных на рис. 5, определяет коэффициент A , который принимает значение 11 эВ^{-1} .

Учитывая ранее определенную температурную зависимость высоты потенциального барьера $\phi_0(T)$, формулу (2), выражение для тока отсечки можно представить в виде [16]

$$\begin{aligned} I_0 &= B \exp(-A(\phi_0(0) - \beta_\phi T)) \\ &= B \exp(-A\phi_0(0)) \exp(A\beta_\phi T) = I_c \exp(A\beta_\phi T), \end{aligned} \quad (7)$$

где $I_c = \text{const}$.

На вставке рис. 5 изображена температурная зависимость $\ln(I_0) = f(T)$ в полулогарифмических координатах. Коэффициент α можно повторно определить из наклона прямолинейной зависимости $\ln(I_0) = f(T)$: $A = \beta_\phi^{-1} (\Delta \ln(I_c)/\Delta T) = 10.4 \text{ эВ}^{-1}$. Хорошее совпадение значений коэффициента A , определенного из различных зависимостей формулы (6) и (7), подтверждает достоверность анализа начальных участков ВАХ гетероперехода *n*-CdO/*p*-Si в рамках многоступенчатого туннельно-рекомбинационного механизма токопереноса с участием поверхностных состояний на границе раздела CdO/Si.

В области напряжений $V > 0.5$ В ширина области пространственного заряда уменьшается и зависимости $I(V)$ хорошо описываются формулой Ньюмена для туннельного механизма токопереноса с учетом влияния последовательного сопротивления [8]:

$$I = I_t^0 \exp(\beta T) \exp[\alpha(V - IR_s)], \quad (8)$$

I_t^0 , α , β — постоянные. Экспериментальное значение $\alpha = 4$ было определено из зависимости $\ln(I) = f(V - IR_s)$.

Прологарифмировав выражение (8), получаем:

$$\ln(I) + \alpha IR_s = \ln(I_t) + \alpha V, \quad (9)$$

где $I_t = I_t^0 \exp(\beta T)$ — ток отсечки.

Из последнего выражения видно, что зависимости $\ln(I) + \alpha IR_s = f(V)$ должны аппроксимироваться прямыми линиями, что и наблюдается в действительности (рис. 6). Путем экстраполяции прямолинейных участков до пересечения с осью ординат определяем значение $\ln(I_t)$. Температурная зависимость туннельного тока

при $V = 0$ В имеет линейный характер (см. вставку на рис. 5), что дало возможность определить коэффициенты I_t^0 и β , $1.3 \cdot 10^{-12}$ А и $4.36 \cdot 10^{-2}$ К $^{-1}$ соответственно.

Проведенный анализ механизмов токопереноса через исследуемую гетероструктуру n -CdO/ p -Si при обратном смещении показал, что в области небольших напряжений ($0.12 < |V| < 0.7$ В) зависимость $I_{rev}(V)$ хорошо описывается в рамках модели, основанной на эмиссии Френкеля–Пула (рис. 7). Суть процессов, происходящих в этом случае, заключается в облегченном электрическим полем термическом возбуждении захваченных поверхностными ловушками носителей заряда [17]. Наличие достаточно сильного электрического поля в области

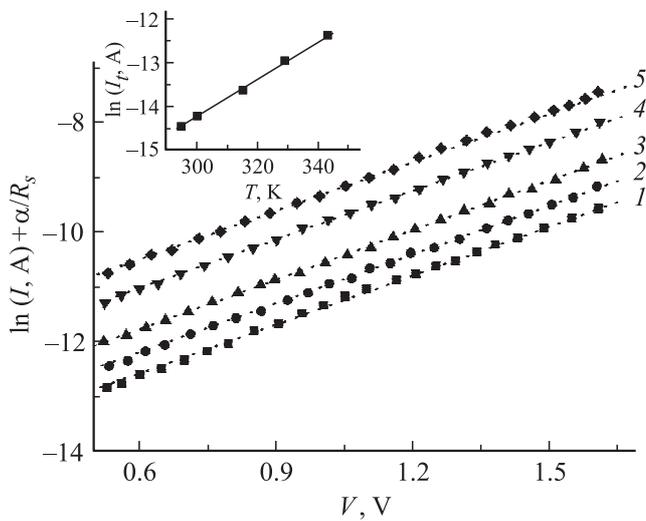


Рис. 6. Прямые ветви ВАХ гетероперехода при смещении $V > 0.5$ В с учетом влияния последовательного сопротивления при температуре, К: 1 — 295, 2 — 300, 3 — 315, 4 — 329, 5 — 343. На вставке изображена зависимость тока отсечки I_t от температуры.

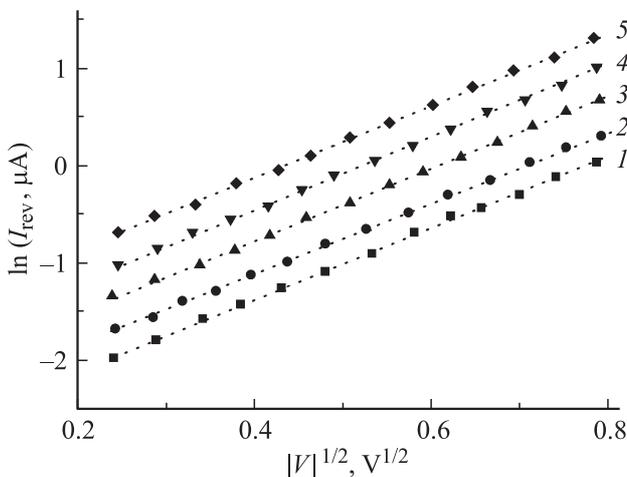


Рис. 7. Эмиссия Френкеля–Пула через гетеропереход n -CdO/ p -Si при температуре, К: 1 — 295, 2 — 300, 3 — 315, 4 — 329, 5 — 343.

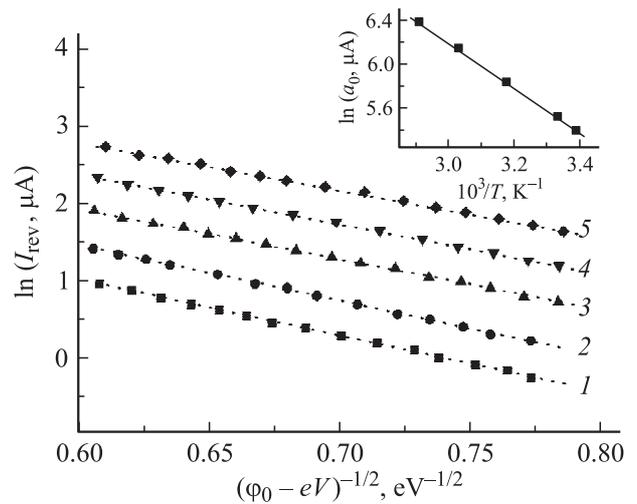


Рис. 8. Туннелирование через исследуемый гетеропереход при обратном смещении при температуре, К: 1 — 295, 2 — 300, 3 — 315, 4 — 329, 5 — 343. На вставке — температурная зависимость туннельного тока.

электрического перехода подтверждается высоким значением контактной разности потенциалов ($V_{bi} = 1.1$ В при 295 К):

$$I_{rev} \propto |V| \exp[2B \sqrt{|V|/T}]. \quad (10)$$

Выражение для туннельного тока при обратном смещении имеет вид [8,14]

$$I_{rev} \approx a_0 \exp\left(\frac{b_0}{\sqrt{\phi_0(T) - eV}}\right), \quad (11)$$

где a_0 — это параметр, который определяется вероятностью заполнения энергетических уровней, с которых происходит туннелирование; b_0 определяет скорость изменения тока с напряжением. Таким образом, согласно уравнению (7), аппроксимация обратных ветвей ВАХ прямыми линиями в координатах $\ln(I_{rev}) = f(\phi_0 - eV)^{-1/2}$ (рис. 8) подтверждает доминирование туннельного механизма токопереноса в области обратных смещений $0.7 < |V| < 2$ В.

Уменьшение наклона прямолинейных участков на рис. 8 при увеличении температуры связано с уменьшением параметра b_0 , который определяется из следующего выражения [14]:

$$b_0 = CW_1(T)\phi_0(T)^{3/2}, \quad (12)$$

где C — константа, W_1 — ширина области пространственного заряда при $\phi_0 - eV = 1$ эВ.

Для асимметричного резкого гетероперехода ширина области пространственного заряда определяется из сле-

дующего выражения [16]:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_p(\varphi_0 - eV)}{eN_A}}, \quad (13)$$

где ε_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, ε_p — относительная диэлектрическая проницаемость, N_A — концентрация акцепторной примеси в Si.

Как отмечалось выше, параметр a_0 определяется вероятностью заполнения энергетического уровня, с которого происходит туннелирование при обратном смещении. Известно, что из наклона температурной зависимости $\ln(a_0) = f(10^3/T)$ можно определить глубину его залегания [18,19], которая составляет 0.35 эВ (см. вставку на рис. 8).

4. Заключение

Изготовлены гетероструктуры $n\text{-CdO}/p\text{-Si}$ путем напыления тонких пленок CdO n -типа проводимости с удельной электропроводностью $\sigma = 1.4 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ (295 К) на полированные подложки поликристаллического Si p -типа проводимости с удельной электропроводностью $\sigma = 9.5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ (295 К) методом пульверизации с последующим пиролизом.

Исследованы температурные зависимости высоты потенциального барьера и последовательного сопротивления анизотипного гетероперехода $n\text{-CdO}/p\text{-Si}$. Определена глубина залегания рабочего акцепторного уровня базового материала Si, которая составляет 0.18 эВ.

Установлено, что электрический ток через исследуемую гетероструктуру при прямом смещении ($3kT/e < V < 0.5 \text{ В}$) формируется с помощью туннельно-рекомбинационных процессов в области пространственного заряда с участием поверхностных состояний на границе раздела CdO/Si и при дальнейшем увеличении прямого смещения ($V > 0.5 \text{ В}$) ширина области пространственного заряда уменьшается, что приводит к туннелированию через обедненную область, которое хорошо описывается формулой Ньюмена для туннельного механизма токопереноса через область пространственного заряда. Основными механизмами токопереноса при обратном смещении в области небольших напряжений ($0.12 < |V| < 0.7 \text{ В}$) является эмиссия Френкеля–Пула, а в области обратных смещений $0.7 < |V| < 2 \text{ В}$ — туннелирование с участием энергетических уровней, образованных поверхностными состояниями.

Список литературы

- [1] K.T. Ramakrishna, C. Sravani. *J. Cryst. Growth*, **184**, 1031 (1998).
- [2] C. Dantus, G.G. Rusu, M. Dobramir. *Appl. Surf. Sci.*, **255**, 2665 (2008).
- [3] М.Н. Солован, В.В. Брус, П.Д. Марьянчук. *ФТП*, **47**, 1185 (2013).

- [4] T.M. Razykov, C.S. Ferekides, D. Morel, E. Stefanakos, H.S. Ullal, H.M. Upadhyaya. *Solar Energy*, **85**, 1580 (2011).
- [5] S. Aksoy, Y. Caglar. *World Academy of Science, Engin. and Technol.*, **59** 2113 (2011).
- [6] М.Н. Солован, П.Д. Марьянчук, В.В. Брус, О.А. Парфенюк. *Неорг. матер.*, **48**, 1154 (2012).
- [7] А. Фаренбрух, Р. Бьюб. *Солнечные элементы: теория и эксперимент* (М., Энергоатомиздат, 1987) [Пер. с англ.: A.L. Fahrenbruch, R.H. Bube. *Fundamentals of solar cells. Photovoltaic solar energy conversion* (N. Y., 1983)].
- [8] Б.Л. Шарма, Р.К. Пурохит. *Полупроводниковые гетеропереходы* (М., Сов. радио, 1979) [Пер. с англ.: B.L. Sharma, R.K. Purohit. *Semiconductor heterojunctions* (Pergamon press, 1974)].
- [9] *Физико-химические свойства окислов*, под ред. Г.В. Самсонова (М., Металлургия, 1978).
- [10] К. Чопра, С. Дас. *Тонкопленочные солнечные элементы* (М., Мир, 1986) [Пер. с англ. с сокр.: K.L. Chopra, S.R. Das. *Thin film solar cells* (Plenum Press, N. Y., 1981)].
- [11] В.В. Брус, М.И. Илашук, З.Д. Ковалюк, П.Д. Марьянчук, К.С. Ульяницкий, Б.Н. Грищук. *ФТП*, **45**, 1109 (2011).
- [12] V.V. Brus. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 035 024 (2012).
- [13] V.V. Brus, M.I. Ilashchuk, Z.D. Kovalyuk, P.D. Maryanchuk. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 055 008 (2012).
- [14] P.M. Gorley, Z.M. Grushka, V.P. Makhniy, O.G. Grushka, O.A. Chervinsky, P.P. Horley, Yu.V. Vorobiev. *J. Gonzalez-Hernandez. Phys. Status Solidi C*, **5**, 3622 (2008).
- [15] M. Aven, J.S. Prener. *Physics and chemistry of II-VI compounds* (North-Holland, Amsterdam, 1967).
- [16] V.V. Brus, M.I. Ilashchuk, Z.D. Kovalyuk, P.D. Maryanchuk, K.S. Ulyanytsky. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 125 006 (2011).
- [17] S. Sze. *Physics of semiconductor devices*, 2nd edn (Wiley, N. Y., 1981).
- [18] V.P. Makhniy, S.V. Khusnutdinov, V.V. Gorley. *Acta Phys. Polon. A*, **116**, 859 (2009).

Редактор Т.А. Полянская

Electrical properties of anisotype heterojunctions $n\text{-CdO}/p\text{-Si}$

M.M. Solovan, V.V. Brus, P.D. Maryanchuk

Fedkovych Chernivtsi National University,
58012 Chernivtsi, Ukraine

Abstract Heterojunctions $n\text{-CdO}/p\text{-Si}$ were fabricated by the deposition of CdO thin films (with n -type of conductivity) on to polycrystalline Si substrates by the spray pyrolysis method. The current–voltage characteristics of the heterojunctions were measured at different temperatures. It was established that the current transport through the heterojunctions was determined by the tunnel–recombination processes via surface states at the CdO/Si interface at forward bias $3kT/e < V < 0.5 \text{ V}$ as well as the tunneling through space charge region at $V > 0.5 \text{ V}$. The dominating current transport mechanism through the heterojunctions under investigation is the Frenkel–Pull emission and tunneling via interface states.