

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ СУЛЬФИД—ТЕЛЛУРИД КАДМИЯ

Баранюк В. Е., Махний В. П.

На основе сильно рассогласованных полупроводников сульфида и теллурида кадмия методом твердофазных реакций замещения получен ряд гетеропереходов с низкой плотностью поверхностных состояний $N_s \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Установлено, что у диодов с шириной барьера $d_0 = 0.3 \div 0.5$ прямой ток при низких смещениях обусловлен тунелированием термически возбужденных электронов, а у образцов с $d_0 = 0.5 \div 1.0$ мкм — рекомбинацией носителей в области пространственного заряда. При больших прямых смещениях ток носит термоэмиссионный характер. Обратный ток таких структур имеет туннельную природу. У образцов с $d_0 \geq 1$ мкм ВАХ определяется токами, ограниченными пространственным зарядом. Структуры обладают эффективностью фотопреобразования $0.7 \div 0.8$ эл/кв в спектральной области $1.3 \div 2.3$ эВ. Обсуждаются вопросы практического применения исследуемых гетеропереходов.

Гетеропереходы (ГП) в системе сульфид—теллурид кадмия являются перспективными с точки зрения практического использования в различных фотоэлектрических приборах [1-3]. Вместе с тем их параметры и характеристики в значительной степени определяются условиями получения выпрямляющей структуры. Ниже описаны результаты экспериментальных исследований оптоэлектронных свойств ГП сульфид—теллурид кадмия во взаимосвязи с технологическими режимами их изготовления.

1. Экспериментальные образцы и их параметры

Получение гетероперехода CdS—GdTe хорошего качества традиционными технологическими методами неприемлемо в силу различной кристаллической структуры (гексагональная и кубическая для CdS и CdTe соответственно), а также большого рассогласования постоянных решеток ($\sim 10\%$) и коэффициентов термического расширения ($\sim 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) [4]. Совместное действие этих факторов приводит к большой плотности поверхностных состояний N_s на границе раздела, резко ухудшающих характеристики ГП. Величину N_s в структурах CdS—CdTe можно в значительной степени уменьшить применением для их получения метода твердофазных реакций замещения [5].

Образцы были получены путем изотермического отжига в парах Te монокристаллических подложек CdS с концентрацией электронов около 10^{18} см^{-3} при 300 К. Отжиг проводился при температуре 700—1050 К в течение $0.5 \div 1.5$ ч. Подложка CdS и элементарный Te при этом находились в противоположных концах вакуумированной до 10^{-4} Тор кварцевой ампулы. В результате обработки на поверхности исходного кристалла образуется слой дырочной проводимости, толщина которого определяется температурой и временем отжига. Исследование спектров оптического пропускания и фоточувствительности свидетельствует об образовании варизонной структуры $\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}$, ограниченной со стороны поверхности слоем p -CdTe, а со стороны объема кристалла — n -CdS [3]. Для изготовления выпрямляющих структур одна сторона подложки сошлифовывалась до исходного кристалла CdS, а затем наносились омические контакты: Au к p -CdTe и In к n -CdS.

Структуры обладали ярко выраженными диодными характеристиками с коэффициентом выпрямления не менее 10^4 при 300 К и напряжении $V = 1$ В. Толщина

перехода d_0 при нулевом смещении, найденная из емкостных измерений, зависит от температуры и продолжительности отжига и находится в пределах $0.3 \div 2$ мкм. Величина d_0 относительно слабо влияет на спектральное распределение fotocувствительности, однако существенным образом определяет механизм прохождения тока, а также абсолютные значения фототока и фотоэдс. В связи с этим исследуемые структуры условно разделялись на три типа: A ($d_0 = 0.3 \div 0.5$), B ($d_0 = 0.5 \div 1.0$) и B ($d_0 \geq 1.0$ мкм).

2. Емкостные характеристики гетеропереходов

Вольт-фарадные характеристики (ВФХ) имеют различный вид в зависимости от типа ГП. Емкость C структур с $d_0 \geq 1$ мкм слабо зависит от напряжения. В то же время для диодов типа A и B зависимость C^{-2} от V является линейной

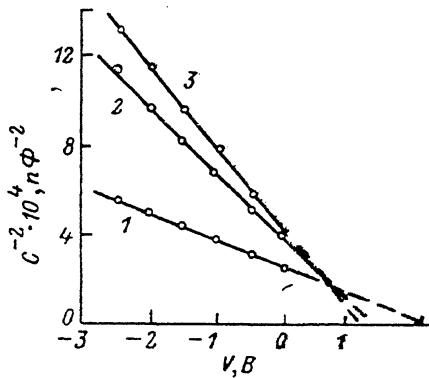


Рис. 1. Вольт-фарадная характеристика ГП типа B при различных частотах.
 f , МГц: 1 — 0.1, 2 — 0.5, 3 — 1.0.

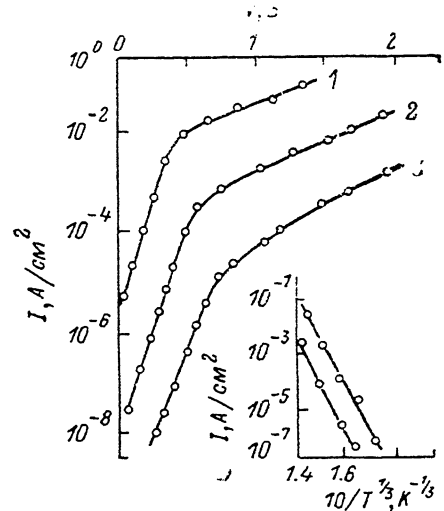


Рис. 2. Прямые ветви ВАХ ГП типа A при разных температурах.
 T , К: 1 — 330, 2 — 250, 3 — 200. На вставке — температурная зависимость прямого тока при постоянном напряжении.

(рис. 1), что характерно для переходов с резким распределением примеси. Измерения показывают, что концентрация дырок $p_0 \leq 10^{16}$ см $^{-3}$, что существенно меньше концентрации электронов в исходных кристаллах CdS ($n_0 \approx 10^{18}$ см $^{-3}$). Следовательно, объемный заряд расположен в CdTe и слое твердого раствора CdS $_x$ Te $_{1-x}$.

Емкость исследуемых ГП зависит от частоты f , на которой проводятся измерения (рис. 1). Как следует из рисунка, с ростом f увеличивается наклон прямых, а напряжение отсечки V_c вначале уменьшается, а затем при $f \geq 1$ МГц становится постоянным и равным 1.1 В. Емкостная дисперсия связана с наличием в области, близкой к гетеропереходу, глубоких рекомбинационных центров, находящихся в заряженном состоянии. При этом, согласно [6], емкостное напряжение отсечки V_c будет меньше токового V_i , а именно:

$$V_c = V_i - \frac{Q_s^2}{2\epsilon\epsilon_0(\epsilon_1 N_d + \epsilon_2 N_a)}, \quad (1)$$

где Q_s — плотность заряда на поверхностных уровнях, N_d и N_a — концентрации доноров и акцепторов, ϵ_1 и ϵ_2 — диэлектрические проницаемости компонент ГП, ϵ_0 — электрическая постоянная. С учетом того, что $N_a \ll N_d$, из (1) для Q_s получаем значение $4 \cdot 10^{-8}$ Кл/см 2 , откуда $N_s \approx 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Отметим, что расчетная минимальная величина N_s гетероперехода CdS—CdTe, возникающая вследствие рассогласования решеток, составляет $5 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$, что на 3 порядка больше значений N_s , определенных из эксперимента согласно соотношению (1).

Учитывая, что емкость ГП перестает зависеть от частоты при $f \geq 1$ МГц, можно найти время перезарядки уровней $\tau = 1/f \approx 10^{-6}$ с.

Таким образом, используемая технология позволяет получать ГП с малым числом дефектов на границе раздела даже для полупроводников с сильно различающимися структурой, постоянными решеток и коэффициентами термического расширения. Столь малая N_s практически не оказывает влияния на фоточувствительность исследуемых структур, однако существенно влияет на механизмы прохождения тока.

3. Механизмы прохождения тока

Тип А. Начальные участки прямой ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) этих ГП удовлетворительно описываются эмпирической формулой Ньюмена [4]

$$I = I_{r0} \exp [T/T_0] \exp (V/V_0), \quad (2)$$

где T_0 и V_0 — константы. Обычно для объяснения таких характеристик (рис. 2) привлекают различные модели туннелирования носителей, которые определяют конкретный вид множителя I_{r0} [4]. Одна из таких моделей основана на допущении одно- или многоступенчатого туннелирования сквозь барьер с участием уровней на границе раздела [7]. Однако ряд экспериментальных результатов противоречит данной модели. В частности, эффективность фотопреобразования таких диодов достигает 0.8 эл/кв, что еще раз свидетельствует в пользу достаточного совершенства границы раздела и низкой концентрации N_s . Кроме того, наклон прямых на рис. 2 несколько увеличивается при понижении T . Совокупность приведенных фактов хорошо объясняется в рамках модели туннелирования термически возбужденных носителей [8]. В этом случае прямой ток зависит от температуры как $\lg I \sim T^{-1/2}$, что хорошо выполняется для исследуемых ГП (см. вставку на рис. 2). Следует заметить, что вероятность туннелирования дырок мала вследствие их большой эффективности массы, а также широкого слоя объемного заряда со стороны CdTe. Таким образом, прямой ток через ГП типа А обусловлен туннелированием электронов из зоны проводимости CdS на локальные состояния в запрещенной зоне CdTe с последующей рекомбинацией. По мере уменьшения d_0 (малые времена и низкие температуры отжига) вероятность туннелирования дырок возрастает, а ток является туннельно-рекомбинационным. Наклон прямых ВАХ при этом практически не зависит от T , что согласуется с теорией [4].

Тип Б. Разумеется, что по мере увеличения d_0 уменьшается вероятность туннелирования как для дырок, так и для электронов. Вследствие этого при низких прямых смещениях доминирующими становятся процессы рекомбинации в области пространственного заряда (ОПЗ) (рис. 3). Прямой ток при этом описывается выражением [4]

$$I = I_{gr}^0 \exp (eV/2kT). \quad (3)$$

Температурная зависимость тока отсечки I_{gr}^0 (при $V=0$) в координатах $\ln I_{gr}^0$ от $10^3/T$ аппроксимируется прямой линией (см. вставку на рис. 3). Определенная из ее наклона энергия активации равна (1.7 ± 0.1) эВ, что соответствует ширине запрещенной зоны твердого раствора $\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}$ при $x=0.6 \div 0.7$.

При больших прямых смещениях ток для обоих типов структур (А и Б) носит термоэмиссионный характер. При этом ток в основном электронный, поскольку высота барьера со стороны CdS существенно ниже, чем со стороны CdTe. Обратный ток исследуемых ГП определяется туннелированием электронов из CdTe в CdS, в том числе и через примесные уровни.

Тип В. При большой толщине барьера ($d_0 \geq 1$ мкм) существенную роль начинают играть процессы ограничения тока пространственным зарядом (ТОПЗ) [9]. Прямая ВАХ таких ГП описывается выражением вида

$$I \sim V^m. \quad (4)$$

Как следует из рис. 4, на зависимостях $I(V)$ можно выделить до трех участков с различным показателем степени m . При самых малых смещениях до некоторого напряжения V_x $m=1$, т. е. выполняется закон Ома. При $V > V_x$ эта за-

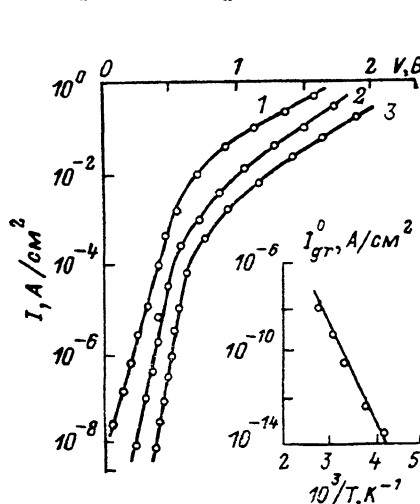


Рис. 3. Прямые ветви ВАХ ГП типа В при разных температурах.

T, K : 1 — 360, 2 — 300, 3 — 240. На вставке — температурная зависимость отсечки I_{gr}^0 .

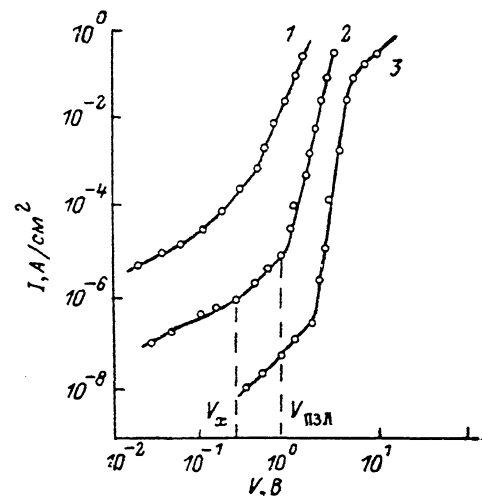


Рис. 4. Прямые ветви ВАХ ГП типа В при разных температурах.

T, K : 1 — 340, 2 — 230, 3 — 130.

висимость сменяется квадратичной, а при $V > V_{пл}$ (полное заполнение ловушек) $m=8-10$. Сравнивая экспериментальные данные с теоретическими выражениями, приведенными в [9], можно определить некоторые параметры квазиизолирующего слоя: концентрацию носителей n_0 и положение уровня

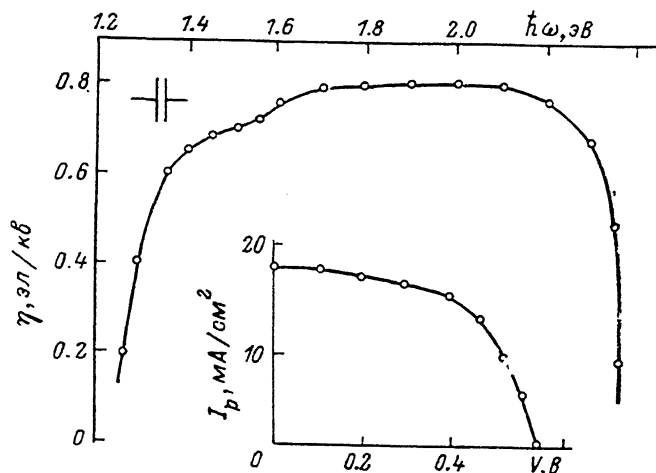


Рис. 5. Спектр фоточувствительности ГП CdS—CdTe при 300 К.

На вставке — нагрузочная характеристика в условиях освещения АМ2 ($P=60$ мВт/см²).

Ферми F_0 , концентрацию N_t и глубину залегания E_t ловушек. Результаты таких расчетов для одного из ГП при 300 К приведены в таблице.

| V_x, B | $V_{плЗЛ}, B$ | $d_0, см$ | $n_0, см^{-3}$ | $F_0, эВ$ | $N_t, см^{-3}$ | $E_t, эВ$ |
|----------|---------------|-------------------|----------------|-----------|-------------------|-----------|
| 0.25 | 0.52 | $2 \cdot 10^{-4}$ | 10^8 | 0.60 | $2 \cdot 10^{14}$ | 0.55 |

Таким образом, прямой ток структур с $d_0 \geq 1$ мкм определяется инжекцией электронов из зоны проводимости CdS в высокоомный слой твердых растворов $\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}$ с последующим ограничением тока пространственным зарядом.

4. Фотоэлектрические свойства

Исследуемые ГП обладали фоточувствительностью, причем форма спектра практически одинакова для всех типов диодов (рис. 5). Низкоэнергетический край спектра определяется генерацией фотоносителей в слое с наименьшей шириной запрещенной зоны, т. е. ~ 1.3 эВ. Резкий спад фоточувствительности в области энергий фотонов $\hbar\omega \geq 2.4$ эВ обусловлен их поглощением в толще кристалла CdS. С понижением температуры спектральные характеристики сдвигаются в коротковолновую область, причем форма спектра в исследуемом температурном интервале $100 \div 360$ К остается практически неизменной [10]. Величина температурного сдвига длинноволнового и коротковолнового краев спектральной зависимости равна $4.4 \cdot 10^{-4}$ и $5.2 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, что близко к температурным коэффициентам изменения ширины запрещенной зоны раствора $\text{CdS}_{0.2}\text{Te}_{0.8}$ и CdS.

Исследования показали, что у всех ГП фототок короткого замыкания $I_{1,3}$, а также фототок в диодном режиме линейно зависят от освещенности в широком диапазоне ее изменения. С ростом интенсивности падающего света напряжение холостого хода V_{xx} стремится к насыщению. Вместе с тем абсолютные значения $I_{1,3}$ и V_{xx} существенным образом зависят от типа структуры. Они максимальны для ГП типа B и составляют 20 мА/см² и 0.6 В в условиях АМ2 (см. вставку на рис. 5). Уменьшение V_{xx} у образцов типа A обусловлено увеличением темнового тока отсечки I_{T0} по сравнению с I_{gr}^0 . Увеличение толщины высокоомного варизонного слоя (тип B) приводит к возрастанию последовательного сопротивления, ограничивающего $I_{1,3}$. Эффективность же всех типов структур примерно одинакова и без использования просветляющих покрытий составляет $0.7 \div 0.8$ эл/кв, что подтверждают совершенство границы раздела и слабое влияние дефектов на фотоэлектрические свойства.

5. Возможности практического применения

Большая фоточувствительность в совокупности с широким диапазоном линейности и относительно высоким быстродействием (меньше 1 мкс при $R_n = 100$ кОм) позволяют использовать исследуемые ГП в качестве фотодетекторов в спектральном диапазоне $1.3 \div 2.3$ эВ. Заметим, что он перекрывает область излучения большинства промышленных светодиодов на соединениях $\text{Al}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Кроме того, данные фотодиоды спектрально согласованы с радиолюминесценцией разработанных в последнее время спиндилляторов на основе монокристаллов $\text{Al}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$ [11]. Солнечные элементы на основе гетероперехода CdS—CdTe имеют КПД $\sim 8\%$ при температурном коэффициенте его применения $2.5 \times 10^{-2} \%$ /град, что примерно в 4 раза меньше, чем у кремниевых диодов.

Список литературы

- [1] Симашкевич А. В. Гетеропереходы на основе полупроводниковых соединений A^3B^6 . Кишинев, 1980. 156 с.
- [2] Баранюк В. Е., Косяченко Л. А., Махний В. П., Рыжиков В. Д. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 961.
- [3] Баранюк В. Е., Косяченко Л. А., Махний В. П. // Гелиотехника. 1988. № 5. С. 17—20.
- [4] Шарма Б. Л., Пурохит Р. К. Полупроводниковые гетеропереходы. М., 1979. 232 с.
- [5] Булах Б. М., Горбик П. П., Комащенко В. Н. и др. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 357—360.
- [6] Donnelly I. P., Milnes A. C. // IEE Trans. Electron. Rev. 1967. V. ED-14. N 2. P. 63—68.
- [7] Riben A. R., Feucht D. L. // Int. J. Electron. 1966. V. 20. N 6. P. 583—599.
- [8] Hill R. M. // Thin Sol. Films. 1971. V. 7. N 1. P. 224—229.
- [9] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах М., 1973. 416 с.
- [10] Баранюк В. Е., Махний В. П. // ЖПС. 1989. Т. 50. В. 2. С. 333—336.
- [11] Рыжиков В. Д., Чайковский Э. Ф. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43. В. 6. С. 1150—1154.