

Рис. 1. Зависимости I_{sc} (1, 3) и V_{0c} (2, 4) от мощности падающего излучения P для структур p -CdTe- n -CdS (1, 2) и n -CdTe- p -ZnTe (3, 4) при 300 К.

к n -слою. Площадь диодов была около 0.1 см^2 . Плотность поверхностных состояний N_s на границе раздела (найденная из измерений емкостной дисперсии) составляет величину $(1-5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, которая на несколько порядков меньше расчетных значений N_s для этих структур [1,2]. Это обусловлено наличием слоев соответствующих твердых растворов, возникающих в процессе изготовления ГП методом реакций твердофазного замещения [4-9].

Фотоэлектрические свойства исследуемых диодов определяются главным образом соотношением между шириной d_0 области пространственного заряда (ОПЗ) и диффузионными длинами $L_{n,p}$ неосновных носителей заряда. В связи с этим ГП условно разделены на три типа — $A(d_0 < L_{n,p})$, $B(d_0 > L_{n,p})$ и $C(d_0 \gg L_{n,p})$. Экспериментальные значения d_0 и $L_{n,p}$ в исследуемых ГП при 300 К изменяются в пределах 0.1–10 и 0.2–3 мкм соответственно. Отметим, что все приведенные в работе фотоэлектрические характеристики измерены при освещении структур со стороны компонента с большей шириной запрещенной зоны E_g .

3. Ток короткого замыкания I_{sc} диодов типа A линейно зависит от мощности падающего излучения P в широком диапазоне ее изменения, а напряжение холостого хода V_{0c} стремится к насыщению (рис. 1, кривые 1 и 2). Эти результаты легко объясняются в предположении линейного закона генерации неравновесных носителей заряда. В этом случае фототок I_p [1-3]

$$I_p = I_{sc} = \beta_0 P, \quad (1)$$

где β_0 — константа. Зависимость $V_{0c}(P)$ при $I_p \gg I_0$ описывается выражением

$$V_{0c} = \frac{nkT}{e} \ln(\beta_0 P / I_0), \quad (2)$$

где I_0 — темновой ток отсечки, n — коэффициент идеальности вольт-амперной характеристики (ВАХ), остальные значения — общеприняты. Из выражений (1) и (2) следует, что

$$I_{sc} = I_0 \exp(eV_{0c}/nkT). \quad (3)$$

Световые ВАХ структур типа А хорошо описываются формулой (3), причем в температурном диапазоне 80–300 К $n = 2$. Это свидетельствует в пользу преимущественной генерации фотоносителей в ОПЗ [1]. Отметим, что абсолютные значения темнового и светового токов отсечки близки между собой. В неплохом согласии с расчетными находятся также опытные значения V_{0c} . Определенная из температурной зависимости фототока отсечки энергия активации близка к величине $E_g/2$ соответствующих твердых растворов. В частности, для ГП p -CdTe- n -CdS (рис. 1) $E_g/2 = 0.8$ эВ, что соответствует составу $\text{CdS}_{0.6}\text{Te}_{0.4}$ [10].

Подобие темновых и световых ВАХ структур типа А указывает на отсутствие вклада фотопроводимости компонент ГП в фототок, а также на то, что облучение не изменяет числа активных рекомбинационных центров на границе раздела. Достаточно низкая плотность поверхностных дефектов ($N_s < 10^{12}$ см $^{-2}$) обуславливает высокую квантовую эффективность (0.7–0.8 электрон/квант) и слабую температурную зависимость I_{sc} . Отметим, что температурный коэффициент V_{0c} несколько больше величины dE_g/dT . Это связано с одновременным увеличением E_g компонент и смещением уровня Ферми в них к середине запрещенной зоны по мере снижения T .

Интегральные характеристики ГП типа В проявляют ряд особенностей. Во-первых, зависимость (1) переходит в

$$I_{sc} \sim P^m, \quad (4)$$

где m для различных структур находится в пределах 1.2–1.5 (см. рис. 1, кривая 3). Данный факт объясняется тем, что генерация фотоносителей происходит как в ОПЗ, так и в квазинейтральных высокоомных областях гетероперехода, обладающих заметной фоточувствительностью. Это приводит к модуляции последовательного сопротивления R_p структуры и к отличию m от единицы. Во-вторых, в режиме холостого хода фотоносители аккумулируются в тех квазинейтральных областях ГП, где они являются основными. Если при этом их концентрация больше равновесной, то будет происходить смещение квазиуровней Ферми к краям соответствующих зон. Это приводит к увеличению высоты и уменьшению толщины потенциального барьера и в конечном итоге к аномальной зависимости $V_{0c}(P)$ (рис. 1, кривая 4). Отметим, что подобные характеристики наблюдались также на ГП с умеренно легированными компонентами в условиях интенсивного лазерного облучения [1].

В ГП типа С толщина ОПЗ в несколько (3–10 и более) раз превышает $L_{n,p}$, что приводит к очень сильной зависимости $R_p(P)$. Если подобная p - i - n -гетероструктура включена в прямом направлении, то облучение (уменьшающее R_p) вызывает изменение инжекционного тока и дальнейшую модуляцию сопротивления высокоомного слоя. Таким образом, в данных фотодиодах реализуется режим инжекционного

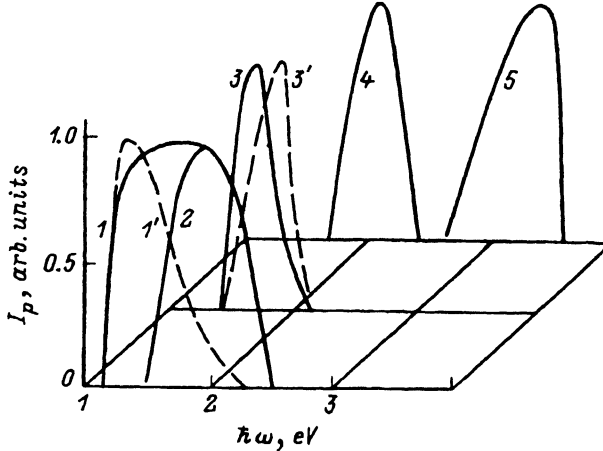


Рис. 2. Спектры фоточувствительности ГП при 300 К: 1 — $p\text{-CdTe-n-CdS}$, 2 — $p\text{-CdSe-n-CdS}$, 3 — $n\text{-CdTe-p-ZnTe}$, 4 — $p\text{-ZnTe-n-ZnSe}$, 5 — $p\text{-ZnSe-n-ZnS}$. Структуры $p\text{-CdTe-n-CdS}$ и $n\text{-CdTe-p-ZnTe}$ получены при $T_{\text{ann}} = 900$ (1, 3) и 1100 К (1', 3').

усиления [11]. Влияние высокоомных слоев на поведение фототока ГП подтверждается также зависимостями $I_p(P)$. Последние при фиксированном прямом смещении подчиняются закону $I_p \sim \sqrt{P}$, характерному для фоторезисторов при высоком уровне возбуждения.

4. Как следует из рис. 2, спектры фоточувствительности исследуемых структур охватывают широкий интервал энергий фотонов $\hbar\omega$, границы которого соответствуют E_g компонент ГП. Форма кривой $I_p(\hbar\omega)$ при этом определяется соотношением между толщиной эффективного поглощения фотонов d_w , диффузионной длиной фотоносителей, а также шириной и локализацией объемного заряда. В частности, в структурах $p\text{-CdTe-n-CdS}$ $n_0 \gg p_0$, т. е. объемный заряд локализован преимущественно в p -области кристалла, а для теллурида кадмия $L_n \geq 5L_p$ [12]. Указанные факторы способствуют эффективному разделению фотоносителей в слоях $p\text{-CdTe}$, что приводит к практически плоскому центру таких ГП (рис. 2). Для симметричных ($d_n \approx d_p$) гетеропереходов, у которых $d_w > L_{n,p}$, следует ожидать, что фоточувствительность будет определяться слоем твердых растворов. Примером такой зависимости служит кривая 3 на рис. 2. По мере уменьшения концентрации дырок в ZnTe ОПЗ будет перемещаться в этот компонент ГП, а максимум $\hbar\omega_m$ спектра сместится в высокоэнергетическую область [9]. Рассмотренные закономерности подтверждаются также исследованиями влияния технологических условий получения ГП на их спектральные характеристики. Как видно из рис. 2, увеличение температуры отжига T_{ann} приводит к существенной деформации формы спектра структуры $p\text{-CdTe-n-CdS}$. Аналогичный эффект вызывает также увеличение времени отжига при одной и той же T_{ann} [13]. Вышеуказанные факторы приводят к росту толщины слоев твердых растворов $\text{CdS}, \text{Te}_{1-x}$, перемещению объемного заряда в область с меньшим x , а максимума — к меньшим $\hbar\omega$. Если же рост T_{ann} увеличит d_0 более широкозонного компонента ГП, то $\hbar\omega_m$ смещается в высокоэнергетическую область спектра (рис. 2).

С температурой температуры $I_p(\hbar\omega)$ сдвигаются в область больших $\hbar\omega$. При этом коэффициенты температурных сдвигов длинно- и коротковолновых краев спектров, а также их максимумов согласуются с температурными коэффициентами изменения E_g компонент ГП и слоев твердых растворов. Изменения формы спектров с температурой коррелируют с температурными зависимостями уровней Ферми в компонентах ГП, обуславливающих перераспределение объемного заряда.

5. Исследуемые ГП обладают широким набором характеристик и параметров, которые позволяют использовать их в качестве фотодетекторов для спектрального диапазона 1.3–3.6 эВ. Обнаружительная способность при 300 К на хуже 10^{12} Вт·см·Гц^{1/2}. Токовая чувствительность в максимуме всех ГП не менее 0.1 А/Вт, которая для структур с инжекционным усилением на два-три порядка выше.

Работа была частично поддержана грантом АРУ 052062 Международной соросовской программы поддержки образования в области точных наук на Украине.

Список литературы

- [1] А.В. Симашкевич. *Гетеропереходы на основе полупроводниковых соединений A^2B^6* (Кишинев, Штиинца, 1980).
- [2] В.Л. Шарма, Р.К. Пухорит. *Полупроводниковые гетеропереходы* (М., Сов. радио, 1979).
- [3] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник* (М., Мир, 1975).
- [4] В.П. Махний. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **27**, 619 (1991).
- [5] L.A. Kosyachenko, V.P. Makhniy. *J. Cryst. Growth*, **110**, 523 (1991).
- [6] В.П. Махний. Электрон. техн. Материалы, вып. 4, 30 (1991).
- [7] L.A. Kosyachenko, V.P. Makhniy, V.Ye. Varanyuk, V.V. Melnik. *J. Cryst. Growth*, **112**, 583 (1992).
- [8] В.Е. Баранюк, Л.И. Воевидко, В.П. Махний, В.Д. Рыжиков. Неорг. матер., **29**, 187 (1992).
- [9] В.П. Баранюк, Л.И. Воевидко, В.П. Махний, А.В. Савицкий, К.С. Ульяницкий. УФЖ, **39**, 485 (1994).
- [10] Н.Н. Берченко, В.Е. Кревс, В.Г. Средин. *Полупроводниковые твердые растворы и их применение* (М., Воениздат, 1982).
- [11] И.М. Викулин, Ш.Д. Курмашев, В.И. Стафеев. *Фотоприемники с инжекционным усилением* (М., ЦНИИ «Электроника», 1989).
- [12] В.П. Махний. Автореф. докт. дис. (Черновцы, 1992).
- [13] В.Е. Баранюк, В.П. Махний. ЖПС, **50**, 333 (1989).

Редактор В.В. Чалдышев

Photoelectrical properties of heterojunctions on the basis of wide band-gap II–VI compounds

V.P. Makhniy

Chernovtsy State University, 274012 Chernovtsy, the Ukraine