

Исследование утечек по поверхности фотодиодов на CdHgTe

© П.В. Бирюлин[¶], В.И. Туринов, Е.Б. Якимов^{¶¶}

Научно-производственное предприятие „Исток“,
141190 Фрязино, Россия

* Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 21 августа 2003 г. Принята к печати 24 декабря 2003 г.)

Исследован ток утечки I_p по поверхности фотодиодов из $Cd_xHg_{1-x}Te$ с граничной длиной волны спектра фоточувствительности $\lambda_{co} = 9.8-11.6$ мкм, изготовленных имплантацией ионов Zn^{++} в твердый раствор p -типа проводимости. На поверхностный характер тока I_p указывает координатный сдвиг пика на профиле чувствительности $n^+ - p$ -переходов, измеряемом в режиме сканирования лучом лазера на CO_2 (длина волны 10.6 мкм), при увеличении напряжения U на фотодиоде, а также смещение спектральных характеристик в коротковолновую область при увеличении U .

Свойства $p-n$ -переходов на узкозонных твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ сильно зависят от условий синтеза и роста кристаллов, а также от технологии изготовления самих $p-n$ -переходов [1]. Имеются и такие трудности, как присутствие больших случайных шунтирующих проводимостей, связанных с объемными микронеоднородностями [2], образующимися при росте кристалла. Такие дефекты могут также воздействовать на процессы при изготовлении $p-n$ -переходов. Явления шунтирования, приводящие к деградации переходов со временем, связаны также с природой поверхности $Cd_xHg_{1-x}Te$, на которой образуются аккумулирующие слои на материале n -типа и инверсионные слои на материале p -типа проводимости [3,4]. Проблемой является также потеря ртути с поверхности при технологических операциях. Многие из этих проблем уже решены, технология изготовления кристаллов, а также $p-n$ -переходов достигла такой ступени, что основной акцент переместился на исследование свойств переходов на $Cd_xHg_{1-x}Te$ [5].

Обратный ток фотодиодов (I_Σ) представляет собой сумму диффузионной составляющей (I_d), генерационно-рекомбинационного тока в области пространственного заряда (I_{gr}), фототока (I_f), туннельной составляющей (I_t) и тока утечки (I_p) как по поверхности, так и в объеме из-за дефектов в экспериментальных фотодиодах.

В данном исследовании основное внимание обращалось на ток I_p , поскольку этот ток является причиной низких значений дифференциального сопротивления R_d в экспериментальных фотодиодах (ФД) на $Cd_xHg_{1-x}Te$. С целью выявления доминирующих токов при различных обратных напряжениях смещения U были построены теоретические вольт-амперные характеристики (ВАХ) с варьированием составляющих тока для достижения согласия теоретических ВАХ с экспериментальными. Измерения проводились на фотодиодах, изготовленных на образцах $p-Cd_xHg_{1-x}Te$, полученных термоконверсией из образцов n -типа проводимости. Параметры образцов $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ (концентрация дырок p ,

подвижность дырок μ_p , время жизни электронов τ_n) приведены в таблице. Базовую n^+ -область создавали легированием ионами Zn^{++} с энергией 120 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. По оценкам глубина залегания $n^+ - p$ -переходов составляла $\sim (0.5-0.8)$ мкм. В качестве маски и для защиты $n^+ - p$ -переходов использовали пленку ZnS.

Через несимметричный $n^+ - p$ -переход проходит диффузионный ток I_d [6], вкладом в который неосновных носителей сильно легированной области, в данном слу-

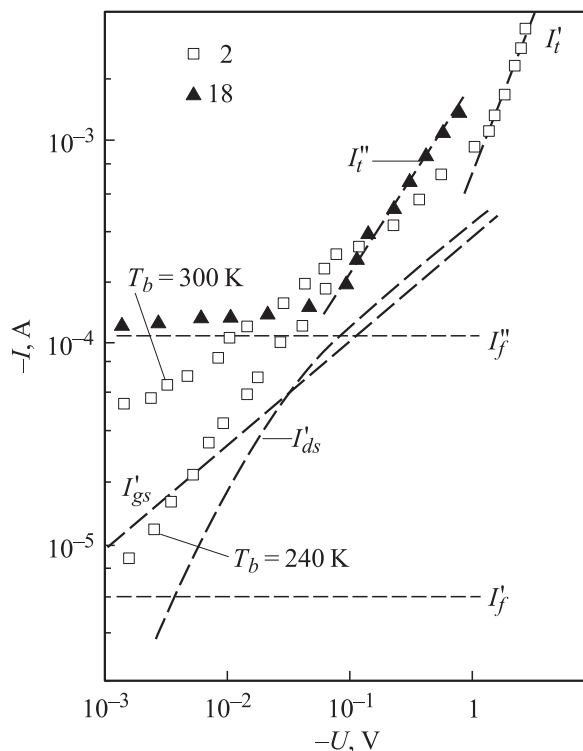


Рис. 1. Зависимости обратных токов фотодиодов 2, 18 из $CdHgTe$ от напряжения смещения: точки — эксперимент, линии — расчет компонент тока. Фотодиод 2: I_t' ; $I_{d0}' = 6 \cdot 10^{-7} \text{ А}$; $I_{g0}' = 1.2 \cdot 10^{-8} \text{ А}$; $I_f'(T_b = 240 \text{ К})$; I_{ds}' и I_{gs}' — расчет по соотношениям (4) и (5) соответственно; $S = 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$. Фотодиод 18: I_t'' ; $I_{d0}'' = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ А}$; $I_{g0}'' = 1 \cdot 10^{-7} \text{ А}$; $I_f''(T_b = 300 \text{ К})$; $S = 2.4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$.

[¶] E-mail: birulin@sl.ru

^{¶¶} E-mail: yakimov@ipmt-hpm.ac.ru

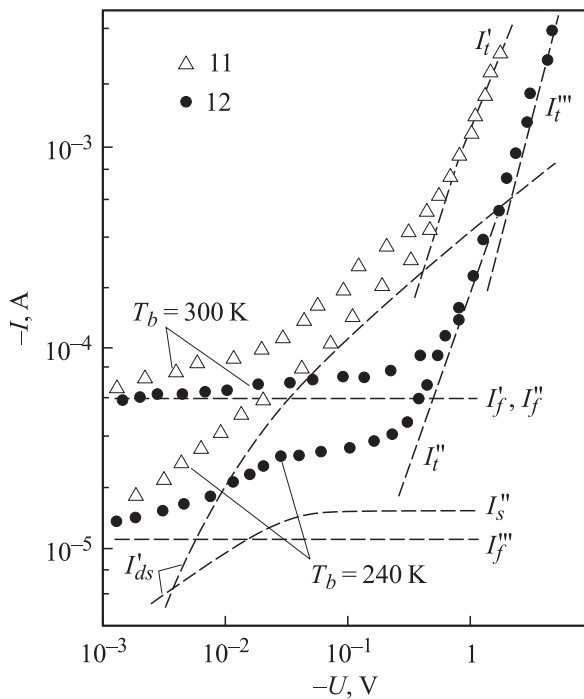


Рис. 2. Зависимость обратных токов фотодиодов 11, 12 из CdHgTe от напряжения смещения: точки — эксперимент, линии — расчет компонент тока. Фотодиод 11: I_t' ; $I_{d0}' = 1.1 \cdot 10^{-6}$ A; $I_{g0}' = 8.9 \cdot 10^{-7}$ A; $I_f' = I_f''(T_b = 300$ K); I_{ds}' — расчет по соотношению (4); $S = 2.1 \cdot 10^4$ см/с. Фотодиод 12: I_t'' ; $I_{d0}'' = 1.8 \cdot 10^{-7}$ A; $I_{g0}'' = 3 \cdot 10^{-9}$ A; $I_f''(T_b = 300$ K) и $I_f''(T_b = 240$ K); I_s'' — расчет по соотношению (6); $S = 1.5 \cdot 10^4$ см/с.

чае n^+ -области, можно пренебречь:

$$I_d = I_{d0} [\exp(-qU/kT) - 1],$$

$$I_{d0} = (qn_i^2/N_a)(kT\mu_n/q\tau_n), \quad (1)$$

где q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — температура в K, n_i — концентрация электронов в собственном полупроводнике; N_a, μ_n, τ_n — концентрация акцепторов, подвижность и время жизни электронов в p -области перехода соответственно.

Для генерационно-рекомбинационных токов I_{gr} , поскольку они оказались много меньше других токов, приводятся (в подписях к рис. 1–3) только численные значения при $U > kT/q$ [7]

$$I_{g0} = (n_iAW_0/\tau_0)(kT/U_{bi}), \quad \tau_0 = (\tau_{n0}\tau_{p0})^{1/2}, \quad (2)$$

где W_0 — ширина области пространственного заряда (ОПЗ); τ_{n0}, τ_{p0} — времена жизни неосновных носителей тока, электронов и дырок при термодинамическом равновесии в p - и n^+ -области перехода соответственно; U_{bi} — контактный потенциал перехода, A — площадь перехода.

Выражение для фототока приемника, создаваемого излучением фона со спектральной плотностью W_λ (со-

отношение Планка), имеет следующий вид:

$$I_f = q \sin^2(\theta/2)(1/2\pi\hbar c) \int_{\Delta\lambda} W_\lambda \tau(\lambda) \eta(\lambda) d\lambda, \quad (3)$$

где θ — линейный угол обзора фотодиода, c — скорость света в вакууме, \hbar — приведенная постоянная Планка, λ — длина волны излучения, $\tau(\lambda)$ — спектральный коэффициент пропускания окна криостата фотодиода и просветляющего покрытия на p - n -переходе, $\eta(\lambda)$ — спектральная квантовая эффективность [8].

Рассмотрим ток I_p для утечек по поверхности [9–11]. Это, во-первых, ток I_{ds} — поверхностный диффузионный ток в канале [10]:

$$I_{ds} = [2\sigma d^2 I_d (kT/q)]^{1/2} [\exp(qU/kT) - (qU/kT) - 1]^{1/2}, \quad (4)$$

где σ — проводимость поверхностного канала, d — ширина канала, I_d — диффузионный ток через n^+ - p -переход, определяемый соотношением (1).

Кроме того, рассмотрим ток I_{gs} — генерационно-рекомбинационный ток в канале [9], выражаемый через разность приведенных потенциалов на поверхности и в объеме ($Y_s - Y_b$), подвижность носителей в канале μ_s и скорость генерационно-рекомбинационного процесса G

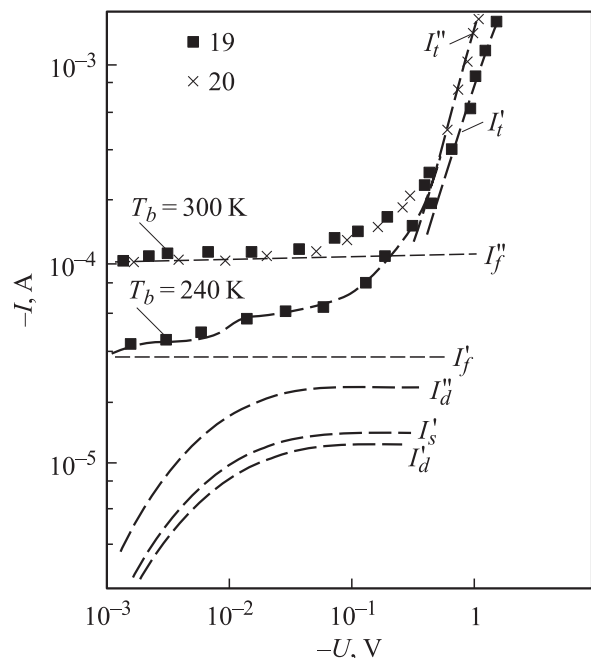


Рис. 3. Зависимость обратных токов фотодиодов 19, 20 из CdHgTe от напряжения смещения: точки — эксперимент, линии — расчет компонент тока. Фотодиод 19: I_t'' ; $I_{d0}'' = 1.2 \cdot 10^{-5}$ A; $I_{g0}'' = 5.9 \cdot 10^{-9}$ A; $I_f''(T_b = 240$ K); I_s'' — расчет по соотношению (6); I_d'' — расчет по соотношению (1); $S = 3 \cdot 10^3$ см/с. Фотодиод 20: I_t''' ; $I_{d0}''' = 2.3 \cdot 10^{-5}$ A; $I_{g0}''' = 1.3 \cdot 10^{-8}$ A; $I_f'''(T_b = 300$ K); I_d''' — расчет по соотношению (1); $S = 1.5 \cdot 10^3$ см/с.

Параметры образцов Cd_xHg_{1-x}Te и фотодиодов на их основе

Образец Cd _x Hg _{1-x} Te	Номер ФД	L _n , мкм	λ _{co} , мкм	R _{0A} , Ом · см ²	R _d ^{max} , кОм (-U, мВ)	p _p , 10 ¹⁶ см ⁻³
A1: p = 1.1 · 10 ¹⁵ см ⁻³ , μ _p = 447 см ² /В · с τ _n = 7 · 10 ⁻⁸ с; A1: p = 5.3 · 10 ¹⁴ см ⁻³ , μ _p = 647 см ² /В · с	2	100/35	10.0	0.68	5.6 (405)	1.3
	4	—	9.9	0.71	37 (300)	0.8
	5	—	9.8	0.72	55 (135)	0.6
	7	90/35	—	0.61	18.4 (50)	0.25
B3: p = 1.5 · 10 ¹⁶ см ⁻³ μ _p = 523 см ² /В · с, τ _n = 1 · 10 ⁻⁷ с; B4: p = 6.6 · 10 ¹⁴ см ⁻³ μ _p = 520 см ² /В · с	9	70/104	—	0.89	35 (135)	0.3
	11	90/104	9.8	0.32	23 (150)	0.22
	12	120/104	10.1	0.81	1200 (160)	1.2
	14	—	9.9	0.63	32 (126)	0.11
C1: p = 1 · 10 ¹⁶ см ⁻³ , μ _p = 463 см ² /В · с, τ _n = 3 · 10 ⁻⁸ с	3	—	10.1	0.54	3.6 (130)	0.4
	18	200/62	10.8	0.17	8.7 (90)	1.5
	21	—	9.94	0.32	16.2 (68)	3.5
D1: p = 1.8 · 10 ¹⁶ см ⁻³ , μ _p = 491 см ² /В · с, τ _n = 4 · 10 ⁻⁸ с; D2: p = 9 · 10 ¹⁴ см ⁻³ , μ _p = 471 см ² /В · с	10	—	11.6	0.21	12 (65)	1.0
	13	—	11.48	0.38	23.5 (48)	—
	15	—	11.29	0.59	17.6 (49)	—
	16	—	11.28	0.62	27 (69)	—
	17	—	—	0.42	16.2 (50)	—
G1: p = 2.8 · 10 ¹⁶ см ⁻³ , μ _p = 492 см ² /В · с, τ _n = 8 · 10 ⁻⁸ с	8	160/116	—	0.35	15 (47)	1.1
	19	100/116	11.48	0.39	20.6 (50)	1.0
	20	130/116	11.8	0.44	15 (47)	0.37

Примечание. Диаметр n⁺-p-переходов (по фотошаблону) 300 мкм. Параметры образцов Cd_xHg_{1-x}Te получены из измерений при T = 78 К. λ_{co} — граничная длина волны спектра фоточувствительности по уровню 0.5 от максимума. R_{0A} — удельное дифференциальное сопротивление при нулевом смещении, R_d^{max} — максимальное дифференциальное сопротивление.

в единице объема полупроводника:

$$I_{gs} = d[(\exp 2B - 1)/(\exp 2B + 1)] [G\mu_s kT \varepsilon_0 \varepsilon_s]^{1/2} \times \exp[-(Y_s - Y_b)/2] U^{1/2}, \quad (5)$$

где G = n_i/2τ_n, B = l[qG exp(Y_s)/2μ_sn_ikT]^{1/2}, l — длина канала, Y_b = -E_{fb}/kT, ε₀, ε_s — электрическая постоянная и относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника соответственно.

Приведенный электростатический потенциал Y_s = y = φ_s/kT на границе раздела ZnS-Cd_xHg_{1-x}Te при U = 0 В используем из экспериментальных вольт-фарядных характеристик n⁺-p-переходов [12], и из этих измерений также была определена концентрация дырок в p-области p_p (см. таблицу). Оценим I_{gs} для случая, когда Y_s — положительный (зоны изогнуты вниз, поверхность обогащена неосновными носителями,

электронами, создающими обратный ток перехода, ток утечки) и имеет максимальное значение Y_s = +2.1.

Будем считать, что имеется еще одна составляющая тока — поверхностный генерационно-рекомбинационный ток в коротком поверхностном канале [13]

$$I_s = I_{s0}[\exp(-qU/kT) - 1], \quad I_{s0} = 2qn_i S A_\Sigma, \quad (6)$$

где S — скорость поверхностной рекомбинации (варьируемый параметр, значения приводятся в подписях к рисункам); A_Σ = π(D₀ + 2L_n)²/4 - A₀, A₀ = πD²/4. Здесь A₀ и D₀ = 2r₀ — площадь и диаметр n⁺-p-перехода по фотошаблону, A_Σ — площадь кольца шириной L_n, L_n — длина диффузионного смещения электронов в p-области перехода. Таким образом, считаем, что рекомбинация идет на поверхности в кольце площадью A_Σ.

На рис. 1–3 наряду с экспериментальными ВАХ приведены либо рассчитанные токи в виде зависимо-

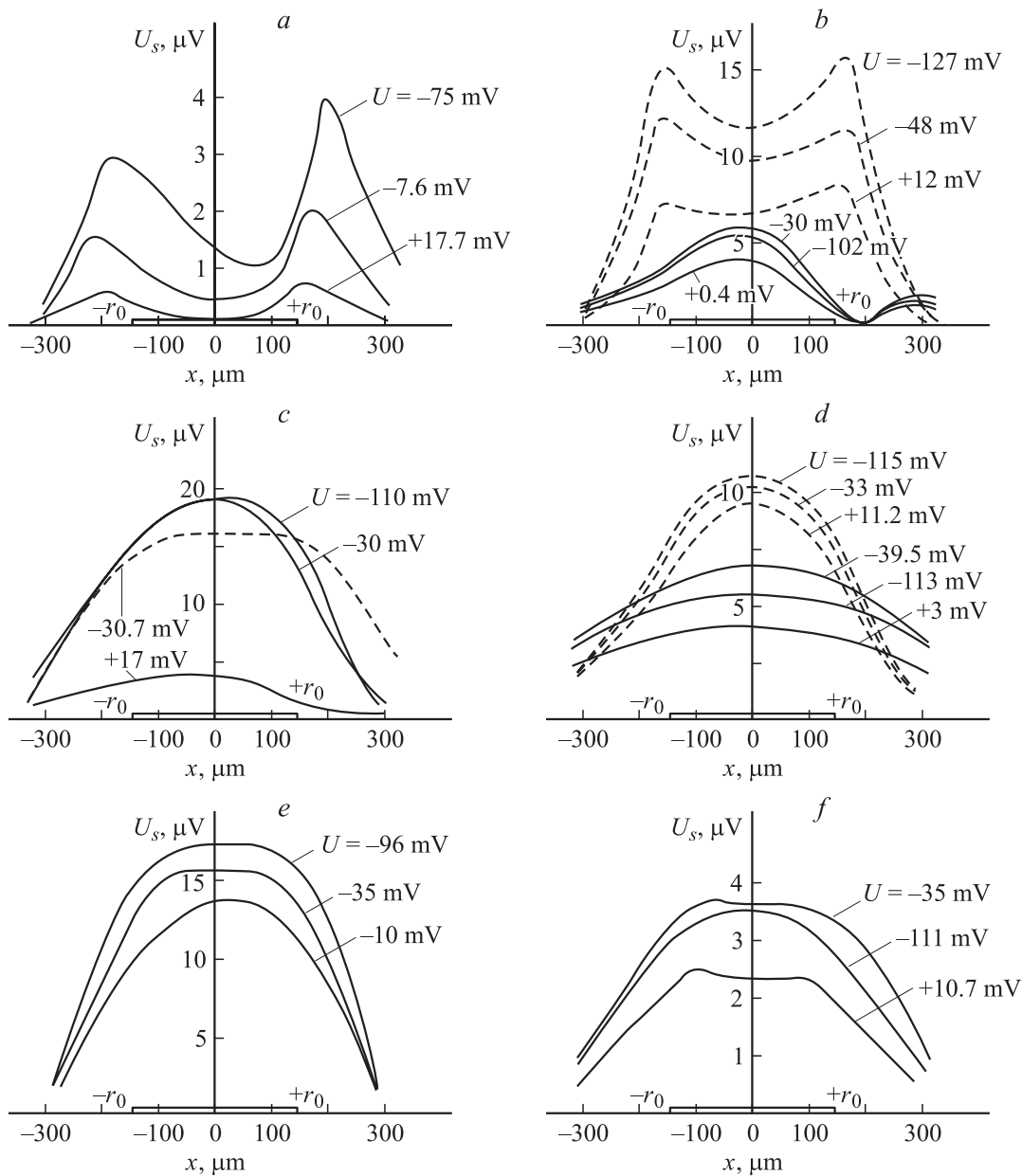


Рис. 4. Зависимость фотосигнала U_s от координаты x $n^+ - p$ -переходов из CdHgTe при разных напряжениях смещения U . *a*: фотодиод 2, $P = 0.05$ мВт. *b*: штриховые кривые — фотодиод 7, $P = 0.01$ мВт, сплошные — фотодиод 9, $P = 0.09$ мВт. *c*: штриховая кривая — фотодиод 8, $P = 0.01$ мВт, сплошные — фотодиод 20, $P = 0.08$ мВт. *d*: штриховые кривые — фотодиод 11, $P = 0.09$ мВт, сплошные — фотодиод 18, $P = 0.06$ мВт. *e*: фотодиод 12, $P = 0.05$ мВт. *f*: фотодиод 19, $P = 0.05$ мВт.

стей от напряжения, либо даны их значения в режиме насыщения, если их вклад незначителен при конструировании ВАХ из этих составляющих. Отметим, что без участия тока I_{gs} только для одного фотодиода 2 (рис. 1) невозможно было получить теоретическую обратную ветвь ВАХ, соответствующую экспериментальной. Представленные на рис. 1–3 ВАХ измерены при двух температурах фона — $T_b = 300$ К и пониженный фон $T_b = 240$ К (фотодиод „смотрит“ на жидкий азот, угол обзора $\theta \approx 45^\circ$). В подписях к рисункам только для тех токов, которые были измерены при пониженном фоне, указана температура $T_b = 240$ К.

На ряде фотодиодов были измерены эффективные диффузионные длины L_n электронов в p -области $n^+ - p$ -переходов сканированием луча лазера на CO_2 (длина волны $\lambda = 10.6$ мкм, размер пятна луча $d = 30$ мкм) по диаметру перехода (рис. 4), значения приведены в таблице (верхние значения). Измерения, представленные на рис. 4, были выполнены при различных смещениях U на фотодиодах в малосигнальном режиме, значения мощностей излучения P лазера приведены в подписи к рис. 4. Значения L_n определяли по уменьшению сигнала от максимальной величины в e раз, т. е. по уровню $U_s/U_s^{max} = e^{-1} = 0.368$. Кроме того, были

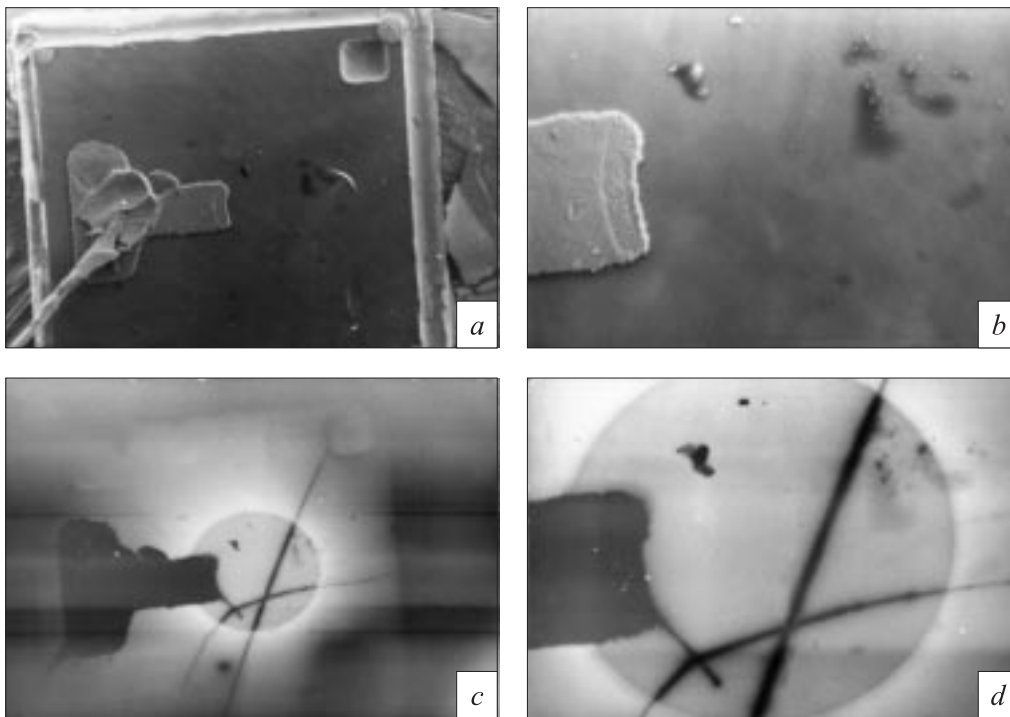


Рис. 5. Изображение кристалла фотодиода 18 из CdHgTe с $n^+ - p$ -переходом в режиме вторичных электронов (*a, b*) и в режиме наведенного тока (*c, d*). *a, c* — увеличение $\times 100$; *b, d* — увеличение $\times 300$.

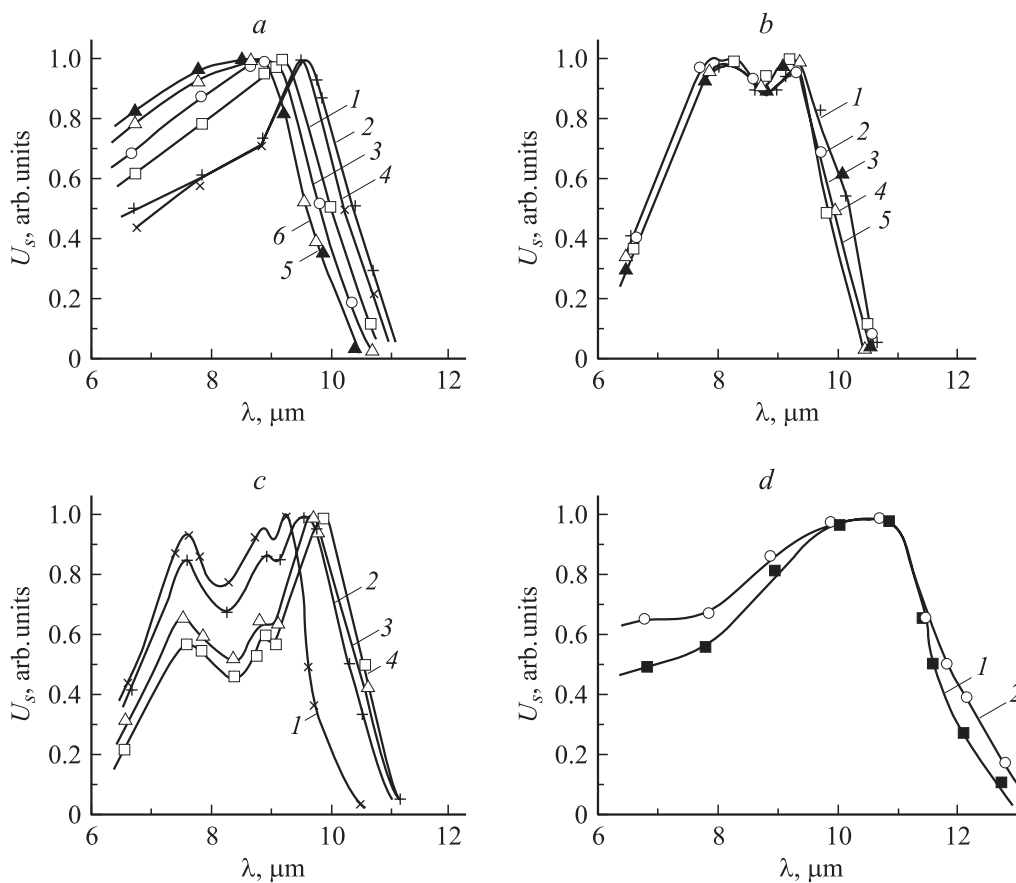


Рис. 6. Спектральные характеристики фотодиодов из CdHgTe при $T = 78$ К. *a*: фотодиод 2; $U = -5$ (1), -30 (2), -52 (3), -63 (4), -210 (5), -770 мВ (6). *b*: фотодиод 12; $U = 0$ (1), -15.5 (2), -50 (3), -200 (4), -790 мВ (5). *c*: фотодиод 18; $U = +9.6$ (1), 0 (2), -90 (3), -243 (4). *d*: 1 — фотодиод 19, $U = -43$ мВ; 2 — фотодиод 20, $U = -37$ мВ.

выполнены оценки диффузионной длины $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$ по τ_n и μ_n , измеренным на исходных образцах p -типа проводимости, которые также приведены в таблице (нижние значения). Из сравнения этих двух значений L_n можно сделать вывод, что чем выше R_d фотодиодов, тем ближе друг к другу эти значения, и R_d в большей степени определяется объемными свойствами исходной подложки p -типа проводимости, а не поверхностью.

Причиной наличия токов I_{ds} и I_s у ряда фотодиодов (рис. 1–3) являются локальные дефекты в пленке ZnS, возникающие при технологических операциях в процессе изготовления $n^+ - p$ -переходов, либо дефекты обработки поверхности самого материала. Так, на рис. 5, *c, d* видны остаточные следы полировки пластин (фотодиод 18), которые скрыты под ZnS, не видны на изображениях, полученных в режиме вторичных электронов (рис. 5, *a, b*), но проявляются в режиме наведенного тока в растровом микроскопе (рис. 5, *c, d*) [14]. Анализ изображений позволяет отделить объемные дефекты в самом материале CdHgTe от дефектов на поверхности, в частности дефектов на внешней поверхности пленки ZnS.

Падение чувствительности фотодиода 18 в коротковолновой области спектра при увеличении обратного напряжения U характерно для эффекта влияния поверхности (рис. 6, а также рис. 4). Ширина области локальной фотопроводимости, наведенной электронным пучком в растровом микроскопе (рис. 5, *c, d*), дает представление о длине диффузионного смещения фотоносителей на поверхности L_s .

Причиной I_{ds} может быть и разброс значений x и p в пределах $n^+ - p$ -переходов диаметром 300 мкм, размеров, сравнимых с толщиной пластин, а также произвольная (связанная с предысторией изготовления пластин Cd_xHg_{1-x}Te) неконтролируемая ориентация поверхности пластины относительно кристаллографических плоскостей. Последние причины приводят к искажению профиля легирования по глубине. Реальная площадь перехода в этом случае значительно отличается от площади, задаваемой фотошаблоном, а ОПЗ представляет собой изрезанную область с искаженным электрическим полем и избыточными токами. Это подтверждают исследования профиля чувствительности $n^+ - p$ -переходов при сканировании лучом лазера (рис. 4, фотодиоды 2 и 7). На поверхностный характер тока утечки фотодиода 2 указывает и сдвиг в сторону больше номинального r_0 пика фотопроводимости при увеличении U на фотодиоде (рис. 4). При положительном смещении и небольших отрицательных U положение этого пика точно совпадает с границей r_0 по фотошаблону $n^+ - p$ -перехода (диаметр 300 мкм), а при дальнейшем увеличении отрицательных U эффективный размер перехода, точнее размер ОПЗ, выходящей на поверхность, увеличивается. На это же указывают и спектральные характеристики фотодиода 2 (рис. 6), смещающиеся в коротковолновую область спектра при увеличении U , что свидетельствует о „расползании“ ОПЗ перехода по поверхности, вследствие

чего увеличивается относительная чувствительность на малых длинах волн.

Итак, исследования показали, что вид ВАХ и низкие значения R_0A , наблюдаемые иногда в экспериментальных фотодиодах, обусловлены в основном свойствами поверхности. Утечки по поверхности имеются во всех переходах, не исключая переходы с высокими R_d , в которых они, не доминируя, искажают ВАХ. Во всех переходах при смещениях $-U \leq 0.01$ В доминирует фототок фона (при углах обзора $\theta \gtrsim 45^\circ$), а при пониженном уровне фон — ток I_s , зависимость которого от U подобна зависимости I_d , что зачастую может приводить к ложному выводу о доминирующем токе [15]. При $-U \geq 0.5$ В доминирует туннельный ток I_t (рис. 1–3), а при промежуточных напряжениях смещения $U \approx (-0.01) - (-0.4)$ В вид экспериментальных ВАХ зависит от величины тока утечки по поверхности.

Список литературы

- [1] R.E. DeWames, G.M. Williams, J.G. Pasko, A.H.V. Vanderwyck. *J. Cryst. Growth*, **86**, 849 (1988).
- [2] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский, А.А. Корняш, В.А. Петряков. *ФТП*, **18**, 201 (1984).
- [3] M.C. Chen. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 1836 (1987).
- [4] S.E. Schachm, E. Finkman. *Opt. Eng.*, **29**, 795 (1990).
- [5] М.Г. Андрухив, С.В. Белотелов, И.С. Вирт. *ФТП*, **27**, 1863 (1993).
- [6] W. Shockley. *Bell Syst. Techn. J.*, **28**, 435 (1949).
- [7] S.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. *Proc. IRE*, **45**, 1228 (1957).
- [8] В.И. Туринов. *Электрон. техн., сер. 11, Лазерная техника и оптоэлектроника*, **1**, 88 (1984).
- [9] J.C. Inkson. *Sol. St. Electron.*, **13**, 1167 (1970).
- [10] M. Cutler, H.M. Bath. *Proc. IRE*, **45**, 39 (1957).
- [11] H. Statz, G.A. De Mars, H. Devis, A. Adams. *Phys. Rev.*, **101**, 1272 (1956).
- [12] В.И. Туринов. *Электрон. техн., сер. 1, СВЧ электроника*, **2**, 14 (1992).
- [13] S.P. Tobin, S. Iwasa, T.J. Tredwell. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-27**, 43 (1980).
- [14] Е.Б. Якимов. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **56**, 31 (1992).
- [15] В.И. Туринов. *Электрон. техн., сер. 1, СВЧ электроника*, **8**, 3 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

Investigaion of the surface CdHgTe photodiodes leakages

P.V. Birulin, V.I. Turinov, E.B. Yakimov*

State Research & Production Corporation „Istok“,
141 190 Fryazino, Russia

* Institute of Microelectronics Technologies,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia