

ОСОБЕННОСТИ ТУННЕЛИРОВАНИЯ В БАРЬЕРАХ ШОТТКИ НА ОСНОВЕ УЗКОЩЕЛЕВОГО ПОЛУПРОВОДНИКА $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Завьялов В. В., Раданцев В. Ф., Дерябина Т. И.

При $4.2 < T < 250$ К исследованы электрофизические характеристики барьеров Шоттки Pb (Sn)— $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [$x = 0.2-0.4$, $N_A - N_D = (0.2-10) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$] с близкими к единице коэффициентами идеальности. Для всех составов и уровней легирования уровень Ферми на поверхности полупроводника закреплен на расстоянии $\varphi_0 \approx 2E_g/3$ от вершины валентной зоны. Экспериментальные результаты удается описать в двухзонном кейновском приближении для закона дисперсии только при одновременном учете (зачастую в одном и том же интервале T) межзонного туннелирования, туннелирования с участием глубоких уровней, термополевой эмиссии и надбарьерных механизмов. Обнаруженные аномалии в температурных зависимостях обратных туннельных токов объясняются температурными изменениями эффективной массы и φ_0 при низких T и доминированием межзонной термополевой эмиссии в области высоких T .

Введение. Несмотря на несомненный интерес, проявляемый в последнее время несколькими исследовательскими группами к структурам металл—узкощелевой полупроводник $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, вызванный как технологическими задачами создания омических контактов (особенно к материалам p -типа), так и перспективами создания поверхностно-активных приборов инфракрасной оптоэлектроники, исследования электрофизических характеристик барьеров Шоттки (БШ) на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ практически отсутствуют. Основная причина этого — плохое качество БШ, что в свою очередь обусловлено, как это показано в ряде работ [1,2], нарушениями легко подверженной дефектообразованию поверхности $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при нанесении традиционных для формирования БШ металлов (Au, Ag, Al, Pt, Cu и т. д.), их диффузией в приповерхностный слой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ на значительную (до сотен ангстрем) глубину, приводящей зачастую к легированию поверхностного слоя полупроводника. В этой связи наибольший интерес представляют, на наш взгляд, БШ с использованием In, Sn и особенно Pb, как обладающих наибольшим давлением насыщающих паров и, как следствие, обеспечивающих наиболее щадящий режим термического напыления в вакууме, так и имеющих предельно большие ковалентные тетраэдрические радиусы, что должно уменьшить их диффузионное проникновение в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ по сравнению с использованными ранее металлами.

Исследований БШ Sn, Pb—узкощелевой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ нам не известно. Имеющиеся единичные исследования барьеров In \gg $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [3,4] носят фрагментарный характер, относятся к структурам с сильным влиянием достаточно толстого диэлектрического слоя на границе раздела и к тому же ограничены интервалом относительно высоких температур $T > 77$ К. Между тем для барьерных структур на основе узкощелевых материалов, например достаточно хорошо изученных к настоящему времени $p-n^+$ -переходов на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [5-7], весьма существен вклад туннельных токов в формирование вольт-амперных характеристик (ВАХ). Для изучения механизмов туннелирования в узкощелевых полупроводниках существенны как раз интервал низких температур $T < 77$ К и достаточно высокое качество структур, поскольку из-за высокой прозрачности барьера влияние диэлектрического зазора в таких материалах более существенно, чем в широкозонных полупроводниках. Эффективность туннелирования экспо-

ненциально зависят от величины эффективной массы и длины туннелирования, поэтому представляются важными в физическом отношении сравнительные исследования БШ, изготовленных на основе материалов разных состава и уровня легирования.

1. Методические замечания

В настоящей работе исследовались ВАХ, вольт-фарадные характеристики (ВФХ) и спектры емкостной DLTS БШ на основе невырожденного $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.22$ и 0.29) с близкими к единице коэффициентами идеальности в интервале температур $4.2\text{--}250$ К. Наряду с БШ при тех же условиях и режимах исследовались изготовленные имплантацией Al $p\text{-}n^+\text{-}$ переходы на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с близкими к БШ параметрами области пространственного заряда (ОПЗ), для которых к настоящему времени достигнуто достаточно удовлетворительное понимание механизмов токопереноса [5-7]. БШ изготавливались напылением Ag, Cu, In, Sn и Pb в вакууме $\sim 10^{-6}$ Тор. Полированные пластинки травились в 5%-м Br_2 в метаноле $5\text{--}10$ с, после чего нанесением толстого диэлектрического слоя формировались площадки для монтажа электродных выводов БШ. Непосредственно перед напылением металла проводилось повторное кратковременное травление ($1\text{--}2$ с) в травителе того же состава (исключение одной из указанных операций приводит к кардинальному ухудшению характеристик БШ). Омические контакты к подложке изготавливались вжиганием In, а присоединение электродных выводов к барьерным контактам осуществлялось жидким припоем на основе Ga-In при $T > 30$ °С. Характерные площади БШ $S = (0.7\text{--}1.5) \cdot 10^{-3}$ см². Основные параметры исходного материала и структур приведены в табл. 1. Для измерений отбирались наиболее совершенные структуры с минимальными коэффициентами идеальности и наименьшими токами утечки. БШ с указанными свойствами и хорошей воспроизводимостью характеристик удалось получить только на структурах $\text{Pb-p-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, которые и анализируются в настоящей работе (для сравнения в табл. 1 приведены параметры БШ $\text{Sn-p-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$).

Таблица 1

Параметры исходного материала ($T = 80$ К) и прямых ветвей ВАХ

№ образца	x	$N_A - N_D$, см ⁻³	E_g , мэВ	φ_0 , отн. ед.	T_0 , К	E_0 , мэВ при $T < T_0$	β при $T > T_0$
1	0.21	$1 \cdot 10^{16}$	100	—	60	11	1.10
2	0.22	$4 \cdot 10^{15}$	115	$0.7E_g$	80	10	1.20
3	0.22	$1 \cdot 10^{16}$	115	$0.6E_g$	70	10	1.10
4	0.29	$2.5 \cdot 10^{15}$	220	$0.65E_g$	110	6	1.05
5	0.29	$6 \cdot 10^{15}$	220	$0.7E_g$	100	8	1.06
6	0.29	$6 \cdot 10^{15}$	220	$0.5E_g$	130	25—16	1.60—1.30
7	0.40	$2 \cdot 10^{14}$	400	$0.5E_g$	200	25—20	2.0

Примечание. 1 — $p\text{-}n^+$ -переход, 2—5 — БШ $\text{Pb-p-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, 6, 7 — БШ $\text{Sn-p-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

Во всем интервале температур и напряжений величина тока пропорциональна площади структур (при варьировании последней в несколько раз), что указывает на слабое влияние утечек в формировании ВАХ. Все экспериментальные характеристики в работе приведены с учетом последовательного сопротивления объема полупроводника R_v , определенного из прямых ветвей ВАХ. Точность термостатирования образцов не хуже ± 0.5 К в интервале температур $T < 100$ К и $\pm 1\%$ при $T > 100$ К. ВФХ и спектры DLTS измерялись по резонансной модуляционной методике при амплитуде тестирующего сигнала < 30 мВ в диапазоне частот $1\text{--}5$ МГц.

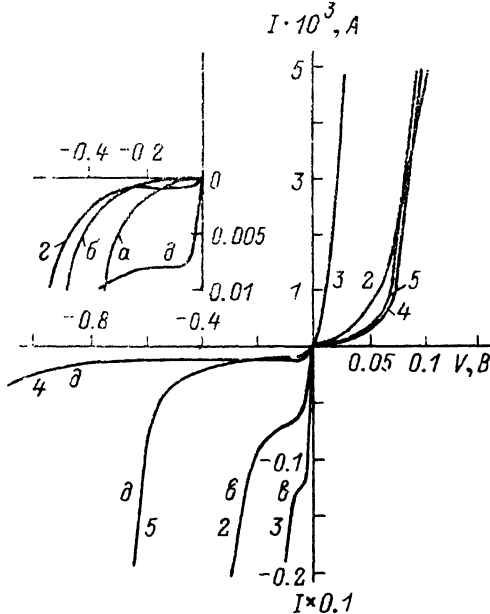


Рис. 1. Типичные ВАХ барьеров Шоттки Рb—p-Hg_{1-x}Cd_xTe.

На вставке приведены обратные ветви ВАХ для образца 5 при разных температурах. Цифры у кривых — номера образцов (то же на рис. 4, 5). Т, К: а — 30, б — 80, в — 120, г — 140, д — 160.

2. Надбарьерный перенос

Типичные вольт-амперные характеристики БШ Рb—p-Hg_{1-x}Cd_xTe для образцов 2—5 и их температурная эволюция для образца 5 приведены на рис. 1. Прямые ветви ВАХ практически во всем интервале исследованных температур (рис. 2) обнаруживают простую экспоненциальную зависимость

$$I = I_s (\exp \frac{qV}{\beta kT} - 1), \quad (1)$$

где V_0 , $V = V_0 - IR_v$ — падение напряжения соответственно на структуре и на барьере, β — эмпирический коэффициент идеальности. Если в области низких температур параметр $\beta kT = E_0$ практически не зависит от температуры, то начиная с некоторой температуры $T = T_0$ (зависящей от состава x и уровня легирования $N_A - N_D$) ВАХ в области прямых и небольших обратных смещений проявляют обычное для надбарьерных механизмов [8] поведение с $\beta = \text{const}$. Экспериментальные значения T_0 , E_0 и β приведены в табл. 1. Для большинства БШ Рb—p-Hg_{1-x}Cd_xTe $\beta = 1.05 - 1.2$, т. е. близок к 1, что позволяет достаточно надежно определить высоту барьера ϕ_0 из температурной зависимости тока насыщения I_s при $T > T_0$. На экспериментальных зависимостях $\lg(I_s/T^2) - q\phi_0/kT$ наблюдается изменение наклона с температурой (рис. 3), т. е. высота барьера $q\phi_0 = d \ln(I_s/T^2)/dT$, определенная в области высоких температур, выше его значения при низких T . Такое поведение ϕ_0 , вообще говоря, согласуется с представленными далее результатами анализа туннельных токов, свидетельствующими о возрастании ϕ_0 с ростом T за счет температурного изменения ширины запрещенной зоны. Здесь, однако, имеется определенное противоречие, поскольку при линейной зависимости $\phi_0(T)$ зависимость $\lg(I_s/T^2) - 1/T$ должна оставаться линейной с наклоном, определяемым высотой барьера при $T = 0$ К. Недавно

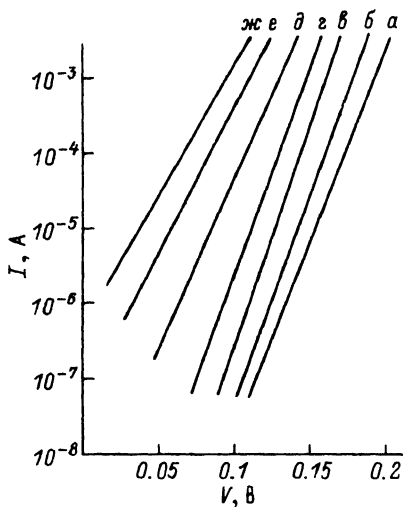


Рис. 2. Прямые ветви ВАХ для образца 5. T, K : а — 30, б — 45, в — 65, з — 80, д — 100, е — 120, ж — 140.

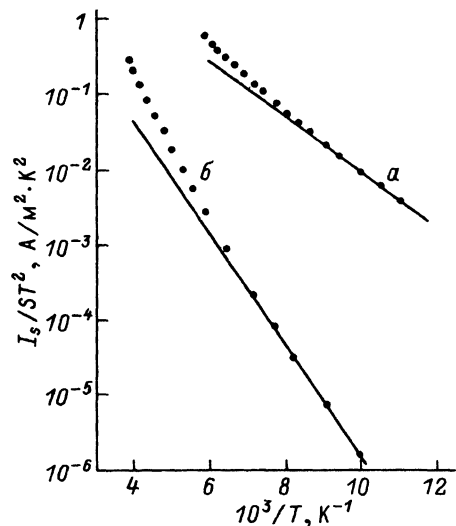


Рис. 3. Температурные зависимости тока насыщения. φ_0 , мэВ: а — 70, б — 150.

авторами [9] представлены свидетельства нелинейного температурного хода ширины запрещенной зоны $E_g(T)$ в $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с $0.2 < x < 0.3$, но изменение наклона зависимостей $\varphi_0 - 1/T$ при использовании данных [9] приходится на область значительно меньших температур (~ 40 К), чем это имеет место на рис. 3. Причина нелинейного характера зависимостей $\lg(I_s/T^2) - 1/T$ остается неясной. Поскольку для дальнейшего анализа наиболее важен интервал температур $T < 120$ К, в качестве высоты барьера при $T = 0$ К использовались значения φ_0 (табл. 1), определенные в области низких температур. Однако разница в значениях φ_0 в области высоких и низких температур не превышает 10—15%, что, вообще говоря, ненамного выше погрешности определения φ_0 и не сказывается существенным образом на дальнейшем анализе экспериментальных данных.

ВФХ линейны в координатах $1/C^2 - V$ и дают значения концентраций $N_A - N_D$, совпадающие с результатами холловских измерений. Величины барьеров φ_0 , измеренные по напряжению отсечки ВФХ, на 10—20% (для БШ Sn—p— $Hg_{1-x}Cd_xTe$ на 80—100%) больше φ_0 , определенных из зависимостей $I_s(T)$. Такое расхождение в значениях φ_0 и некоторое отличие β от 1 наряду с отсутствием температурной зависимости β при $T > T_0$ свидетельствуют о наличии на границе металл—полупроводник тонкого туннельно-прозрачного оксидного слоя толщиной $\delta \ll 2$ нм [8]. Зарядовые состояния на границе раздела с диэлектриком способствуют закреплению уровня Ферми во всех исследованных БШ на расстоянии $\varphi_0 \sim (2/3)E_g$ от вершины валентной зоны (ВЗ) (аналогичные значения φ_0 получены в [10] для БШ Pb—p— $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с $x > 0.5$) в отличие от значений $\sim (1/3)E_g$, характерных для широкозонных полупроводников.

3. Туннелирование при обратных смещениях

Полевые зависимости. Обратные ветви ВАХ в области низких температур $20 K < T < T_0$ (при $T < 20$ К экспоненциальный рост R_{xx} , обусловленный перезарядкой акцепторов, существенно затрудняет измерения и анализ ВАХ) линейны в обычных для туннельного тока координатах $\lg I - (\varphi_0 - qV - \eta)^{-1/2}$, где $\eta -$

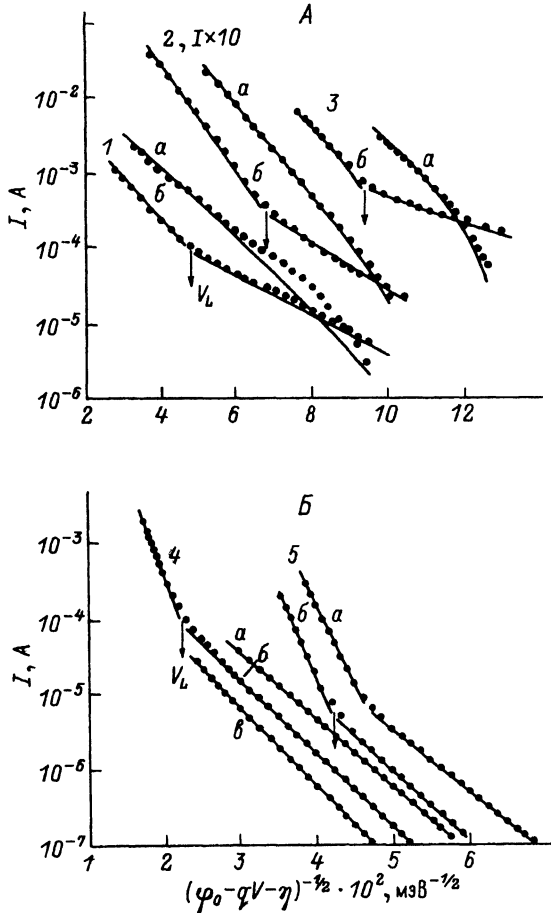


Рис. 4. Полевые зависимости обратного тока в области низких температур $T < T_{\min}$.
 T, K : а — 30, б — 80, в — 130; точки — эксперимент, сплошные линии — расчет.

энергия Ферми, отсчитанная от вершины ВЗ. Для всех исследованных структур на полевых зависимостях $\lg I \sim \varphi_{\text{eff}}^{3/2} / (\varphi_0 - qV - \eta)^{1/2}$ наблюдаются два участка, характеризующиеся различной эффективной высотой барьера φ_{eff} (рис. 4, А, Б). В области напряжений $V < V_L$ (V_L — напряжение перегиба ВАХ в указанных координатах, зависящее от x , $N_A - N_D$ и T) $\varphi_{\text{eff}} = \varphi_0$, что соответствует туннельным переходам с уровня Ферми металла (из зоны проводимости для p - n -перехода) в валентную зону полупроводника (в дальнейшем межзонное туннелирование). В области малых обратных смещений $V > V_L$ $\varphi_{\text{eff}} \sim (\varphi_0^{3/2} - \Delta\varphi^{3/2}) < \varphi_0^{3/2}$, что характерно для туннелирования с участием примесных состояний в запрещенной зоне с глубиной залегания от вершины ВЗ $E_L \sim \Delta\varphi$. На доминирующий вклад туннельных переходов через глубокие уровни (ГУ) при $V > V_L$ указывает и то, что с увеличением ширины ОПЗ W (при уменьшении $N_A - N_D$ и увеличении φ_0 с ростом x и температуры) экспериментальные значения V_L смещаются в сторону больших обратных смещений (рис. 4, табл. 2), поскольку вероятность межзонного туннелирования с ростом W падает быстрее, чем вероятность туннелирования через ГУ.

Как показывает анализ туннельных токов в p - n -переходах [5,11], учет непараболичности закона дисперсии дает существенные поправки как для прямого

Таблица 2

Основные параметры обратных ветвей ВАХ

№ образца	E_{00} , мэВ		V_L , В	E_L , отн. ед.	T_{\min} , К (эксп.)	T_m , К (теор.)
	экспериментальная	теоретическая				
1	5.0 ± 0.5	4.65	-0.35	$0.50 E_g$	95	—
2	3.0 ± 0.3	2.75	-0.15	$0.42 E_g$	110	110
3	4.5 ± 0.5	4.30	-0.07	$0.44 E_g$	130	120
4	1.6 ± 0.2	1.60	-2.00	$0.45 E_g$	130	85
5	2.4 ± 0.2	2.40	-0.45	$0.45 E_g$	120	100

Примечание. E_{00} и V_L приведены для $T = 80$ К.

туннелирования, так и для туннелирования через ГУ. Что касается БШ, то достаточно последовательная теория, учитывающая непараболичность, развита лишь для межзонных туннельных переходов [8, 12-14]. Используя двухзонную аппроксимацию кейновского закона дисперсии для ветви легких дырок, в рамках квазиклассического приближения легко получить выражения для туннельных токов при обратных смещениях. В приближении постоянного электрического поля F в ОПЗ полупроводника приходим к следующему выражению для прямого межзонного туннельного тока:

$$I_t = A \left(\frac{E_{00}}{k} \right)^2 \frac{\varphi_0 - qV - \eta}{\varphi_0} z \exp - \lambda c, \quad (2)$$

где

$$\lambda = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m_l}}{qhF} \varphi_0^{3/2} = \frac{2}{3} \frac{\varphi_0^{3/2}}{E_{00} (\varphi_0 - qV - \eta)^{1/2}}; \quad E_{00} = \frac{qh}{2} \sqrt{\frac{4\pi (N_A - N_D)}{\epsilon m_l}};$$

$$c = c(\alpha) = 3 [(2\alpha - 1) \sqrt{1 - \alpha} + \alpha^{-1/2} \arcsin \sqrt{\alpha}] / 8\alpha \quad \text{и}$$

$$z = \sqrt{\alpha} [1 - \exp 3\lambda \sqrt{1 - \alpha} (qV + \eta) / 2\varphi_0] / \sqrt{1 - \alpha} \arcsin \sqrt{\alpha};$$

c , z — коэффициенты, учитывающие непараболичность закона дисперсии; $\alpha = \varphi_0 / E_g$; A — постоянная Ричардсона; m_l — масса легких дырок; ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника. В том же приближении для туннельного тока через ГУ получаем

$$I_{tL} = I_{0L} \frac{(\varphi_0 - qV - \eta)^{1/2}}{\varphi_0^{1/2} - E_L^{1/2}} \exp - \frac{2}{3} \frac{c\varphi_0^{3/2} - c_L E_L^{3/2}}{E_{00} (\varphi_0 - qV - \eta)^{1/2}}, \quad (3)$$

где $c_L = c_L(\gamma) \equiv c(\alpha)$ при $\gamma = E_L / E_g$. При $\alpha, \gamma \rightarrow 0$ выражения (2) и (3) совпадают с аналогичными для случая параболического закона дисперсии [13], а при $\varphi_0 = E_g$ с точностью до преэкспоненты переходят в соответствующие выражения для p - n -переходов [11, 15].

Экспериментальные полевые зависимости обратного туннельного тока для БШ с $x = 0.29$ (рис. 4, Б) находятся в хорошем согласии с (2), (3). В БШ на основе узкощелевого $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.22$) в области межзонного туннелирования при малых смещениях наблюдается существенное отклонение от теории (2). Расхождение обусловлено тем, что при малых смещениях $-qV \leq \varphi_0 + \eta$ приближение $F = \text{const}$ для межзонного туннелирования некорректно и необходимо

учитывать нелинейность потенциала. Используя приближение параболического потенциала аналогично [13], но с учетом кейновской поправки к туннельной массе $m_t^* \rightarrow m_t c^2$ [см. (2)], приходим к выражению

$$I_t = A \left(\frac{E_{00}}{k} \right)^2 \left(\ln \frac{\varphi_0^{1/2} + (\varphi_0 - qV - \eta)^{1/2}}{(-qV - \eta)^{1/2}} \right)^{-2} \exp - \lambda^* c, \quad (4)$$

где

$$\lambda^* = \frac{1}{E_{00}} \left\{ \varphi_0^{1/2} (\varphi_0 - qV - \eta)^{1/2} + (qV + \eta) \ln \frac{\varphi_0^{1/2} + (\varphi_0 - qV - \eta)^{1/2}}{(-qV - \eta)^{1/2}} \right\},$$

которое хорошо аппроксимирует экспериментальные характеристики БШ $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ при всех обратных смещениях (рис. 4, А). Что касается туннелирования через ГУ, то учет нелинейности потенциала не дает заметной поправки при малых смещениях и (3) применима во всей области обратных смещений. Общий ход полевых зависимостей туннельного тока удовлетворительно описывается (2), (3) и в случае p - n -переходов (рис. 4, А), однако количественное согласие теории с экспериментом (особенно при низких температурах) хуже, чем для БШ. Расхождения могут быть связаны с неоднородностью электрического поля в p - n -переходах, вызванной тем, что при имплантации p - n^+ -переход, как это показано в [7], формируется в области частичной компенсации исходного материала p -типа с $N_A - N_D \neq \text{const}$.

Экспериментальные значения E_{00} , определенные из ВАХ в области напряжений, соответствующих межзонному туннелированию $V < V_L$, в пределах ошибки совпадают с теоретическими (табл. 2), причем температурные изменения E_{00} полностью согласуются с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны и эффективной массы легких дырок. Такой результат свидетельствует о том, что в БШ на основе узкощелевых p - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ туннельная масса, как и следовало ожидать, достаточно хорошо аппроксимируется кейновским законом дисперсии для ветви легких дырок. Используя значения E_{00} , измеренные в области межзонного туннелирования, по наклону ВАХ в области $V > V_L$ можно определить энергетическое положение глубоких уровней E_L (табл. 2). Для всех исследованных структур $E_L = E_v + 0.45E_g$, что соответствует данным DLTS-спектроскопии в p - n -переходах [16] на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Отметим, что ввиду малости φ_0 и m_t в исследованных структурах игнорирование предэкспоненциального множителя в (2)–(4) может привести (особенно в структурах с $x = 0.22$) к ошибке $\sim 20\%$ при определении E_{00} (m_t) и E_L из экспериментальных ВАХ.

Температурные зависимости. Характерной особенностью исследованных структур является аномальное (по отношению к барьерам на основе других полупроводников) температурное поведение обратного туннельного тока (рис. 1, 4, 5). В области низких температур наблюдается сильное (например, для образца 5 более чем на порядок) уменьшение межзонного туннельного тока I_t с ростом T , сменяющееся ростом I_t при $T > T_{\min}$ (как правило, $T_{\min} > T_0$, поэтому на рис. 5 при $T > T_0$ отложена туннельная компонента $I_t = I - I_g$). В образцах с $x = 0.29$ аналогичная аномалия в том же интервале температур $20 \text{ K} < T < T_{\min}$ наблюдается и для туннельных переходов через ГУ (рис. 4, Б). В структурах с $x = 0.22$ во всем диапазоне обратных смещений при низких температурах доминирует межзонный туннельный ток (рис. 4, А), а туннельные переходы через ГУ дают заметный вклад лишь при температурах $T > 50 \text{ K}$ в области малых смещений. С другой стороны, для таких смещений уже при температурах $T > T_0$ доминирует надбарьерный ток насыщения, в связи с чем для БШ и p - n -переходов с $x = 0.22$ уменьшение туннельного тока через ГУ с температурой наблюдается в очень узком интервале температур $50 \text{ K} < T < T_0$ и в сложной для анализа области малых смещений (см. далее). Отрицательный температурный коэффициент тока

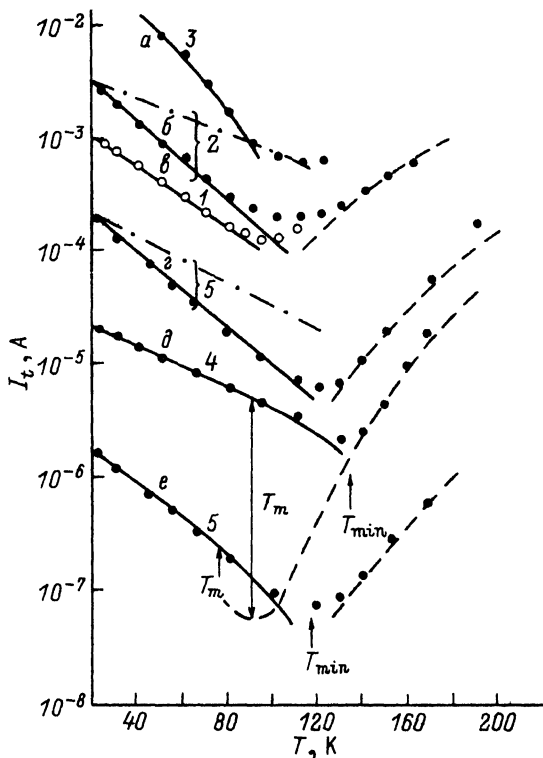


Рис. 5. Температурные зависимости туннельной составляющей тока $I_t = I - I_S$ для обратных смещений $V < V_L$ (a—c) и $V > V_L$ (d, e).

V , В: a—0.1; б—0.35; в—0.45; г—0.55; д—0.8; е—0.2. Точки — эксперимент; сплошные линии — расчет с учетом температурных зависимостей φ_0 , α , γ , m_l и η согласно (2) — в, г; (3) — д, е; (4) — а, б; штрихпунктир — то же при $\varphi_0 = \text{const}$; пунктир — расчетные зависимости межзонного термополевого тока.

может быть связан с положительным температурным коэффициентом E_g и m_l в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, а для структур на основе невырожденных материалов и с температурной зависимостью η . Для $p-n^+$ -перехода зависимости $I_t(T)$, рассчитанные, согласно (2), с использованием известных температурных зависимостей E_g , m_l [17] (применение нелинейной зависимости $E_g(T)$ [9] приводит практически к идентичным результатам) и η в области T и V , соответствующих межзонному туннелированию, находятся в хорошем согласии с экспериментом (рис. 5, кривая 1). Что касается БШ, то экспериментальные изменения I_t с температурой при $T < T_{\min}$ существенно больше тех, что обусловлены температурными изменениями m_l , α , η (рис. 5), и могут быть последовательно объяснены лишь в предположении существенной температурной зависимости высоты барьера φ_0 . Поскольку, как показано выше из анализа зависимости φ_0 от состава x , $\varphi_0 \sim \sim (2/3) E_g$, разумно предположить $d\varphi_0/dT = (2/3) dE_g/dT$. Теоретические зависимости $I_t(T)$ при $T < T_{\min}$, рассчитанные по (2) — (4) с использованием таких значений $d\varphi_0/dT$ и температурных зависимостей η и m_l , находятся для всех БШ в хорошем согласии с экспериментом для интервалов V , соответствующих как прямому межзонному туннелированию, так и туннелированию с участием ГУ (рис. 4, 5). В последнем случае учитывалась температурная зависимость $E_L(T) = E_v + 0.45 E_g(T)$.

Термополевая эмиссия. При температурах $T > T_{\min}$ туннельная составляющая обратного тока I_t начинает расти во всем интервале обратных смещений $-qV \gg kT$, причем в области прямого межзонного туннелирования наблюдаются

значительные изменения наклона полевых зависимостей I_t ($[\varphi_0 - qV - \eta]^{-1/2}$). При температурах $T > (130-140)$ К ($x = 0.22$) и $T > (150-170)$ К ($x = 0.29$) уже трудно выделить участки межзонного туннелирования и туннелирования через ГУ и обратные ВАХ становятся линейными в координатах $\lg I_t - V$, что характерно для термополевой эмиссии [8,13]. С учетом температурных зависимостей η , φ_0 и m_l выражение для межзонного термополевого тока [13]

$$I_{IT} \sim \exp \{-(\varphi_0/kT) - qV [(E_{00}/kT) - \text{th}(E_{00}/kT)]/E_{00}\}$$

хорошо описывает температурный ход I_t при высоких температурах во всем интервале обратных смещений (рис. 5), включая область $V > V_L$, соответствующую при низких температурах туннелированию с участием ГУ. Оценки нижней температурной границы межзонной термополевой эмиссии, согласно стандартному соотношению $kT_m = E_{00} [1 - (qV + \eta)/\varphi_0]^{1/2}$ [8,13], дают величины T_m , значительно меньшие экспериментальных T_{\min} . Учет непараболичности закона дисперсии существенно меняет условие начала термополевой эмиссии:

$$kT_m = E_{00} \left(1 - \frac{qV + \eta}{\varphi_0}\right)^{1/2} 2 \left(\frac{\varphi_0}{E_g}\right)^{1/2}, \quad (5)$$

при этом T_m оказывается близка к температурной границе применимости распределения Больцмана, обычно используемого при анализе термополевой эмиссии. В области больших обратных напряжений, соответствующих межзонному туннелированию, такие оценки хорошо согласуются с экспериментом (табл. 2).

В рамках принятых при выводе (3) предположений, что туннельный ток определяется туннелированием с уровня Ферми металла на ГУ, начало термополевой эмиссии с участием ГУ также определяется условием (5), согласно которому минимум в температурных зависимостях $I_t(T)$ в области малых обратных смещений должен наблюдаться при заметно меньших температурах, чем при больших V (расчетные значения T_m на рис. 5 показаны стрелкой). Между тем экспериментальные значения T_{\min} в области больших и малых напряжений в пределах ошибки одинаковы. Противоречие связано с тем, что энергетическое положение ГУ в исследованных структурах таково, что вероятность туннельного захвата носителей с уровня Ферми металла на ГУ близка к вероятности туннельной ионизации ГУ (хотя и несколько меньше ее) и в области низких температур туннелирование через ГУ носит фактически резонансный характер [18,19]. При переходе к режиму термополевой эмиссии, т. е. по мере роста энергии носителей E_m , дающих основной вклад в термополевой ток, условие максимальной туннельной прозрачности $E_r = \varphi_0 - 2^{2/3} E_L \sim E_m \sim 0$ нарушается и уже при температурах $T > (\varphi_0/2^{2/3} E_L)^{1/2} T_m \sim 1.05 T_m$ туннельный ток в основном лимитируется процессами туннельной ионизации $I_{tL} \sim \exp - 2E_L^{3/2} c_L/3E_{00} (\varphi_0 - qV - \eta)^{1/2}$, что из-за температурных зависимостей E_L , m_l и η приводит к дальнейшему падению тока через ГУ и при $T > T_m$ (рис. 5). Полный туннельный ток I_t через барьер уменьшается до тех пор, пока не начнет доминировать растущий с температурой межзонный термополевой ток (рис. 5, кривая 4). Поскольку при $T < T_m$ выполняется $I_{IT} \ll I_{tL}$, это приводит к смещению T_{\min} в сторону более высоких, чем это следует из (5), температур и ослабляет полевую зависимость T_{\min} . При $T > (\varphi_0/E_L)^{1/2} T_m \sim 1.3 T_m$ энергетический максимум E_m во всей области ОПЗ лежит ниже E_L , туннелирование с участием ГУ фактически выключается и во всей области обратных смещений доминирует межзонный термополевой ток.

В рамках рассмотренных выше механизмов токопереноса не находят объяснения пренебрежимо малый вклад туннельного тока через ГУ в структурах с $x = 0.22$ при низких температурах $T < 50$ К и рост туннельной составляющей тока при температурах $T > T_{\min}$ в $p-n$ -переходе, где исключены термополевые механизмы. Вероятно, и в том и в другом случае необходимо учитывать не только туннельные, но и термоэмиссионные механизмы обмена локальных центров с разрешенными зонами. Определенные трудности возникают и при анализе прямых ветвей ВАХ в области низких температур $T < T_0$. Прямой ток в отличие от обратного при $-qV > \eta \gg kT$ экспоненциально растет с температурой начиная с самых низких (в структурах с $x = 0.22$ такой же рост тока наблюдается и при малых обратных смещениях $-qV < \eta$). Однако параметр E_0 в этом интервале температур (рис. 2) для большинства БШ не зависит от напряжения и слабо меняется с температурой [например, для образца 5 при $T = 30$ К $E_0 = (8.5 \pm \pm 0.5)$ мэВ, а при $T = 65$ К $E_0 = (7.5 \pm 0.5)$ мэВ]. По оценкам, аналогичным (5), термополевая эмиссия должна давать доминирующий вклад в прямой ток при $T > (30-50)$ К, но при этом значения E_{00} , определенные из прямых ветвей ВАХ, в 2—3 раза больше, чем E_{00} , измеренные в том же интервале температур из обратных ветвей ВАХ. Исходя из грубых оценок [20], можно предположить, что прямой ток контролируется туннельными переходами через ГУ и это не противоречит проведенному выше анализу обратных ветвей ВАХ при $V > V_L$. В этом случае на полевых зависимостях прямого тока должно наблюдаться изменение наклона ВАХ (параметра E_0), связанное со сменой доминирующего механизма туннелирования с участием ГУ на межзонное туннелирование при смещениях $(qV - \eta) > \varphi_0 - E_L$, что не соответствует экспериментальным характеристикам. Следует, однако, отметить, что в области прямых (и небольших обратных $-qV < \eta$) смещений в БШ может оказаться эффективным туннелирование через локальные центры с небольшой глубиной залегания (в том числе через мелкие акцепторные уровни), не проявляющиеся в области больших обратных смещений, где доминируют туннельные переходы через наиболее эффективные уровни с энергией вблизи середины запрещенной зоны. К тому же анализ прямых ветвей ВАХ требует более строгого расчета потенциала в ОПЗ, ход которого в актуальной для туннелирования области энергии зависит и от концентрации подвижных носителей заряда, и одновременного учета температурных изменений энергии Ферми, параметров барьера и локальных уровней и параметров законов дисперсии. Последовательный учет этих факторов, возможный лишь в рамках численных методов расчета и требующий знания параметров, участвующих в туннелировании центров, может заметно скорректировать результаты простых оценок для термополевых механизмов.

Заключение. Основные результаты работы могут быть кратко подытожены следующим образом.

1. Использование Рb для создания барьеров Шоттки на основе узкощелевого полупроводника $Hg_{1-x}Cd_xTe$ позволяет получать выпрямляющие контакты с хорошей воспроизводимостью характеристик и близкими к единице коэффициентами идеальности. Высокое качество барьеров связано, по-видимому, с большими значениями давления насыщающих паров и тетраэдрического радиуса Рb по сравнению с другими металлами, что обеспечивает наименьшие структурные нарушения поверхности полупроводника при напылении металла и исключает его диффузию в $Hg_{1-x}Cd_xTe$, поверхность которого благодаря слабости химических связей легко подвержена дефектообразованию.

2. Определенные из анализа ВАХ и ВФХ высоты барьеров соответствуют закреплению уровня Ферми на расстоянии $\sim 2E_g/3$ от вершины валентной зоны в отличие от значений $\sim E_g/3$, характерных для структур на основе других

полупроводников с ковалентной связью. Это обстоятельство объясняет омический характер контактов металл— $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.3$) n -типа [1], поскольку благодаря малой высоте барьера ($\varphi_0 \sim 0.3 E_g$) такие структуры обладают высокой туннельной прозрачностью и проявления выпрямляющих свойств БШ на основе $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ можно ожидать лишь для составов $x \geq 0.3\text{--}0.4$.

3. Ввиду малости характерных энергетических зазоров (φ_0, E_g, E_L) и эффективной массы носителей в узкощелевых полупроводниках удовлетворительное объяснение полевых и температурных зависимостей тока в БШ на основе таких материалов требует (зачастую в одном и том же температурном интервале) одновременного учета надбарьерных, полевых, термополевых и резонансных механизмов токопереноса. По той же причине при анализе не могут быть игнорированы температурные изменения φ_0, E_g, E_L, m_l и непараболичность законов дисперсии без существенного (иногда качественного) искажения реальной физической картины.

4. Большие относительные изменения эффективной массы и высоты барьера с температурой и конкуренция полевых и термополевых механизмов приводят к аномальному температурному поведению ВАХ — образованию глубокого минимума в температурных зависимостях обратного туннельного тока.

5. Полевые и температурные зависимости туннельных токов, механизмы, ответственные за формирование туннельных ВАХ в БШ и $p\text{--}n$ -переходах, во многом (за исключением специфичных для БШ термополевых механизмов) аналогичны. Однако благодаря простоте описания распределения потенциала в ОПЗ барьер Шоттки является более идеальным объектом для сопоставления с теоретическими моделями (и, следовательно, для выяснения механизмов туннелирования, играющих доминирующую роль в барьерных структурах на основе узкощелевых материалов) по сравнению с $p\text{--}n$ -переходами, где из-за отсутствия информации о распределении примеси параметры ОПЗ зачастую надежно не известны.

6. Высокая скорость туннельного обмена ГУ с разрешенными зонами практически во всем актуальном диапазоне температур $T = (20\text{--}250)$ К объясняет и тот экспериментальный факт, что во всех исследованных в работе БШ и $p\text{--}n^+$ -переходах не удалось обнаружить связанных с ГУ сигналов в DLTS-спектрах (при временном разрешении не хуже $5 \cdot 10^{-5}$ с и чувствительности $\Delta C/C \sim \sim 10^{-4}\text{--}10^{-6}$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Spicer W. E. // J. Vac. Sci. Techn. 1990. V. A8. N 2. P. 1174—1178.
- [2] Friedman D/ J., Carey G. P., Lindau J., Spicer W. E. // J. Vac. Sci. Techn. 1986. V. A5. N 5. P. 3190—3192.
- [3] Pawlikowski J. M. // Phys. St. Sol. (a). 1977. V. 40. N 2. P. 613—620.
- [4] Курбанова Э. И., Гусейнов Э. К., Исмаилов Н. Д., Джалилова Х. Д. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2150—2152.
- [5] Anderson W. W., Hoffman H. J. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 12. P. 9130—9145.
- [6] Dewames R. E., Williams G. M., Pasko J. G., Vanderwyc A. H. B. // J. Cryst. Growth. 1988. V. 86. N 3. P. 849—858.
- [7] Nemirovsky Y., Rosenfeld D., Adar R., Kornfed A. // J. Vac. Sci. Techn. 1989. V. A7. N 2. P. 528—535.
- [8] Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. М., 1982. 208 с.
- [9] Seiler D. E., Lowney J. R., Litter C. L., Loloee M. R. // J. Vac. Sci. Techn. 1990. V. A8. N 2. P. 1237—1247.
- [10] Украинцев В. О. // Вестн. Львов. политехн. ин-та. 1977. № 110. С. 28—31.
- [11] Курносова В. В., Ясиевич И. Н. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 11. С. 3307—3315.
- [12] Conly J. W., Mahan H. // Phys. Rev. 1967. V. 161. N 3. P. 681—695.
- [13] Стреттон Р. // Туннельные явления в твердых телах. М., 1973. С. 106—124.
- [14] Стриха В. И. Теоретические основы работы контакта металл—полупроводник. Киев, 1974. 263 с.
- [15] Kane E. O. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 1. P. 83—91.

- [16] Jones C. E., James K., Merz J., Braunstein R., Burd M., Eetemadi M., Hutton S., Drumbeller J. // *J. Vac. Sci. Techn.* 1985. V. A3. N 1. P. 131—137.
- [17] Hansen G. L., Schmit J. L., Casselman T. N. // *J. Appl. Phys.* 1982. V. 53. N 10. P. 7099—7101.
- [18] Чаплик А. В., Энтин М. В. // *ЖЭТФ*. 1974. Т. 67. В. 1. С. 208—218.
- [19] Король А. Н., Стриха В. И., Шека Д. И. // *ФТП*. 1980. Т. 14. В. 6. С. 1180—1185.
- [20] Parker G. H., Mead C. A. // *Phys. Rev.* 1969. V. 184. N 3. P. 780—787.

Уральский государственный университет
им. А. М. Горького
Екатеринбург

Получена 17.06.1991
Принята к печати 15.11.1991

