

# Электрические свойства диодов Шоттки на основе узкозонного HgMnTe

© Л.А. Косяченко<sup>¶</sup>, А.В. Марков, С.Э. Остапов, И.М. Раренко, В.М. Склярчук, Е.Ф. Склярчук

Черновицкий национальный университет,  
58012 Черновцы, Украина

(Получена 30 января 2002 г. Принята к печати 11 марта 2002 г.)

Исследованы электрические свойства барьеров Шоттки Al-Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te ( $x = 0.08-0.1$ ). Выявлены особенности электрических характеристик диодов, обусловленные узкой запрещенной зоной и сильным различием эффективных масс носителей заряда. Определены основные параметры диодной структуры и механизмы переноса заряда, ответственные за ее характеристики, — туннелирование и надбарьерное (диффузионное) прохождение носителей. Результаты, полученные экспериментально и теоретически, свидетельствуют о достаточно высокой обнаружительной способности исследуемых диодов.

## 1. Введение

Перспективность твердого раствора Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te как материала для инфракрасных (ИК) детекторов с улучшенной по сравнению с Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te стабильностью кристаллической решетки и поверхности была обоснована теоретически [1] и подтверждена экспериментально еще в 1980-е годы [2]. Детальный анализ возможных механизмов переноса заряда в  $p-n$ -переходах на основе Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te показал, что по ключевым фотоэлектрическим параметрам они не должны уступать Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te-детекторам [3]. Этот вывод был подтвержден исследованиями Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te-фотодиодов с  $n^+-p$ -переходами, полученными ионным травлением монокристаллов  $p$ -типа проводимости [4,5].

Изготовление многоэлементных фотоприемников с  $p-n$ -переходами сталкивается, однако, с проблемой невоспроизводимости характеристик отдельных элементов, что проявляется на всех этапах процесса изготовления прибора: ионного травления, многослойной металлизации, пассивации поверхности и т.д. Между тем практически не исследованы возможности использования в качестве ИК Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te-приемников диодов Шоттки, предполагающих более простую технологию изготовления и, кроме того, обладающих известными преимуществами по сравнению с  $p-n$ -переходами (более высокие рабочие частоты, большая чувствительность в коротковолновой области спектра и др.).

В настоящей работе представлены результаты исследования электрических свойств и детектирующей способности диодов Шоттки на основе Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te с шириной запрещенной зоны  $E_g \approx 0.1$  эВ, т.е. пригодных для работы в качестве детекторов излучения в атмосферном окне 8–14 мкм.

## 2. Используемые монокристаллы

Для изготовления образцов использовались монокристаллы Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te  $p$ -типа проводимости, выращенные модифицированным методом зонной плавки с последу-

ющим отжигом в парах ртути. Вырезанные из слитка диаметром 15 мм пластины толщиной 0.8–1.0 мм шлифовались и тщательно полировались. Хотя содержание марганца при синтезе задавалось таким, чтобы при температуре жидкого азота получить ширину запрещенной зоны  $E_g = 0.1$  эВ, значение  $E_g$  оказалось неодинаковым как в пределах слитка, так и по площади каждой из пластин. Неоднородность состава Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te показана на рис. 1, где представлены кривые оптического поглощения, полученные для различных областей средней части слитка при комнатной температуре ( $T = 300$  К). Значения коэффициента поглощения  $\alpha$  найдены из кривых пропускания (с учетом многократных отражений), измеренных при диаметре пучка 1–2 мм. Выбор координат на рисунке ( $\alpha^2$  от энергии фотонов  $h\nu$ ) обусловлен тем, что для полупроводника с прямыми межзонными переходами, каким является Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te, в области края собственного поглощения для  $\alpha(h\nu)$  можно принять  $\alpha \propto (h\nu - E_g)^{1/2}$  [6].

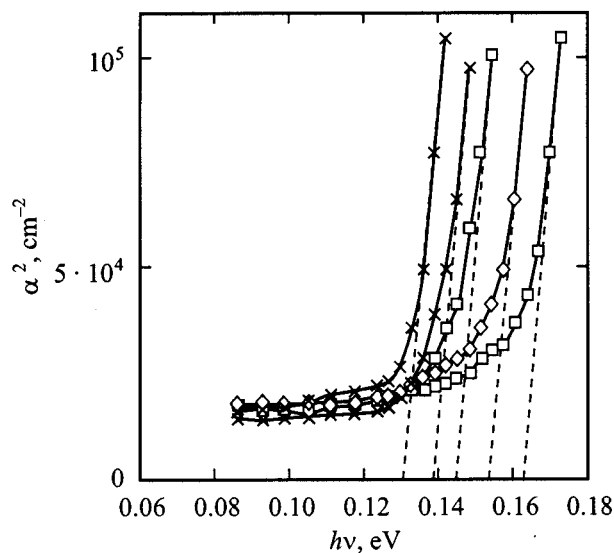


Рис. 1. Кривые оптического поглощения различных участков пластин, вырезанных из средней части слитка Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te при 300 К.

<sup>¶</sup> E-mail: lakos@chv.ukrpack.net

Как видно из рисунка, отсечка на оси энергии фотонов дает для ширины запрещенной зоны  $E_g$  значения, изменяющиеся в интервале 0.13–0.163 эВ ( $T = 300$  К), что, согласно известной полуэмпирической формуле [1]

$$E_g(x, T) = -0.253 + 3.446x + 4.9 \cdot 10^{-4}T - 2.55 \cdot 10^{-3}xT, \quad (1)$$

соответствует  $x = 0.088$ – $0.100$ . При  $T = 77$  К (рабочей температуре такого типа диодов) согласно этой же формуле  $E_g = 0.069$ – $0.111$  эВ. Столь сильное изменение ширины запрещенной зоны при относительно небольшом изменении  $x$  ( $\sim 1\%$ ) объясняется резкой зависимостью  $E_g$  от содержания марганца для узкозонных составов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ .

### 3. Изготовление диодных структур

Диоды Шоттки создавались напылением алюминия в вакууме при остаточном давлении не более  $10^{-5}$  Торр. Созданию выпрямляющего контакта предшествовала химическая обработка пластины в бром-метаноле и отмывка в деионизированной воде. Непосредственно перед нанесением металла поверхность пластины подвергалась травлению ионами аргона в течение  $\sim 10$  мин при ускоряющем напряжении  $\sim 500$  В и плотности тока  $4$ – $5$  мА/см<sup>2</sup>. При нанесении металла на подготовленную таким образом поверхность обнаруживается зависимость электрических свойств контакта от работы выхода электронов из металла. Металлы с большой работой выхода (Au или Ni) образуют омический контакт, в то время как с Al (металлом с меньшей работой выхода) контакт всегда — нелинейный и только в некоторых случаях — выпрямляющий. Это согласуется с представлениями о процессах на контакте металл-полупроводник. Ведь для образования барьера Шоттки работа выхода из полупроводника  $p$ -типа проводимости должна быть больше работы выхода из металла, если, разумеется, игнорировать экранирующее действие носителей, захваченных поверхностными состояниями. Однако присутствие в исследуемом материале марганца как раз и приводит к низкой плотности таких состояний [7].

Наблюдаемая зависимость свойств контакта металл-полупроводник от природы металла одновременно свидетельствует о том, что проводимое при указанных условиях ионное травление не приводит к формированию  $n$ -слоя у поверхности кристалла, как это может происходить [4,5]. Если бы это имело место, напыление Au или Ni не могло бы устранить нелинейность или выпрямление, обусловленные  $p$ – $n$ -переходом. Омические контакты к подложке создавались напылением Ni на поверхность, которая не подвергалась ионному травлению.

### 4. Вольт-амперные характеристики диодов $\text{Al-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

В зависимости от содержания марганца и концентрации акцепторов в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  вольт-амперные характеристики  $I(V)$  исследуемых диодов Шоттки доволь-

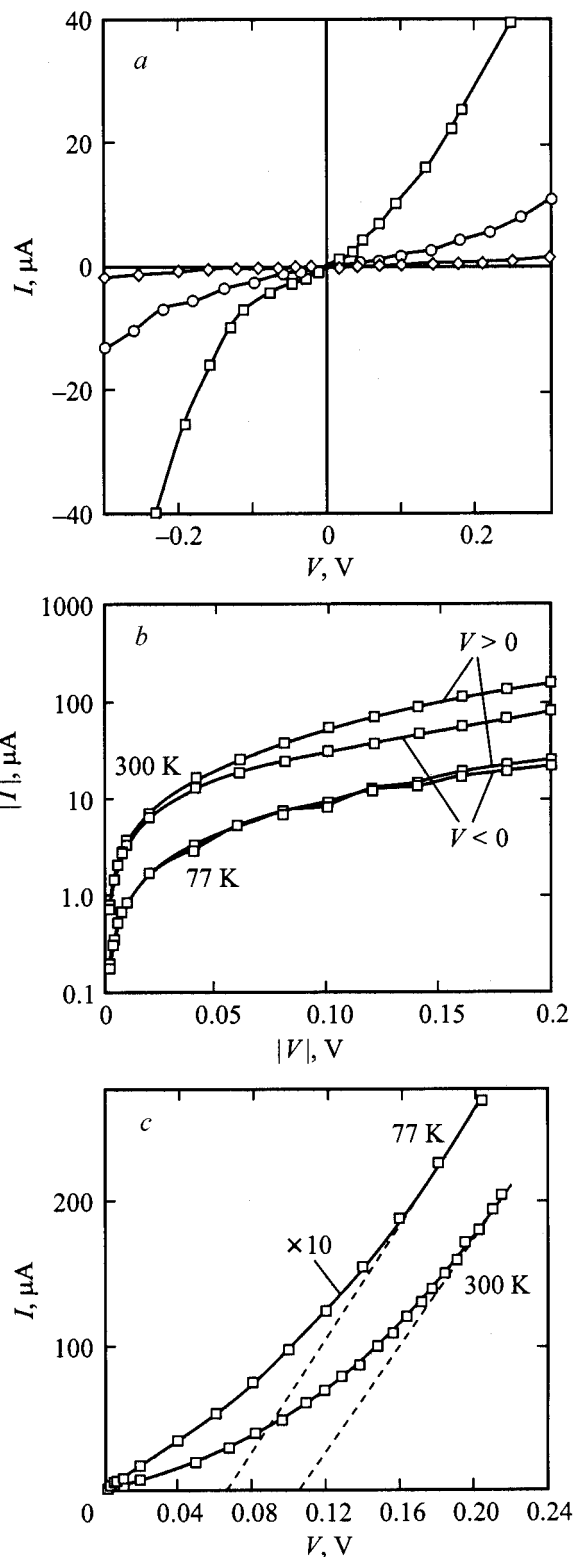


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики нескольких диодов  $\text{Al-HgMnTe}$  при  $77$  К (а), одного из диодов при  $77$  и  $300$  К (б) и прямые ветви того же диода в области больших токов (с).

но сильно различаются как по величине тока, так и по виду зависимости тока от напряжения смещения. Далее представлены результаты исследования диодов Al-Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te для твердого раствора с  $x \approx 0.1$ , которому при 77 К соответствует  $E_g = 0.11$  эВ, т.е. практически важная граничная длина волны  $\sim 11$  мкм.

Показательные вольт-амперные характеристики нескольких диодов при  $T = 77$  К представлены на рис. 2, а (диаметр диода равен 150 мкм). Как видно, зависимости  $I(V)$  для всех диодов нелинейны, но выпрямление слабое. В лучшем случае прямой ток может превышать обратный, но не более чем в несколько раз.

Другая характерная особенность исследуемых диодов Al-HgMnTe состоит в том, что выпрямление диода при понижении температуры ухудшается. Это иллюстрирует рис. 2, б, где для удобства сравнения зависимости  $I(V)$  для одного из диодов построены в полулогарифмических координатах без учета знака напряжения смещения и направления тока. Как видно, при 77 К прямой и обратный токи практически совпадают. При 300 К прямой ток больше обратного в несколько раз, но только при повышенных напряжениях. Для других диодов при 77 К прямой ток может немного превышать обратный, а иногда прямая и обратная ветви пересекаются.

На рис. 2, с прямые ветви диода построены в линейных координатах, что позволяет выявить на зависимостях  $I(V)$  при больших токах линейный участок (току 100 мкА соответствует плотность тока  $\sim 0.5$  А/см<sup>2</sup>). Следовательно, в этой области токов контактная разность потенциалов  $V_c$  компенсируется приложенным напряжением, и поэтому  $V \approx V_c + IR_s$ , где  $R_s$  — последовательное сопротивление (в данном случае сопротивление кристалла). Судя по отсечке на рис. 2, с, высота барьера при 300 К составляет 0.11 эВ ( $E_g = 0.16$  эВ), а при понижении температуры до 77 К уменьшается до 0.07 эВ ( $E_g = 0.11$  эВ), что представляется вполне правдоподобным и качественно согласуется с температурным изменением ширины запрещенной зоны. Следует все же подчеркнуть, что полная компенсация контактной разности потенциалов невозможна, и поэтому можно только утверждать, что высота барьера при 300 и 77 К не меньше указанных значений.

## 5. Особенности распределения электрического поля в диоде Шоттки на узкозонном полупроводнике

Расчет электрических характеристик диода Шоттки предполагает знание распределения плотности заряда  $Q(x)$ , напряженности электрического поля  $F(x)$  и потенциальной энергии носителя  $\varphi(x)$  в области пространственного заряда. Если принять плотность пространственного заряда постоянной (как это чаще всего делается), напряженность поля уменьшается по линейному, а потенциал по квадратичному закону с координатой  $x$

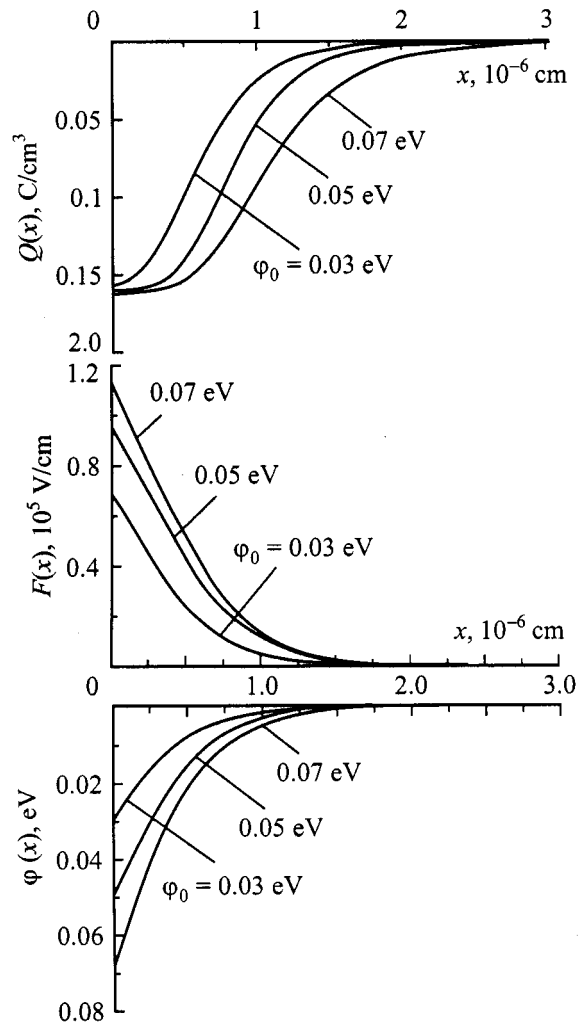


Рис. 3. Распределение заряда  $Q(x)$ , напряженности электрического поля  $F(x)$ , потенциальной энергии носителя  $\varphi(x)$  в диоде Шоттки на основе  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ .  $E_g = 0.1$  эВ,  $N_a = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, 77 К.

при удалении от границы в глубь полупроводника. Однако в случае узкозонного полупроводника постоянство плотности заряда в барьерной области диода Шоттки может нарушаться из-за большего влияния свободных носителей подобно тому, как это происходит в  $p-n$ -переходе [5]. Это подтверждается расчетами, результаты которых представлены на рис. 3.

Зависимости  $Q(x)$ ,  $F(x)$  и  $\varphi(x)$  найдены из решения уравнения Пуассона при условии, что объемный заряд в обедненном слое определяется ионизированными акцепторами,  $-eN_a$ , и дырками в валентной зоне  $+eN_v \exp\{-[|\varphi(x)| + \Delta\mu]/kT\}$ , где  $N_a$  — концентрация акцепторов,  $N_v$  и  $\Delta\mu$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне и энергетическое расстояние уровня Ферми от ее вершины (потолка),  $e$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана. Расчет проведен для  $E_g = 0.1$  эВ,  $N_a = 10^{16}$  см<sup>-3</sup> и трех значений высоты барьера:  $\varphi_0 = 0.03$ , 0.05 и 0.07 эВ. Как видно, с учетом влияния дырок в валентной зоне плотность

объемного заряда в обедненном слое не постоянна, а непрерывно изменяется с координатой. Вследствие этого зависимость напряженности поля от  $x$  отклоняется от линейного закона. Ход потенциала также заметно отклоняется от квадратичной зависимости (понятно, что это проявляется не столь наглядно).

Очевидно, что особенности представленных на рис. 3 зависимостей  $Q(x)$ ,  $F(x)$  и  $\varphi(x)$  необходимо учитывать при расчете токов, а приближение линейного изменения и тем более постоянства электрического поля в диоде Шоттки на узкозонном полупроводнике [8] является слишком грубым. Строго говоря, при значительном искривлении зон у поверхности нужно также учитывать объемный заряд, создаваемый электронами в зоне проводимости. Однако в рассматриваемом случае это не сказывается даже при наибольшей высоте барьера. Объяснение этому состоит в намного меньшей плотности состояний в зоне проводимости (по сравнению с валентной зоной) из-за очень малой эффективной массы электрона ( $\sim 10^{-2}m_0$  для  $E_g \approx 0.1$  эВ). Другое дело — барьер Шоттки на  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$   $n$ -типа проводимости, когда дырки в валентной зоне и при меньших  $\varphi_0$  могут оказывать определяющую роль в формировании объемного заряда (что и подтверждается проведенными расчетами). Разумеется, аналогичный расчет  $Q(x)$ ,  $F(x)$  и  $\varphi(x)$  для широкозонного полупроводника (например, для  $E_g = 1$  эВ, при равных эффективных массах электрона и дырки  $m_e = m_h = m_0$ ) показывает, что учет свободных носителей обоих знаков в этом случае делать совсем не обязательно.

## 6. Расчет вольт-амперных характеристик

Наблюдаемое плохое выпрямление, относительно слабая температурная зависимость прямого и обратного токов указывают на то, что электрические свойства исследуемых диодов определяет прежде всего туннелирование. На рис. 4 показаны энергетическая диаграмма контакта  $\text{Al-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  и рассматриваемые туннельные переходы металл-полупроводник. При повышении прямого напряжения область туннелирования постепенно смещается вниз и наконец смыкается с интервалом энергий, где происходит надбарьерное прохождение носителей (по обычной терминологии — это диффузионный дырочный ток). Одновременно возрастает роль надбарьерного тока электронов (диффузионный электронный ток), которым при умеренном искривлении зон обычно пренебрегают. Расчет, аналогичный сделанному для  $p$ - $n$ -перехода [5], показывает, что ток, обусловленный генерацией-рекомбинацией в области пространственного заряда (обедненном слое), пренебрежимо мал по сравнению с туннельной и диффузионными компонентами. Таким образом, в соответствии с принятой моделью ток через диод определяется суммой туннельного и диффузионных токов.

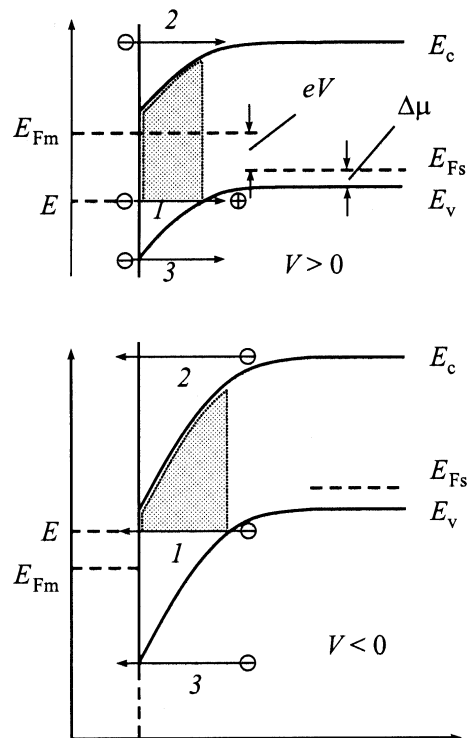


Рис. 4. Энергетическая диаграмма контакта  $\text{Al-HgMnTe}$  при прямом (вверху) и обратном (внизу) смещениях. Стрелками показаны рассматриваемые компоненты тока: 1 — туннельный, 2 — надбарьерный электронный, 3 — надбарьерный дырочный; штриховка — потенциальный барьер, через который туннелируют электроны.

Используя найденный в разделе 5 ход потенциала  $\varphi(x)$ , можно рассчитать коэффициент туннельной прозрачности барьера для электрона с энергией  $E$  как [9]

$$D(E, V) = \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m_r}}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\varphi(x, V) - E} dx\right), \quad (2)$$

где  $m_r$  — приведенная масса электрона,  $x_1$  и  $x_2$  — так называемые точки поворота. В выбранной системе отсчета (см. рис. 4, энергия отсчитывается от уровня Ферми в металле  $E_{Fm}$ )

$$D(E, V) = \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m_r}}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{E_g - \Delta\mu - eV - \varphi(x) - E} dx\right), \quad (3)$$

где  $\Delta\mu$  — расстояние уровня Ферми в полупроводнике  $E_{Fs}$  от валентной зоны  $E_v$  (определяется задаваемой концентрацией акцепторов),  $x_1 = 0$ , а  $x_2$  находится из условия равенства нулю подкоренного выражения в формуле (3). Зная  $\varphi(x)$ , можно вычислить туннельный

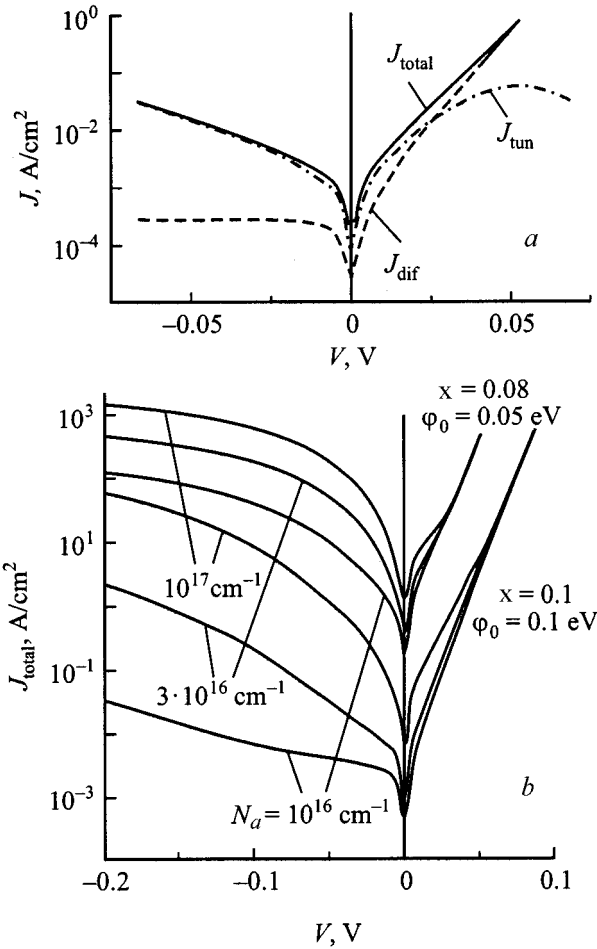
ток

$$I_{\text{tun}} = A \frac{em^*kT}{2\pi^2\hbar^3} \int_{-\varphi_0 - \Delta\mu}^{-\Delta\mu - eV} [f_m(E) - f_s(E)] D(E, V) dE, \quad (4)$$

где  $A$  — площадь диода,  $f_m(E) = \ln\{1 + \exp(-E/kT)\}$  и  $f_s(E) = \ln\{1 + \exp[-(E + eV)/kT]\}$  — вероятности заполнения электроном уровня  $E$  соответственно в металле и полупроводнике. Выражения для  $f_m(E)$  и  $f_s(E)$  отличаются от функции Ферми–Дирака, поскольку для туннелирования важна составляющая скорости, перпендикулярная плоскости перехода, а параллельные составляющие могут иметь любые значения (эти выражения получаются в результате интегрирования по всем возможным значениям перпендикулярных составляющих скорости, т.е. от  $-\infty$  до  $+\infty$ ). Разностью  $f_m(E) - f_s(E)$  в формуле (4) учтен встречный поток электронов из полупроводника в металл при прямом смещении и из металла в полупроводник — при обратном, что существенно в практически важной для детектора области напряжений, близких к нулю ( $|V| < kT/e$ ). В этой связи следует отметить, что часто используемые выражения для туннельных токов, полученные при условии  $|eV| \gg \varphi_0$ , при низких смещениях неприменимы [8].

Сохраняя единый подход, рассчитаем надбарьерный дырочный ток, воспользовавшись формулой (4), для чего положим  $D(E, V) = 1$  и установим пределы интегрирования от  $-(\varphi_0 + \Delta\mu)$  до  $-\infty$  (достаточно на несколько  $kT$  ниже  $-(\varphi_0 + \Delta\mu)$ ). Разумеется, такое вычисление дает результат, совпадающий с формулой для термоэлектронного тока  $I = A(em_h k^2 / 2\pi^2 \hbar^3) T^2 \exp[-(\varphi_0 + \Delta\mu)/kT] = AA^* T^2 \times \exp[-(\varphi_0 + \Delta\mu)/kT]$  [9], которая получается интегрированием (4) в аналитическом виде ( $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона). Аналогичную формулу можно получить и для надбарьерного электронного тока, заменив эффективную массу дырки  $m_h$  электронной массой  $m_e$  и высоту барьера для дырок  $\varphi_0 + \Delta\mu$  высотой барьера для электронов  $E_g - \Delta\mu$  (см. рис. 4).

Если принять, что ток в исследуемых диодах является суммой туннельного и надбарьерного дырочного токов, расчетные значения токов при больших прямых смещениях оказываются сильно завышенными по сравнению с измеряемыми (более чем на 3 порядка). Поэтому приходится допустить, что высота барьера больше значения, которое дает отсечка на рис. 2, с. При этом нужно иметь в виду, что при большом искривлении зон становится существенным надбарьерный электронный ток. Поскольку надбарьерный дырочный ток пропорционален  $m_h \exp[-(\varphi_0 + \Delta\mu)/kT]$ , а электронный  $m_e \exp[-(E_g - \Delta\mu)/kT]$ , то при  $\varphi_0 > E_g - 2\Delta\mu - kT \ln(m_e/m_h)$  надбарьерный электронный ток может даже превышать дырочный. В общем случае нужно учитывать как дырочный, так и электронный токи.



**Рис. 5.** Рассчитанные зависимости  $J(V)$  плотности туннельного и диффузионного токов от напряжения в диоде Al-Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te при  $x = 0.09$ ,  $\varphi_0 = 0.1$  эВ,  $N_a = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 77 \text{ К}$  (а), а также суммарные  $J(V)$  плотности тока  $J_{\text{total}}$ , рассчитанные при указанных параметрах (б).

С учетом сказанного на рис. 5, а представлены результаты расчета туннельного и надбарьерных токов при 77 К и концентрации акцепторов  $N_a = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . На рисунке наглядно показано соотношение туннельной ( $J_{\text{tun}}$ ) и диффузионной ( $J_{\text{dif}}$ ) компонент плотности тока. При обратном и низком прямом смещении надбарьерный ток заметно меньше туннельного. Однако при повышении прямого напряжения рост туннельного тока замедляется и при приближении  $V$  к значению  $\varphi_0/e$  туннельный ток начинает уменьшаться, что объясняется оговоренным выше сужением и смещением вниз (по шкале энергий) области туннелирования. Одновременно возрастает вклад надбарьерного диффузионного тока, так что при прямом напряжении 0.02–0.03 В эти компоненты тока становятся сравнимыми, а при более высоких прямых напряжениях диффузионный ток доминирует. Последнее обстоятельство позволяет достаточно точно найти высоту барьера  $\varphi_0$ , которая дает наилучшее согласие расчетного тока в области больших

прямых смещений с измеренным. Как и можно было ожидать, для этого искривление зон у поверхности полупроводника оказывается настолько значительным, что надбарьерный электронный ток преобладает над дырочным (например, при  $E_g = 0.11$  эВ  $\phi_0 = 0.1$  эВ — вместо  $\phi_0 = 0.77$  эВ, найденного по отсечке на рис. 2, с). На значительное искривление зон указывает также тот факт, что емкость исследуемых диодов практически не зависит от напряжения смещения. Это объясняется влиянием свободных носителей (в данном случае электронов), которые приводят к отклонению от обычно используемой для диодов Шоттки зависимости емкости  $C$  от напряжения  $C \propto (\phi_0 - eV)^{1/2}$  подобно тому, как это наблюдается в  $n^+ - p$ -переходах на основе  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  [5].

Зная все необходимые параметры, можно теперь рассчитать вольт-амперную характеристику диода  $\text{Al-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  как сумму туннельного и надбарьерных токов (электронного и дырочного), варьируя в разумных пределах содержание марганца и концентрацию акцепторов. Компьютерная программа составлена так, что расчет начинается с нахождения распределения заряда и потенциала, для чего задается высота барьера  $\phi_0$ , найденная из прямой ветви диода в области больших токов (рис. 3 только иллюстрирует, как видоизменяется вольт-амперная характеристика диода при вариации  $\phi_0$ ). Заданием  $\phi_0$ , таким образом, программа учитывает как дырочный, так и электронный надбарьерные токи, а значит, и их соотношение.

Результаты, представленные на рис. 5, b, объясняют особенности характеристик диодов, наблюдаемых на опыте. Видно, что при варьировании  $x$ ,  $\phi_0$  и  $N_a$  вольт-амперная характеристика претерпевает качественные изменения. При  $x = 0.1$ ,  $\phi_0 = 0.1$  эВ,  $N_a = 10^{16}$  см $^{-3}$  диод обладает неплохим выпрямлением (прямой ток превышает обратный на несколько порядков), но при  $x = 0.08$ ,  $\phi_0 = 0.05$  эВ  $N_a = 10^{17}$  см $^{-3}$ , напротив, обратный ток становится больше прямого. Главная причина такой эволюции вольт-амперной характеристики — возрастание роли туннелирования по сравнению с надбарьерным прохождением носителей (превышение обратного тока над прямым в так называемых обращенных диодах (backward diode) также объясняется туннелированием [3,9]).

Из рис. 5, b и 5, a следует, что при  $x = 0.09 - 0.1$ ,  $\phi_0 \approx 0.07$  эВ и  $N_a = (3 - 10) \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  прямые и обратные токи ставятся практически равными, что и согласуется с результатами измерений, представленными на рис. 2, b. Используемая модель объясняет также температурные изменения вольт-амперной характеристики диодов  $\text{Al-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ . На рис. 6 представлены результаты расчетов вольт-амперной характеристики диода при 77 и 300 К для  $x = 0.1$ ,  $\phi_0 = 0.1$  эВ,  $N_a = 10^{16}$  см $^{-3}$ .

Видно, что при температуре жидкого азота выпрямление диода отсутствует, а при комнатных температурах прямой ток превышает обратный в несколько раз, что и наблюдается на опыте (в области  $V > 0.08 - 0.10$  В

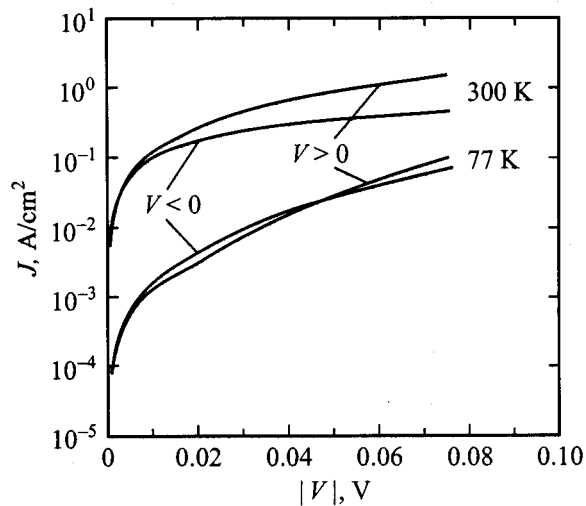


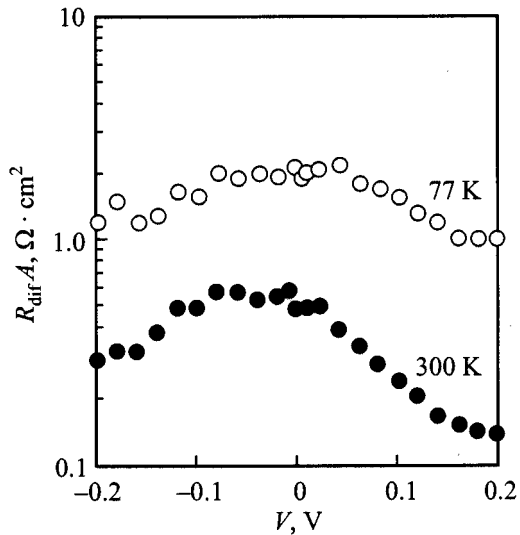
Рис. 6. Рассчитанные при 77 и 300 К прямые и обратные токи в диоде  $\text{Al-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  для  $x = 0.1$ ,  $\phi_0 = 0.1$  эВ,  $N_a = 10^{16}$  см $^{-3}$ .

ток не показан, так как здесь необходимо учитывать падение напряжения на объемной части диода). Сравнение результатов, представленных на рис. 2 и 6, показывает, что расчетные и измеренные токи весьма близки и по величине (площадь диода равна  $2 \cdot 10^{-4}$  см $^2$ ). Очевидно, что, подгоняя параметры, можно достичь еще более близкого соответствия результатов расчета с экспериментом. Это, по-видимому, было бы слишком искусственным, поскольку целый ряд параметров полупроводника (особенно эффективная масса носителей, ширина запрещенной зоны, диэлектрическая проницаемость) задаются неточными эмпирическими формулами. С другой стороны, достигнутое согласие теории и эксперимента, иллюстрируемое рис. 6, представляется вполне убедительным объяснением наблюдаемых свойств исследуемых диодов.

## 7. Обнаружительная способность диодов $\text{Al-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

Плохое выпрямление и отклонение вольт-амперной характеристики от „идеальной“ (когда прямой ток перестает следовать зависимости  $I \propto \exp(eV/kT)$ ) обычно рассматривается как свидетельство низкого качества прибора. Тем не менее оценим возможности использования исследуемых диодов  $\text{Al-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  в качестве детекторов инфракрасного излучения для области длин волн 8–14 мкм.

Ключевым параметром инфракрасного детектора является его обнаружительная (детектирующая) способность  $D^*$ , определяемая проводимостью диодной структуры и фоновым излучением. Обычно проводимость детектора выражают через произведение его дифференциального сопротивления при нулевом смещении на



**Рис. 7.** Зависимость произведения дифференциального сопротивления  $R_{\text{diff}}$  на площадь диода Шоттки Al-Hg<sub>0.9</sub>Mn<sub>0.1</sub>Te от напряжения смещения при 77 и 300 К.

активную площадь, т.е. через так называемое произведение  $R_0A$ :

$$D^* = \frac{e\eta\lambda_c}{hc} \left[ \frac{4kT}{R_0A} + 2e^2\eta\phi_B \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

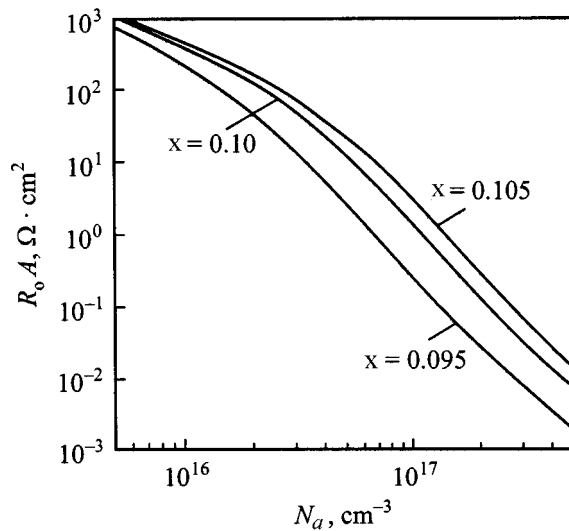
где  $\eta$  — квантовая эффективность детектора;  $\phi_B$  — облученность, создаваемая окружающей средой (число фотонов в планковском излучении, падающих на единицу площади в единицу времени и поглощаемых полупроводником, т.е. в области длин волн, меньших порогового значения  $\lambda_c$ ). Обычно  $\eta$  принимают равным 0.5–0.7, а  $\phi_B$  для  $\lambda_c = 11$  мкм при 300 К и угле обзора 180° составляет  $6.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

На рис. 7 представлены результаты измерения дифференциального сопротивления диода Al-Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te при двух температурах. При 77 К и нулевом смещении (условия работы таких детекторов)  $R_0A \approx 2 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . При таком значении  $R_0A$  первое слагаемое в квадратных скобках и выражении (5) в ~8 раз меньше второго слагаемого. Это означает, что обнаружительная способность детектора определяется фоновым излучением при 300 К и угле обзора 180°, т.е. близка к предельно возможному значению  $D^* \approx 3.6 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$  (так называемый режим работы BLIP — Background-Limited Infrared Photodetector) [3].

Можно подумать, что детектор Al-Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te имеет высокую обнаружительную способность и при комнатных температурах ( $R_0A \approx 0.6 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ). Однако не следует забывать, что при 300 К запрещенная зона Hg<sub>0.9</sub>Mn<sub>0.1</sub>Te расширяется до 0.16 эВ, т.е. граничная длина волны становится равной  $\lambda_c \approx 7$  мкм. Для такого значения  $\lambda_c$  фоновое излучение  $\phi_B$  уменьшается в ~5 раз по сравнению с  $\lambda_c = 11$  мкм. В результате величина  $D^*$  при комнатной температуре детектора оказывается далекой от предельного значения.

Отметим, что значение  $R_0A \approx 2 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  при 77 К относится к образцу среднего качества (диод с наибольшими токами на рис. 2, а), а для лучших диодов оно может быть в несколько раз больше. На достаточно высокое качество диодов Al-Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te как детекторов инфракрасного излучения указывают также результаты расчетов. На рис. 8 представлена зависимость  $R_0A$  от концентрации акцепторов  $N_a$  при 77 К для трех составов твердого раствора, с  $x = 0.095, 0.1$  и  $0.105$ , которым соответствует практически важный интервал изменения граничной длины волны —  $\lambda_c \approx 13, 11$  и  $10$  мкм соответственно. Как видно, для  $N_a = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  расчетное значение  $R_0A$  превышает  $10 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  и даже при  $N_a = (5-10) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  больше  $2-3 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  (что соответствует режиму BLIP).

Разумеется, диод Шоттки на кристалле толщиной 0.8–1.0 мм при слое металла ~1 мкм не пригоден для использования в качестве детектора излучения. Однако проблему ввода излучения в барьерную область диода можно разрешить несколькими способами. Барьерную структуру можно создать в тонком эпитаксиальном слое Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te, выращенном на прозрачной подложке из CdTe или, для лучшего согласования постоянной кристаллических решеток, из Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te. Другой способ решения проблемы — изготовление алюминиевого контакта в виде сетки с тонкими перемычками. При концентрации акцепторов  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  уровень Ферми в объемной части кристалла при 77 К отстоит на ~0.03 эВ от потолка валентной зоны. Это означает, что при высоте барьера 0.07 эВ или больше уровень Ферми на поверхности кристалла расположен довольно близко к зоне проводимости, т.е. проводимость приповерхностного слоя может быть достаточной для того, чтобы участки между перемычками сетки были активными.



**Рис. 8.** Рассчитанная зависимость произведения  $R_0A$  диода Al-Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te от концентрации акцепторов для различных составов твердого раствора и соответственно различных граничных длин волн 9, 10 и 12 мкм при 77 К.

## 8. Заключение

Исследование оптических свойств монокристаллов  $p$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  свидетельствует о заметной неоднородности состава материала, а значит, и ширины запрещенной зоны в различных частях слитка и даже в пределах одной пластины. Характерным для исследуемых диодов Шоттки  $\text{Al-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  является нелинейность вольт-амперной характеристики, отсутствие выпрямления при 77 К и слабое выпрямление при 300 К. Расчеты туннельного и надбарьерного токов с учетом особенностей распределения потенциала в барьерной области диода Шоттки в узкозонном полупроводнике объясняют такое поведение диодов. Дифференциальная проводимость диодов  $\text{Al-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  соответствует обнаружительной способности  $D^* \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ , которая близка к предельно возможной для практически важной граничной длины волны  $\lambda_c = 11 \text{ мкм}$  в условиях фонового излучения при 300 К и угле обзора  $180^\circ$ .

Авторы выражают искреннюю благодарность С.Ю. Паранчину и О.А. Боднарук за предоставленные монокристаллы  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ .

## Список литературы

- [1] J.K. Furdyna. Proc. SPIE, **409**, 43 (1983).
- [2] P. Becla. J. Vac. Sci. Technol. A, **4**, 2014 (1986).
- [3] A. Rogalski. Infrared. Phys., **31**, 117 (1991).
- [4] L.A. Kosyachenko, I.M. Rarenko, Sun Weiguo, Lu Zheng Xiong. Sol. St. Electron., **44**, 1197 (2000).
- [5] Л.А. Косяченко, А.В. Марков, С.Э. Остапов, И.М. Раренко. ФТП, **35**, 1326 (2001).
- [6] L.A. Kosyachenko, I.M. Rarenko, O.O. Bodnaruk, V.M. Frasnuyak, V.M. Sklyarchuk, Ye.F. Sklyarchuk, Sun Weiguo, Lu Zheng Xiong. Semicond. Phys. Quant. Electron. Optoelectron., **2**, 31 (1999).
- [7] С.Г. Гасан-Заде, И.П. Жадько, О.Е. Зинченко, В.И. Каленик, И.М. Раренко, В.А. Романов, Г.А. Шепельский. ФТП, **26**, 1100 (1992).
- [8] В.В. Завьялов, В.Ф. Раданцев, Т.И. Дерябина. ФТП, **26**, 691 (1992).
- [9] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1. [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of semiconductor devices* (N.Y., Wiley-Interscience, 1981) v. 1].

Редактор Л.В. Шаронова

## Electrical properties of narrow-gap HgMnTe Schottky diodes

L.A. Kosyachenko, A.V. Markov, S.E. Ostapov, I.M. Rarenko, V.M. Sklyarchuk, Ye.F. Sklyarchuk

Chernovtsy National University,  
58012 Chernovtsy, Ukraine

**Abstract** The electrical properties of  $\text{Al-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  ( $x = 0.08-0.1$ ) Schottky barriers are investigated. The features of the diode's electrical characteristics caused by the narrow band gap and big difference between effective masses of carriers have been revealed. The main parameters of the diode structure and charge transport mechanisms responsible for their characteristics, tunneling and over-barrier passage of carriers, are determined. The obtained results testify experimentally and theoretically a sufficiently high detectivity of the diodes studied.