

УДК 621.315.592

## Фотоэлектрические характеристики МДП-структур на основе гетероэпитаксиального варизонного КРТ МЛЭ

А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С.М. Дзядух

*Рассчитаны фотоэлектрические характеристики МДП-структур на основе эпитаксиального  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x=0,21-0,23$ ) с учетом наличия приповерхностных варизонных слоев с повышенным составом (CdTe) при различных температурах. Проведено сравнение расчетных зависимостей с экспериментальными данными и показано, что дифференциальное сопротивление области пространственного заряда для МДП-структур на основе  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x=0,21-0,23$ ) без варизонного слоя ограничено туннелированием через глубокие уровни, а для структур с варизонным слоем — диффузией носителей заряда.*

PACS: 73.40Qv, 73.21As, 85.60Gz, 73.61Ga

*Ключевые слова:* МДП-структура, теллурид кадмия ртути, молекулярно-лучевая эпитаксия, фотоЭДС.

### Введение

Развитие технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ)  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$  (КРТ) предоставило новые возможности оптимизации характеристик инфракрасных детекторов путем контролируемого изменения состава CdTe и концентрации примеси по толщине эпитаксиальной пленки. Например, создание приповерхностных варизонных слоев с повышенным составом CdTe уменьшает влияние поверхностной рекомбинации на время жизни носителей заряда в объеме эпитаксиальной пленки [1].

Характеристики МДП-структур на основе МЛЭ КРТ с варизонными слоями исследованы пока недостаточно подробно, причем большинство исследователей использовали при исследованиях измерение емкости и проводимости [2–4]. Метод фотоЭДС позволяет получить информацию непосредственно о дифференциальном сопротивлении области пространственного заряда (ОПЗ), которое является важной характеристикой МДП-структур [5–7].

Метод малосигнальной фотоЭДС впервые использовался при исследованиях кремниевых

и германиевых МДП-структур [8, 9]. Фотоэлектрические характеристики МДП-структур на основе КРТ, полученного объемными методами, исследованы достаточно подробно [5–7]. Следует отметить, что в работах [5, 10] исследованы свойства МДП-структур в режиме неравновесного обеднения, что определялось попытками создания на основе КРТ монолитных ПЗС-сенсоров для спектрального диапазона 3–5 мкм. В работах [6, 7] исследованы фотоэлектрические характеристики МДП-структур на основе КРТ в равновесном режиме, что было обусловлено разработкой дискретных МДП-фотоприемников для спектрального диапазона 8–12 мкм.

Целью данной работы является экспериментальное и теоретическое исследование фотоэлектрических характеристик МДП-структур на основе МЛЭ  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0,21-0,23$ ), в т.ч. с приповерхностными варизонными слоями с повышенным составом CdTe.

### Образцы и методики эксперимента

Исследуемые МДП-структуры изготавливались на основе  $\text{HgCdTe}$ , выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из GaAs (013). При выращивании типичных гетероструктур с обеих сторон рабочего слоя (толщина 7,7–8,3 мкм, состав 0,21–0,23) создавались варизонные слои с повышенным компонентным составом CdTe (толщина приповерхностного варизонного слоя 0,5–0,7 мкм, причем состав у поверхности обычно достигал 0,43–0,48).

До нанесения диэлектрических покрытий при помощи метода Холла были определены концентрация основных носителей и подвижность

Войцеховский Александр Васильевич, зав. отделением.  
Несмелов Сергей Николаевич, старший научный сотрудник.

Дзядух Станислав Михайлович, старший научный сотрудник.

Сибирский физико-технический институт  
Томского государственного университета.  
Россия, 634050, Томск, пл. Новособорная, 1.  
Телефон: (3822) 41–27–72. E-mail: vav@elefot.tsu.ru

Статья поступила в редакцию 14 января 2013 г.

© Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М., 2013

основных носителей. Время жизни неосновных носителей определялось при помощи бесконтактной СВЧ-методики. Для исследованных образцов  $n$ -HgCdTe ( $x = 0,21-0,23$ ) подвижность основных носителей изменялась от  $33000$  до  $90000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1}\text{с}^{-1}$ , время жизни неосновных носителей от  $0,035$  до  $10$  мкс, концентрация основных носителей от  $1,8 \cdot 10^{14}$  до  $4,9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Типичное распределение состава по толщине эпитаксиальной пленки, измеренное автоматическим эллипсометром в процессе роста, показано на рис. 1. На вставке рис. 1 схематически представлена последовательность слоев в типичной МДП-структуре с двухслойным диэлектриком  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Измерения фотоэлектрических характеристик проводились при помощи автоматизированной установки [6, 11]. Измерялись зависимости фотоЭДС от напряжения, частоты модуляции светового потока и температуры при освещении структур со стороны подложки излучением светодиода с длиной волны  $0,94 \text{ мкм}$ . За прямое направление развертки принималось изменение напряжения от отрицательных значений к положительным, а за обратное направление – от положительных к отрицательным.

### Результаты экспериментальных исследований фотоэлектрических характеристик МДП-структур на основе гетероэпитаксиального HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии

Проведены исследования зависимостей фотоЭДС МДП-структур на основе  $n$ -Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te ( $x = 0,21-0,23$ ) от напряжения смещения, частоты модуляции светового потока и температуры. На рис. 2 приведены типичные зависимости фотоЭДС МДП-структур на основе  $n$ -Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с приповерхностным варизонным слоем с повышенным составом CdTe и без варизонного слоя.

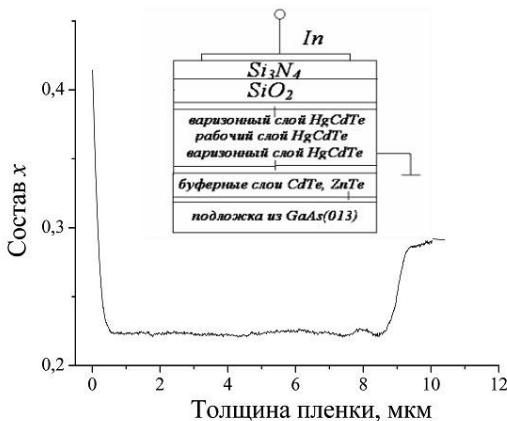


Рис. 1. Пример распределения состава по толщине эпитаксиальной пленки гетероэпитаксиального HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На вставке — схематическое представление МДП-структуры с двухслойным диэлектриком  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$

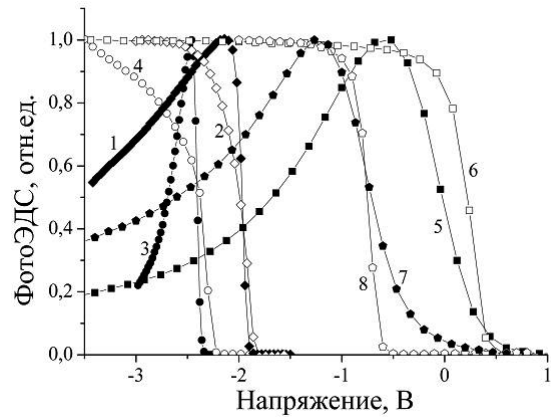


Рис. 2. Зависимости фотоЭДС от напряжения смещения для МДП-структур на основе  $n$ -Hg<sub>0,77</sub>Cd<sub>0,23</sub>Te/AOP (кривые 1–4) и  $n$ -Hg<sub>0,77</sub>Cd<sub>0,23</sub>Te/SiO<sub>2</sub>/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> (5–8) без варизонного слоя (1,3,5,7) и с варизонным слоем (2,4,6,8) при различных концентрациях электронов ( $1,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (1,2),  $3,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (3,4),  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  (5,6),  $4,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (7,8))

Из рисунка видно, что в случае отсутствия варизонного слоя характерно уменьшение фотоЭДС в режиме сильной инверсии, а в случае наличия варизонного слоя вид зависимости фотоЭДС от напряжения близок к «классическому»: рост в области обеднения-слабой инверсии и насыщение на максимальном уровне в режиме сильной инверсии. Поскольку данное правило выполнялось для всех исследованных структур, то по виду зависимости фотоЭДС от напряжения смещения можно судить о наличии приповерхностных варизонных слоев с повышенным составом CdTe при их типичных (рис. 1) параметрах. Компонента фотоЭДС в режиме обогащения, которая довольно часто наблюдается для  $p$ -HgCdTe и связана с неоднородностями темнового сопротивления эпитаксиальной пленки [12], не была обнаружена для всех исследованных образцов на основе  $n$ -Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te ( $x=0,21-0,23$ ), что свидетельствует о лучшей однородности свойств эпитаксиальных пленок. Измерения зависимостей фотоЭДС от частоты модуляции светового потока позволили установить, что для структур с варизонным слоем спад фотоЭДС происходит при меньших частотах, чем для структур без варизонного слоя. Зная значение частоты среза (частоты, при которой фотоЭДС достигает уровня  $0,707$  от низкочастотного значения) можно определить эффективное время жизни носителей заряда в области пространственного заряда [8]. Для структур с варизонными слоями эффективные времена жизни в 2–4 раза больше эффективных времен жизни для структур без приповерхностных варизонных слоев [13, 14]. Следует отметить, что величина фотоЭДС в сильной инверсии и экспериментально определенное из частотной зависимости фотоЭДС эффективное время жизни носителей заряда в ОПЗ зависит

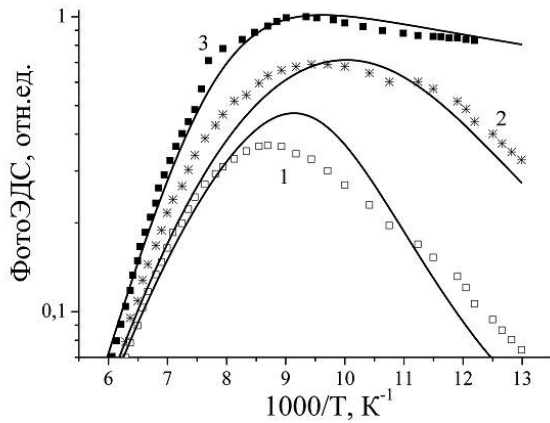


Рис. 3. Зависимости фотозЭДС от обратной температуры для МДП-структур на основе  $n\text{-Hg}_{0,775}\text{Cd}_{0,225}\text{Te}$  без варизонного слоя (кривая 1 — максимум фотозЭДС, 2 — сильная инверсия) и с варизонным слоем (3 — сильная инверсия). Точками показаны экспериментальные данные, а линиями показаны результаты расчета

от уровня постоянной подсветки (постоянного напряжения на светодиоде). При увеличении уровня постоянной подсветки эффективное время жизни обычно несколько уменьшается.

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости фотозЭДС от температуры (точки) для структуры с варизонным слоем в режиме сильной инверсии и для структуры без варизонного слоя при напряжениях, соответствующих максимуму фотозЭДС и сильной инверсии. Из рис. 3 видно, что для МДП-структур на основе  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0,21\text{--}0,23$ ) без варизонного слоя зависимость фотозЭДС от температуры имеет максимум, причем в сильной инверсии заметен спад при снижении температуры. Высокотемпературный спад фотозЭДС близок для обеих структур и связан с диффузией неосновных носителей из квазинейтрального объема [15].

### Модель для численного расчета фотоэлектрических характеристик МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Фотоздс в МДП-структурах может быть рассчитана методом эквивалентных схем при подключении генератора фототока к сопротивлению ОПЗ и регистрации напряжения на большом по величине сопротивлении нагрузки [16].

Для действительной и мнимой частей фотоздс можно записать следующие простые выражения:

$$\text{Re}U_{\text{фэ}} = I_{\text{ф}} \cdot \frac{R_{\text{опз}}}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

$$\text{Im}U_{\text{фэ}} = I_{\text{ф}} \cdot \frac{-\omega C_{\text{опз}} R_{\text{опз}}^2}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

с учетом  $I_{\text{ф}} = \frac{q \eta_{\lambda} P_{\text{пад}}}{h\nu}$ , где  $q$  — заряд электрона,  $\eta_{\lambda}$  — квантовая эффективность,  $h\nu$  — энергия кванта излучения,  $P_{\text{пад}}$  — оптическая мощность, поглощаемая

в МДП-структуре,  $\tau = R_{\text{опз}} C_{\text{опз}}$ ,  $R_{\text{опз}}$ ,  $C_{\text{опз}}$  — дифференциальное сопротивление и емкость области пространственного заряда.

В эксперименте измерялся модуль фотоздс, который определяется выражением:

$$|U_{\text{фэ}}| = \sqrt{(\text{Re}U_{\text{фэ}})^2 + (\text{Im}U_{\text{фэ}})^2} = I_{\text{ф}} \cdot \frac{R_{\text{опз}}}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}},$$

На низких частотах модуль сигнала фотоздс пропорционален дифференциальному сопротивлению ОПЗ.

Рассмотрим выражения для тока генерации в МДП-структурах на основе  $n\text{-Hg}_{0,775}\text{Cd}_{0,225}\text{Te}$  для определения механизмов ограничения величины дифференциального сопротивления ОПЗ. Величина сопротивления ОПЗ связана с током генерации неосновных носителей соотношением [5]:

$$R_{\text{опз}} = \frac{kT}{qJ_p A_d},$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $q$  — заряд электрона,  $A_d$  — площадь полевого электрода МДП-структуры,  $J_p$  — плотность тока генерации неосновных носителей, которая часто представляется в виде  $J_p = q \cdot J$ , где  $J$  — генерационный поток неосновных носителей в  $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

Полный поток генерации для МДП-структуры равен сумме компонент потока, связанных с процессами диффузии неосновных носителей заряда из объема полупроводника, генерации через глубокие уровни по механизму Шокли-Рида, генерации через поверхностные состояния, туннельной генерации через глубокие уровни, межзонной туннельной генерации, фотогенерации за счет постоянного излучения светодиода.

Диффузионный поток определяется выражением [7]:

$$J_{\text{дифф}} = \frac{n_i^2}{N_d} \sqrt{\frac{kT \mu_p}{q \tau_p}},$$

где  $\tau_p$  — время жизни неосновных носителей (дырок),  $\mu_p$  — подвижность дырок,  $n_i$  — собственная концентрация,  $N_d$  — концентрация донорной примеси,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. Диффузионный поток быстро возрастает с увеличением температуры из-за роста собственной концентрации.

Поток генерации по механизму Шокли-Рида через глубокие уровни в ОПЗ для случая однородного КРТ рассчитывается, например, в [6, 16]. В случае варизонного КРТ концентрации электронов  $n_0$  и дырок  $p_0$  зависят от потенциала  $\phi(z)$ , где  $z$  — координата относительно границы раздела диэлектрик-полупроводник. Для определения полного потока генерации через глубокие уровни численно находился интеграл  $J_z = \int_0^w j_0(\phi(z)) dz$ , где

$W$  – ширина ОПЗ, а  $j_0$  – удельный поток (в  $\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$ ) генерации через глубокий уровень, который определяется выражением:

$$j_0 = \left( \tau_{n0} \frac{p_0(z) + p_1(E_R)}{p_0(z)p_1(E_R)} + \tau_{p0} \frac{n_0(z) + n_1(E_R)}{n_0(z)n_1(E_R)} \right)^{-1},$$

здесь  $\tau_{n0} = \frac{1}{N_R \gamma_n}$ ,  $\tau_{p0} = \frac{1}{N_R \gamma_p}$ ,  $n_0 = N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}}$ ,

$p_0 = N_v e^{\frac{E_v - E_F}{kT}}$ ,  $n_1 = N_c e^{\frac{E_R - E_c}{kT}}$ ,  $p_1 = N_v e^{\frac{E_v - E_R}{kT}}$ , где  $E_c$ ,  $E_v$ ,  $E_F$ ,  $E_R$  – энергии дна зоны проводимости, потолка валентной зоны, уровня Ферми, глубокого уровня, соответственно;  $N_c$ ,  $N_v$  – эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно;  $N_R$  – концентрация глубоких уровней,  $\gamma_n$ ,  $\gamma_p$  – коэффициенты захвата на примесный центр электронов и дырок, соответственно. Ширина ОПЗ находилась в результате численного решения уравнения Пуассона.

Поток генерации через поверхностные состояния определяется упрощенным выражением [6]:

$$J_{nc} = \frac{S n_i}{2},$$

где  $S$  – скорость поверхностной рекомбинации. Для МДП-структур на основе  $\text{HgCdTe}$  МЛЭ с варизонным слоем типичные значения скоростей поверхностной рекомбинации 50–420  $\text{см/с}$  [18]. Для структур с варизонным слоем эта компонента тока пренебрежимо мала из-за уменьшения собственной концентрации в приповерхностном слое. Кроме того, в сильной инверсии поток генерации неосновных носителей через поверхностные состояния уменьшается [6], поэтому вклад данного механизма генерации в сильной инверсии незначителен.

Для нахождения полного потока туннельной генерации через глубокие уровни численно находился интеграл  $J_{\text{мын}} = \int_0^W j_{\text{мын}}(\varphi(z)) dz$ . Удельный туннельный поток через глубокие уровни можно записать следующим образом [6, 7]:

$$j_{\text{мын}} = N_R \cdot \frac{\gamma_p p_1 \cdot \omega N_c(z)}{\gamma_p p_1 + \omega N_c(z)},$$

где  $\omega N_c$  – скорость туннелирования с глубоких уровней,  $\gamma_p p_1$  – скорость тепловых забросов дырок на глубокий уровень. Скорость туннелирования может быть представлена следующим выражением [5]:

$$\omega_c N_c = \frac{\pi^2 q m_e E(z) M^2(z)}{h^3 (E_g(z) - E_R)} \times \exp \left[ - \frac{4 \sqrt{2 m_e} (E_g(z) - E_R)^{3/2}}{3 q \hbar E(z)} \right].$$

Здесь  $m_e$  – эффективная масса электрона,  $h$  – постоянная Планка,  $E$  – электрическое поле в ОПЗ полупроводника,  $\hbar$  – приведенная постоянная Планка,  $M$  – матричный элемент. Выражение для матричного элемента, приведенное в работе [17], имеет следующий вид:

$$M(x) = \frac{2 \hbar^2 \sqrt{2\pi}}{m_0} \left( \frac{2 m_0}{\hbar^2} \right)^{1/4} \frac{E_g(z)}{E_R^{3/4}},$$

где  $m_0$  – масса покоя электрона. При этом напряженность электрического поля в ОПЗ и ширина ОПЗ находятся из численного решения уравнения Пуассона.

Генерационный поток межзонного туннелирования для однородного полупроводника  $n$ -типа составом 0,225 при 77 К пренебрежимо мал, что можно подтвердить расчетом по формуле из [5].

### Результаты расчета фотоэлектрических характеристик МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ( $x = 0,21\text{--}0,23$ )

На рис. 4 приведены расчетные зависимости компонент суммарного генерационного потока носителей  $J = J_p / q$  для МДП-структуры

на основе  $n\text{-Hg}_{0,775}\text{Cd}_{0,225}\text{Te}$  без варизонного слоя при напряжениях смещения, соответствующих режиму инверсии. Из рис. 4 видно, что наиболее резкая зависимость генерационного потока от напряжения у компоненты, связанной с процессами туннелирования через глубокие уровни. При расчете предполагалось, что энергия глубокого уровня составляет  $E_v + 0,04$  эВ, а коэффициент захвата на глубокий уровень для дырок равен  $10^{-10}$   $\text{см}^3/\text{с}$  [5]. Генерационный поток, связанный с межзонным туннелированием, очень мал для МДП-структур на основе  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Также при температуре 77–80 К можно пренебречь диффузией неосновных носителей из квазинейтрального объема. Поток генерации, связанный с процессами Шокли-Рида, зависит от параметров глубоких уровней, но в большинстве случаев меньше, чем поток, связанный с туннелированием через глубокие уровни, в начале инверсии. «Сигнальный» поток связан с фотогенерацией при засветке структуры излучением светодиода с постоянной интенсивностью. «Сигнальная» компонента суммарного генерационного потока может быть уменьшена или даже устранена при уменьшении постоянного смещения на светодиоде или использовании механического модулятора. Можно предположить, что именно эта компонента, которая не зависит от напряжения в режиме инверсии, доминирует в суммарном генерационном потоке для МДП-структур с варизонным слоем. На рис. 4

также приведены расчетные значения произведения  $R_{опз}A_d$  для структуры с варизонным слоем и без варизонного слоя. Из рисунка видно, что для структур без варизонного слоя наблюдается уменьшение произведения  $R_{опз}A_d$  в режиме сильной инверсии, что коррелирует с экспериментально обнаруженным спадом фотоЭДС в сильной инверсии для структур без варизонного слоя. Для структур с варизонным слоем уменьшения произведения  $R_{опз}A_d$  в режиме сильной инверсии не происходит. Следует также отметить, что значение произведения  $R_{опз}A_d$  в режиме сильной инверсии (около  $1 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ ) для структур без варизонного слоя намного меньше значение  $R_{опз}A_d$ , доложенного для МДП-структур на основе  $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$ , полученного объемными методами ( $120 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ ) [5], но хорошо согласуется с ранее экспериментально определенными нами значениями произведения  $R_{опз}A_d$  [16], а также с результатами исследований другими авторами МДП-структур на основе гетероэпитаксиального МЛЭ  $\text{HgCdTe}$  близкого состава [3, 19].

На рис. 5 приведены зависимости состава в приповерхностной области и удельного генерационного потока Шокли-Рида от координаты (координата отсчитывается от границы раздела диэлектрик-полупроводник) для МДП-структуры на основе  $n\text{-Hg}_{0,77}\text{Cd}_{0,23}\text{Te}$  с концентрацией электронов  $n = 3,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  для случая отсутствия приповерхностного варизонного слоя и при разных толщинах варизонного слоя с повышенным составом  $\text{CdTe}$ . Расчет проводился в режиме сильной инверсии до координаты, при которой отличие электростатического потенциала от объемного

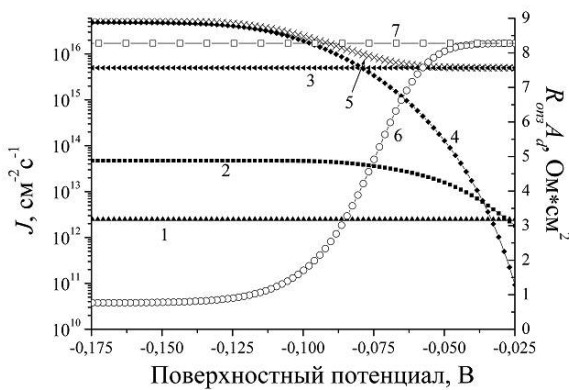


Рис. 4. Зависимость генерационного потока носителей заряда ( $J$ ) от поверхностного потенциала для МДП-структуры на основе  $n\text{-Hg}_{0,775}\text{Cd}_{0,225}\text{Te}$  без варизонного слоя: диффузионный поток (кривая 1), поток генерации Шокли-Рида (2), «сигнальный» поток (3), поток, связанный с процессами туннелирования через глубокие уровни (4), общий поток (5), и зависимость произведения дифференциального сопротивления ОПЗ на площадь структуры ( $R_{опз}A_d$ ) от поверхностного потенциала для МДП-структуры на основе  $n\text{-Hg}_{0,775}\text{Cd}_{0,225}\text{Te}$  без варизонного слоя (6) и с варизонным слоем (7)

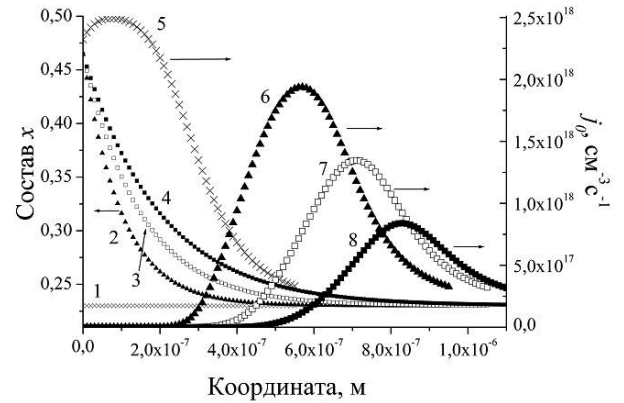


Рис. 5. Зависимости распределения состава в приповерхностной области (кривые 1–4) и удельного генерационного потока носителей заряда ( $j_p$ ) (5–8), связанного с процессами Шокли-Рида, от координаты для МДП-структуры на основе  $n\text{-Hg}_{0,77}\text{Cd}_{0,23}\text{Te}$  без варизонного слоя (1,5) и при разных толщинах варизонного слоя для одинакового состава на поверхности: 2,6 — толщина варизонного слоя 0,1 мкм, 3,7–0,15 мкм, 4,8–0,2 мкм

значения превышало половину  $kT$ . Энергия уровня составляла  $E_v + 0,04 \text{ эВ}$ . Из рис. 5 видно, что с увеличением толщины варизонного слоя происходит уменьшение удельного потока, связанного с генерацией через центры Шокли-Рида, с одновременным удалением максимума удельного потока от границы раздела диэлектрик — полупроводник. Из проведенных расчетов следует, что если толщина ОПЗ превышает ширину варизонного слоя, то уменьшение потока генерации Шокли-Рида при создании варизонного слоя может быть не очень значительным, причем оптимальные условия для генерации по данному механизму реализуются на некотором расстоянии от границы раздела, за пределами варизонного слоя.

Рассчитаны зависимости генерационных потоков и произведения  $R_{опз}A_d$  от температуры. На рис. 6 приведены результаты расчета для МДП-структуры на основе  $n\text{-Hg}_{0,775}\text{Cd}_{0,225}\text{Te}$  без варизонного слоя в режиме сильной инверсии. Из рис. 6 видно, что увеличение значения произведения  $R_{опз}A_d$  при нагреве от температуры 77 К возможно в случае ограничения дифференциального сопротивления ОПЗ процессами туннелирования через глубокие уровни. Генерационные потоки другой природы или слабо зависят от температуры («сигнальный» поток) или возрастают с ростом температуры (диффузионный поток, поток генерации Шокли-Рида). Высокотемпературный спад произведения  $R_{опз}A_d$  обусловлен диффузией неосновных носителей из квазинейтрального объема к поверхности. На рис. 3 линиями показаны результаты численного расчета температурных зависимостей фотоЭДС для структуры с варизонным слоем в сильной инверсии и структуры без варизонного

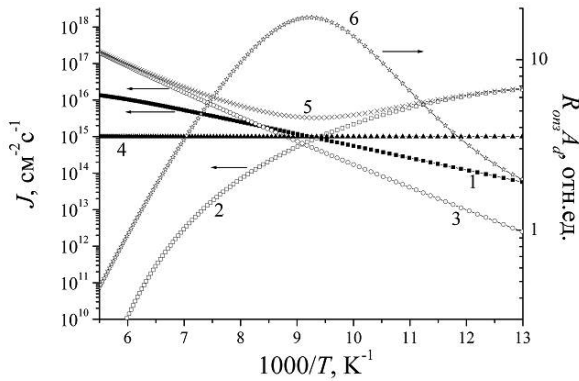


Рис. 6. Зависимости генерационных потоков ( $J$ ) от обратной температуры для МДП-структуры на основе  $n\text{-Hg}_{0,775}\text{Cd}_{0,225}\text{Te}$  без варизонного слоя в режиме сильной инверсии: 1 — поток генерации Шокли-Рида, 2 — поток генерации, связанный с туннелированием через глубокие уровни, 3 — поток генерации, связанный с диффузией неосновных носителей из квазинейтрального объема, 4 — «сигнальный» поток, 5 — суммарный генерационный поток. Кривой 6 показана зависимость произведения дифференциального сопротивления ОПЗ на площадь структуры ( $R_{\text{diff}}A_d$ ) в относительных единицах от обратной температуры

слоя в максимуме фотоЭДС и в сильной инверсии. Качественно экспериментальные и расчетные зависимости сходны. Для лучшего согласования расчетных и экспериментальных данных необходим учет температурных зависимостей подвижности и времени жизни в реальной структуре.

### Заключение

В работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование фотоэлектрических характеристик МДП-структур на основе гетероэпитаксиального  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0,21\text{--}0,23$ ), выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в том числе с приповерхностными варизонными слоями с повышенным составом CdTe. Экспериментально показано, что для МДП-структур на основе  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0,21\text{--}0,23$ ) типичен спад фотоЭДС в режиме сильной инверсии, а для структур с варизонными слоями величина фотоЭДС в сильной инверсии максимальна и постоянна. Для структур с варизонными слоями типично большее значение эффективного времени жизни неосновных носителей, определяемого из частотной зависимости фотоЭДС, что может быть связано с увеличением дифференциального сопротивления ОПЗ при создании приповерхностного варизонного слоя. Наличие варизонного слоя влияет на вид температурных зависимостей фотоЭДС при температурах 77–110 К, причем для структур на основе  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0,21\text{--}0,23$ ) без варизонного слоя характерен спад фотоЭДС

при охлаждении до 77 К в режиме сильной инверсии.

Проведен расчет основных фотоэлектрических характеристик МДП-структур на основе  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0,21\text{--}0,23$ ), в т.ч. с приповерхностными варизонными слоями. Результаты расчета свидетельствуют о том, что дифференциальное сопротивление ОПЗ в МДП-структурах на основе  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  без варизонного слоя при 77 К ограничено процессами туннелирования через глубокие уровни. Высокотемпературный спад фотоЭДС связан с процессами диффузии неосновных носителей из квазинейтрального объема к поверхности. Создание варизонного слоя приводит к увеличению дифференциального сопротивления ОПЗ, причем предполагается, что в случае наличия варизонного слоя дифференциальное сопротивление ОПЗ ограничено фотогенерацией, связанной с постоянной составляющей излучения светодиода. Отмечено, что увеличение дифференциального сопротивления ОПЗ при создании варизонного слоя может быть незначительным, если доминируют процессы Шокли-Рида и ширина ОПЗ превышает ширину варизонного слоя. Проведен расчет зависимостей фотоЭДС от напряжения и температуры, причем результаты расчета качественно согласуются с экспериментальными данными.

### Литература

1. Овсяк В.Н., Курьшев Г.Л., Сидоров Ю.Г. и др. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона. — Новосибирск: Наука, 2001.
2. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М. // Известия ВУЗов. Физика. 2005. № 6. С. 31.
3. Овсяк В.Н., Ярцев А.В. // Прикладная физика. 2007. № 5. С. 80.
4. Васильев В.В., Машуков Ю.П. // ФТП. 2007. № 1. С. 38.
5. Kinch M.A. // Semiconductors and Semimetals. 1981. V. 18. P. 313.
6. Войцеховский А.В., Давыдов В.Н. Фотоэлектрические МДП-структуры из узкозонных полупроводников. — Томск: Радио и связь, 1990.
7. Антонов В.В. // Дисс. на соис. ученой степени канд. физ. — мат. наук. — Томск. 1985.
8. Nakhmanson R. S. // Solid State Electronics. 1975. V. 18. No. 7–8. P. 617.
9. Nakhmanson R.S., Popov L.K. // Physica status solidi (a). 1978. V. 46, No. 1. P. 59.
10. Chapman R.A., Borrello S.R., Beck J.D., et al. // Electron Devices Meeting. 1979. V. 25. P. 567.
11. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М. // Сборник трудов конференции «Оптика и образование-2004» Международного оптического конгресса XXI век». 21–22 октября 2004. года, Санкт-Петербург. С. 115.

12. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., А.П. Коханенко, и др. // Известия ВУзов. Физика. 2005. № 2. С. 35.

13. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М., и др. // ФТП. 2008. № 11. С. 1327.

14. Voitsekhovskii A.V., Nesmelov S.N., Dzyadukh S.M., et al. // Opto-Electronics Review. 2010. V. 18. No. 3. P. 259.

15. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М., Варавин В.С., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Сидоров Ю.Г., Васильев В.В., Захарьяш Т.И., Машуков Ю.П. // Известия ВУЗов. Физика. 2006. № 10. С.70.

16. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М. // Известия Вузов. Физика. 2009. № 10. С. 3.

17. He W., Celik-Butler Z. // Solid-State Electronics. 1996. V. 39. No. 1. P. 127.

18. Бородовский П.А., Булдыгин А.Ф., Варавин В.С. // ФТП. 1998. Т. 32, № 9. С. 1076.

19. Васильев В.В., Машуков Ю.П. // Прикладная физика. 2010. № 4. С. 106.

## Photoelectrical characteristics of MIS-structures based on heteroepitaxial graded-gap MBE CMT

*A. V. Voitsekhovskii, S. N. Nesmelov, and S. M. Dzyadukh*

Siberian Physicotechnical Institute  
1 Novosobornaya sq., Tomsk, 634050, Russia  
E-mail: vav@elefot.tsu.ru

*Photoelectrical characteristics of MIS structures based on epitaxial  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0,21-0,23$ ) with account to the near-surface graded-gap layers with elevated composition of CdTe at different temperatures were calculated. A comparison of the calculated dependences with the experimental data was carry out and show that the differential resistance of the space charge region for MIS structures based on  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0,21-0,23$ ) without the graded-gap layer is limited by tunneling via deep levels.*

PACS: 73.40Qv, 73.21As, 85.60Gz, 73.61Ga.

Keywords: MIS-structure, mercury cadmium telluride, molecular-beam epitaxy, photo-emf.

Bibliography — 19 references

Received January 14, 2013