

УДК 621.315.595

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ
ПОСТИМПЛАНТАЦИОННОГО ОТЖИГА
НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИК-ФОТОДИОДОВ
НА ОСНОВЕ p -CdHgTe**

**А. В. Вишняков, В. С. Варавин, М. О. Гарифуллин,
А. В. Предеин, В. Г. Ремесник, И. В. Сабина, Г. Ю. Сидоров**

*Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
E-mail: vishn@isp.nsc.ru*

Исследованы вольт-амперные характеристики ИК-фотодиодов и профили распределения концентрации носителей заряда в $n^+—n^—p$ -структурах на основе пленок $Cd_xHg_{1-x}Te$ вакансионного p -типа проводимости с $x = 0,22$. Проведено численное моделирование трехмерного профиля концентрации носителей и вольт-амперных характеристик при отжиге фотодиодов. Рассчитано, что причинами больших значений туннельных токов в диодах после имплантации может быть повышенная (более 10^{15} см^{-3}) концентрация доноров в n^- -слое, что увеличивает туннелирование за счет уменьшения толщины области пространственного заряда $n—p$ -перехода, а также малая (менее 3 мкм) величина глубины залегания $p—n$ -перехода.

Ключевые слова: кадмий—ртуть—теллур, КРТ, CdHgTe, фотодиод, туннельные токи, численное моделирование вольт-амперных характеристик, численное моделирование диффузии ртути, ионная имплантация, постимплантационный отжиг.

Введение. Отжиг CdHgTe-фотодиодов после имплантации при 120–150 °С является известным технологическим приемом, уменьшающим туннельную компоненту темнового тока и увеличивающим дифференциальное сопротивление при обратном смещении [1–4].

Для объяснения улучшения темновых характеристик после отжига в [5] предполагается, что исходные темновые туннельные токи определяются локальным увеличением электрического поля у поверхности в 4 раза по сравнению с объемом; после отжига электрическое поле у поверхности уменьшается. В [2] улучшение токов при отжиге интерпретируется в рамках простой одномерной аналитической модели резкого $n—p$ -перехода и связывается с падением при отжиге концентрации доноров N_d в n^- -слое. Уменьшение N_d приводит к росту толщины области пространственного заряда (ОПЗ) $n—p$ -перехода и падению поля, что снижает туннельные токи. В [1] восстановление характеристик фотодиодов объясняется в рамках простой аналитической модели с добавлением поверхностной генерации, оно связано с уменьшением концентрации ловушек и скорости поверхностной рекомбинации при отжиге.

Простые аналитические модели (например, в [1, 2]) не учитывают реального распределения концентрации носителей заряда в процессе изготовления структуры, которое определяет величину диффузионного, генерационно-рекомбинационного и туннельного токов. В [6, 7] для моделирования темновых и фототоков решалась система уравнений диффузии и дрейфа без учета туннельного тока и реального распределения концентрации носителей заряда после изготовления и отжига структуры.

Целью предлагаемой работы является численное моделирование формирования профиля концентрации носителей заряда в ИК-фотодиодах на основе структур кадмий—ртуть—теллур (КРТ) после ионной имплантации и отжига, а также моделирование обратных токов и сравнение их с экспериментом.

Изготовление фотодиодов производилось с помощью ионной имплантации атомов бора в эпитаксиальные пленки КРТ толщиной 10–12 мкм, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs с буферным слоем CdTe [8]. Для снижения влияния поверхностной рекомбинации пленки КРТ имели у границы с буферным слоем и у свободной поверхности варизонные широкозонные слои. При отжиге в инертной атмосфере при температурах 220–230 °С в пленках был получен *p*-тип проводимости с концентрацией дырок $(6\text{--}15) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Имплантация проводилась в диэлектрике через окна размером 10 × 10 мкм, при дозе атомов бора $10^{13}\text{--}10^{14} \text{ см}^{-2}$ и энергии 50 кэВ. В качестве диэлектрика использовался слой SiO₂ толщиной 100 нм, нанесенный с помощью плазмохимического осаждения при температуре около 90 °С. Поверх окна симметрично напылялась индиевая контактная площадка размером 20 × 20 мкм. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) полученных диодов измерялись при $T = 78 \text{ К}$ в криостате.

Математическая модель. Для расчета ВАХ фотодиодов необходимо знать трехмерный профиль распределения носителей заряда, формирующийся при имплантации и последующем отжиге.

По данным [9–13] при имплантации ионов бора в материал КРТ вакансионного *p*-типа (и при последующем отжиге) происходит формирование $n^+ - n^- - p$ -структуры за счет диффузии атомов ртути из приповерхностного источника, находящегося в имплантированной области. Диффундирующие атомы ртути аннигилируют с вакансиями ртути, при этом проявляется фоновый уровень доноров и образуется n^- -слой, параметры которого будут зависеть от условий имплантации и отжига.

Уравнения диффузии и реакции аннигиляции ртути с вакансиями ртути, а также численные значения кинетических коэффициентов приведены в [14]. При изготовлении фотодиодов малой площади (порядка 10 × 10 мкм) их параметры существенным образом будут зависеть от трехмерного профиля концентрации носителей заряда. В [13] показано, что распространение $n - p$ -перехода вглубь можно описать, задавая граничное условие (ГУ) на концентрацию диффундирующей ртути: концентрация межузельной ртути вблизи имплантированной области пропорциональна имплантированной дозе ионов бора и составляет примерно $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ при дозе 10^{14} см^{-2} и $T = 120 \text{ °С}$. Распространение $n - p$ -перехода вглубь и вдоль поверхности будет также зависеть от граничного условия на концентрацию атомов межузельной ртути у поверхности базы *p*-типа вблизи диэлектрика SiO₂. В предлагаемой работе при расчетах диффузии ртути использовались два типа граничного условия:

- 1) зануление нормальной компоненты потока атомов ртути через границу CdHgTe/SiO₂ (условие типа Неймана);
- 2) зануление у поверхности концентрации диффундирующей ртути (условие типа Дирхле).

Первое условие должно выполняться при непрозрачности слоя SiO₂ для атомов ртути, а второе — при свободном выходе ртути из образца и обеднении ею приповерхностного слоя. Расчет профиля концентрации носителей заряда проводился с использованием системы уравнений (2), (3) из [14] с помощью пакета TCAD Sentaurus фирмы "Synopsys" [15].

Рассчитанный трехмерный профиль концентрации носителей заряда в фотодиоде при постимплантационной диффузии показан на рис. 1. Видно, что область *n*-типа при отжиге распространяется как в глубину, так и в латеральном направлении относительно области имплантации.

Вследствие большого коэффициента захвата межузельных атомов ртути на вакансии ртути область Δx вблизи $n^- - p$ -перехода, в которой концентрация вакансий ртути возрастает от нуля до максимального значения, имеет ширину 0,4–0,5 мкм, практически не меняющуюся при увеличении времени отжига (рис. 2). На рисунке показаны рассчитанные

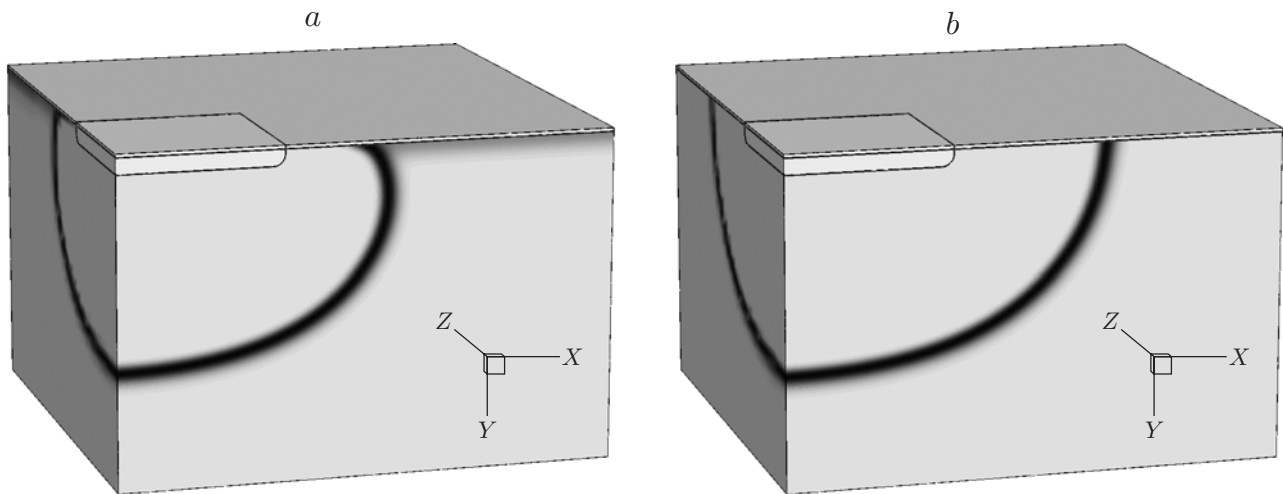


Рис. 1. Трехмерный профиль концентрации носителей заряда в фотодиоде при постимплантационной диффузии: для граничного условия Дирихле (а), для условия Неймана (б). Отжиг осуществлялся при температуре 120 °С, времени 20 ч и дозе бора 10^{13} см $^{-2}$; темные полосы обозначают переходную область акцепторов (вакансии ртути) при ее изменении от 0 до 10^{16} см $^{-3}$; имплантированная область толщиной 0,7 мкм показана вблизи поверхности; толщина пленки КРТ 10 мкм; размер имплантированной области 10 × 10 мкм; металлизация 20 × 20 мкм (не показана); верхняя поверхность покрыта слоем SiO $_2$ толщиной 0,1 мкм; показана 1/4 структуры

профили акцепторов по глубине в центральной части фотодиода (вдоль оси симметрии) для различных времен отжига.

Малая величина Δx (около 0,5 мкм) будет приводить к большим значениям электрического поля в ОПЗ n — p -перехода и к большому туннельному току фотодиода, но, поскольку Δx не зависит от времени отжига, это не может приводить к релаксации туннельного тока при отжиге.

Для температуры отжига 120 °С диффузия вакансий пренебрежимо мало влияет на ширину Δx . В квазистационарном одномерном приближении ($\frac{\partial n_{\text{Hg}}}{\partial t} \approx 0$) и при $D_{\text{vac}} = 0$ распределение концентрации вакансий по глубине можно получить аналитически (см. рис. 2, пунктирная кривая) и, как видно, оно совпадает с численным расчетом. В таком аналитическом квазистационарном одномерном приближении $\Delta x = \sqrt{\frac{2}{\ln(2)-0,5}} = 3,22$ длины пробега ртути по вакансиям.

Расчетное геометрическое положение границы n — p -перехода вблизи поверхности образца будет зависеть от ГУ для диффундирующей ртути на границе CdHgTe/SiO $_2$. В случае выполнения ГУ Неймана граница n — p -перехода при диффузии ртути примерно одинаково распространяется вглубь и в латеральном направлении, а поверхность раздела между n - и p -областями подходит перпендикулярно к поверхности образца (рис. 1, б). В случае ГУ Дирихле граница n — p -перехода в латеральном направлении распространяется в среднем с примерно в 2 раза меньшей скоростью, чем вглубь (рис. 1, а). Это связано с диффузией ртути и выходом ее из приповерхностного слоя наружу. Вглубь материала для обоих типов ГУ граница n — p -перехода распространяется примерно с одинаковой скоростью.

Расчетная зависимость глубины залегания n — p -перехода X_j от времени отжига показана на рис. 3. Величина X_j отсчитывается вглубь перпендикулярно поверхности, толщина n^+ -области составляет 0,5–0,7 мкм. Время, требующееся для получения заданного X_j ,

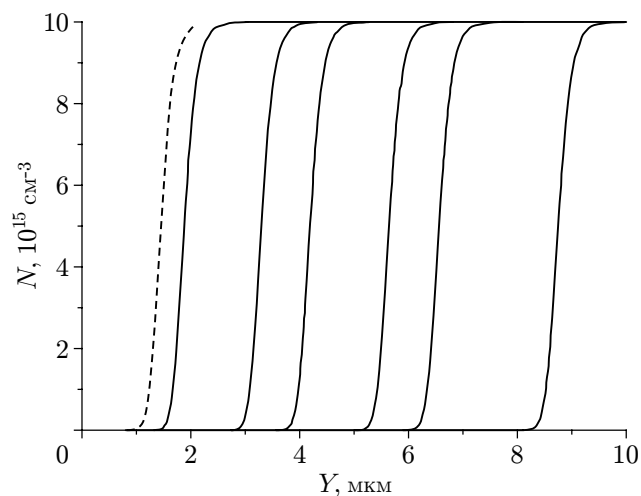


Рис. 2. Профили вакансий ртути при постимплантационной диффузии при дозе бора 10^{13} см^{-2} , времени диффузии 1, 4, 7, 14, 20, 40 ч. Пунктирная кривая — аналитический квазистационарный профиль

обратно пропорционально дозе бора. На рисунке видно, что при величине X_j , сравнимой с половиной ширины имплантированной области (5 мкм), начинается отклонение от обычной одномерной зависимости $X_j \sim t^{1/2}$, обусловленное латеральным распространением области n -типа.

Для определения экспериментальной глубины X_j и профилей концентрации носителей заряда в структурах осуществлялись послойные измерения эффекта Холла. Измерения проводились методом Ван дер Пау в диапазоне магнитных полей 0,05–1,0 Тл на образцах размером около $1 \times 1 \text{ см}$. Послойное травление осуществлялось в 0,5 %-ном растворе Вг в НВг с шагом около 0,5 мкм. Толщина пленки КРТ определялась с помощью измерения ИК-спектров пропускания в диапазоне $600\text{--}2000 \text{ см}^{-1}$ путем подгонки спектра в

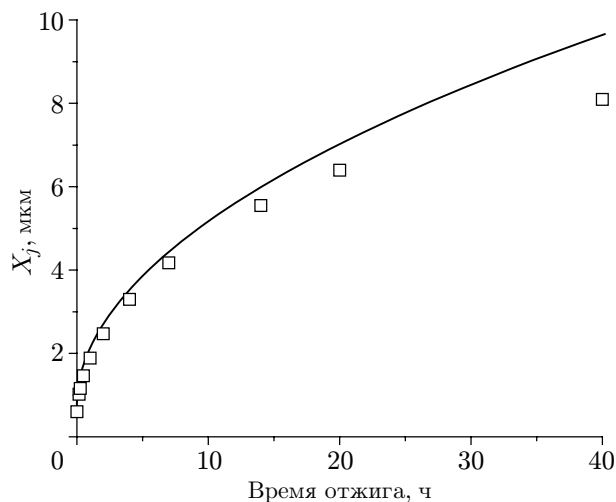


Рис. 3. Зависимость глубины залегания n — p -перехода от времени отжига при температуре $120 \text{ }^\circ\text{C}$, дозе ионов бора 10^{13} см^{-3} , концентрации дырок в p -области 10^{16} см^{-3} . Сплошная кривая — расчет в одномерном приближении $X_j \sim t^{1/2}$, квадраты — значения, полученные численным расчетом трехмерного профиля

области интерференции по трехслойной модели. Такой метод позволил получить точность измерения толщины пленки около 0,01 мкм. Холловские параметры в стравленных слоях рассчитывались дифференциальным методом.

Профили концентрации носителей заряда в образце показаны на рис. 4 после ионной имплантации (сплошная кривая) и последующего отжига (пунктирная кривая). Как видно из рисунка, на поверхности после ионной имплантации образуется n^+ -слой толщиной 0,5–0,7 мкм с концентрацией электронов около 10^{18} см $^{-3}$ и подвижностью 4000–5000 см 2 /(В·с). Далее образуется n^- -слой, глубина которого увеличивается с ростом дозы имплантации, при этом нужно отметить, что наблюдается отчетливый градиент концентрации электронов в этом слое, а концентрация превышает значения, которые были в пленке после роста (фоновый уровень доноров $4 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$). Подвижность в n -слое имеет величину около $1,2 \cdot 10^5$ см 2 /(В·с), типичную для состава КРТ с $x = 0,22$.

После отжига имплантированных образцов при температуре 120 °С в течение 4 ч на воздухе профили концентрации имеют вид, показанный на рис. 4 пунктирной кривой. Видно, что n^+ -слой остается и концентрация в нем изменяется незначительно. Ширина n^- -слоя увеличивается, а концентрация электронов в нем уменьшается и становится постоянной по толщине слоя, при этом ее значение близко к концентрации электронов после роста (фоновой концентрации доноров). Не наблюдается градиента концентрации и вблизи n^+ -слоя. Можно предположить, что в процессе имплантации диффузия межузельных атомов ртути из приповерхностного слоя происходит подобно диффузии при ионном травлении КРТ с образованием донорных комплексов с дефектами кристаллической решетки [16]. На возможность образования комплексов в n -слое указывается и в работе [9]. Такие комплексы могут быть термически неустойчивыми и распасться при отжиге.

Профили концентрации носителей были также измерены после отжига в образцах КРТ с различной концентрацией вакансий ртути и с различной концентрацией фоновых доноров, в том числе в образце, легированном в процессе роста индием до концентрации $3,5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Установлено, что глубина $n-p$ -перехода увеличивается с уменьшением концентрации вакансий, а концентрация электронов в n^- -слое примерно соответствует

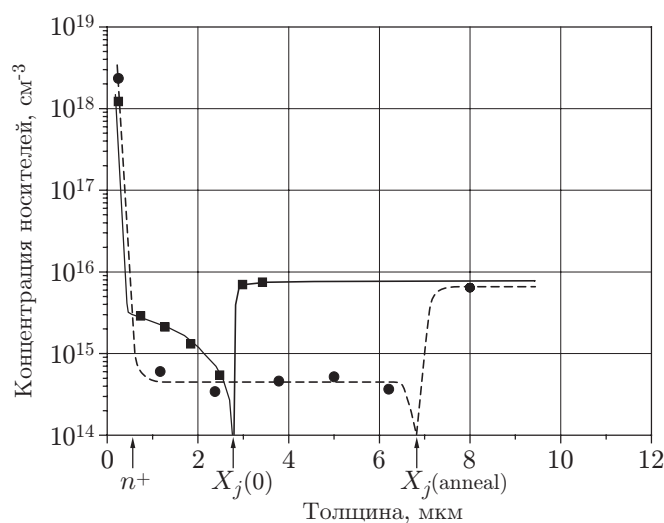


Рис. 4. Профили концентрации носителей заряда по толщине $n^+—n^-—p$ -структуры: квадраты — после имплантации (при дозе бора $6 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$, энергии 50 кэВ), кружки — после постимплантационного отжига (при температуре 120 °С, времени 4 ч). Стрелками показаны толщина n^+ -слоя, глубина $n^-—p$ -перехода после имплантации $X_j(0)$ и после отжига $X_j(\text{anneal})$

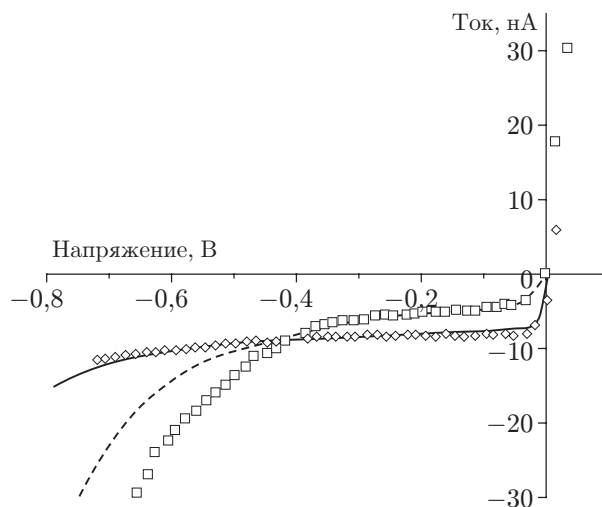


Рис. 5. Экспериментальные и расчетные темновые ВАХ фотодиодов: квадраты — экспериментальные ВАХ после имплантации, а ромбы — после постимплантационного отжига (экспериментальные параметры: толщина пленки 10 мкм, концентрация дырок $6,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 507 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $x = 0,222$, энергия имплантируемых атомов бора 50 кэВ, доза бора $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, температура отжига $120 \text{ }^\circ\text{C}$, время 4 ч); сплошная и пунктирная кривые — расчетные ВАХ с использованием профилей концентрации носителей заряда в $n^+ - n^- - p$ -структуре, соответствующие кривым до и после отжига на рис. 4

концентрации после роста и в случае легированного индием образца составляет около $3,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Экспериментальные вольт-амперные характеристики. Типичные изменения экспериментальных ВАХ фотодиода под действием отжига показаны на рис. 5. Видно, что в обратной ветви ВАХ диода после имплантации при напряжениях до 0,3 В наблюдается полочка, обусловленная диффузионным током, а при дальнейшем повышении напряжения растет туннельная составляющая тока. После отжига протяженность полочки увеличивается, при этом растет величина диффузионного тока, а туннельная составляющая существенно уменьшается.

Формулировка численной модели. Были проведены численные расчеты ВАХ диодов с учетом профилей концентрации носителей заряда в $n^+ - n^- - p$ -структуре и их изменений при отжиге. Расчетные темновые ВАХ при обратном смещении показаны на рис. 5.

При расчете ВАХ диодов концентрация доноров в имплантированной области глубиной 0,5 мкм считалась равной 10^{18} см^{-3} . Предполагалось, что концентрация дырок в объеме равна удвоенной концентрации вакансий минус концентрация фоновых доноров. Для уменьшения времени счета расчет темновых ВАХ проводился в цилиндрической симметрии для структуры, сечение которой показано на плоскости XY на рис. 1.

Темновые ВАХ определялись из решения уравнений Пуассона и непрерывности для электронов и дырок с учетом следующих рекомбинаций: излучательной, Оже, Шокли — Рида и туннельной через ловушки. Используемые параметры приведены в таблице. Значения N_t и E_t выбирались путем подгонки расчетной температурной зависимости времени жизни для материала КРТ p -типа к экспериментальной в диапазоне 77–300 К.

Туннельная рекомбинация через ловушки приводит к дополнительному параллельному процессу обмена носителями между зонами с участием ловушек. Пока поле достаточно мало искажает функцию распределения носителей в зонах по энергии, для дополнительно-

Параметры, используемые при моделировании темновых токов		
$\mu_n = 1,2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$N_t = 10^{14} \text{ см}^{-3}$	$C_{An} = 5,3 \cdot 10^{-25} \text{ см}^6/\text{с}$
$\mu_p = 1,2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$E_t = 0,5E_g$	$C_{Ap} = 2,7 \cdot 10^{-26} \text{ см}^6/\text{с}$
$\sigma_n = 10^{-14} \text{ см}^2$	$V_{tn} = 6,6 \cdot 10^7 \text{ см}/\text{с}$	$C_{\text{рад}} = 6,7 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$
$\sigma_p = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$	$V_{tp} = 8,0 \cdot 10^6 \text{ см}/\text{с}$	$M_2 = 10^{-23} \text{ В}^2/\text{см}^3$
$N_d = 6 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$	$m_n/m_0 = 8,737 \cdot 10^{-3}$	$E_g = 0,115 \text{ эВ}$
$N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$m_p/m_0 = 8,737 \cdot 10^{-3}$	—

го процесса должно выполняться обычное соотношение детального равновесия. Это приводит, как легко показать, к увеличению сечения захвата на ловушки (и соответственно обратного выброса) с ростом электрического поля E :

$$\sigma_{\text{eff } n}(E) = \sigma_n + \frac{\omega_n(E)}{V_{tn}n_1}; \quad n_1 = N_c e^{-\frac{E_c - E_t}{kT}},$$

где σ_n — сечение обычной рекомбинации Шокли — Рида; V_{tn} — тепловая скорость; ω_n — темп стимулированной полем эмиссии. Для ω_n использовалось выражение [17]

$$\omega_n(E) = \frac{\pi^2 q^3 m_0 E M_2}{h^3 E_t} \exp\left(-\frac{8\pi\sqrt{2m_n}E_t^{1,5}}{3hqE}\right)$$

и аналогичные выражения для дырок с заменой m_n значением m_p и E_t значением $E_g - E_t$. Здесь q — заряд электрона, h — постоянная Планка. Используемые значения параметров m_n , m_p , E_t , M_2 приведены в таблице.

Результаты моделирования. Расчеты показывают, что при малых обратных смещениях (до 0,1 В) преобладает диффузионный ток. Экспериментальные измерения дают его увеличение после отжига. Поскольку при отжиге главным образом увеличиваются глубина n — p -перехода и объем n -области, были рассчитаны зависимости величины диффузионного тока от глубины n — p -перехода с учетом диффузионного распространения n -области. При увеличении глубины n — p -перехода от 1 до 9 мкм расчетное значение диффузионного тока при 0,1 В возрастает примерно в 2 раза — от 5 до 9–12 нА, а повышение концентрации в n -слое от $6 \cdot 10^{14}$ до $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ приводит к увеличению диффузионного тока до 30 %. Использование ГУ типа Дирихле или Неймана дает незначительную разницу в величинах диффузионного тока.

В качестве критерия вклада туннельной составляющей в обратный ток диода рассматривалось отношение токов $I_{07}/I_{01} = I(-0,7 \text{ В})/I(-0,1 \text{ В})$ в зависимости от глубины n — p -перехода (толщины n -слоя) для разной концентрации электронов в n -слое и двух типов ГУ для диффундирующей ртути. Динамика изменения этого отношения при отжиге показана на рис. 6 как функция глубины n — p -перехода X_j , величина X_j зависит от времени отжига согласно рис. 3.

При $X_j < 2$ мкм электрическое поле сжимается между n^+ - и p -областями, в результате увеличивается туннельный ток (рис. 6). При $X_j > 2$ мкм и $N_d = 3 \cdot 10^{15}$ отношение I_{07}/I_{01} определяется туннельным током и растет примерно пропорционально X_j . При $N_d < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ отношение $I_{07}/I_{01} < 3$ и определяется слабым туннелированием, в том числе в приповерхностной области, и влиянием генерационно-рекомбинационного тока.

В процессе отжига в начальный момент (при увеличении X_j до 2 мкм) может происходить существенное уменьшение отношения I_{07}/I_{01} , при дальнейшем отжиге ($X_j > 2$ мкм) это отношение может либо оставаться постоянным, либо слабо возрастать.

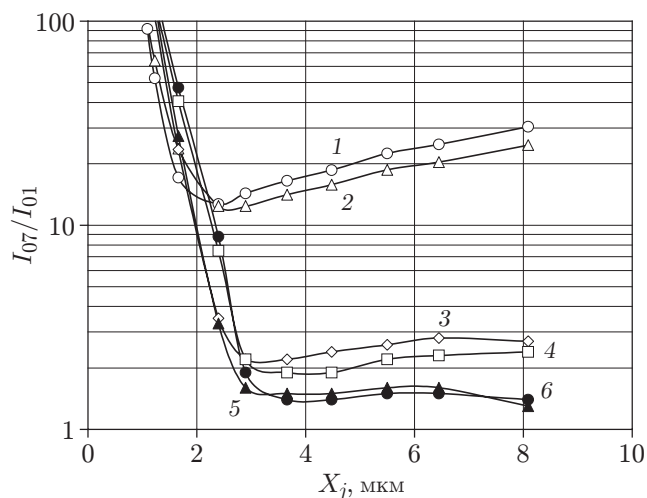


Рис. 6. Изменение отношения I_{07}/I_{01} при постимплантационном отжиге для концентрации фоновых доноров $N_d = 3 \cdot 10^{15}, 10^{15}, 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и граничном условии для диффундирующей ртути типа Неймана: кривая 1 — $N_d = 3 \cdot 10^{15}$, 3 — 10^{15} , 5 — $6 \cdot 10^{14}$ и Дирихле: кривая 2 — $N_d = 3 \cdot 10^{15}$, 4 — 10^{15} , 6 — $3 \cdot 10^{15}$. По оси X откладывается глубина n — p -перехода

Расчет темновых токов с использованием профилей концентрации носителей заряда в $n^+—n^-—p$ -структуре до и после отжига (см. рис. 4) показывает, что отношение I_{07}/I_{01} уменьшается после отжига с 2,9 до 1,5 (см. рис. 5).

Таким образом, постимплантационный отжиг представляется необходимой технологической операцией для повышения дифференциального сопротивления фотодиодов при обратном смещении.

Заключение. В данной работе путем послойных травлений показано, что при ионной имплантации атомов бора в пленки $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ вакансионного p -типа проводимости формируется $n^+—n^-—p$ -структура, толщина n -слоя в которой составляет 1–2 мкм при дозах бора $(1–9) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и возрастает с увеличением дозы имплантации. Постимплантационный отжиг при температуре 120°C в течение 4 ч формирует протяженный n^- -слой с постоянной по толщине концентрацией электронов, величина которой соответствует уровню фоновых доноров. Экспериментальные измерения ВАХ диодов показали, что постимплантационный отжиг несколько увеличивает диффузионный ток и уменьшает туннельную составляющую тока диода. Это приводит к росту дифференциального сопротивления диодов при обратном смещении.

Согласно результатам численного моделирования ВАХ и трехмерного профиля концентрации носителей при отжиге фотодиодов причинами больших значений туннельных токов в диодах после имплантации могут быть повышенная (более 10^{15} см^{-3}) концентрация доноров в n^- -слое, что увеличивает туннелирование за счет уменьшения толщины ОПЗ n — p -перехода, а также малая (менее 3 мкм) величина глубины залегания p — n -перехода. При постимплантационном отжиге ширина n^- -слоя увеличивается и диффузионный ток может возрасти до 2 раз за счет роста объема n^- -области.

Поскольку концентрация носителей в n^- -слое после имплантации по данным дифференциальных холловских измерений достигает значений $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а при отжиге релаксирует к фоновому уровню, то это может являться одной из основных причин значительных туннельных токов после имплантации и их снижения при отжиге.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ajisawa A., Oda N.** Improvement in HgCdTe diode characteristics by low temperature post-implantation annealing // Journ. Electron. Mater. 1995. **24**, N 9. P. 1105.
2. **Bae S. H., Kim Y. H., Kim K. et al.** Improvement in HgCdTe diode characteristics by flip-chip bonded annealing // Proc. SPIE. **3061**. P. 104.
3. **Destefanis G., Chamonal J. P.** Large improvement in HgCdTe photovoltaic detector performances at LETI // Journ. Electron. Mater. 1993. **22**, N 8. P. 1027.
4. **Mestechkin A., Lee D. L., Cunningham B. T., MacLeod B. D.** Bake stability of long-wavelength infrared HgCdTe photodiodes // Journ. Electron. Mater. 1995. **24**, N 9. P. 1183.
5. **Nguyen T., Musca C. A., Dell J. M. et al.** The effects of vacuum baking on the I-V characteristics of LWIR HgCdTe photodiodes // Proc. SPIE. **5274**. P. 433.
6. **D'Orsogna D., Stephen T., Bellotti E.** Numerical analysis of a very long-wavelength HgCdTe pixel array for infrared detection // Journ. Electron. Mater. 2008. **37**, N 9. P. 1349.
7. **Bellotti E., D'Orsogna D.** Numerical analysis of HgCdTe simultaneous two-color photovoltaic infrared detectors // IEEE Journ. Quant. Electron. 2006. **42**, N 4. P. 418.
8. **Сидоров Ю. Г., Дворецкий С. А., Варавин В. С. и др.** Молекулярно-лучевая эпитаксия твердых растворов кадмий—ртуть—теллур на «альтернативных» подложках // ФТП. 2001. **35**, № 9. С. 1092.
9. **Bubulac L. O., Tennant W. E.** Role of Hg in junction formation in ion-implanted HgCdTe // Appl. Phys. Lett. 1987. **51**, N 5. P. 355.
10. **Bubulac L. O.** Defects, diffusion and activation in ion implanted HgCdTe // Journ. Cryst. Growth. 1988. **86**. P. 723.
11. **Destefanis G.** Electrical doping of HgCdTe by ion implantation and head treatment // Ibid. P. 700.
12. **Holander-Gleixner S., Williams B. L., Robinson H. G., Helms C. R.** Modeling of junction formation and drive-in in ion implanted HgCdTe // Journ. Electron. Mater. 1997. **26**, N 6. P. 629.
13. **Chandra D., Schaake H. F., Kinch M. A.** Junction stability in ion-implanted mercury cadmium telluride // Journ. Electron. Mater. 2008. **37**, N 9. P. 1329.
14. **Holander-Gleixner S., Robinson H. G., Helms C. R.** Derivation of an analytical model to calculate junction depth in HgCdTe photodiodes // Journ. Appl. Phys. 1998. **83**, N 3. P. 1299.
15. **www.synopsys.com**
16. **Haakenaasen R., Moen T., Colin T. et al.** Depth and lateral extension of ion milled pn junctions in $Cd_xHg_{1-x}Te$ from electron beam induced current measurements // Journ. Appl. Phys. 2002. **91**, N 1. P. 427.
17. **Gopal V., Gupta S., Bhan R. K. et al.** Modeling of dark characteristics of mercury cadmium telluride n^+p junctions // Infrared Phys. & Technol. 2003. **44**. P. 143.

Поступила в редакцию 19 мая 2009 г.
