

06

Формирование $n-p$ -переходов на основе p -CdHgTe с низкой концентрацией носителей заряда

© В.В. Васильев, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов,
Д.Ю. Протасов, Р.Н. Смирнов

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск
E-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 28 марта 2006 г.

Представлены первые результаты по формированию n^+-p -фотодиодов с длинноволновой границей $\lambda_{0.5} = 10.6 \mu\text{m}$ на основе p -CdHgTe с концентрацией дырок $3.3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Образцы CdHgTe получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и после роста имели p -тип проводимости. Концентрация и подвижность носителей заряда определялась методом „спектра подвижности“. На выращенных структурах без проведения отжига методом ионной имплантации V^+ были изготовлены n^+-p -фотодиоды. Оценочное значение произведения $R_0 \times A$ для полученных фотодиодов составляет $20 \Omega \cdot \text{cm}^2$ при температуре 77 К.

PACS: 81.05.Hd

Введение. Современные тепловизионные системы наблюдения в инфракрасном (ИК) диапазоне $3 \div 20 \mu\text{m}$ широко используют фотодиодные многоэлементные фотоприемные устройства (МФПУ) на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ), где x — мольное содержание теллурида кадмия в твердом растворе.

Пороговые характеристики МФПУ на основе матриц ИК-фотодиодов (ФД) характеризуются произведением $R_0 \times A$, где R_0 и A — сопротивление при нулевом смещении и геометрическая площадь $p-n$ -перехода соответственно. В свою очередь, R_0 определяется темновым током, величина которого зависит от механизмов переноса носителей через $p-n$ -переход [1]. Традиционно для матрицы ФД на основе n^+-p -переходов используют материал КРТ p -типа проводимости, которая обусловлена вакансиями ртути как акцепторными центрами, с концентрацией дырок $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [2]. Считается, что такой интервал концен-

трации дырок оптимален для получения максимальных значений $R_0 \times A$ для резкого $n^+ - p$ -перехода, темновой ток через который определяется диффузионной и генерационно-рекомбинационной составляющими тока при обратном смещении.

С точки зрения фундаментальных законов физики полупроводниковых прямозонных материалов для ИК ФД темновой ток в узкозонном материале p -типа лимитируется механизмом рекомбинации Оже-7 [2,3]. В этом случае $R_0 \times A$ достигает максимального значения для $p = \gamma^{1/2} n_i$, где n_i — собственная концентрация носителей заряда, $\gamma = \tau_{A7}^i / \tau_{A1}^i$ — отношение собственных рекомбинационных времен процессов Оже-7 и Оже-1 [4]. Теоретические значения γ лежат в широком интервале, который по различным данным составляет $3 \div 20$ [3,4]. Расчет с учетом зависимости n_i от ширины запрещенной зоны при 77 К дает величину концентрации дырок $p \approx (5 \div 6) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в материале КРТ для получения максимальной величины $R_0 \times A$ для ФД с длиной волны отсечки $10.6 \mu\text{m}$ ($X_{\text{CdTe}} = 0.226$) на основе $n^+ - p$ -перехода. На практике получение такого уровня концентрации дырок и управление им затруднено. Также возникают проблемы при характеристике параметров материала КРТ p -типа проводимости с низкой концентрацией носителей менее 10^{15} см^{-3} . Это связано с практически равным вкладом в проводимость дырок и электронов, подвижности которых отличаются на 2 порядка.

В настоящей работе приведены параметры $p-n$ -переходов, полученных имплантацией бора в гетероэпитаксиальные слои (ГЭС) КРТ p -типа проводимости, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) с низкой концентрацией дырок. Концентрация и подвижность носителей определялись из анализа магнитопольевых зависимостей коэффициента Холла и проводимости. Время жизни неосновных носителей (электронов) определялось по релаксации фотопроводимости методом СВЧ [5].

Экспериментальная часть. ГЭС КРТ МЛЭ были выращены на установке „Обь-М“, детальное описание процессов роста дано в работах [6,7]. В качестве подложек использовались пластины (013)GaAs диаметром два дюйма, на которых последовательно выращивались буферные слои ZnTe и CdTe толщиной < 0.1 и $6.3 \mu\text{m}$ соответственно. Распределение состава КРТ по толщине приведено на рис. 1. Рост КРТ начинается с состава $X_{\text{CdTe}} = 0.43$, который затем плавно изменяется до $X_{\text{CdTe}} = 0.226$ на толщине $1.5 \mu\text{m}$. Процесс роста слоя КРТ постоянного

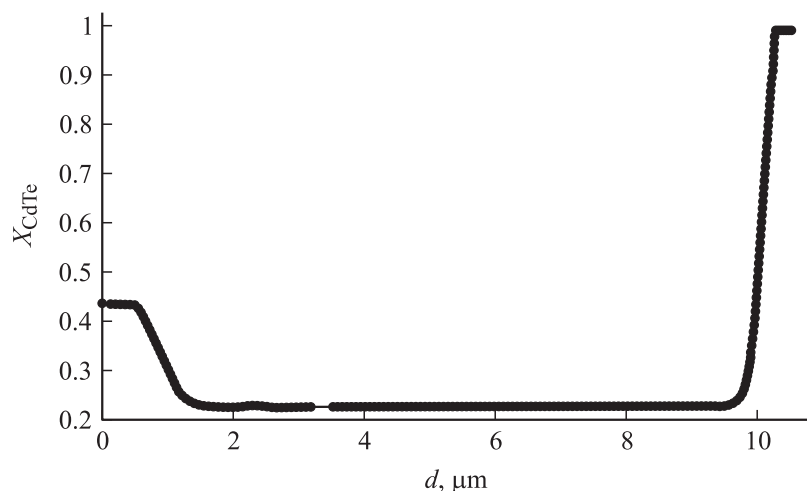


Рис. 1. Распределения состава по толщине (d) слоя КРТ для образца № 2 по измерениям автоматическим эллипсометром *in situ*.

состава толщиной $\sim 8 \mu\text{m}$ завершается выращиванием широкозонного слоя с изменением состава до $X_{\text{CdTe}} = 0.4$ для образца № 1 и до практически чистого CdTe толщиной $0.24 \mu\text{m}$ для образца № 2.

Непосредственно после роста были проведены измерения магнитопольевых зависимостей эффекта Холла и магнитосопротивления при температуре 77 К в диапазоне магнитных полей $0 \div 2 \text{ Т}$. Время жизни неравновесных носителей измерялось также при 77 К. Параметры выращенных ГЭС КРТ МЛЭ приведены в таблице.

Параметры исследуемых образцов

№	Покрытие поверхности	Состав рабочего слоя X_{CdTe}	Толщина ГЭС КРТ, μm	Толщина рабочего слоя, μm	Время жизни неосновных носителей заряда, μs
1	Нет	0.229	10.6	7.95	3.36
2	CdTe	0.226	10.53	8.27	0.082

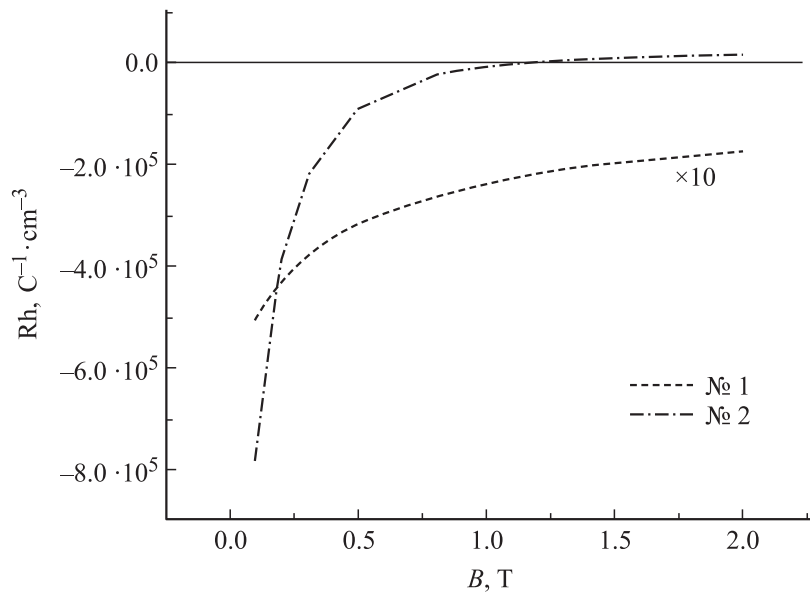


Рис. 2. Магнитопольевые зависимости коэффициента Холла и магнитосопротивления при 77 К.

На рис. 2 представлены магнитопольевые зависимости эффекта Холла. Для образца № 1 величина коэффициента Холла увеличена в 10 раз.

Как видно из рис. 2, знак коэффициента Холла R_h для образца № 1 отрицателен во всем диапазоне магнитных полей. Значение коэффициента Холла незначительно возрастает с увеличением магнитного поля: от $-5.1 \cdot 10^4 \text{ C}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ при $B = 0.1$ до $-1.7 \cdot 10^4 \text{ C}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ при $B = 2 \text{ T}$. Такая зависимость типична для образцов n -типа с концентрацией электронов 10^{14} cm^{-3} . Однако для образца № 2 R_h возрастает гораздо сильнее (от $-7.8 \cdot 10^5 \text{ C}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ при $B = 0.1 \text{ T}$ до $1.59 \cdot 10^4$ при $B = 2 \text{ T}$) и становится положительным при $B = 1.15 \text{ T}$. Эт свидетельствует о дырочном характере проводимости образца. Знак коэффициента Холла в диапазоне магнитных полей $0 \div 1.15 \text{ T}$ отрицателен, так как вклад в эффект Холла носителей разных типов пропорционален $\mu^2 n / (1 + \mu^2 B^2)$, и в области малых магнитных полей знак эффекта определяется

электронами вследствие большой разницы между подвижностями электронов и дырок. Поэтому измерение эффекта Холла при фиксированном значении магнитного поля из этого диапазона может привести к неверному заключению, что образец № 2 является „плохим“ n -типом с низкой концентрацией ($\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) и невысокой подвижностью.

Применяя метод „спектра подвижности“ [8] в сочетании с многозонной подгонкой [9], для образца № 2 были получены следующие значения подвижности и концентрации дырок и электронов: $\mu_{p1} = 280 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $p1 = 3.3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_{p2} = 30\,000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $p2 = 3.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_{n1} = 230\,000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $n1 = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_{n2} = 70\,000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $n2 = 5.0 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$. Как видно из приведенных результатов, в образце присутствуют два типа электронов: „медленные“ и „быстрые“. Для выяснения их природы необходимы дальнейшие исследования.

Характеристики диодов. На образце № 2 без дополнительных термообработок были изготовлены p – n -переходы методом ионного легирования. В качестве легирующей примеси использовались ионы V^+ с энергией 50 keV и дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Размеры окна в фоторезисте для легирования — $10 \times 10 \mu\text{m}$. На рис. 3 приведены вольт-амперные характеристики и динамическое сопротивление полученных диодов.

Хорошо видно, что диоды характеризуются постоянной величиной динамического сопротивления при обратном смещении до 0.4 V , свидетельствующей о высоком качестве n – p -перехода. Величина темнового тока высокая, а динамическое сопротивление мало, что объясняется большими геометрическими размерами полученного n – p -перехода и большой площадью сбора неосновных носителей заряда вследствие высокого значения диффузионной длины.

Геометрические размеры n – p -перехода при ионной имплантации в КРТ формируются диффузией ртути из области, содержащей радиационные дефекты. В литературе по ионной имплантации [10,11] отсутствуют данные о длине диффузии ртути в образцах с концентрацией дырок порядка 10^{14} cm^{-3} , однако показано, что с уменьшением концентрации дырок коэффициент диффузии ртути возрастает. Такую диффузию можно рассматривать как диффузию из ограниченного источника с мощностью

$$Q_0 = \oint_V N(x, y, z) dV, \quad (1)$$

где $N(x, t, z)$ — распределение концентрации атомов ртути.

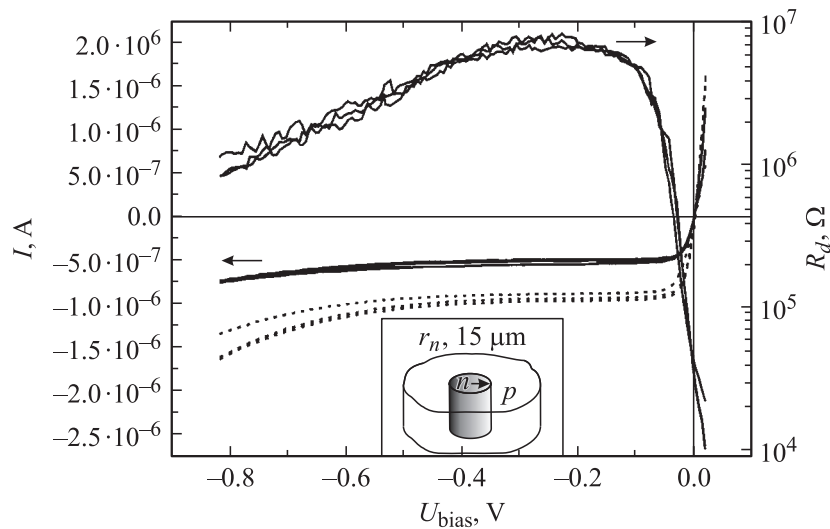


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики диодов и динамическое сопротивление диодов. Левая шкала — вольт-амперные характеристики диодов. Сплошные линии — без фоновой засветки, пунктирные — засветка фоном с температурой 293 К и апертурой $2\Theta = 18^\circ$. Правая шкала — динамическое сопротивление диодов без фоновой засветки.

Так как часть междоузельной ртути рекомбинирует с вакансиями ртути, то можно записать

$$N(x, y, z) = -p_0 + n(x, y, z), \quad (2)$$

где $n(x, y, z)$ — распределение концентрации электронов в n^- -слое.

Для оценки размеров $p-n$ -перехода предположим, что $n(x, y, z) = n_0 = \text{const}$, которая зависит только от параметров легирования. Тогда мощность диффузионного источника запишется в виде

$$Q_0 = (n_0 - p_0)V. \quad (3)$$

Следовательно, для двух образцов с разной концентрацией дырок p_1 и p_2 при одинаковых режимах имплантации

$$p_1 V_1 = p_2 V_2, \quad (4)$$

где p_1, p_2 — концентрации дырок, V_1, V_2 — объемы n^- -слоев получившихся $n-p$ -переходов. Нами экспериментально определено, что для выше приведенных параметров имплантации в образцах с концентрацией дырок $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ переход находится на глубине $1.5 \div 2 \mu\text{m}$, n^+ имеет толщину $\sim 0.5 \mu\text{m}$. Тогда при радиусе окна легирования $5 \mu\text{m}$ объем n^- -слоя составит $\sim 70 \mu\text{m}^3$. Для образца с концентрацией $3.3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ из соотношения (4) получим объем n^- -слоя $\sim 1000 \mu\text{m}^3$, а радиус перехода будет порядка $15 \mu\text{m}$, причем n^- -слой распространится на всю толщину пленки. Схематически структура получившегося цилиндрического $n-p$ -перехода представлена на вставке рис. 3.

Учет боковой сбор неосновных носителей в цилиндрическом диоде можно с помощью коэффициента [12]:

$$f_{3D} = 2 \left(\frac{R}{L} \right)^{-1} \frac{K_1 \left(\frac{R}{L} \right)}{K_0 \left(\frac{R}{L} \right)}, \quad (5)$$

где R — радиус перехода, L — длина диффузии, $K_0(x), K_1(x)$ — функции Ганкеля. Длину диффузии L находим по формуле $L = \sqrt{D\tau}$, используя измеренные значения подвижности электронов и их времени жизни: $\mu_n = 230000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $\tau_n = 82 \text{ ns}$. Для данного образца длина диффузии составит $112 \mu\text{m}$, соответственно коэффициент f_{3D} равен 51.7. Тогда произведение R_0A для данного диода будет равным 19.5, что совпадает с лучшими опубликованными значениями R_0A [1] для длины волны отсечки $\lambda_c = 10.6 \mu\text{m}$.

Заключение. Продемонстрирована возможность получения материала p -типа с низкой концентрацией дырок (порядка 10^{14} cm^{-3}). На полученных образцах по стандартной технологии изготовлены тестовые фотодиоды. Показано, что наблюдается увеличение R_0A в 2–3 раза по сравнению с типичными диодами, изготовленными из материала с концентрацией дырок 10^{16} cm^{-3} . Возможно дальнейшее увеличение R_0A и уменьшение темновых токов фотодиодов при оптимизации технологии изготовления n^+-p -переходов на образцах с низкой концентрацией дырок.

Авторы благодарят В.С. Варавина за измерение времени жизни и Т.И. Захарьяш за изготовление диодов.

Список литературы

- [1] *Рогальский А.* Инфракрасные детекторы. Новосибирск: Наука, 2003. 636 с.
- [2] *Rogalsky A.* // *Infrared Phys.* 1988. V. 28. N 3. P. 139–153.
- [3] *Kinch M.A.* // *J. Electron. Mater.* 2000. V. 29. N 6. P. 809–817.
- [4] *Piotrowski J.* // *Infrared Photon Detectors* / Ed. by A. Pogalski. SPIE Optical Engineering Press. Bellingham, 1995. P. 391–493.
- [5] *Бородовский П.А., Булдыгин А.Ф.* // *Автометрия.* 1997. № 4. С. 59–72.
- [6] *Сидоров Ю.Г., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.* и др. // *Оптический журнал.* 2000. Т. 67. № 1. С. 39–45.
- [7] *Сидоров Ю.Г., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.* и др. // *ФТП.* 2001. Т. 35. В. 9. С. 1092–1101.
- [8] *Beck W.A., Anderson J.R.* // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 62. N 2. P. 541–554.
- [9] *Meyer J.R., Hoffman C.A., Bartoli F.J.* et al. // *Sem. Sci. Technol.* 1993. V. 5. P. 805–823.
- [10] *Destefanis G.L.* // *J. Cryst. Growth.* 1988. V. 86. P. 700–722.
- [11] *Bubulac L.O.* // *J. Cryst. Growth.* 1988. V. 86. P. 723–734.
- [12] *Grimbergen C.A.* // *Solid-State Electron.* 1976. V. 19. P. 1033–1037.