

УДК 621.315.5

Исследование характеристик эпитаксиальных слоев КРТ по спектрам пропускания

К. О. Болтарь, Н. И. Яковлева, А. С. Кашуба, А. Г. Удалова
ФГУП «НПО "Орион"» — Государственный научный центр РФ, Москва, Россия

Исследованы ИК-спектры пропускания эпитаксиальных слоев (ЭС) твердых растворов кадмий—ртуть—теллур (КРТ), выращенных методами жидкофазной и молекулярно-лучевой эпитаксии в диапазоне волновых чисел $5000 < \nu < 500 \text{ см}^{-1}$. По спектрам пропускания рассчитаны параметры ЭС КРТ: толщина слоев, граничная длина волны, состав. Построена теоретическая модель спектра пропускания эпитаксиальных слоев КРТ, зависящая от коэффициента поглощения и ряда параметров: толщины, состава, температуры, коэффициента отражения. Модель позволяет предсказать спектральные характеристики фотодиодов из ЭС КРТ при температуре 80 К. Для определения толщин рабочего слоя КРТ и буферного слоя предложен метод, основанный на Фурье-анализе спектров пропускания.

ИК-спектроскопия широко используется для оценки качества ЭС твердых растворов КРТ, которые остаются одним из лучших материалов для изготовления высокочувствительных фотоприемников для среднего и дальнего ИК-спектров [1].

Выращиваемые методами жидкофазной (ЖФЭ) и молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) слои КРТ имеют сложную структуру. Исследования спектров пропускания таких слоев в области волновых чисел $5000 < \nu < 500 \text{ см}^{-1}$ при температуре 300 К позволяют определить состав x , ширину запрещенной зоны E_g и толщину слоев d [2].

Моделирование спектров пропускания и отражения

Спектры ИК-пропускания и отражения излучения многослойных полупроводниковых структур исследованы в работах [2—4].

Для вычисления спектров пропускания учитываются поглощение в каждом слое и многократные отражения от границ раздела между соседними слоями.

Для вычисления коэффициентов отражения и пропускания полупроводниковых структур используется матричный метод Абея [3], на основе которого можно определить:

- отношение мощности излучения, отраженного от структуры E_0^- , к мощности падающего излучения E_0^+ (коэффициент отражения)

$$R(\nu, n_1, n_2, n_3, d_1, d_2, d_3, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = \left| \frac{E_0^-}{E_0^+} \right|^2, \quad (1)$$

где ν — волновое число, $\nu = 1/\lambda$;

λ — длина волны падающего излучения;

n_1 — n_3 — показатели преломления;

d_1 — d_3 — толщины;

α_1 — α_3 — коэффициенты поглощения ЭС КРТ, буферного слоя и подложки, соответственно;

- отношение мощности излучения, прошедшего в структуру E_3^+ , к мощности падающего излучения (коэффициент пропускания):

$$T(\nu, n_1, n_2, n_3, d_1, d_2, d_3, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = \left| \frac{E_3^+}{E_0^+} \right|^2. \quad (2)$$

Коэффициент поглощения $\alpha(\nu)$ КРТ находится из законов дисперсии зоны проводимости, зоны легких и тяжелых дырок. Для расчета коэффициента поглощения использовалась модель из работы [5]. Коэффициент поглощения зависит от состава, температуры и длины волны и вычисляется по формулам:

$$\alpha(\nu, x, T, E) = \alpha_0 \exp\left(\frac{\sigma(E - E_0)}{W}\right) \quad (3)$$

для $\alpha < 800 \text{ см}^{-1}$;

$$\alpha(\nu, x, T, E) = \beta(E - E_0 - E')^{1/2} \quad (4)$$

для $\alpha > 800 \text{ см}^{-1}$,

где $E = h\nu$;

$$\alpha_0 = \exp(53,61 \cdot x - 18,88);$$

$$\sigma = 3,267 \cdot 10^4 \cdot (1 + x), \quad W = 81,9 + T;$$

$$\beta = 2,109 \cdot 10^5 \cdot (1 + x)^{1/2} \cdot W^{-1/2};$$

$$E_0 = 1,838 \cdot x - 0,3424 + 0,148x^4;$$

$$E' = (6,29 \cdot 10^{-2} + 7,68 \cdot 10^{-4}T) \cdot (1 - 2,14x) / (1 + x).$$

По формулам (1)—(4) можно смоделировать спектр пропускания ЭС КРТ (рис. 1). В спектре пропускания отчетливо различаются две области: коротковолновая $\nu > \nu_{0,5}$, в которой ИК-излучение сильно поглощается, и длинноволновая $\nu < \nu_{0,5}$, в которой слой КРТ поглощается мало, где $\nu_{0,5}$ —

значение волнового числа, при котором пропускание уменьшается в два раза по сравнению с максимумом.

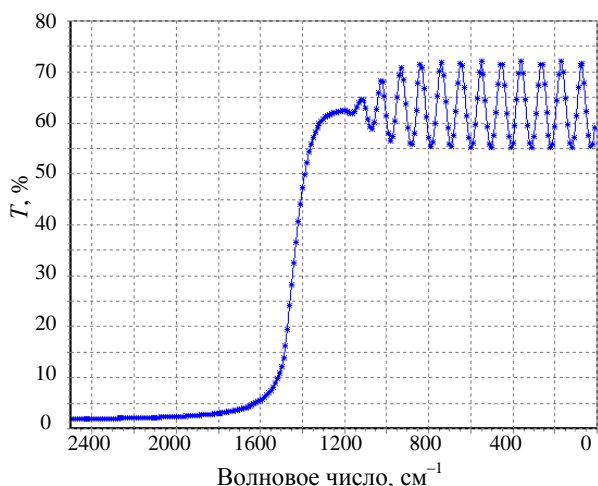


Рис. 1. ИК-спектр пропускания эпитаксиального слоя КРТ толщиной $d = 15$ мкм. (Результат моделирования на ЭВМ)

Существует много методов расчета мольной доли CdTe — x (состава) в соединении КРТ по значению волнового числа $\nu_{0,5}$. Используемый в данной работе метод компьютерной подгонки параметров позволяет определить состав слоев x в случае наличия нескольких слоев КРТ или оценить градиент состава — в случае плавного изменения состава в слое КРТ. Это достигается тем, что слой КРТ может быть разбит на несколько слоев различного состава x без изменения алгоритма расчетов и существенного увеличения компьютерного времени благодаря рекуррентной основе матричного метода Абеля. В длинноволновой области спектра пропускания отчетливо видна интерференция в слоях КРТ и буферного слоя. Анализ полученного графика (см. рис. 1) позволяет определять толщину слоя КРТ и буфера.

Определение состава ЭС КРТ по спектрам пропускания

Спектры пропускания образцов измерялись на ИК-спектрометрах марок IFS-113V и FTIR-8400S при температуре 300 К. Инструментальная погрешность определения волнового числа $\nu_{0,5}$ не превышала 2 см^{-1} , погрешности толщины — 1 мкм и состава x в ЭС КРТ — $0,002$. Исследовались ЭС твердого раствора КРТ, выращенные методами ЖФЭ (ТУ 1778-288/0-0198396—03) и МЛЭ (ТУ 1778-003-03533808—2003).

Жидкофазные эпитаксиальные слои $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x = 0,2\text{—}0,3$ диаметром $20\text{—}30 \text{ мм}$ и толщиной $15\text{—}30 \text{ мкм}$ выращивались в ФГУП "Гиредмет" (Москва) на подложках ориентации (111) из $\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ ($y = 0,02\text{—}0,05$) путем прину-

дительного охлаждения раствора–расплава на основе Te [6]. Слои p -типа проводимости имели концентрацию дырок в диапазоне $7,0 \cdot 10^{15}\text{—}2,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и подвижность — в диапазоне $400\text{—}650 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при 77 К .

Молекулярно-лучевые эпитаксиальные слои выращивались на специальной установке по процессу, разработанному в ИФП СО РАН (г. Новосибирск) [7]. В качестве подложек использовался GaAs с ориентацией (103) с буферными слоями CdZnTe. Эпитаксиальные слои p -типа проводимости имели концентрацию дырок в диапазоне $5,0 \cdot 10^{15}\text{—}2,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и подвижность $> 400 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при 77 К .

Полученные в результате измерений спектры пропускания ЭС КРТ, выращенных методом ЖФЭ, представлены на рис. 2, а.

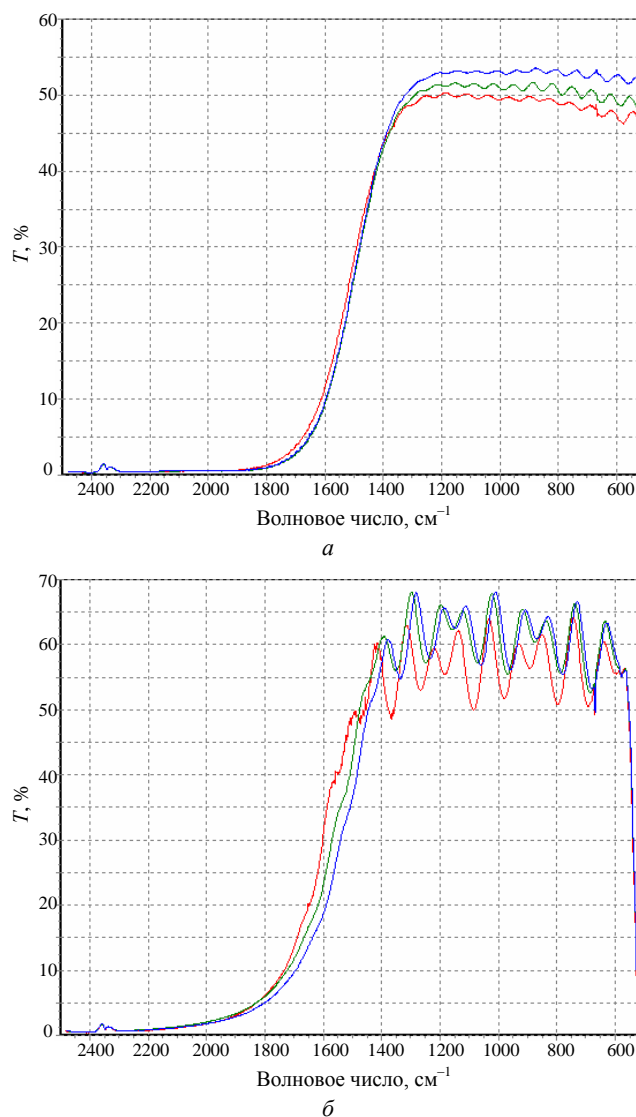


Рис. 2. ИК-спектры пропускания эпитаксиальных слоев КРТ, выращенных методом: а — ЖФЭ; б — МЛЭ

В таблице приведены паспортные данные и данные входного контроля ЭС КРТ, выращенных методом ЖФЭ.

Образец	Паспортные данные					Ожидаемые данные				
	Состав, x	d_{pas} , мкм	ρ , см ³	μ , см ² /(В·с)	$n_{0,5}$, см ⁻¹	T_{max} , %	x	d_{meas} , мкм	$\lambda_{0,5}$, мкм	$n_{0,5}$, см ⁻¹
E25-10-1C	0,219	20	$2,5 \cdot 10^{16}$	450	1495	50,3	0,221	19	10,75	1519
E25-10-2C	0,219	20	$3,0 \cdot 10^{16}$	430	1495	51,7	0,219	21	11,09	1502
E25-10-3C	0,219	20	$3,0 \cdot 10^{16}$	440	1490	53,6	0,219	20	11,09	1500
E25-10-4C	0,219	17	$2,0 \cdot 10^{16}$	500	1510	61	0,220	15	10,92	1513
E25-10-5C	0,222	20	$1,9 \cdot 10^{16}$	470	1525	50,5	0,222	20	10,59	1530
E25-10-6C	0,222	20	$1,5 \cdot 10^{16}$	515	1535	30,8	0,223	20	10,44	1546
E25-10-7C	0,223	20	$1,8 \cdot 10^{16}$	565	1540	50,1	0,223	20	10,44	1544
E25-10-8C	0,222	20	$1,5 \cdot 10^{16}$	510	1525	50,2	0,222	19	10,59	1536
E25-10-9C	0,221	20	$1,8 \cdot 10^{16}$	480	1525	50,2	0,223	19	10,44	1538
E25-10-10C	0,223	16	$1,0 \cdot 10^{16}$	610	1570	52,1	0,225	15,5	10,14	1573
E25-10-11C	0,219	19	$2,5 \cdot 10^{16}$	470	1500	60,9	0,219	19	11,09	1500
E25-10-12C	0,219	20	$1,6 \cdot 10^{16}$	570	1500	50,4	0,218	21	11,26	1486
E25-10-12C	0,222	17,5	$1,4 \cdot 10^{16}$	550	1540	45,9	0,222	17	10,59	1536

Средний разброс состава Δx по пластине ЭС КРТ составил 0,004. Различия абсолютных значений состава x по паспортным данным и по результатам входного контроля находились в рамках погрешностей измерений.

На рис. 2, б приведены спектры пропускания ЭС КРТ, выращенных методом МЛЭ. Из рисунка видно, что спектр пропускания представляет собой взаимное наложение интерференционных картин, возникающих в результате отражения от двух границ буферного и эпитаксиального слоев, а форма интерференции зависит от соотношения их толщин.

Состав выращенных пленок контролировался с локальностью измерений 25 мм². Градиент состава по площади подложки диаметром 51 мм не превышал 0,002. Среднеквадратичный разброс состава составил 1,5 %, что не превышает погрешности измерений.

Определение толщины эпитаксиального слоя

Толщина ЭС может быть определена по наблюдаемым положениям интерференционных экстремумов [8]. Для определения толщины ЭС спектры пропускания гетероструктур, состоящих из ЭС КРТ, буферного слоя и подложки, невозможно интерпретировать на основе однослойной модели интерференции, т. е. интерференции только в ЭС КРТ. Для буферного слоя отражение происходит как от границы ЭС КРТ — буферный слой, так и от границы буферный слой—подложка. Интерференционная картина приобретает сложный характер, так как включает в себя информацию не только о толщине эпитаксиального, но и буферного слоя.

Для определения толщины подобных слоев разработан метод, основанный на Фурье-анализе интерференционной картины спектра пропускания. В этом случае рассматривается только та часть измеренной зависимости коэффициента

пропускания T_m , которая имеет интерференционный характер.

Для устранения недостатков дискретного преобразования Фурье для функции, представленной конечным числом точек, значения коэффициента пропускания T_m умножают на функцию аподизации A_m [9], которая описывается формулой

$$A_m = \begin{cases} 1 & -N/2 < m < 3N/2 \\ 2m/N & -0 < m < N/2 \\ (2N - 2m)/N & -3N/2 < m < 2N \end{cases}.$$

Для проведения преобразования Фурье-функции T_m используют экспериментальные данные, измеренные в дискретных точках ($m = 0—2N$). Дискретное преобразование Фурье экспериментальных данных T_m представляется в виде

$$\Omega_k = \frac{1}{2N + 1} \sum_{m=0}^{2N} T_m \cdot A_m \exp\left(\frac{-i2\pi mk}{2N + 1}\right),$$

где m и k — изменяются в промежутке $0—2N$.

Спектр коэффициента пропускания определяется как модуль комплексного преобразования Фурье $|\Omega_k| = \sqrt{\text{Re}(\Omega_k)^2 + \text{Im}(\Omega_k)^2}$. Спектр может иметь несколько максимумов, расположение которых в спектральной области позволяет определить толщины ЭС КРТ и буферного слоя для гетероструктур.

На рис. 3, а, б приведены часть спектра пропускания, имеющая интерференционный характер (см. рис. 3, а) и ее Фурье-преобразование (см. рис. 3, б) для ЭС КРТ, выращенного методом ЖФЭ. Толщина ЭС, определенная из спектра коэффициента пропускания по его максимуму зависимости, составила 19 мкм (см. б), паспортное значение толщины для данного ЭС КРТ составляло 20 мкм.

На рис. 3, в, г приведены часть спектра пропускания (см. в) и результат ее Фурье-преобразования (см. г) для ЭС КРТ, выращенного методом МЛЭ.

Общая толщина эпитаксиального слоя (ЭС КРТ и буферный слой) определялась из спектра коэффициента пропускания по второму максимуму и составила 13 мкм (см. *з*), толщина эпитаксиального слоя КРТ определялась по первому максимуму и составила 9 мкм. Толщина буферного слоя, представляющая собой разницу между толщинами вышеуказанных слоев, для данного ЭС КРТ составила 4 мкм.

Оценка спектральной характеристики чувствительности фотодиодов

Разработанные методики определения состава и толщины ЭС КРТ позволяют прогнозировать

спектральные характеристики фотодиодов, изготовленные на основе ЭС КРТ. Спектральная характеристика фоточувствительности моделировалась на ЭВМ по значениям состава, толщины ЭС, эффективной длины диффузии неосновных носителей заряда, скорости поверхностной рекомбинации, характеристик просветляющих покрытий окна криостата и фоточувствительной структуры [10].

Для предварительной оценки граничной длины волны спектральной характеристики фоточувствительности по уровню $0,5 \lambda_{0,5}$ было использовано соотношение $\alpha(\lambda_{0,5}, T = 80 \text{ K}, d) = 1/d$, которое дает удовлетворительное приближение к значению, полученному из моделирования спектральной характеристики.

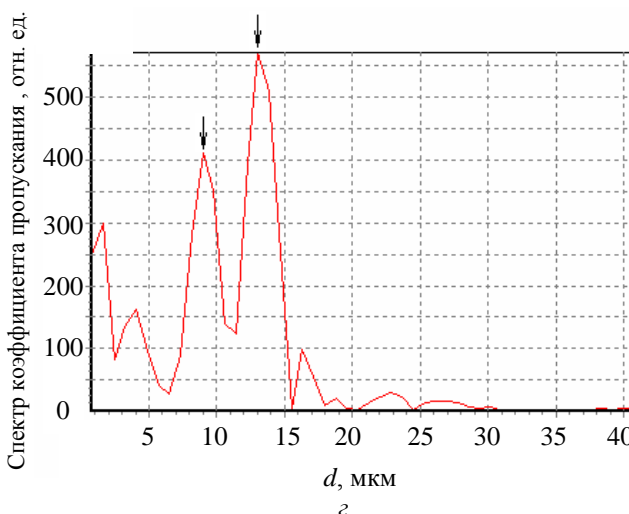
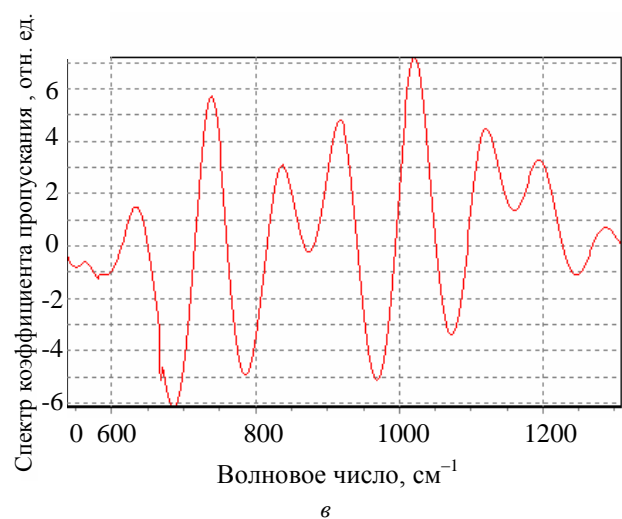
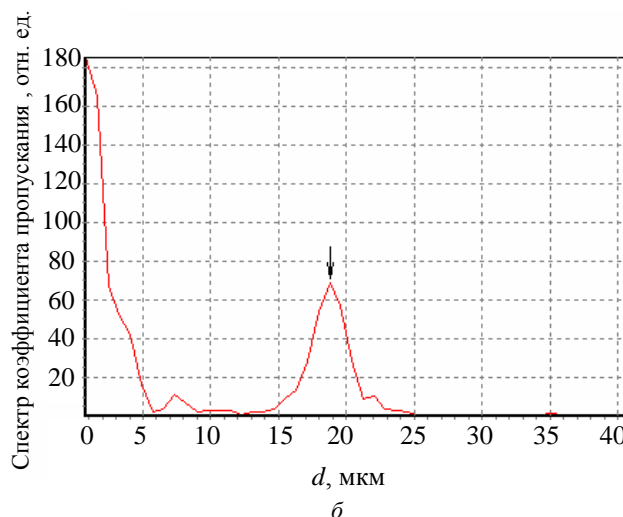
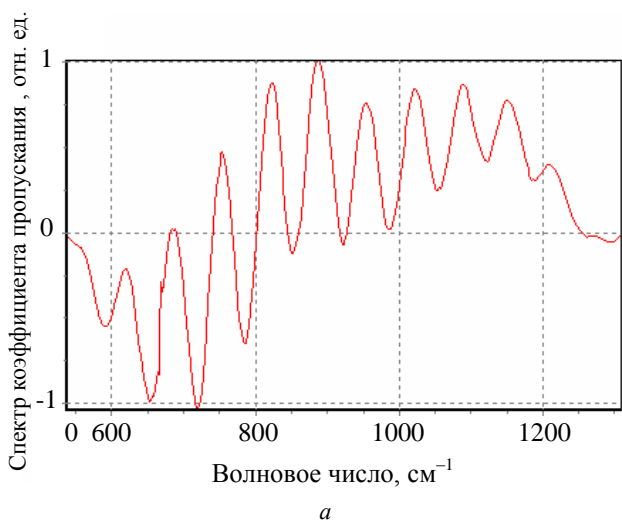


Рис. 3. Определение толщины эпитаксиального слоя:

а — участок спектра пропускания ЖФЭ ЭС КРТ; *б* — Фурье-преобразование спектра пропускания ЖФЭ ЭС КРТ; *в* — участок спектра пропускания МЛЭ ЭС КРТ; *з* — Фурье-преобразование спектра пропускания МЛЭ ЭС КРТ

Экспериментально проверена достоверность оценки граничной длины волны $\lambda_{0,5}$. На рис. 4 представлена зависимость граничной длины волны фотодиодов, спектры которых измерены при $T = 80$ К, от оценки по спектрам пропускания пластин ЭС КРТ, полученных методами ЖФЭ и МЛЭ. Для построения графика использовались тестовые фотодиоды, располагавшиеся в углах матриц фоточувствительных элементов различных форматов, изготовленных на основе ЭС КРТ.

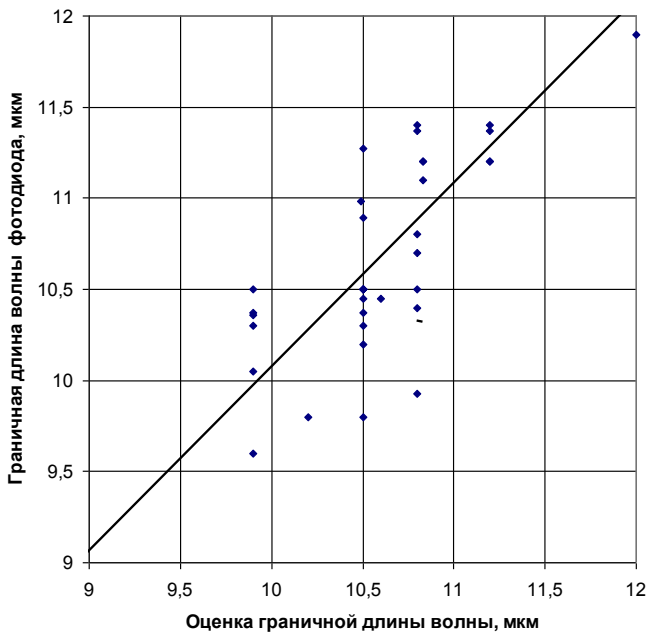


Рис. 4. Зависимость измеренной граничной длины волны спектральной характеристики чувствительности фотодиодов от ее оценки по спектрам пропускания ЭС КРТ

Для 40 исследованных ЭС КРТ имеется хорошее соответствие оценки граничной длины волны, полученной исходя из анализа ИК-спектров пропускания ЭС КРТ при комнатной температуре и реально измеренной граничной длины волны фоточувствительности фотодиодов при температуре 80 К. Вместе с тем имеется разброс отклонений оценочных и измеренных значений граничной длины волны. Среднеквадратичное отклонение разброса составляет 0,3 мкм. Отклонения оценочных и измеренных значений граничной длины волны связаны с присущим ЭС КРТ разбросом состава x по пластине, особенно для слоев ЖФЭ, и невозможностью совместить области измерения спектров пропускания на пластине $\varnothing 3$ мм и области измерения спектров фотодиода $\varnothing 30$ мкм.

Выводы

Анализ слоев ЭС КРТ показал, что они представляют собой сложные многослойные структуры, в которых, помимо рабочего эпитаксиального слоя КРТ, может присутствовать как минимум один буферный слой. Спектры пропускания гетероструктур исследованы на основе матричного метода Абея. На основе исследований эпитаксиальных слоев КРТ построена модель спектральной характеристики фоточувствительности фотодиодов. Она позволяет оценить граничную длину волны $\lambda_{0,5}$ и рабочий спектральный диапазон изготавливаемых на основе эпитаксиальных слоев КРТ матричных фотоприемников, параметры которых определяются свойствами исходных ЭС.

Для определения толщин рабочего слоя КРТ и буферного слоя предложен метод, основанный на Фурье-анализе спектров пропускания, погрешность определения толщины не превышает 1 мкм.

Литература

1. Бовина Л. А., Болтарь К. О., Бурлаков И. Д., Головин С. В., Иванов В. Ю., Сагинов Л. Д., Стафеев В. И., Акимов В. М., Климанов Е. А., Лакеенков В. М., Сидоров Ю. Г. Матричные фотоприемники формата 128×128 и 384×288 на основе фотодиодов из $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ //Прикладная физика. 1999. № 3. С. 32—41.
2. Болтарь К. О., Федирко В. А. Определение параметров слоистых полупроводниковых структур методами Фурье-спектроскопии: Тез. докл. V отрасл. конф. "Аналитические методы исследования материалов и изделий микроэлектроники". — М.: ЦНИИ "Электроника", 1989. С. 169—170.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с англ./Под ред. Г. П. Мотулевич. — М.: Наука, 1970. С. 77—96.
4. Уайт М. Г. Полупроводниковые формирователи сигналов изображения: Пер. с англ./Под ред. Р. А. Суриса. — М.: Мир. 1979. Ч. II. С. 28—40.
5. Lubzens D., Rosenfeld D., Nemirovsky Y. The noise equivalent temperature difference performance of HgCdTe photodiode array//Infrared Phys. 1988. V. 28. № 6. P. 417—423.
6. Лакеенков В. М.//Узкозонные полупроводники. Цветные металлы. 1991. № 8. С. 55—57.
7. Васильев В. В., Есаев Д. Г., Захарьяш Т. И., Клименко А. Г., Козлов А. И., Марчишин И. В., Овсяк В. Н., Талипов Н. Х., Сидоров Ю. Г., Дворецкий С. А. Матричное фотоприемное устройство 128×128 на основе слоев CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs//Автоматрия. 1998. № 4. С. 27—33.
8. Павлов Л. П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. — М.: Выssh. шк., 1987. С. 222—225.
9. Белл Р. Дж. Введение в Фурье-спектроскопию: Пер. с англ. — М.: Мир, 1975. — 380 с.
10. Болтарь К. О., Яковлева Н. И., Рожнов Р. В. etc. Моделирование спектральной характеристики фоточувствительности МФПУ на основе КРТ: Тез. докл. XVII междунар. конф. по фотоэлектронике и приборам ночного видения. — М.: ГНЦ РФ ФГУП «НПО "Орион"», 2004. С. 162, 163.

Статья поступила в редакцию 11 ноября 2006 г.

IR transmittance spectra of MCT epitaxial layers

K. O. Boltar, N. I. Yakovleva, A. S. Kashuba, A. G. Udalova
Orion Research-and-Production Association, Moscow, Russia

Transmittance spectra of epitaxial layers on the basis of mercury and cadmium telluride (MCT) alloys have been measured within the wavenumbers range of $(5000 < \nu < 500 \text{ cm}^{-1})$. P-type epitaxial layers were grown both by liquid epitaxy method (LPE) on CdZnTe substrates and molecular-beam epitaxy (MBE) on GaAs substrates. The MCT layer parameters such as an epitaxial layer thickness d , a cutoff wavelength $\lambda_{0.5}$, composition x were calculated from the spectra. The simulation method for IR transmission spectra was developed to determine the semiconductor multilayer structures characteristics. The measurement accuracy of a wave number $\nu_{0.5}$ does not exceed 4 cm^{-1} , the thickness definition accuracy is less than $1 \text{ }\mu\text{m}$, and the composition x is determined with the accuracy of 0.002. The method based on Fourier Transform properties was suggested to determine the thickness of MCT epitaxial layers.

УДК 537.533

Влияние ионизирующего излучения на анизотропию электрических свойств селенида индия

К. А. Аскеров, В. И. Гаджиева
Институт физики НАН Азербайджана, г. Баку, Республика Азербайджан

Исследовано образование и распределение радиационных дефектов, а также поведение подвижности в монокристаллических образцах селенида индия с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{14} — 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при облучении гамма-квантами (дозами 10^7 и 10^8 Р) и электронами с энергией 25 МэВ (потоком 10^{15} эл./см^2).

В данной работе исследовано влияние гамма-квантов, электронного облучения с энергией 6 и 25 МэВ и гамма-нейтронного облучения и изохронного отжига на электрофизические свойства монокристаллов InSe [1]. До и после облучения в диапазоне температур 77—300 К снимали температурные зависимости коэффициента Холла R_X и удельного сопротивления ρ в двух кристаллических направлениях. Измерения проводили при переменном токе в магнитном поле индукции $2 \cdot 10^3 \text{ Гс}$.

После облучения образцы подвергали изохронному отжигу в вакууме. Исследованные кристаллы обладали проводимостью n -типа с концентрацией и подвижностью дырок при комнатной температуре, соответственно ($n = 5 \cdot 10^{14} — 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\mu = 200 — 1250 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$).

В облученных образцах было обнаружено несколько типов локальных центров. Это прежде всего мелкие доноры N_D и акцепторы N_A с разностной концентрацией $N_D — N_A$, характеризующейся низкотемпературной "полкой" на кривых $R_X(T)$ (рис. 1). При облучении гамма-квантами и электронами с энергией 6 МэВ величина $N_D — N_A$ сначала растет, а при больших флюенсах облучения падает.

В то же время когда облучение проводилось электронами с энергией 25 МэВ и нейтронами импульсного реактора величина $N_D — N_A$ лишь уменьшалась, стремясь к некоторому предельному значению. Необходимо отметить, что в данной работе высокоэнергетическими электронами и нейтронами облучали более низкоомные образцы, чем в случае гамма-облучения электронами с энергией 6 МэВ. На наш взгляд, именно с этим обстоятельством и связаны обнаруженные различия. Возможно, что при облучении и доноры, и акцепторы захватывают первичные радиационные дефекты, становясь электрически нейтральными. Скорости этих процессов зависят от концентраций N_D и N_A . В высокоомных образцах, в которых $N_D — N_A$ близки между собой, скорость уменьшения N_A поначалу выше чем для N_D , вследствие чего $N_D — N_A$ увеличивается. Когда концентрация доноров становится очень малой, скорость удаления доноров падает, и $N_D — N_A$ начинает уменьшаться. В низкоомных же образцах, в которых в исходном состоянии либо выше N_D , либо ниже N_A (или то и другое одновременно), скорость удаления N_D с самого начала выше, чем у N_A , а в дальнейшем эти величины выравниваются. Поэтому $N_D — N_A$ сначала падает, а затем стремится к насыщению.