

# Фотоэлектроника: элементная база и технология

УДК 621.315.592

## Радиационные эффекты в HgCdTe

А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, А. Г. Кортаев, Д. В. Григорьев,  
Н. А. Кульчицкий, А. А. Мельников

*Рассмотрено влияние различных видов облучения на свойства твердых растворов теллуридов кадмия и ртути. Показано, что данный материал практически не теряет своих качеств при облучении потоками электронов до  $10^{17}$  см<sup>-2</sup> и гамма-квантами дозами до  $10^6$  Р. Механизмы образования электрически активных радиационных дефектов (РД) сходны в эпитаксиальных пленках и в объемном материале. Наблюдаемые отличия результатов облучения на эпитаксиальных пленках с переменным составом и объемном материале обусловлены различной динамикой накопления электрически активных РД.*

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

**Ключевые слова:** радиационные дефекты, радиационное воздействие, теллурид кадмия ртути, эпитаксиальные пленки.

### Введение

Полупроводниковые узкозонные растворы Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (КРТ) являются одними из основных материалов для создания чувствительных элементов фотоприемных устройств ИК-диапазона в спектральной области 3—5 и 8—12 мкм. В настоящее время гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС) КРТ, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), наиболее перспективные материалы для создания многоэлементных полупроводниковых детекторов ИК-излучения, обеспечивающих обработку сигнала непосредственно в фокальной плоскости. Одним из уникальных преимуществ этого метода является возможность выращивания эпитаксиальных структур с заданным распределением состава по глубине материала. Особый интерес к созданию подобных варизонных структур обусловлен уникальной воз-

можностью управления параметрами материала еще на стадии его выращивания. Так, создание в приповерхностной области широкозонного слоя значительно уменьшает поверхностную рекомбинацию, что, в конечном итоге, улучшает чувствительность изготавливаемых фотоприемников.

В процессе работы ИК-детекторы подвергаются воздействию радиации, что влияет на их параметры. В фотонных приемниках проявляются все известные радиационные эффекты (РЭ), происходящие в приборах микроэлектроники, а именно, переходные процессы, эффекты, вызываемые ионизацией, образование радиационных дефектов (РД). Значительная роль РЭ проявляется и в процессе изготовления фотонных приемников, например, при ионной имплантации.

В данной работе рассмотрено влияние различных видов облучения на параметры объемного материала и ГЭС МЛЭ КРТ.

### Облучение КРТ $\gamma$ -квантами и электронами

Исследованию дефектов кристаллической решетки в КРТ посвящено большое количество работ. Во всех работах сообщается, что при облучении кристаллов КРТ *n*-типа проводимости электронами при 80 К происходит введение электрически активных донорных центров [1—5]. Если обозначить флюенс (интегральную плотность потока частиц) через  $\Phi$ , то скорость введения доноров  $dn/d\Phi$  была оценена на уровне  $\sim 5,7$  см<sup>-1</sup>. Для образцов *p*-типа проводимости (состав  $x = 0,22$

Войцеховский Александр Васильевич, зав. кафедрой.

Коханенко Андрей Павлович, профессор.

Кортаев Александр Григорьевич, доцент.

Григорьев Денис Валерьевич, доцент.

Томский государственный университет.

Россия, 634050, Томск, пр. Ленина, 36.

Тел. (3822) 41-27-72. E-mail: vav@elefot.tsu.ru

Кульчицкий Николай Александрович, профессор.

Мельников Александр Александрович, профессор.

Московский государственный институт радиотехники,

электроники и автоматики (технический университет).

Россия, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78.

Тел. (495) 926-51-74. E-mail: n.kulchitsky@gmail.com

Статья поступила в редакцию 12 июля 2011 г.

© Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Кортаев А. Г., Григорьев Д. В., Кульчицкий Н. А., Мельников А. А., 2012

и 0,31) облучение электронами с энергией 2,5 МэВ (при 8 К) приводит к конверсии типа проводимости при потоке  $(2 - 4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Для образцов с составом  $x = 0,31$  скорость введения носителей заряда составляла  $20 - 35 \text{ см}^{-1}$ , а для  $x = 0,22 - 37 \text{ см}^{-1}$  [1].

Результаты проведенного изотермического отжига показали наличие двух стадий отжига: 50—75 и 200—230 К. При этом полное восстановление исходных свойств кристаллов КРТ, облученных электронами при 80 К, происходит при отжиге с температурой 340 К, однако наибольшая часть РД отжигается в температурном интервале 150—225 К [2].

Результаты исследования влияния высокотемпературного облучения (при 300 К) на свойства кристаллов КРТ приведены в работах [6—9]. Обнаружено, что в образцах *n*-типа проводимости облучение электронами приводит к монотонному росту концентрации носителей заряда вплоть до максимальных потоков. Скорость введения носителей заряда при этом составляла  $dn/d\Phi = (1,5 - 2,0) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . При облучении образцов *p*-типа проводимости наблюдалась конверсия типа проводимости. Область *p-n*-конверсии определялась исходной концентрацией дырок. Для образцов с концентрацией  $p = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  конверсия типа проводимости наблюдалась при потоках электронов более  $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . Величина скорости удаления носителей заряда  $dp/d\Phi$  лежала в диапазоне  $(0,8 - 1,2) \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ . После перехода образцов из *p*-типа проводимости в *n*-тип происходило резкое уменьшение скорости изменения концентрации носителей заряда, величина которой совпадала со значениями для образцов, имеющих исходный *n*-тип проводимости. Также показано, что облучение электронами не приводит к изменению характера рекомбинации в исследуемых образцах *n*-типа проводимости. Это говорит о том, что электронное облучение не приводит к появлению дополнительных рекомбинационных уровней. Проведенный изохронный отжиг образцов, облученных большими интегральными потоками электронов, показал, что восстановление электрофизических параметров материала протекает в интервале температур 350—430 К. Данный факт указывает на термическую стабильность образующихся дефектов.

Исследование дефектной структуры образцов КРТ, облученных электронами с энергией 2—3 МэВ, проведено в работе [8]. Для проведения эксперимента использовались кристаллы КРТ ( $x = 0,2$ ) *p*- и *n*-типа проводимости с концентрациями дырок и электронов, соответственно,  $p = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $n = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при 77 К. После облучения проводилось измерение параметров углового распределения аннигиляционных фононов (УРАФ), чувствительного к дефектам вакансионного типа. Про-

веденный анализ изменения параметров УРАФ показал, что при воздействии потока электронов  $\Phi \approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$  происходит образование крупных комплексов радиационных дефектов вакансионного типа. Такими дефектами могут быть, например, вакансионные кластеры  $(V_{\text{Hg}})_n^x$ , не проявляющие электрической активности, но имеющие достаточно большую скорость захвата позитронов.

Изохронный и изотермический отжиг облученного 2 МэВ электронами КРТ подробно рассматривался в работе [9]. Анализ результатов в предположении описания процесса отжига уравнением кинетики химической реакции показал, что электрически активные РД в КРТ практически полностью удаляются в интервале температур 100—150 °С в пределах одной стадии изохронного отжига. Энергия активации процесса отжига составила  $1,5 \pm 0,2 \text{ эВ}$ . В этом же температурном интервале происходит перестройка и отжиг позитроночувствительных радиационных дефектов. Характер изменения электрических и аннигиляционных параметров в целом хорошо укладывается в модель радиационного дефектообразования, предполагающую, что донорные свойства проявляют комплексы на основе междоузлий ртути. При отжиге происходит распад этих комплексов и миграция междоузельной ртути к стокам. Стоками могут являться, например, комплексы вакансионных дефектов, обнаруженные методом аннигиляции позитронов после облучения КРТ потоками электронов  $\Phi \approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$ .

Таким образом, облучение кристаллов КРТ высокоэнергетическими электронами приводит к перестройке дефектной структуры исходного материала и к образованию радиационных дефектов донорного типа, а также (в случае больших потоков облучения  $\Phi \approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ) к образованию крупных комплексов радиационных дефектов вакансионного типа, не проявляющих электрическую активность. Однако природа образующихся дефектов при низко- и высокотемпературном облучении различна. Это различие обусловлено тем, что при высоких температурах и больших потоках облучения дефекты имеют величины концентрации и коэффициентов диффузии, достаточные для взаимодействия друг с другом и образования термически стабильных комплексов. Свойства кристаллов КРТ, облученных электронами при 300 К, определяются РД, которые стабильны при температуре облучения и выше.

Результаты исследования влияния низкотемпературного облучения  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$  на монокристаллы КРТ приведены в работе [8]. Показано, что для образцов *n*-типа проводимости облучение приводит к уменьшению сопротивления, а для образцов *p*-типа проводимости — к возрастанию. Из

полученных экспериментальных данных можно сделать предположение, что в процессе облучения образуются радиационные дефекты преимущественно донорного типа. Величина скорости введения РД оценена на уровне  $8 \cdot 10^1 \text{ см}^{-1}$ .

Проведенное исследование облученных образцов методом аннигиляции позитронов показало существенное изменение параметров кривых УРАФ [10], что можно объяснить перестройкой исходной дефектной структуры материала.

Таким образом, из анализа экспериментальных данных по облучению КРТ  $\gamma$ -квантами следует, что оно подобно облучению электронами, т. е. в процессе облучения происходит образование РД донорного типа. Полученные общие закономерности обусловлены тем, что в процессе взаимодействия  $\gamma$ -кванта с материалом происходит образование комптоновских электронов. Наблюдаемые отличия экспериментальных результатов объясняются полиэнергетическим спектром образующихся комптоновских электронов.

В работе [11] рассмотрено воздействие электронного и  $\gamma$ -облучения на параметры МЛЭ КРТ. Показано, что механизмы образования электрически активных РД и процесс их эволюции протекают сходным образом как в эпитаксиальных пленках, так и в объемном материале КРТ.

Следует отметить, что для КРТ с высокой исходной дефектностью, причем и для объемного, и для эпитаксиального материала, электронное и  $\gamma$ -облучение приводят к более существенным изменениям свойств. Так, для материала  $p$ -типа, выращенного методами жидкофазной (ЖФЭ) и молекулярно-лучевой эпитаксии, с низким (50—70 нс) временем жизни неосновных носителей заряда (что свидетельствует о наличии центров рекомбинации носителей заряда) наблюдалась  $p$ - $n$ -конверсия типа проводимости на глубину до 3—5 мкм уже для потока электронов  $(5—7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . При этом отмечалось повышение фоточувствительности в 15—20 раз на  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$  в ЖФЭ структурах и в 30—50 раз в МЛЭ структурах по сравнению с исходными пленками дырочного типа проводимости [12].

### Нейтронное облучение кристаллов КРТ

Подробное описание исследований электрофизических свойств КРТ, облученных нейтронами приведено в [13]. Образцы  $n$ -КРТ ( $x = 0,20$ ) облучались реакторными нейтронами со средней энергией 2,0 МэВ интегральными потоками до  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Изохронный отжиг облученных образцов осуществлялся в течение 10 мин в интервале температур 340—410 К.

При облучении кристаллов нейтронами отмечалось снижение коэффициента Холла  $R_H$  для доз выше  $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Величины  $R_H$  для потока  $2,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  составляли  $1 \cdot 10^3 \text{ см}^3 \cdot \text{Кл}^{-1}$  для всех исследуемых кристаллов, что соответствовало значению постоянной Холла для кристаллов, облученных большими потоками электронов (до  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ) с энергией 2,0 МэВ при комнатной температуре [7]. Проводимость  $\sigma$  с ростом потока изменялась слабо, причем, в основном, наблюдалось ее уменьшение. Исключение составляли образцы с высоким значением подвижности в исходном материале ( $\geq 7 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ), в которых имело место возрастание величины  $\sigma$  при облучении. Скорость введения носителей заряда  $dn/d\Phi$  для потоков  $(6—21) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  составила 1—3  $\text{см}^{-1}$ . Для потоков  $10^{13}—10^{15} \text{ см}^{-2}$  отмечалось снижение отношения  $dn/d\Phi$  с ростом потока нейтронов. Подвижность при облучении уменьшалась по величине, что было связано с введением дефектов, изменяющих механизм рассеяния носителей заряда. Наблюдалось также резкое уменьшение времени жизни от 120 до 30 нс для потока  $2,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , что объяснялось как изменением концентрации носителей заряда, так и введением рекомбинационных центров. Из сравнения температурных зависимостей времени жизни фотоносителей до и после облучения был сделан вывод о введении дополнительных уровней рекомбинации, характеризующихся большей энергией активации (отсчитываемой от потолка валентной зоны), чем для рекомбинационных уровней в исходных образцах.

При облучении образцов  $p$ -типа проводимости ( $p = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) состава  $x = 0,3$  потоком  $\Phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  отмечалось снижение концентрации носителей заряда более чем в 3 раза, а для узкозонного материала ( $x = 0,22$ ) с концентрацией  $p = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью  $\mu = 6 \cdot 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  наблюдалась конверсия типа проводимости в интервале потоков  $10^{14}—10^{15} \text{ см}^{-2}$ . При этом для потоков более  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  значения  $R_H$  и подвижности согласуются с результатами для материала  $n$ -типа.

Изохронный отжиг электрических параметров происходил в диапазоне температур 100—140 °С. При этом после облучения потоком  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  не всегда наблюдался полный отжиг введенных облучением дефектов. Изотермический отжиг при температурах свыше 100 °С также не приводил к полному восстановлению исходных параметров кристаллов. Эти данные соответствуют результатам отжига дефектов, введенных электронным облучением. Полный отжиг радиационных дефектов и восстановление исходных параметров материала, облученного нейтронами при 80 К, происходил в интервале температур 140—200 К, что также близко к данным электронного облучения [13].

Сравнение данных, полученных облучением при различных температурах (80, 300 К) показало, что наряду с аналогичным характером изменения электрических параметров *n*-КРТ имело место различие в изменении времени жизни  $\tau$  носителей заряда. При низкотемпературном облучении реакторными нейтронами  $\tau$  падало как  $n^{-2}$ , что характерно для Оже-рекомбинации. Для высокотемпературного облучения имело место уменьшение времени жизни за счет образования дефектов рекомбинационного типа с энергией активации вблизи середины запрещенной зоны.

### Облучение КРТ ионами

Во всех работах, посвященных ионному воздействию на свойства кристаллов КРТ, отмечается, что радиационные дефекты, образующиеся в процессе облучения, полностью определяют свойства материала после облучения.

Так, в работе [14] отмечен рост поверхностной концентрации электронов  $n_s$  с увеличением дозы имплантации  $\Phi$  протонов ( $H^+$ ) с энергией 10 МэВ. При этом происходит снижение подвижности носителей заряда. Объемная концентрация электронов  $n(x)$  при увеличении дозы облучения ведет себя аналогично  $n_s$ . При этом для всех доз облучения в распределении  $n(x)$  имеется ярко выраженный максимум, расположенный на глубине  $\sim 330$  мкм (рис. 1), что близко к расчетному значению среднего проекционного пробега протонов  $R_p$ , которое для КРТ ( $x = 0,3$ ) составляет 360 мкм.

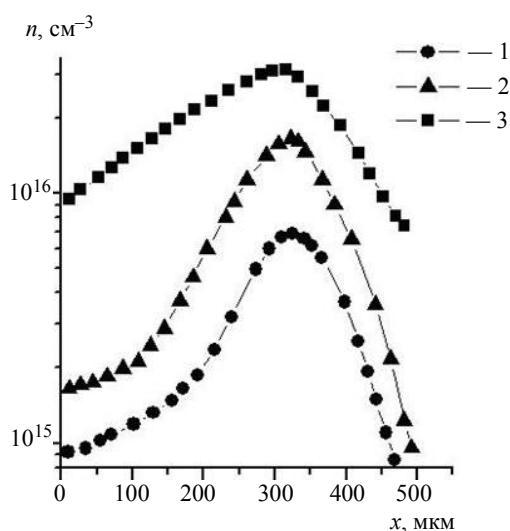


Рис. 1. Распределение концентрации электронов  $n$  по глубине КРТ ( $x = 0,3$ ), имплантированного  $H^+$  с энергией 10 МэВ для разных доз облучения

Анализ данных позитронной аннигиляции показывает, что при облучении КРТ высокоэнергетическими

ионами водорода в области ядерного торможения ионов (вблизи  $R_p$ ) образуются не только дефекты донорного типа, но и вакансионные дефекты, являющиеся эффективными центрами захвата позитронов. Структура этих дефектов не совпадает со структурой ростовых вакансионных дефектов, а также радиационных нарушений, создаваемых электронным облучением.

Совпадение параметров отжига дефектов в кристаллах КРТ, облученных электронами и протонами, позволяет сделать вывод об одинаковой структуре донорных дефектов в том и в другом случае.

Исследование имплантации  $B^+$ ,  $Al^+$ ,  $P^+$ ,  $Ag^+$  в объемный КРТ *p*-типа проводилось авторами [15]. Энергия ионов составляла 100—300 кэВ, диапазон доз облучения  $10^{13}$ — $10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Для всех доз облучения величина  $n_s$  составляла  $(5-6) \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>, а подвижность электронов  $(1-3) \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>·В<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>. Экспериментальные результаты показали, что электрофизические параметры имплантированного слоя не зависят ни от сорта ионов, ни от дозы облучения. Проанализировав полученные результаты, авторы сделали предположение, что образование после облучения слоя *n*-типа проводимости происходит за счет РД. Аналогичные результаты были получены и в других работах [16—19].

Необходимо отметить, что аморфизация поверхности наблюдается только при низкотемпературном облучении материала во всем диапазоне использованных доз облучения.

Таким образом, в процессе ионной имплантации в кристаллы КРТ в приповерхностной области облученного материала всегда формируется  $n^+$ -слой независимо от типа проводимости исходного материала или атомного номера имплантируемого элемента. Дозовая зависимость интегральной концентрации электронов выходит на насыщение при дозе (флюенсе) облучения более  $10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Величина  $n_s$  в области насыщения лежит в диапазоне значений  $10^{13}$ — $10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Насыщение зависимости слоевой концентрации электронов происходит вследствие закрепления уровня Ферми вблизи энергетического уровня вводимых радиационных дефектов, находящегося выше дна зоны проводимости на 0,15 эВ.

Отмечено также, что в имплантированном материале образуются дислокационные петли размером 2—20 нм. При облучении малыми дозами (менее  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>) дислокационные петли не наблюдаются. При имплантации ионами больших энергий и доз облучения (200 кэВ,  $10^{15}$  см<sup>-2</sup>) образуются не только дислокационные петли, но и линейные дислокации [17] и дефекты упаковки [19].

Авторы [16] предложили следующую модель образования дефектов:

в результате имплантации в облученном материале образуются простейшие дефекты — пары Френкеля;

в процессе облучения часть образовавшихся дефектов рекомбинирует, но часть вакансий, взаимодействуя между собой, собирается в дислокационные петли;

оставшиеся междоузельные атомы присоединяются к образовавшимся дислокационным петлям.

В работах [20—22] изучалось распределение объемной концентрации электронов по глубине облученного слоя  $n(x)$  после имплантации ионов  $\text{Ag}^+$  с энергией 50 и 150 кэВ. Показано, что при дозах  $10^{13}$ — $10^{15}$  см<sup>-2</sup> на распределении объемной концентрации электронов наблюдаются ярко выраженные максимумы, которые расположены значительно глубже среднего проецированного пробега  $R_p$  ионов  $\text{Ag}^+$ . При увеличении дозы облучения происходил сдвиг максимума профиля распределения  $n(x)$  вглубь образца. В приповерхностной области материала наблюдался значительный спад концентрации электронов. Основываясь на данных холловских измерений и резерфордовского обратного рассеяния, авторы указывают на два основных фактора, объясняющих такое поведение зависимости  $n(x)$ :

1) в процессе ионной бомбардировки происходит диффузия междоузельных атомов ртути из области генерации радиационных дефектов вблизи  $R_p$ , как вглубь полупроводника, так и к его поверхности с последующим их распылением;

2) образовавшиеся в приповерхностной области протяженные дефекты структуры захватывают междоузельные атомы ртути и переводят их в электрически неактивное состояние.

Особенности в поведении РД отмечены при имплантации легких ионов  $\text{B}^+$ . В работе [23] показано, что линейная область дозовой зависимости слоевой концентрации электронов при облучении ионами бора сдвинута в сторону больших доз по сравнению с имплантацией тяжелых ионов. Авторы объясняют данный факт тем, что при облучении легкими ионами в материале создаются преимущественно кластеры дефектов, а для образования протяженных дефектов нужны значительно большие дозы облучения.

В работах [24, 25] обнаружено, что, в отличие от облучения тяжелыми ионами, после облучения ионами  $\text{B}^+$  образуется  $n^+-n^-p$ -структура, т. е. пространственное распределение концентрации объемной концентрации электронов имеет двухступенчатый характер. Приповерхностный сильнолегированный  $n^+$ -слой имеет глубину порядка 1 мкм. В объеме материала образуется слаболегированный  $n^-$ -слой толщиной несколько мкм с концентрацией электронов  $n = 10^{14}$ — $10^{15}$  см<sup>-3</sup> и под-

вижностью  $\mu_n > 10^5$  см<sup>2</sup>·В<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>. Формирование  $n^+$ -слоя происходит за счет сложных комплексов дефектов донорного типа. Образование  $n^-$ -слоя происходит вследствие миграции в объем кристалла быстро диффундирующих электрически активных дефектов, которые образуются в области внедрения ионов и обладают коэффициентом диффузии  $10^{-9}$ — $10^{-8}$  см<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>.

На распределение объемной концентрации электронов, которое определяется распределением электрически активных радиационных дефектов, могут влиять вакансионные радиационные дефекты ( $V_{\text{Hg}}$ ,  $V_{\text{Cd}}$ ), обладающие акцепторными свойствами. Поскольку их коэффициент диффузии существенно меньше коэффициента диффузии междоузельной ртути, то вакансионные дефекты должны способствовать снижению концентрации электронов в области  $R_p$  имплантируемых ионов. Это предположение было подтверждено в работе [14], в которой методом аннигиляции позитронов показано, что в процессе облучения протонами с энергией 10 МэВ вводятся дефекты вакансионной природы, локализованные в районе среднего проецированного пробега протонов. Эксперименты по исследованию аннигиляции медленных позитронов в образцах КРТ, облученных ионами  $\text{Cu}^+$  и  $\text{W}^+$ , показали, что хотя глубина залегания профиля вакансионных дефектов существенно превышает  $R_p$  имплантированных ионов, но максимум распределения позитроночувствительных вакансионных дефектов находится в области нарастания концентрации дефектов донорного типа [26].

В работах [27—29] рассмотрена имплантация в эпитаксиальные пленки КРТ переменного состава.

Отмечается хорошее качественное совпадение результатов ионной имплантации в МЛЭ КРТ и в объемный материал, однако величина объемной концентрации электронов в максимуме распределения  $n(x)$  различна. В МЛЭ пленках она не превышает  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а при всех измерениях профилей распределения электронов по глубине при ионной имплантации образцов КРТ, выращенных объемными методами, она выше  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Наблюдаемые отличия результатов ионной имплантации в эпитаксиальные пленки МЛЭ КРТ и объемный материал КРТ, предположительно, обусловлены влиянием варизонного приповерхностного слоя, а основные механизмы этого влияния определяются следующими факторами:

процессы генерации первичных РД и образования комплексов вторичных электрически активных дефектов происходят в приповерхностной области переменного состава;

миграция первичных РД происходит в поле сил, возникновение которых обусловлено градиентами ширины запрещенной зоны и коэффициен-

та диффузии междоузельных атомов и вакансий ртути, возникающих вследствие изменения состава у поверхности материала.

Для проведения исследований влияния градиента состава в области внедрения имплантируемых ионов на процессы радиационного дефектообразования специально были выращены эпитаксиальные пленки с различным распределением состава в приповерхностной области материала (рис. 2).

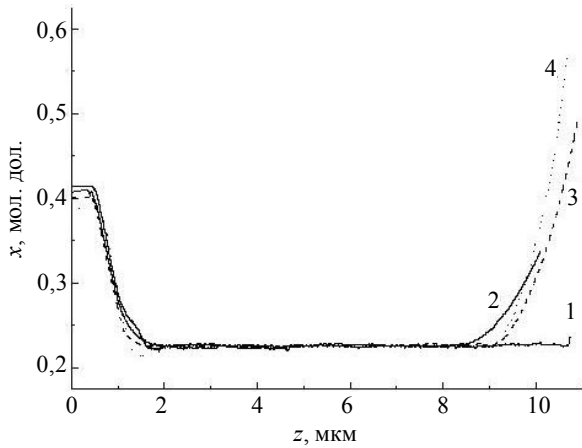


Рис. 2. Профили распределения состава  $x$  по глубине  $z$  эпитаксиальных пленок КРТ с различным составом поверхностного слоя:  
1 —  $x = 0,22$ ; 2 —  $x = 0,36$ ; 3 —  $x = 0,54$ ; 4 —  $x = 0,64$

Как видно из рис. 3, результаты имплантации зависят от состава материала на поверхности пленки. На основании полученных результатов авторы предположили, что наблюдаемые отличия в значениях слоевой концентрации определяются составом эпитаксиальной пленки в области локализации профиля  $n(x)$ . Другие факторы, такие как градиент коэффициента диффузии первичных дефектов, не являются факторами, которые обуславливают конечное распределение электрически активных комплексов, т. е. процесс миграции первичных радиационных дефектов слабо зависит от градиента состава эпитаксиальной пленки в приповерхностной области материала.

Полученное экспериментальное подтверждение зависимости динамики накопления электрически активных радиационных дефектов от состава КРТ в области внедрения имплантируемых ионов позволило сделать вывод, что основными дефектами, определяющими свойства КРТ после облучения ионами, являются комплексы на основе дефектов металлической подрешетки HgTe, поскольку увеличение состава материала в области внедрения имплантанта приводит к значительному изменению динамики накопления радиационных дефектов.

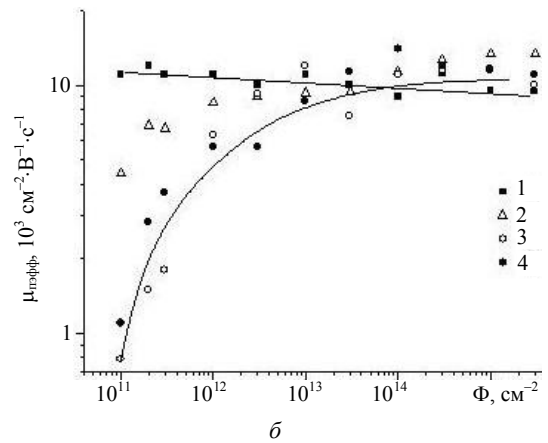
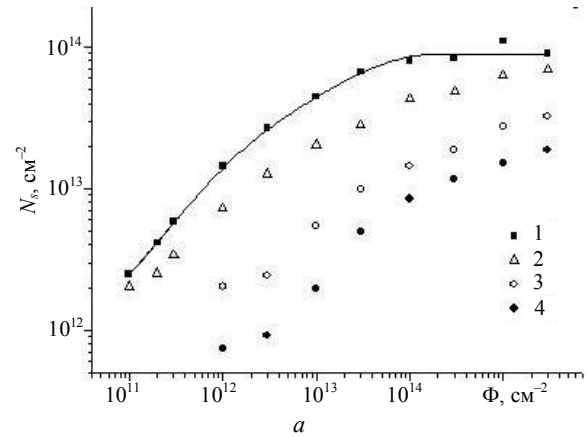


Рис. 3. Дозовая зависимость слоевой концентрации  $N_s$  (а) и эффективной подвижности  $\mu_{эфф}$  (б) электронов после облучения ионами бора с энергией  $E = 100$  кэВ. Номера экспериментальных кривых соответствуют рис. 2

Проведенное моделирование процесса радиационного дефектообразования и сравнение теоретически рассчитанных кривых с экспериментом (рис. 4) позволило сделать вывод, что форма профиля пространственного распределения объемной концентрации электронов, а также значение концентрации электронов в его максимуме полностью определяются составом КРТ в области локализации профиля радиационных дефектов.

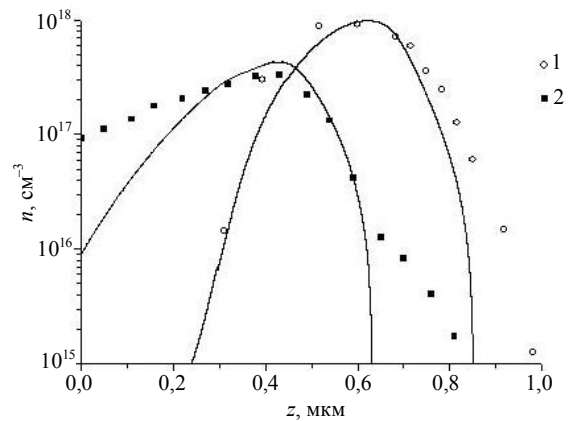


Рис. 4. Профили пространственного распределения концентрации электронов  $n$  по глубине  $z$  после облучения образцов эпитаксиальной пленки № 4 ( $x = 0,64$ ) ионами  $B^+$  с энергией 100 кэВ. Непрерывные кривые — расчетные профили пространственного распределения  $n(z)$

### Заключение

Представленные результаты показывают, что КРТ практически не теряет своих качеств при облучении потоками электронов до  $10^{17}$  см<sup>-2</sup>, нейтронами до  $10^{14}$  см<sup>-2</sup> и гамма-квантами дозами до  $10^6$  Р. Заметное изменение электрофизических и фотоэлектрических характеристик отмечается в материале с высокой исходной дефектностью (подвижность менее  $10^4$  см<sup>2</sup>·В<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>, время жизни носителей заряда менее 100 нс). Образующиеся при электронном, нейтронном и протонном облучении дефекты термически мало стабильны и почти полностью отжигаются при температурах порядка 100 °С.

Механизмы образования электрически активных РД и процесс их эволюции протекают сходным образом как в эпитаксиальных пленках, так и в объемном материале КРТ. При этом можно предположить, что основными радиационными дефектами, определяющими свойства облученного КРТ, являются дефекты в металлической подрешетке HgTe независимо от типа воздействующих частиц.

Наблюдаемые отличия результатов облучения эпитаксиальных пленок МЛЭ КРТ с переменным составом и объемного материала КРТ, главным образом, обусловлены различной динамикой накопления электрически активных РД.

### Литература

1. Melngailis J., Ryan J. L., Harman T. C. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. P. 2647.
2. Leadon R. E., Mallon C. E. // Infrared Phys. 1975. V. 15. P. 259.
3. Mallon C. E., Green B. A., Leadon R. E., Naber J. A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. V. 22. P. 2283.
4. Green B. A., Leadon R. E., Mallon C. E. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. P. 3127.
5. Leadon R. E., Mallon C. E., Naber J. A. // Proc. Int. Conf. Radiation Effects in Semiconductors. — London. U. K.: Inst. Phys. 1977. P. 514.

6. Брудный В. Н., Войцеховский А. В., Гречух З. Г. и др. // ФТП. 1977. Т. 11. № 8. С. 1540.
7. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лиленко Ю. В., Петров А. С. // Матер. Всесоюз. семинара по проблеме "Физика и химия полупроводников". — Павлодар. 1987. С. 57.
8. Войцеховский А. В., Коротаев А. Г., Коханенко А. П. // Известия вузов. Сер. Физика. 1995. № 10. С. 3.
9. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Коротаев А. Г. // Физ. электроника. 1988. Вып. 37. С. 53.
10. Войцеховский А. В., Волошин В. О., Гольман М. Б., Коханенко А. П. // Матер. Всесоюз. семинара по проблеме "Физика и химия полупроводников". 1987. — Павлодар. С. 95.
11. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Григорьев Д. В. и др. // Прикладная физика. 2003. № 5. С. 99.
12. Войцеховский А. В., Денисов Ю. А., Коханенко А. П. и др. // Автотметрия. 1998. Вып. 4. С. 47.
13. Войцеховский А. В., Волошин В. О., Гольман М. Б., Коханенко А. П. Радиационная физика узкозонных полупроводников. — Алматы: "Гылым" (Наука), Казахстан, 1998.
14. Войцеховский А. В., Коротаев А. Г., Коханенко А. П. // ФТП. 1996. Т. 30. Вып. 9. С. 1565.
15. Kolodny A., Kidron. J. // IEEE Trans. Electron. Devices. 1980. V. ED-27. No. 1. P. 37.
16. Destefanis G. L. // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 209, 210. P. 567.
17. Schaake H. F. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1986. V. 4. No. 4. P. 2174.
18. Bubulac L. O. // Ibid. 1982. V. 21. No. 1. P. 251.
19. Destefanis G. L. // J. Cryst. Growth. 1988. V. 86. P. 700.
20. Войцеховский А. В., Петров А. С., Кулинаускас В. С. и др. // Известия вузов. Сер. Физика. 1988. Т. 31. № 12. С. 83.
21. Voitsekhovskii A. V., Lilenko Yu. V., Shastov K. V. et al. // Physica Status Solidi(a). 1989. V. 13. No. 1. P. 285.
22. Войцеховский А. В., Коротаев А. Г., Коханенко А. П. // Прикладная физика. 2000. № 6. С. 38.
23. Kumar R., Dutt M. B., Nath R., Chander R., Gupta S. C. // J. Appl. Phys. 1990. V. 68. No. 11. P. 5564.
24. Талипов Н. Х., Качурин Г. А., Попов В. П. // Тез. докл. III Всесоюз. конф. "Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники". — Новосибирск. 1991. С. 31.
25. Овсяк В. Н., Талипов Н. Х. // Прикладная физика. 2003. № 5. С. 87.
26. Войцеховский А. В., Коханенко А. П. // Известия вузов. Сер. Физика. 1998. № 1. С. 101.
27. Войцеховский А. В., Григорьев Д. В., Коханенко А. П., Талипов Н. Х. // Прикладная физика. 2005. № 3. С. 83.
28. Войцеховский А. В., Григорьев Д. В., Коханенко А. П. и др. // Известия вузов. Сер. Физика. 2006. № 9. С. 25.
29. Voitsekhovskii A. V., Grigoryev D. V., Smith R. // Semicond. Sci. Technol. V. 23. No. 5. P. 7.

## Radiation effects in MCT

A. V. Voitsekhovskii, A. P. Kokhanenko, A. G. Korotaev, D. V. Grigor'ev  
TSU, 36 Lenin av., Tomsk, 634050, Russia  
E-mail: vav@elefot.tsu.ru

N. A. Kulchitsky, A. A. Melnikov  
MIREA, 78 Vernadsky av., Moscow, 119454, Russia  
E-mail: n.kulchitsky@gmail.com

*The review of influence various kinds of irradiation on properties of mercury cadmium tellurides solid solutions (MCT) is made. It is shown that the material practically does not lose the qualities at*

*the irradiation electron fluences up to  $10^{17} \text{ cm}^{-2}$  and gamma-irradiation doses up to  $10^6 \text{ R}$ . Formation mechanisms of electrically active radiation-induced defects (RD) and process of their evolution proceed identically both in epitaxial films, and in bulk material of MCT. Observable differences of results of irradiation on MBE MCT epitaxial films with variable composition and bulk material are caused mainly by different dynamics of accumulation of the electrical active RDs and dependence of electrophysical properties of a material on MCT composition.*

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

*Keywords:* radiation defects, mercury cadmium telluride, composition, epitaxial films.

Bibliography — 29 references.

*Received July 12, 2011*