

УДК 621.315.592

ОСОБЕННОСТИ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ И РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ Hg_{1-x}Cd_xTe, ВЫРАЩЕННЫХ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

Ш.О.ЭМИНОВ, А.А.АЛИЕВ, А.А.РАДЖАБЛИ, Т.И.ИБРАГИМОВ, Р.И.МУХТАРОВА

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
shikhamirev@gmail.com*

Получена: 14.12.2020
Принята к печати: 25.02.2021

РЕФЕРАТ

Показано, что запрещенная зона жидкофазных эпитаксиальных слоев n-Hg_{1-x}Cd_xTe (x=0.2-0.29), выращенных на подложках CdZnTe, уменьшается от подложки к поверхности слоя по экспоненциальному закону, т.е. обладают вариционной структурой. Установлена температурная зависимость времени жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) в области 80-300К. Показано, что с ростом температуры основной механизм рекомбинации ННЗ последовательно меняется от рекомбинации Шокли-Рида-Холла (SRH) через глубокий акцепторный уровень E_{VT}≈80мэВ к совместному действию механизмов: межзонного излучательного, либо Оже рекомбинации и рекомбинации SRH, которые в дальнейшем сменяются на ударный Оже-механизм.

Ключевые слова: HgCdTe, ИК-фотоприемники, фото-чувствительность, время жизни, рекомбинация, жидкофазная эпитаксия

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных параметров, определяющих характеристики полупроводниковых фотоприемников является время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ), длительность которого определяется механизмами их рекомбинации. Основы расчета времени жизни в полупроводниковых материалах были заложены Шокли и Ридом еще в 1952 году [1] и по настоящее время анализ механизмов генерации-рекомбинации и времени жизни ННЗ в полупроводниковых материалах, доминирующих в различных температурных диапазонах, широко используется при конструировании многослойных гетероструктур для достижения их высоких параметров. При этом возникновение и исчезновение носителей заряда происходит как в объеме (чаще всего в области поглощения), так и на поверхности или границах раздела структуры, поэтому анализируется некоторое интегральное или эффективное время

жизни неосновных носителей заряда. Поверхностная рекомбинация не вносит существенного вклада в поведение неосновных носителей заряда в области поглощения исследуемого образца вследствие пассивации его поверхности.

Процесс объемной рекомбинации происходит по механизмам, описанным ниже.

-Ударная Оже-рекомбинация [2]. При столкновении одновременно двух свободных носителей заряда одного знака и одного носителя заряда противоположного знака имеет место рекомбинация двух из них с передачей энергии третьему носителю заряда, который переходит на более высокий энергетический уровень в соответствующей энергетической зоне. Этот носитель отдает свою энергию кристаллической решетке, что приводит к уравновешиванию процесса. Очевидно, что в материалах со сложной зонной структурой, имеющих несколько подзон, возможны различные сочетания носителей, участвующих в рекомбина-

ции. В узкозонных материалах ударные Оже-процессы очень важны, поскольку при уменьшении ширины запрещенной зоны вероятность данных процессов резко возрастает. Из десяти возможных вариантов Оже-рекомбинации в Hg_{1-x}Cd_xTe [3] процессы "Оже-1" и "Оже-7" имеют наименьшую пороговую энергию (E_T ≈ Eg), и поэтому считаются наиболее вероятными. В процессе "Оже-1" электрон рекомбинирует с тяжелой дыркой, а его избыточная энергия передается второму электрону, который, в свою очередь, переходит на уровень с более высокой энергией в зоне проводимости. В процессе "Оже-7" электрон рекомбинирует с тяжелой дыркой с передачей избыточной энергии легкой дырке. С ростом температуры или с уменьшением ширины запрещенной зоны узкозонного материала интенсивность этих процессов увеличивается. При низком уровне оптического возбуждения (Δn=Δp<<n₀) в узкозонных n-Hg_{1-x}Cd_xTe (x=0.2+0.3) доминирует Оже-1 процесс, а в p-Hg_{1-x}Cd_xTe - Оже-7 процесс.

Время собственного Оже-1 рекомбинационного процесса равно

$$\tau_{01}^{Oj} = \frac{3,8 \cdot 10^{-18} n_0^2 (1 + 2\mu) \sqrt{(1 + \mu)}}{m_e^* |F_1 F_2|} \exp\left(\frac{(1 + 2\mu) E_g}{(1 + \mu) kT}\right) \quad (1)$$

здесь ε_∞ - высокочастотная диэлектрическая постоянная, μ = m_e^{*}/m_s^{*} - отношение эффективных масс электрона и тяжелой дырки, F₁ и F₂ - интегралы перекрытия периодических частей блоховских волновых функций для зоны проводимости и валентной зоны. В работах [4,5] эмпирически установлено значение F₁F₂≈0.3.

Описание γ рекомбинационных времён для Оже-7 и Оже-1 процессов в собственном полупроводнике определяется выражением

$$\gamma = \frac{r_{07}^{Oj}}{r_{01}^{Oj}} = 6 \frac{1 - \frac{5 E_g}{4 kT}}{1 - \frac{3 E_g}{2 kT}}$$

- Межзонная излучательная рекомбинация [2], связанная с переходом электрона из зоны проводимости в валентную зону и излучением фотона, энергия которого примерно

равна ширине запрещенной зоны. Время τ_г излучательной рекомбинации в условиях низкого уровня оптического возбуждения (Δn=Δp<<n₀) в Hg_{1-x}Cd_xTe определяется выражением

$$\tau_g = \frac{n_0^2}{G_8 (n_0 + p_0 + n_p)}, \quad (2)$$

здесь

$$G_8 = 7.9 \times 10^{-14} n_0^2 (m_e^*)^2 / 7.0 \tau_0 \tau_1^2 \times \left(\frac{E_g}{kT}\right)^2 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

скорость оптической генерации при равновесии с полупроводником [5], n₀ и p₀ - концентрации носителей заряда в состоянии термодинамического равновесия, n_p - концентрация оптически генерированных носителей заряда, n_p^{*} - коэффициент предэкспоненци.

- Рекомбинация Шокли-Рида-Холла (SRH) через примесные центры с глубокими уровнями, расположенными вблизи середины запрещенной зоны.

SRH процесс состоит из четырех стадий: захват электрона, эмиссия электрона, захват дырки и эмиссия дырки. В отличие от Оже-рекомбинации, которую устранить принципиально невозможно ввиду того, что она является характеристикой фундаментальных свойств материала, рекомбинация Шокли-Рида зависит от наличия примесей и дефектов, т.е. от степени совершенства технологии изготовления материала. Причиной возникновения дополнительных уровней в запрещенной зоне, помимо легирующих примесей, являются собственные дефекты, вакансии и междоузельная руты, а также дислокации с плотностью более 5·10¹⁰см⁻². Примесные энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника являются центрами рекомбинации - они выступают как ловушки для электронов и дырок. Скорости генерации-рекомбинации зависят от природы центров генерации-рекомбинации, их заряда, степени занятости и от концентрации носителей заряда в зоне проводимости и валентной зоне. Механизм SRH типичен для обоих типов проводимости Hg_{1-x}Cd_xTe.

Выражения для времен жизни электронов τ_n и дырок τ_p в теории SRH в предположении одного типа уровней рекомбинации с концентрацией N_i, расположенных на расстоянии

E_{st} от вершины валентной зоны и низком уровне оптического возбуждения даны в [6]

$$\tau_n \approx \frac{\tau_{n0}}{N_p} [N_p (\exp(-\frac{E_{st}}{kT}) + N_p)] \quad (3)$$

$$\tau_p \approx \tau_{p0} \frac{N_p}{n_p} (\exp(-\frac{E_{st}}{kT})) \quad (4)$$

В случае, когда $\tau_n \neq \tau_p$, экспериментально измеряемое время жизни τ_{SRH} в области применной проводимости для образцов эпитаксиального n-HgCdTe связано со временем жизни электронов τ_n и дырок τ_p соотношением [1]

$$\tau_{SRH} = \frac{\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p}{\mu_n + \mu_p} \quad (5)$$

В случае эпитаксиального n-HgCdTe имеют место соотношения $\tau_n \gg \tau_p$ и $\mu_n \gg \mu_p$. Поэтому τ_{SRH} , измеряемое по кривой релаксации фотопроводимости, согласно соотношению (6), будет соответствовать времени жизни электронов $\tau_{SRH} = \tau_n$.

Эффективное время жизни определяется выражением

$$\tau_{\Sigma}^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_n^{-1} + \tau_{SRH}^{-1} \quad (6)$$

Указанные три механизма рекомбинации конкурируют между собой в Hg_{1-x}Cd_xTe [3,7-9] и в зависимости от состава x доминируют в различных температурных диапазонах. В Hg_{1-x}Cd_xTe ударная рекомбинация по механизму Оже является определяющим фундаментальным процессом в области температур 120-300К, соответствующей области собственной проводимости материала. В полупроводниковых структурах Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te ударная Оже-рекомбинация распространяется практически на весь исследуемый температурный диапазон. При температурах ниже 120К активно проявляется влияние межзонной излучательной рекомбинации и рекомбинации через уровни в запрещенной зоне. Для n-Hg_{1-x}Cd_xTe рекомбинация SRH не представляет фундаментального ограничения, однако в материале p -типа проводимости с концентрацией более $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ оказывает заметное влияние на время жизни.

В настоящей работе опубликовано большое число работ по исследованию механизмов

рекомбинации в эпитаксиальных слоях Hg_{1-x}Cd_xTe, выращенных методами молекулярно-лучевой эпитаксии и эпитаксии из металлорганических соединений [3,5,8,9,15]. Однако число работ по исследованию этих механизмов в эпитаксиальных слоях Hg_{1-x}Cd_xTe, выращенных методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), ограничено. Между тем, этот достаточно разработанный современный метод эпитаксии позволяет выращивать высококачественные эпитаксиальные слои для изготовления фотоприемников. Он не требует сложного оборудования, он технологически проще и обходится дешевле в сравнении с другими методами. Технологические условия, в которых выращиваются ЖФЭ слои, существенно отличаются от условий роста при других эпитаксиальных методах. Соответственно, можно ожидать, что физические свойства ЖФЭ слоев могут иметь специфические особенности. Поэтому целью нашей работы является выяснение механизмов фоточувствительности и рекомбинации в эпитаксиальных слоях n -типа проводимости, выращенных методом ЖФЭ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Эпитаксиальные слои (ЭС) Hg_{1-x}Cd_xTe толщиной 20-30мкм выращивались методом ЖФЭ на подложках Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te ($z=0,96$) в вакуумированной ампуле из раствора-расплава, состав которого зависел от заданного состава на поверхности ЭС. Этапы ростового процесса показаны на Рис.1. Состав раствора-расплава $(Cd_{1-z}Hg_z)_{1-y}Te_y$ - источника, из которого выращивался эпитаксиальный слой с заданным составом Cd_{1-x}Hg_xTe, рассчитывался с помощью выражений для температуры фазового равновесия (плавления) $\theta^\circ\text{C}$ такого раствора и состава x , составленных на основе фазовых диаграмм Хармана, а также выведенного нами выражения $\theta^\circ\text{C} = 1144 - 845.4y + 672.6z$ [11-13]. Здесь z и y связаны с содержанием ртути C_{Hg}^i и кадмия C_{Cd}^i в жидкой фазе этого раствора выражениями $C_{Hg}^i = (1-z)(1-y)$ и $C_{Cd}^i = z(1-y)$ (Рис.2).

Методика подготовки подложек и ростовых растворов к эпитаксии, описание устройств и оснасток для проведения процесса роста, а также детали процесса выращивания были описаны нами в [10-13].

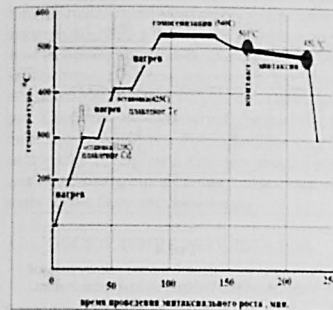


Рис.1 Типичный график «температура-время» для ЖФЭ HgCdTe (этапы ростового процесса).

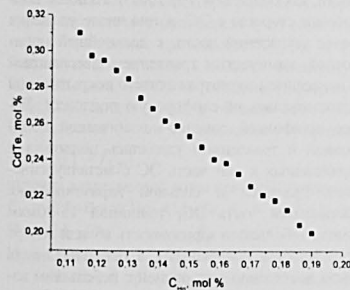


Рис.2 Зависимость состава эпитаксиального слоя Cd_{1-x}Hg_xTe от содержания ртути в растворе (Cd_{1-z}Hg_z)_{1-y}Te_y в процессе синтеза [13].

Снимок поперечного среза эпитаксиальной структуры HgCdTe, снятый без использования подкравивающих травителей, показан на Рис.3.

Методом послойного химического травления эпитаксиального слоя и измерения спектра его оптического пропускания и фотопроводимости был рассчитан профиль распределения состава кадмия (x) по толщине. Этот профиль указал на то, что выращенные ЭС слои имеют варизонную структуру, в которой ширина запрещенной зоны (E_g) уменьшалась от подложки к поверхности по экспоненциальному закону с сильно выраженной варизонностью в слое до 5мкм от подложки с дальнейшим выходом на практически постоянный состав.

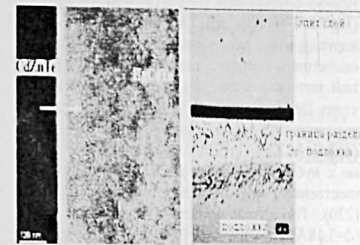


Рис.3 Микрофотографии фрагмента поперечного среза эпитаксиальных структуры с повышенной плотностью дислокационных ямок $N = 10^6 - 10^7 \text{ см}^{-2}$ на границе раздела CdZnTe - HgCdTe

В процессе эпитаксии на границе раздела поверхности подложки CdZnTe и растущего эпитаксиального слоя HgCdTe протекает диффузионный процесс твердотельного замещения Cd атомами Hg. Одновременно меняются и параметры кристаллографической решетки. Несмотря на то, что значения постоянных решеток (a) и температурных коэффициентов расширения (α) исходных компонентов этой гетерокомпозиции CdZnTe и HgCdTe очень близки, металлургическая граница раздела обогащена структурными дефектами. На снимке скола (Рис.3) эпитаксиальной структуры CdZnTe-Hg_{1-x}Cd_xTe отчетливо проявляется относительно светлый слой с повышенной плотностью дислокационных ямок ($\sim 10^6 - 10^7 \text{ см}^{-2}$) на границе раздела подложки CdZnTe - слой HgCdTe.

На Рис. 4 показаны рентгеновские дифрактограммы этих эпитаксиальных структур, измеренные в интервале углов (2θ) от 20° до 50° до и после отжига в парах ртути при 270°C . Относительная интенсивность двух пиков, соответствующих $\text{HgCdTe} \langle 111 \rangle$ (при $2\theta=23.8^\circ$), $\text{CdZnTe} \langle 220 \rangle$ (при $2\theta=40.7^\circ$) а также $\langle 311 \rangle$ (при $2\theta=39.4^\circ$) является индикатором степени ориентированности и монокристалличности. Присутствие или отсутствие пиков теллура ($\text{Te}_2 \langle 101 \rangle$ при $2\theta=28.4^\circ$) и $\text{Te} \langle 102 \rangle$ при $2\theta=38.3^\circ$ может указывать на то, является ли пленка однофазной (HgCdTe) или двухфазной (HgCdTe и теллур) [14]. На дифракционной картине до отжига присутствуют несколько селективных структурных рефлексов различной интенсивности. Пики, наблюдаемые при углах 2θ , равных 24.25° , 40.5° , 46.25° и соответствующие межплоскостным расстояниям (d) 3.74 \AA , 2.24 \AA и 1.97 \AA связаны соответственно с кубическими фазами HgCdTe с преимущественной ориентацией в плоскостях (111) и (220). Пики, наблюдаемые при углах 28.4° ($d=3.18\text{ \AA}$) и 38.3° ($d=2.35\text{ \AA}$), соответствуют разным модификациям теллура. Как видно из дифрактограмм, интенсивность пика, связанного с кубической фазой с ориентацией (111), после отжига увеличилась вдвое, и он резко сузился. Пики, соответствующие теллуру, после отжига уже не проявляются. Расположение пика в плоскости (111), наблюдаемого до отжига при $20-24.25^\circ$ (межплоскостное расстояние $d_{111}=3.74\text{ \AA}$), после отжига не изменилось. Однако, пик, расположенный при 40.5° ($d_{220}=2\text{ \AA}$) и связанный с неосновной фазой (220), несколько сместился в сторону уменьшения значений 2θ , соответствующих межплоскостному расстоянию $d_{220}=2,280\text{ \AA}$. Аналогичный сдвиг пиков также наблюдается при сравнении дифрактограмм объемных кристаллов $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ и $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$. Согласно формуле зависимости постоянной кристаллической решетки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ от состава [15], межплоскостное расстояние растет с ростом x . Сдвиг пиков в эпитаксиальном слое после отжига связан с изменением соотношения компонентов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в сторону увеличения со-

держания кадмия (x) при испарении части ртути из объема во время отжига.

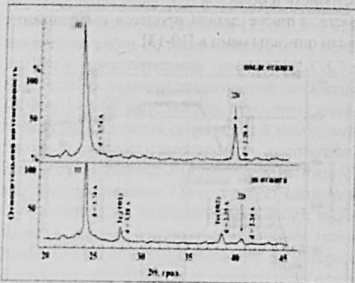


Рис.4

Рентгеновские дифрактограммы эпитаксиальной структуры CdZnTe-HgCdTe до и после отжига.

После исследований структурных дефектов на поверхности полученных ЭС формировались фоторезистивные структуры с двусторонней металлизацией индием и пассивацией поверхности, как описано в [16]. Для этого после подготовки стороны с ЭС, в том числе удаления более узкой части, с дальнейшей полировкой, химическим травлением, пассивацией и нанесением антиотражающего покрытия, она приклеивалась на сафировую подложку. Далее шлифовкой, химико-механической полировкой и травлением удалялись подложка и прилегающая к ней часть ЭС с металлургической границей и сильной варьированностью. Оставшаяся часть ЭС, толщиной 15-20мкм имела небольшую варьированность вблизи теперь уже верхней поверхности, а остальная часть была достаточно однородной с небольшим изменением состава в пределах $x \approx \pm 0,015$. Наличие небольшого варьированного слоя вблизи поверхности способствовало уменьшению влияния поверхности. Чтобы устранить влияние варьированности на контакты, контактные области формировались со скосом, а наличие двусторонней металлизации способствовало равномерному распределению приложенного на-

пряжения смещения в объеме сформированного фоторезистора.

Рекombинационные механизмы в эпитаксиальных слоях $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ изучались посредством измерения времени жизни неосновных носителей заряда при импульсном возбуждении по стандартной методике в интервале температур 80-300К в криостате со входным окном из бромистого калия, снабженным платиновым термодатчиком, нагревателем и устройством автоматической регуляции температуры. Скорость поверхностной рекомбинации, оцененная из спектров фотопроводимости, была порядка $1-2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{с}$. Соответственно, влияние поверхности на величину объемного времени жизни было несущественно.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из экспериментально полученных температурных зависимостей времени жизни ПНЗ в $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (Рис.5) с различными составами видно, что во всех образцах с понижением температуры время жизни экспоненциально растет и в зависимости от состава достигает максимального значения при разных температурах, соответствующих переходу от собственной к примесной проводимости. Для $x=0.2$ максимум достигается в области температур 90-100К, для $x=0.25$ в области температур 120-125К, а для $x=0.3$ в области 180-190К. Вычисленная по наклонам кривых

$$\tau_A \sim \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right)$$

ширина запрещенной зоны при 80К составляет $E_g = 0.19 \text{ эВ}$ для $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$, $E_g = 0.18 \text{ эВ}$ для $\text{Hg}_{0.75}\text{Cd}_{0.25}\text{Te}$, и $E_g = 0.27 \text{ эВ}$ для $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$.

На Рис.6 представлены расчётные зависимости времени жизни ПНЗ в $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ для различных механизмов рекомбинации, построенные на основе выражений (1-4). Здесь также показана экспериментально полученная кривая $\tau_{\text{эксп}}$.

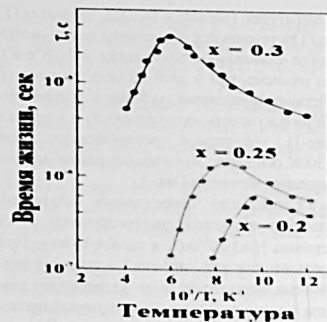


Рис.5

Температурная зависимость времени жизни ПНЗ в $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ состава $x=0.2$, $x=0.25$ и $x=0.3$.

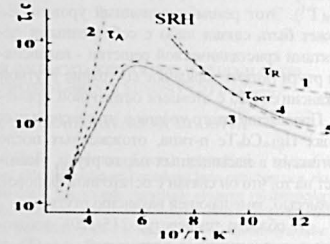


Рис.6

Зависимость времени жизни ПНЗ в $n\text{-Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ от обратной температуры; 1 - излучательная межзонная рекомбинация (τ_R); 2 - рекомбинация по Оже-1 (τ_A); 3 - наши экспериментальные данные; 4 - остаточное время жизни $\tau_{\text{ост}}$; 5 - рекомбинация по SRH.

Как видно из Рис.6, в области низких температур ($\sim 100\text{К}$) доминирует рекомбинация неравновесных носителей по механизму SRH через глубокие уровни. При температурах 200-300К расчетная зависимость $\tau_R(T^{-1})$ хорошо согласуется с результатами экспериментальных измерений (кривая 3). Это указывает на то, что в области температур 200-300К доминирует межзонная излучательная рекомбинация. При

температурах, близких к $T \approx 300\text{K}$, кривые $\tau_{\text{tr}}(T)$ и $\tau_{\text{d}}(T)$ пересекаются и величины τ_{tr} и τ_{d} оказываются примерно одинаковыми ($\sim 3 \cdot 10^{-6}$ сек.). Это означает, что в этой области температур действует смешанный механизм рекомбинации – совокупность излучательного и ударного (Оже-1) механизмов рекомбинации. При $T > 300\text{K}$ основным механизмом рекомбинации становится механизм Оже-1.

Наибольшая концентрация остаточной примеси в изучаемых эпитаксиальных слоях составила $N_{\text{d}} \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а $\tau_{\text{tr}} \approx 6.4 \cdot 10^{-6}$ сек. При использовании этих значений в качестве подгоночных параметров было установлено значение основного центра, через который происходит рекомбинация по механизму Шокли-Рида $E_{\text{tr}} \approx 80 \text{ мэВ}$. При этом значении температурная зависимость времени жизни $\tau_{\text{SRH}}(T^{-1})$, рассчитанная по теории Шокли-Рида, хорошо согласуется с температурной зависимостью $\tau_{\text{tr}}(T^{-1})$. Этот рекомбинационный уровень E_{tr} может быть связан либо с собственными дефектами кристаллической решетки – вакансиями ртутти (второе зарядовое состояние ртутной вакансии), либо с атомами остаточной примеси. Проявление этого уровня в эпитаксиальных слоях $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ n-типа, отожженных после эпитаксии в насыщенных парах ртутти, указывает на то, что он связан с остаточной фоновой примесью, замещающей вакансию ртутти.

В области температур 115-120К наблюдается переключение зависимостей $\tau_{\text{SRH}}(T)$ и $\tau_{\text{tr}}(T)$. При дальнейшем повышении температуры происходит резкое усиление тепловой рекомбинации неравновесных дырок в валентную

зону, что приводит к увеличению τ до уровня, превышающего время межзонной излучательной рекомбинации. Этот механизм становится доминирующим механизмом еще до достижения температур, соответствующих области собственной проводимости, и остается основным механизмом рекомбинации вплоть до $T \approx 300\text{K}$. При дальнейшем росте температуры доминирующим процессом становится уже Оже-ударная рекомбинация.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально подтверждено, что в области температур 80-300К наличие встроенного варизонного поля не оказывает существенного влияния на температурную зависимость времени жизни ПНЗ в эпитаксиальных слоях n- $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.2$; 0.25 и 0.29), выращенных методом ЖФЭ, и аналогична такой же зависимости для объемных образцов с малой скоростью поверхностной рекомбинации. При этом, с ростом температуры время жизни определяется сначала ($T=100\text{K}$) механизмом Шокли-Рида-Холла, затем ($T>120\text{K}$) действием двух механизмов – межзонной излучательной, либо Оже рекомбинации и рекомбинации Шокли-Рида-Холла через глубокий уровень акцепторного типа $E_{\text{tr}} \approx 80 \text{ мэВ}$, а в дальнейшем ($T>300\text{K}$) доминирующим механизмом рекомбинации становится межзонный ударный Оже-механизм с участием двух электронов и легкой дырки.

1. W.Shockley, W.T.Read. *Statistics of the recombination of holes and electrons*, *Phys. Rev.*, **87** (1952) 835-842.
2. П.И.Яковлева. *Процессы рекомбинации и анализ времени жизни в узкозонных полупроводниковых структурах CdHgTe. Успехи прикладной физики*, **3** (2015) 169-179.
3. A.Rogalski. *Infrared Detectors*, 2nd edition. Boca Raton: CRC Press, (2011) 898.
4. J.Baker, F.A.Capaci, D.E.Charlton. *Recombination in cadmium mercury telluride photode-*

tectors, *Solid St.Electronics*, **21**(1978) 1475-1480.

5. D.E.Lacklison, P.Capper. *Minority carrier lifetime in doped and in doped p-type HgCdTe*, *J. Appl. Phys.*, **1**(1987)33-43.
6. С.М.Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках*, Москва: Физматгиз, (1963) 496.
7. M.Kinch. *The Future of Infrared: III-Vs or HgCdTe?* *Journal of Electronic Materials*, **44** (2015) 2969-2976.

8. Д.Г.Икусов, Ф.Ф.Сизов, С.В.Старый, В.В.Тетеркин. *Механизмы рекомбинации неравновесных носителей в эпитаксиальных слоях CdHg_{1-x}Te (x = 0.20–0.23)*, *ФТП*, **41** (2007) 134-139.
9. Н.Л.Баженов, К.Д.Мынбаев, Г.Г.Зегря. *Температурная зависимость времени жизни носителей заряда в узкозонных твердых растворах CdHg-Te: учет оже-процессов*, *ФТП*, **49** (2015) 444-448.
10. А.А.Алиев, А.К.Мамедов, Л.А.Насибов, Ш.О.Еминов et al. *Multi-channel infrared imager*, *SPIE Proceedings*, **4340** (2000) 128-132.
11. Ш.О.Эминов, А.А.Раджабли, Т.И.Ибрагимов. *Влияние методики полирования подложек CdZnTe на жидкофазную эпитаксию слоев HgCdTe*, *Неорганические материалы*, **46** (2010) 796-800.
12. E.Huseynov, Sh.Eminov, A.Rajabli et al. *Evaluation of composition reproducibility of*

HgCdTe epitaxial layers grown in novel liquid phase epitaxy apparatus, *Japanese Journal of Applied Physics*, **50** (2011) 05F16-1-2.

13. Sh.O.Eminov. *Liquid phase epitaxy apparatus and features of HgCdTe layers*, *Electrical & Electronic Technol. Open Access Journal*, **2** (2018) 322-325.
14. J.T.Cheung. *Growth of the HgCdTe by modified molecular epitaxy*, *Semi-annual Technical Report*, Rockwell Research Center USA, (1981) 41.
15. W.M.I Higgins, G.N.Seiler, R.G.Roy, R.A.Lancaster. *Standard relationship in the properties of HgCdTe*, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A7** (1989) 271-275.
16. А.А.Алиев, Э.К.Гусейнов, Ш.М.Кулиев и др. *Инфракрасный фотодетектор*, ПТЭ, (1996) 150-151.

MAYE FAZA EPITAKSIYA ÜSULU İLƏ GÖYƏRDİLƏN HgCdTe EPITAKSIAL TƏBƏQƏLƏRDƏ FOTOHƏSSASLIQ VƏ REKOMBİNASIYA PROSESİNİN XÜSUSIYYƏTLƏRİ

Ş.O.EMİNOV, Ə.Ə.ƏLİYEV, Ə.Ə.RƏCƏBLİ, T.LİBRAHİMOV, R.İ.MUXTAROVA

Göstərilmişdir ki, maye fazadan epitaksiya üsulu ilə CdZnTe altlıqlarının üzərində göyərdilmiş n-Hg_{1-x}Cd_xTe (x=0.2-0.29) epitaksial təbəqələrdə qadınan olunmuş zonasının eni altlıqdan başlayaraq epitaksial layın səthi boyunca eksponensial qanunla azalır, yəni onlar varizon quruluşu malikidirlər. 80-300K intervalında tərtibləndirilən müayinə yükdaşıyıcılarının (TOYD) yaşama müddətinin temperatur asılılığı müəyyən edilmişdir. Göstərilmişdir ki, temperaturun artması ilə TOYD rekombinasiya mexanizmi ardıcıl olaraq Evr=80meV akseptor səviyyəsi üzərindən Şokli-Rid-Xol (SRH) rekombinasiyasından ya zonalıranası ştalandırma və ya Oje rekombinasiyasına və SRH rekombinasiyası birgə mexanizmə, daha sonra isə zərərli Oje rekombinasiya mexanizmi ilə əvəzlənir.

THE FEATURES OF PHOTSENSITIVITY AND RECOMBINATION PROCESSES IN LPE GROWN HgCdTe EPITAXIAL LAYERS

Sh.O.EMINOV, A.A.ALIYEV, A.A.RAJABLI, T.LIBRAGIMOV, R.I.MUXTAROVA

It has been shown that the of LPE n-Hg_{1-x}Cd_xTe layers (x=0.2-0.29) grown on CdZnTe substrates had a graded-band gap structure. The temperature dependence of the lifetime of nonequilibrium charge carriers (NCC) in the range 80-300K has been established. It has been established that with increasing temperature, the mechanism of NCC recombination sequentially changed from Shockley-Reed Hall (SRH) recombination through a deep acceptor level Evr=80meV to the combined action of interband radiative or Auger recombination mechanisms and SRH recombination, which were subsequently replaced by shock Auger mechanism.