

03,09,12

## Новые центры рекомбинации в слоях КРТ МЛЭ на подложках (013) GaAs

© С.А. Дворецкий<sup>1</sup>, М.Ф. Ступак<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>1</sup>, В.С. Варавин<sup>1</sup>, В.Г. Ремесник<sup>1</sup>, С.Н. Макаров<sup>2</sup>, А.Г. Елесин<sup>2</sup>, А.Г. Верхогляд<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: dvor@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 31 августа 2022 г.

В окончательной редакции 31 августа 2022 г.

Принята к публикации 6 сентября 2022 г.

Наблюдается большая неоднородность времени жизни неосновных носителей заряда от 1 до  $10\ \mu\text{s}$  при 77 К по площади в некоторых экспериментах при выращивании высококачественных слоев HgCdTe электронного типа проводимости на подложках из GaAs диаметром 76.2 mm с ориентацией (013) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Как правило, такие времена определяются рекомбинацией носителей на центрах Шокли–Холла–Рида (ШХР). Современные исследования и представления природы ШХР-центров не позволяют объяснить наблюдаемые результаты. Проведенные измерения слоев HgCdTe методом второй гармоники отраженного лазерного излучения показали существование квазипериодического изменения сигнала в минимумах азимутальной зависимости, которое связывается с появлением разориентированных микроучастков кристаллической структуры. Амплитуда квазипериодического изменения сигнала уменьшается с увеличением времени жизни и полностью исчезает для областей с высокими значениями времени жизни. Аналогичные зависимости наблюдаются при травлении слоев HgCdTe, что свидетельствует о существовании разориентированных микроучастков во объеме. Таким образом, разориентированные микроучастки кристаллической структуры оказывают существенное влияние на время жизни и являются новыми центрами рекомбинации Шокли–Холла–Рида.

**Ключевые слова:** слои HgCdTe, время жизни, вторая гармоника, азимутальные угловые зависимости, рекомбинационные центры, разориентированные микроучастки.

DOI: 10.21883/FTT.2023.01.53923.466

### 1. Введение

Гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС) твердого раствора теллуридов кадмия и ртути (КРТ, HgCdTe), выращиваемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), занимают лидирующее место в качестве базового фоточувствительного материала для детекторов инфракрасного (ИК) излучения с высокой чувствительностью в широком спектральном диапазоне длин волн [1]. В настоящее время для выращивания HgCdTe применяются три основных метода эпитаксиального роста: жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ, LPE), парофазная эпитаксия из металлоорганических соединений (МОПФЭ, MOCVD) и молекулярно-лучевая (пучковая) эпитаксия (МЛЭ, МПЭ, МВЕ). Методы МОПФЭ и МЛЭ выращивания ГЭС КРТ на подложках большой площади обеспечивают более однородные характеристики материала, что необходимо для повышения производительности и качества приема сигналов, а также получение сложных структур с резкими и сложными профилями состава и легирования по толщине для разработки детекторов новых конструкций. Технология МЛЭ получила широкое развитие и рассматривается как основное направле-

ние для выращивания ГЭС КРТ, в том числе и для промышленного производства на подложках GaAs и Si. Это связано с рядом преимуществ такой технологии перед другими эпитаксиальными методами [2]. Качество технологии МЛЭ определяется качеством материала ГЭС КРТ и его характеристиками при криогенных температурах. После выращивания ГЭС КРТ МЛЭ без дополнительного легирования имеют электронный тип (*n*-тип) с высокими электрофизическими характеристиками: низкую концентрацию и высокую подвижность основных носителей заряда, а также большое время жизни (ВЖ) неосновных носителей. Для ИК-детекторов с предельными параметрами, ограниченными фоновым излучением, на основе материала  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с составом теллурида кадмия  $X_{\text{CdTe}} = 0.2-0.3$  требуются охлаждение до криогенных температур (температуры жидкого азота и ниже). Нелегированные слои ГЭС КРТ МЛЭ высокого качества позволяют изготавливать высокочувствительные фоторезистивные ИК-детекторы [3–6]. Легированные индием (In) в процессе роста слои ГЭС КРТ МЛЭ *n*-типа с концентрацией носителей заряда более  $10^{15}\ \text{cm}^{-3}$  используются в качестве базы для фотовольтаических ИК-детекторов с архитектурой  $P^+-n$ -перехода,

обеспечивая предельные параметры ИК-детекторов при криогенных и повышенных температурах [7–11].

Время жизни (ВЖ) неосновных носителей заряда — один из физических параметров, который определяет качество и фотоэлектрические характеристики ИК-детекторов. Существует обширная литература по изучению ВЖ в материале КРТ с  $X_{\text{CdTe}}$  0.2–0.4, полученного различными методами. При изучении ВЖ в интервале температур от жидкого гелия до комнатной температуры для различного уровня концентрации носителей заряда было установлено, что основными процессами рекомбинации, определяющими величину ВЖ в объеме прямозонного фотонного полупроводника КРТ, являются фундаментальные Оже- и радиационные процессы и рекомбинация на центрах Шокли–Холла–Рида (ШХР), которые являются точечными и структурными дефектами. При изготовлении ИК-детекторов очень важна также рекомбинация на поверхности [12]. ВЖ ( $\tau$ ) при криогенных температурах определяется рекомбинацией на центрах ШХР, которое обратно пропорционально концентрации таких центров ( $N_{\text{ШХР}}$ ),  $\tau \sim 1/N_{\text{ШХР}}$ . Несмотря на обилие соответствующей литературы, идентичность центров ШХР остается неясной, за исключением собственных дефектов, остаточных примесей и комплексов [13,14]. Было отмечено, что дислокации могут приводить к уменьшению времени жизни [13,15–17].

Рекомбинация на поверхности или интерфейсе между подложкой и эпитаксиальным слоем приводит к уменьшению времени жизни, что ухудшает параметры ИК-детектора. Для снижения или устранения поверхностной рекомбинации проводят пассивацию поверхности изоляторами [18,19], или выращивают на поверхности широкозонные слои *in situ* [20]. Нами было показано, что варизонные широкозонные слои у поверхности и у интерфейса между эпитаксиальным слоем и подложкой позволяют полностью исключить влияние поверхностной рекомбинации на величину ВЖ [21,22].

Таким образом, исследования процессов рекомбинации в ГЭС КРТ МЛЭ позволили получить после выращивания нелегированный или легированный индием материал *n*-типа проводимости высокого качества с большим временем жизни, как на подложках (211)В CdZnTe, так и (013) GaAs с варизонными широкозонными слоями на границах фоточувствительного слоя [23–26]. Нелегированные слои после роста имели *n*-тип проводимости с концентрацией электронов  $(2-4) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (для лучших образцов на подложках CdZnTe  $(2-3) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , подвижностью до  $200\,000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  и временем жизни до  $20 \mu\text{s}$  при 77 К. В легированных In слоях подвижность электронов и время жизни лежали в интервалах  $100\,000-300\,000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  и  $8.0-0.04 \mu\text{s}$  для уровня легирования In в диапазоне  $10^{15}-10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . По наблюдаемой температурной зависимости ВЖ в интервале температур 77–300 К было установлено, что при концентрациях электронов ниже  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  значения измеряемой величины времени жизни связаны с рекомбинацией на

центрах ШХР [27]. При более высоких концентрациях величины ВЖ определяется Оже-рекомбинацией.

Для увеличивающегося спроса на ИК-детекторы различного назначения необходимо увеличить производство материала КРТ. В настоящее время основным материалом высокого качества являются ГЭС КРТ на подложках CdZnTe. Однако недостатки таких подложек, связанные с их высокой стоимостью, растущей с увеличением размеров, привели к развитию технологий МОПФЭ и МЛЭ на альтернативных подложках большой площади GaAs ( $\varnothing 100 \text{ mm}$ ) и Si ( $\varnothing 150 \text{ mm}$ ). Как правило, эти технологии (методы выращивания) должны обеспечить высокую однородность параметров ГЭС КРТ МЛЭ на большой площади структур. Однако при разработке технологии наблюдаются неоднородности различных параметров по площади ГЭС, для некоторых выявлены причины возникновения и найдены решения. Для нелегированных ГЭС КРТ МЛЭ в некоторых случаях наблюдался большой разброс значений времени жизни по площади (больше, чем на порядок). Такой разброс можно объяснить разбросом концентрации центров ШХР, которые обычно связывают с вакансиями ртути. Условия выращивания, в основном, определяются температурой подложки и давлением ртути в методе МЛЭ, которые определяют концентрацию вакансий ртути. Для получения материала высокого качества эти параметры могут изменяться в узком интервале оптимальных условий выращивания. Для больших изменений концентрации вакансий ртути требуется изменение условий роста в широких пределах, что приводит к образованию различных хорошо выявляемых структурных дефектов с большой плотностью [14,28,29], которые значительно ухудшают качество ГЭС КРТ МЛЭ. Однако в ряде случаев наблюдаются большие изменения времени жизни по площади пластины при росте в оптимальных режимах (соотношения потоков кадмия и теллура, давления паров ртути перед подложкой и т.п.). При этом на отдельных участках ГЭС КРТ МЛЭ вероятно образуется высокая концентрация центров ШХР, обеспечивающих высокие скорости рекомбинации, что приводит к наблюдаемому уменьшению времени жизни. В настоящее время природа таких центров не определена.

Нами были проведены исследования кристаллической структуры ГЭС КРТ МЛЭ на подложках GaAs с помощью анализа азимутальной зависимости сигнала второй гармоники отраженного зондирующего лазерного излучения [30]. Впервые наблюдалось по всей толщине слоя КРТ квазипериодическое изменение сигнала в минимуме азимутальной зависимости второй гармоники, превышающее шумовый приемного тракта [31]. Было сделано предположение об образовании в процессе роста разориентированных микроучастков в объеме, которые ухудшают структурное совершенство. На границах таких микроучастков может происходить повышенная рекомбинация носителей заряда, приводящая к уменьшению времени жизни неосновных носителей.

В настоящей работе проведено исследование методом второй гармоники кристаллического совершенства слоя  $\text{HgCdTe}$  с неоднородным распределением времени жизни по площади, выращенного на подложке  $(013)\text{GaAs}$  диаметром  $76.2\text{ mm}$  методом МЛЭ. Предполагается, что возможной причиной наблюдаемых низких значений времени жизни являются процессы рекомбинации на новых ШХР-центрах, природа которых определяется существованием разориентированных микроучастков кристаллической структуры.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Исследования распределения электрофизических характеристик и структурного совершенства кристаллической решетки по площади проводились на образце ГЭС КРТ МЛЭ, выращенном на подложке  $\text{GaAs}$   $(013)$  диаметром  $76.2\text{ mm}$ , с контролем состава и толщины слоев методом одноволновой эллипсометрии *in situ* [24]. При выращивании ГЭС КРТ МЛЭ на предварительно подготовленной атомарно чистой и гладкой [2] поверхности  $\text{GaAs}$  последовательно выращиваются буферные слои  $\text{ZnTe}$  и  $\text{CdTe}$  и слой КРТ. На рис. 1 приведено изменение состава по толщине слоя КРТ исследуемой структуры 1MCT191113.

Слой КРТ общей толщиной  $7.1\text{ }\mu\text{m}$  включает однородный поглощающий слой состава  $x = 0.22$ , нижний широкозонный варизонный слой на гетерогранице с буферным слоем  $\text{CdTe}$  с изменением состава от  $x = 0.40$  до  $x = 0.22$  толщиной  $\sim 0.8\text{ }\mu\text{m}$  и верхний широкозонный варизонный слой на поверхности с изменением состава от  $x = 0.22$  до  $x = 0.44$  толщиной  $\sim 0.4\text{ }\mu\text{m}$ .

Измерение концентрации носителей заряда и их подвижности в целой структуре и ее отдельных фрагментах произвольной формы, полученных механическим разделением, проводилось методом Ван-дер-Пау на лабораторной установке измерений эффекта Холла [32,33]. Использовались прижимные контакты. Измерения целой ГЭС КРТ МЛЭ проводились в вакуумном криостате. Измерения фрагментов ГЭС КРТ МЛЭ проводились при погружении в жидкий азот в специальном держателе с экраном, исключающим фоновую засветку. Ток через образец, магнитное поле и температура измерений составляли  $1\text{ }\mu\text{A}$ ,  $0.05\text{ T}$  и  $77\text{ K}$  соответственно. Состав, толщина слоев КРТ и их распределения по площади структуры определялись из спектров пропускания в диапазоне длин волн  $2\text{--}20\text{ }\mu\text{m}$  с использованием Фурье-спектрометра „Инфралюм 801“. Точность определения состава и толщины слоев КРТ составили  $0.0005$  мольных долей  $\text{CdTe}$  и  $0.1\text{ }\mu\text{m}$  соответственно.

Измерения времени жизни проводились с использованием криостата и специального держателя с помощью регистрации спада сигнала фотопроводимости СВЧ методом на установке „Таурис-Т“ при  $77\text{ K}$  [34]. Измерения проводились при малом уровне фоновой

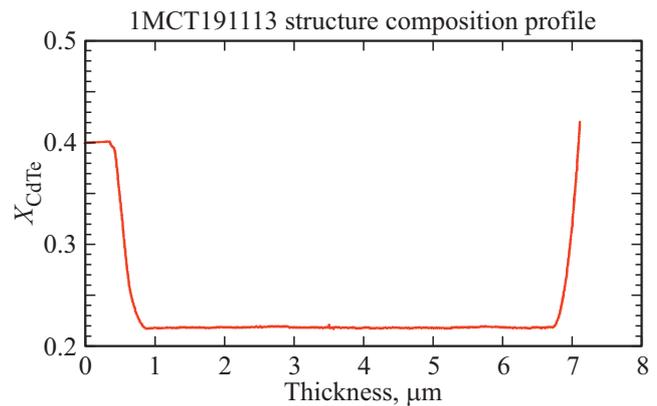


Рис. 1. Распределение состава  $X_{\text{CdTe}}$  в слоях КРТ образца 1MCT191113.

засветки, возбуждение фотопроводимости осуществлялось импульсным полупроводниковым лазером с длиной волны  $0.92\text{ }\mu\text{m}$ , время спада импульса света (по уровню 0.1) — не более  $10\text{ ns}$ . Диаметр измеряемой площади составлял  $5\text{ mm}$ .

Измерение структурного кристаллического совершенства подложки и слоев ГЭС КРТ МЛЭ проводилось методом генерации второй гармоники (ГВГ) *ex situ* на высокочувствительном лабораторном стенде нелинейно-оптической диагностики, детальное описание работы которого представлено в [31,35]. Средняя мощность возбуждающего ВГ  $\text{YAG:Nd}$ -лазера варьировалась в интервале от  $0.01$  до  $0.07\text{ W}$ . Время получения экспериментального графика угловой зависимости сигнала ВГ составляло от  $10$  до  $30\text{ s}$ . Диаметр зондируемой области составил  $200\text{ }\mu\text{m}$  на глубине генерации ВГ  $\sim 5\text{ nm}$ . Отметим, что в методе ГВГ сравнительный количественный анализ экспериментальных и численных модельных данных для идеального кристалла в заданной локальной области позволяет получать количественную информацию о кристаллическом состоянии приповерхностного слоя исследуемого образца [36–38]. Измерения кристаллического состояния слоев КРТ по толщине проводилось при последовательном послойном химическом травлении в растворе  $\text{Vg}:\text{Hvг} = 0.05:1$  и измерении азимутальной зависимости интенсивности сигнала ВГ.

## 3. Результаты и анализ экспериментальных данных

### 3.1. Модельная зависимость сигналов ВГ в кристаллах ГЭС КРТ МЛЭ на подложках $\text{GaAs}$ в области ориентации $(013)$

Соединения в составе ГЭС КРТ МЛЭ и подложки  $\text{GaAs}$  имеют кристаллическую структуру типа сфалерита класса  $43m$ . Такие кристаллы не имеют центра инверсии и относятся к нелинейным кристаллам, в которых при воздействии падающего излучения с частотой  $\omega$

Состав и электрофизические параметры фрагментов ГЭС КРТ МЛЭ

Шифр	Номер точки (рис. 3)	Время жизни, $\mu\text{s}$	Состав, $X_{\text{GaTe}}$	Концентрация носителей заряда $\times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , (77 K)	Подвижность носителей заряда $\times 10^3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , (77 K)
1MCT191113	1	1.20	0.222	2.3	63
	2	10.0	0.218	3.15	62
	3	9.00	0.221	2.6	66
	4	12.0	0.220	2.8	64
	5	7.80	0.221	2.6	62

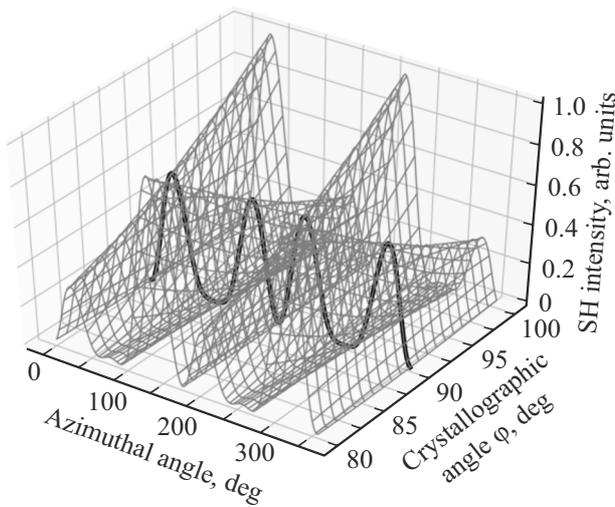


Рис. 2. Модельная поверхность азимутальной интенсивности ВГ для нормального падения луча при вариации среза вблизи (013) по углу  $\varphi$ . Поляризация сигнала ВГ параллельна поляризации возбуждающего излучения.

происходит генерация высших гармоник, в том числе ВГ с частотой  $2\omega$ . Расчет интенсивности сигнала ВГ проводится с помощью тензора нелинейной восприимчивости  $\chi_{xyz}(\omega)$  и подробно описан в работах [39,40].

На рис. 2 приведены графики модельных азимутальных зависимостей сигнала поляризации ВГ для идеального кристалла имеющего класс симметрии сфалерита, параллельной вращаемой по азимутальному углу поляризации возбуждающего и падающего по нормали к поверхности лазерного излучения, в лабораторной системе координат при вариациях угла  $\varphi$  (отсчет от ориентации (100)) в области ориентации (013). Толстая линия показывает график азимутальной зависимости сигнала ВГ для идеально точной ориентации (013) ( $\varphi = 90^\circ$ ), которая представляет собой периодическое изменение с одинаковой амплитудой в максимумах. Тонкими линиями приведены азимутальные зависимости сигнала поляризации ВГ при изменениях угла  $\varphi$  на один градус в интервале от  $-10^\circ$  до  $+10^\circ$ . Как видно, соседние максимумы сигнала ВГ изменяются в противофазе — в одних интенсивность увеличивается,

а в других уменьшается. Из сравнения экспериментальных и модельных результатов можно с высокой точностью определить поворот плоскости ориентации от (013). По виду азимутальной зависимости сигнала и возникающих особенностей можно выявить напряжения или изменения кристаллической структуры, а также выполнить анализ возможных причин.

### 3.2. Электрофизические параметры ГЭС КРТ МЛЭ

На рис. 3 приведено распределение времени жизни по площади ГЭС КРТ МЛЭ. Видно, что большое время жизни от 7.8 до 12  $\mu\text{s}$  наблюдается в краевых областях структуры (точки 2–5), что свидетельствует о высоком качестве структуры. В центре структуры (точка 1) время жизни составляет 1.2  $\mu\text{s}$ , что на порядок меньше самого большого значения. Для того, чтобы выявить причины, приводящие к появлению такой большой неоднородности времени жизни, наблюдаемой в исследуемой ГЭС КРТ, она была разделена на фрагменты размером около  $10 \times 10 \text{ nm}$ , включающие участки в которых было измерено время жизни (точки 1–5).

В таблице приведены данные измерений времени жизни, состава, концентрации носителей заряда и их подвижности для вырезанных фрагментов.

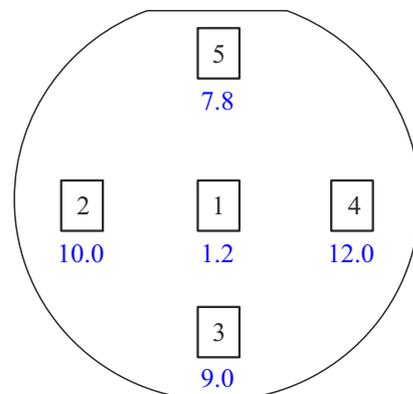


Рис. 3. Распределение времени жизни при 77 K по площади ГЭС КРТ МЛЭ 1MCT191113. В квадратах указаны номера точек измерения и значения времени жизни в микросекундах для каждой точки.

Как следует из приведенных данных, состав, концентрация носителей заряда и подвижность во всех фрагментах структуры (точки I–5) имеют близкие значения и лежат в интервалах  $x = 0.218–0.221$ ,  $n = (2.3–3.15) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  и  $\mu = 62000–66000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Время жизни неосновных носителей в центре структуры примерно на порядок меньше, чем на краях.

### 3.3. Измерения азимутальной зависимости сигнала второй гармоники

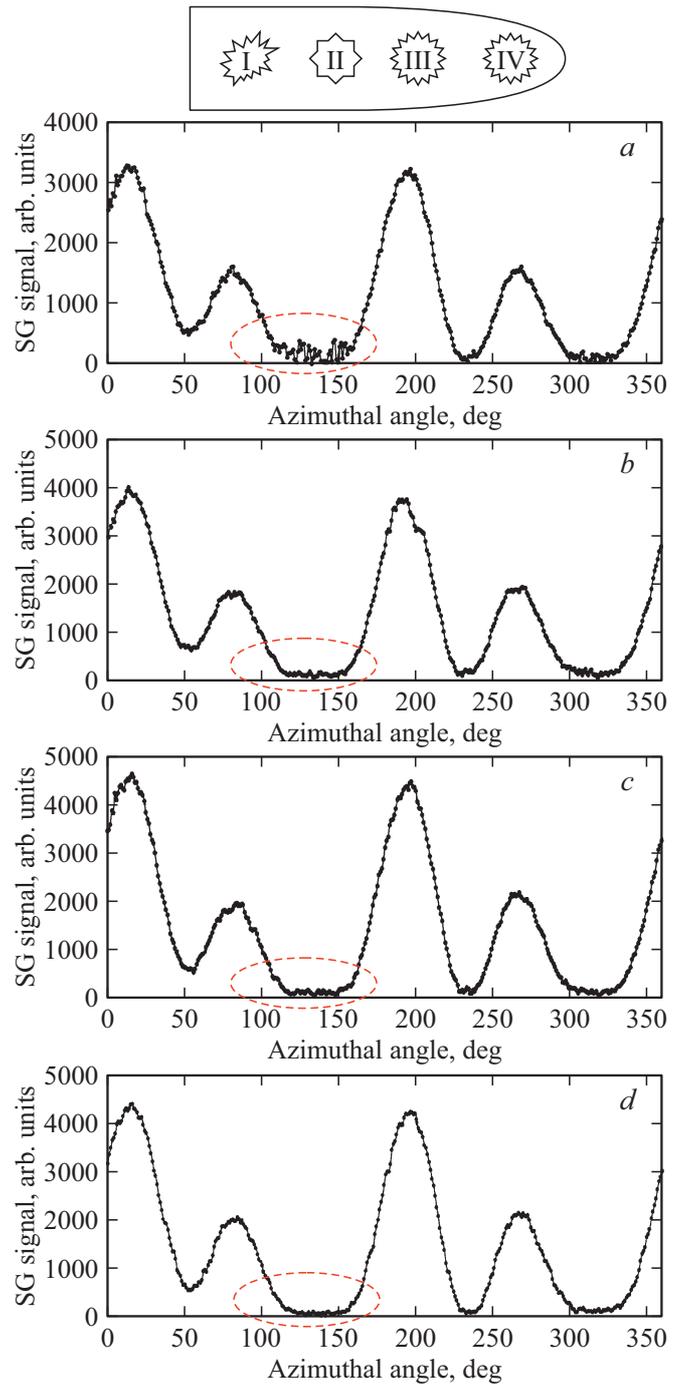
На рис. 4 приведены фрагмент структуры и азимутальные зависимости сигнала второй гармоники в четырех точках (I–IV) поверхности, включающей точки 1 и 4 на рис. 3.

В приведенных данных в минимумах азимутальной зависимости наблюдаются биения (выделены пунктирным овалом), которые в точке I превышают шумы измерительного тракта; в точке II и III близки к шумам измерительного тракта; в точке IV соответствуют шумам измерительного тракта. Биения в минимумах азимутальной зависимости сигнала второй гармоники, превышающие шумы измерительного тракта, мы связываем с разориентированными микроучастками, наблюдаемыми нами ранее [30]. В данном случае при переходе измерений от точки I к точке IV амплитуда биений уменьшается, что соответствует уменьшению разориентации в микроучастках и ее отсутствию в точке 4. После удаления верхнего варизонного слоя при травлении образца на глубину  $1.6 \mu\text{m}$  наблюдается аналогичная картина изменения амплитуды биений в минимумах азимутальной зависимости сигнала второй гармоники. Таким образом, разориентированные микроучастки имеются по всей толщине структуры и не связаны с изменением состава при выращивании верхнего варизонного слоя.

Следует заметить, что отклонение ориентации поверхности структуры в плоскости роста (угол  $\varphi$ ) составляет  $(-6)$  градусов и не меняется для всех точек I–IV. Величина амплитуды в максимумах азимутальной зависимости монотонно увеличивается при переходе измерений от точки I к точке IV, что можно связать с изменением ориентации в плоскости, перпендикулярной направлению роста (угол  $\theta$ ), на 6 градусов.

### 3.4. Анализ полученных результатов

При выращивании ГЭС КРТ МЛЭ на подложках большого диаметра предъявляются более жесткие требования к однородности параметров по площади. Время жизни является чувствительным параметром, определяющим предельные характеристики ИК-детекторов. Приведенные в литературе рассмотрения механизмов, определяющих величину времени жизни в материале КРТ, показали, что при 77 К основным механизмом является рекомбинация на ШХР центрах различной природы. Так, наличие в КРТ вакансий ртути ( $V_{\text{Hg}}$ ) определяет



**Рис. 4.** Азимутальная зависимость сигнала второй гармоники фрагмента ГЭС КРТ МЛЭ 1МСТ191113 в точках I–IV (вставка): а) — точка I (центр образца 1); б) — точка II (сдвиг от точки I на 4 мм); в) — точка III (сдвиг от точки II на 4 мм); д) — точка IV (край образца 4). 1 и 4 соответствуют точкам на рис. 3.

сильную рекомбинацию ШХР и приводит к уменьшению времени жизни с ростом их концентрации ( $\tau \sim 1/N_{\text{VHg}}$ ). Наблюдаемая нами неоднородность времени жизни составила порядок величины (рис. 3). Для объяснения этой неоднородности с помощью привлечения  $V_{\text{Hg}}$  как цен-

тров ШРХ рекомбинации необходимо, чтобы их концентрация изменялась на порядок по площади структуры. Проведенные расчеты концентраций вакансий ртути от температуры подложки и давления ртути при температурах роста показали, что для их изменения на порядок температура должна изменяться на  $\sim 45^\circ\text{C}$  и давление паров ртути на порядок при температуре  $200^\circ\text{C}$  [41]. Такие изменения температуры и давления паров ртути невозможны в методе МЛЭ, поскольку диапазон этих параметров достаточно узкий [42,43].

Плотность дислокаций в ГЭС КРТ МЛЭ на подложках GaAs (013) составляет  $\sim 10^6 \text{ cm}^{-2}$  [44]. Расчеты показывают, что при такой плотности дислокаций в КРТ  $x = 0.22$  время жизни должно быть  $\sim 0.1 \mu\text{s}$ . Наблюдаемые нами времена жизни превышают эту величину на 1–2 порядка. Таким образом, дислокации в ГЭС КРТ МЛЭ не оказывают существенного влияния на время жизни.

Также следует заметить, что рекомбинация на поверхности или интерфейсе не влияет на время жизни в ГЭС КРТ МЛЭ при наличии варизонных широкозонных слоев на границах поглощающего слоя (рис. 1) [21,22].

Распределение состава по поверхности практически однородно и не превышает  $\Delta x = 0.004$  и не может быть причиной неоднородности времени жизни.

Таким образом, объяснить наблюдаемую неоднородность времени жизни приведенными выше причинами не представляется возможным.

По-видимому, неоднородность времени жизни можно связать с изменениями кристаллической структуры слоя КРТ при росте ГЭС КРТ МЛЭ на подложке из GaAs, что может быть вызвано некоторой неоднородностью температуры по площади или различном механизме зарождения на начальной стадии на краях и в центре подложки при росте слоя КРТ. Действительно, наблюдаемые изменения структурного совершенства, показавшие наличие разориентированных микроучастков (рис. 4), могут быть причиной повышенной рекомбинации носителей заряда и приводить к уменьшению времени жизни. Таким образом, мы предполагаем, что возникающие разориентированные микроучастки могут быть новыми центрами рекомбинации ШРХ.

#### 4. Заключение

Проведены исследования азимутальной зависимости сигнала второй гармоники отраженного лазерного излучения в гетероструктурах КРТ МЛЭ с варизонными широкозонными слоями на подложках из GaAs (013), имеющих неоднородное распределение времени жизни неосновных носителей заряда по площади (от  $1.2 \mu\text{s}$  до  $12 \mu\text{s}$ ). Электрофизические параметры фрагментов структуры с разным временем жизни имели близкие значения: концентрация носителей заряда и подвижность в интервалах  $(2.3\text{--}3.15) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  и  $62000\text{--}66000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ , состав поглощающего слоя

КРТ в интервале с  $x = 0.218\text{--}0.221$ . Впервые наблюдалось квазипериодическое изменение сигнала в минимуме азимутальной зависимости второй гармоники в области структуры с малым временем жизни по всей толщине слоя КРТ. Предполагается, что особенности азимутальной зависимости сигнала второй гармоники обусловлены разориентированными микроучастками на поверхности и в объеме слоя КРТ, которые являются также новыми центрами рекомбинации носителей заряда и снижают время жизни неосновных носителей заряда.

#### Благодарности

Авторы выражают свою признательность Л. Бурдиной за проведение послойных травлений ГЭС КРТ МЛЭ при проведении исследований структурного совершенства методом генерации второй гармоники.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-29-20053; проект № 21-52-12015), Volkswagen Fund проект № 97738 и в рамках государственного задания Минобрнауки России в части проекта АААА-А20-120102190007-5.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] W. Lei, J. Antoszewski, L. Faraone. Appl. Phys. Rev. **2**, 041303 (2015). DOI: 10.1063/1.4936577.
- [2] В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.Г. Ремесник, И.В. Сабина, Ю.Г. Сидоров, В.А. Швец, М.В. Якушев, А.В. Латышев. Автометрия **56**, 5, 12 (2020). DOI: 10.15372/AUT20200502.
- [3] D. K. Arch, R. A. Wood, D. L. Smitha. J. Appl. Phys. **58**, 2360 (1985). DOI: 10.1063/1.33595.
- [4] С.А. Musca, J.F. Siliquini, G. Parish, J.M. Dell, L. Faraone. J. Cryst. Growth **184–185**, 1284 (1998), DOI: 10.1016/S0022-0248(98)80266-2.
- [5] А.В. Филатов, Е.В. Сусов, Н.М. Акимова, В.В. Карпов, В.И. Шаевич. Успехи прикладной физики **3**, 2, 96 (2015). PACS: 85.60.Dw
- [6] А.В. Филатов, Е.В. Сусов, В.В. Карпов, А.В. Гусаров. Успехи прикладной физики **9**, 2, 112 (2021). DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-2-112-127
- [7] L. Mollard, G. Destefanis, N. Baier, J. Rothman, P. Ballet, J.P. Zanatta, M. Tchagaspanian, A.M. Papon, G. Bourgeois, J.P. Barnes. J. Electron. Mater. **38**, 9, 1805 (2009). DOI: 10.1007/s11664-009-0829-9.
- [8] D. Eich, W. Schirmacher, S. Hanna, K.M. Mahlein, P. Fries, H. Figgemeier. J. Electron. Mater. **46**, 9, 5448 (2017). DOI: 10.1007/s11664-017-5596-4.

- [9] A.P. Kovchavtsev, A.A. Guzey, A.V. Tsarenko, Z.V. Panova, M.V. Yakushev, D.V. Marin, V.S. Varavin, V.V. Vasilyev, S.A. Dvoretzky, I.V. Sabinina, Yu.G. Sidorov. *Infrared Phys. Technol.* **73**, 312 (2015). DOI: 10.1016/j.infrared.2015.09.026.
- [10] V.S. Varavin, I.V. Sabinina, G.Yu. Sidorov, D.V. Marin, V.G. Remesnik, A.V. Predein, S.A. Dvoretzky, V.V. Vasilyev, Yu.G. Sidorov, M.V. Yakushev, A.V. Latyshev. *Infrared Phys. Technol.* **105**, 103182 (2020). DOI: 10.1016/j.infrared.2019.103182.
- [11] G. Destefanis, J. Baylet, P. Ballet, P. Castelein, F. Rothan, O. Gravrand, J. Rothman, J.P. Chamonal, A. Million. *J. Electron. Mater.* **36**, 8, 1031 (2007). DOI: 10.1007/s11664-007-0168-7.
- [12] A. Rogalski. *Infrared detector*. 2 nd ed. CRC Press. Taylor & Francis Group, NW. (2011). 876 с.
- [13] V.C. Lopes, A.J. Syllaios, M.C. Chen. *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 6S, 824 (1993), DOI: 10.1088/0268-1242/8/6S/006.
- [14] A. Rogalski. *Rep. Prog. Phys.* **68**, 10, 2267 (2005). DOI: 10.1088/0034-4885/68/10/R01.
- [15] T. Yamamoto, H. Sakai, K. Tanikawa. *J. Cryst. Growth* **72**, 1–2, 270 (1985). DOI: 10.1016/0022-0248(85)90156-3.
- [16] S.H. Shin, J.M. Arias, M. Zandian, J.G. Pasko, R.E. DeWames. *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2718 (1991). DOI: 10.1063/1.105895.
- [17] K. Jówickowski, A. Rogalski. *J. Electron. Mater.* **29**, 6, 736 (2000). DOI: 10.1007/s11664-000-0217-y.
- [18] R. Pal, R.K. Bhan, K.C. Chhabra, O.P. Agnihotri. *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 231, (1996). DOI: 10.1088/0268-1242/11/2/015.
- [19] V. Kumar, R. Pal, P. K. Chaudhury, B. L. Sharma, V. Gopal. *J. Electron. Mater.* **34**, 9, 1225 (2005). DOI: 10.1007/s11664-005-0267-2.
- [20] C.A. Musca, J.F. Siliquini, K.A. Fynn, B.D. Nener, L. Faraone, S.J.C. Irvine. *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 12, 1912 (1996). DOI: 10.1088/0268-1242/11/12/025.
- [21] В.М. Осадчий, А.О. Сусликов, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий. *Автометрия* **4**, 71 (1998).
- [22] А.В. Войцеховский, Ю.А. Денисов, А.П. Коханенко, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Сидоров, М.В. Якушев. *Автометрия* **4**, 47 (1998).
- [23] D.D. Edwall, M. Zandian, A.C. Chen, J.M. Arias. *J. Electron. Mater.* **26**, 6, 493 (1997). DOI: 10.1007/s11664-997-0183-8.
- [24] Ю.Г. Сидоров, С.А. Дворецкий, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, И.В. Сабинина. *ФТП* **35**, 9, 1092 (2001).
- [25] C.H. Swatz, R.P. Tompkins, N.C. Giles, T.H. Myers, D.D. Edwall, J. Ellworth, E. Piquette, J. Arias, M. Berding, S. Krishnamurthy, I. Vurgftman, J.R. Meyer. *J. Electron. Mater.* **33**, 6, 728 (2004). DOI: 10.1007/s11664-004-0074-1.
- [26] В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Д.Г. Икусов, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Сидоров, Г.Ю. Сидоров, М.В. Якушев. *ФТП* **42**, 6, 664 (2008). PACS: 61.72.Vv, 72.80.Ey, 81.05.Dz, 81.15.Hi.
- [27] O. Garland. *Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications*. Wiley & Sons Ltd., West Sussex (2011). P. 131.
- [28] C. E. Jones, K. James, J. Merz, R. Braunstein, M. Burd, M. Eetemadi, S. Hutton, J. Drumheller. *J. Vac. Sci. Tech.* **A3**, 131 (1985). DOI: 10.1116/1.573184.
- [29] Yue Fang-Yu, Ma Su-Yu, Hong Jin, Yang Ping-Xiong, Jing Cheng-Bin, Chen Ye, Chu Jun-Hao. *Chin. Phys. B* **28**, 1, 017104 (2019).
- [30] С.А. Дворецкий, М.Ф. Ступак, Н.Н. Михайлов, С.Н. Макаров, А.Г. Елесин, А.Г. Верхогляд. *Автометрия* **57**, 5, 18 (2021). DOI: 10.15372/AUT20210503.
- [31] М.Ф. Ступак, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, М.В. Якушев, Д.Г. Икусов, С.Н. Макаров, А.Г. Елесин, А.Г. Верхогляд. *ФТП* **62**, 2, 214 (2020). DOI: 10.21883/ФТП.2023.01.53923.466.
- [32] В.С. Варавин, А.Ф. Кравченко, Ю.Г. Сидоров. *ФТП* **35**, 9, 1036 (2001).
- [33] А.В. Вишняков, В.С. Варавин, М.О. Гриффиллин, А.В. Предеин, В.Г. Ремесник, И.В. Сабинина, Ю.Г. Сидоров. *Автометрия* **45**, 4, 32 (2009).
- [34] П.А. Бороодовский, А.Ф. Булдыгин, А.С. Токарев. *ФТП* **38**, 9, 1044 (2004).
- [35] М.Ф. Ступак, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.Н. Макаров, А.Г. Елесин, А.Г. Верхогляд. *ЖТФ* **91**, 11, 1799 (2021).
- [36] В.В. Баланюк, В.Ф. Краснов, С.Л. Мушер, В.И. Проц, В.Э. Рябенко, С.А. Стоянов, С.Г. Струц, М.Ф. Ступак, В.С. Сыскин. *Квантовая электроника*. **22**, 2, 196 (1995).
- [37] П.Е. Бережная, М.Ф. Ступак. *Автометрия* **39**, 5, 128 (2003).
- [38] Г.М. Борисов, В.Г. Гольдорт, К.С. Журавлев, А.А. Ковалев, С.А. Кочубей, Д.В. Ледовских, Т.В. Малин, Н.Н. Рубцова. *Сиб. физ журн.* **13**, 2, 64 (2018). DOI: 10.25205/2541-9447-2018-13.
- [39] С.А. Ахманов, В.И. Емельянов, Н.И. Коротеев, В.В. Семиногов. *УФН* **147**, 12, 675 (1985). DOI: 10.3367/UFN.0147.198512b.0675.
- [40] T.F. Heinz. *Nonlinear Surface Electromagnetic Phenomena*. North Holland Pub. (1991). P. 353.
- [41] H.R. Vydyanath. *J. Electron. Mater.* **24**, 9, 1275 (1995). DOI: 10.1007/BF02653085.
- [42] L. He, Y. Wu, L. Chen, S.L. Wang, M.F. Yu, Y.M. Qiao, J.R. Yang, Y.J. Li, R.J. Ding, Q.Y. Zhang. *J. Cryst. Growth* **227–228**, 677 (2001). DOI: 10.1016/S0022-0248(01)00801-6.
- [43] Y. S. Ryu, B. S. Song, T.W. Kang, T.W. Kim. *J. Mater. Sci.* **39**, 1147 (2004). DOI: 10.1023/B:JMASC.0000012966.19192.85.
- [44] Ю.Г. Сидоров, М.В. Якушев, В.С. Варавин, А.В. Колесников, Е.М. Труханов, И.В. Сабинина, И.Д. Лошкарев. *ФТП* **57**, 11, 2095 (2015).

Редактор Ю.Э. Кутаев