

02

## Генерация терагерцового излучения множественными псевдоморфными квантовыми ямами {InGaAs/InAlAs} с ориентациями (100) и (111)A

© Е.А. Климов<sup>1,2</sup>, С.С. Пушкарев<sup>1</sup>, А.Н. Клочков<sup>3</sup>, П.М. Ковалева<sup>4</sup>, К.А. Кузнецов<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Москва, Россия

<sup>2</sup> Акционерное общество НПО „Орион“, Москва, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия

<sup>4</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

e-mail: s\_s\_e\_r\_p@mail.ru

Поступила в Редакцию 05.12.2024 г.

В окончательной редакции 09.12.2024 г.

Принята к публикации 10.12.2024 г.

Исследовано влияние встроенного электрического поля в гетероструктурах на генерацию терагерцового (ТГц) излучения при облучении фемтосекундными лазерными импульсами поверхности гетероструктур, представляющих собой упруго напряженные сверхрешетки  $\{\text{In}_{0.53+\Delta x}\text{Ga}_{0.47-\Delta x}\text{As}/\text{In}_{0.52-\Delta x}\text{Al}_{0.48+\Delta x}\text{As}\}$ , эпитаксиально выращенные на подложках InP с ориентациями (100) и (111)A. В серии образцов варьировалось значение  $\Delta x$ , а следовательно, и значение упругих напряжений. „Красный“ сдвиг пика на спектрах фотолюминесценции подтверждает наличие встроенного электрического поля в (111)A-гетероструктурах, вызванного пьезоэффектом. Показано, что (100)-гетероструктуры генерируют ТГц сигнал приблизительно одинакового уровня (разброс значений амплитуды ТГц поля не более 30% от среднего значения) независимо от упругих напряжений, в то время как в серии (111)A-гетероструктур ТГц сигнал значительно (на 75–90%) возрастает для сильно напряженных образцов.

**Ключевые слова:** молекулярно-лучевая эпитаксия, GaAs, InGaAs, пьезоэффект, терагерцовое излучение, фемтосекундный лазер.

DOI: 10.61011/OS.2025.03.60236.138-24

### Введение

При взаимодействии фемтосекундных оптических лазерных импульсов с полупроводниками типа  $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$  (главным образом, арсенидами) происходит генерация электромагнитных импульсов с широким частотным спектром — от субТГц до нескольких терагерц, обусловленная всплесками фототока, а также различными нелинейно-оптическими эффектами, вклады которых зависят от длины волны и мощности фотовозбуждения [1]. Для эффективной генерации ТГц импульсов по механизму фотопроводимости необходимо выполнение двух условий: 1) энергия оптических квантов накачки должна немного превосходить ширину запрещенной зоны полупроводника, 2) время жизни фотовозбужденных носителей заряда в полупроводнике составляет доли пикосекунды. Один из способов обеспечения малого времени жизни в арсениде галлия — создание достаточно высокой концентрации точечных дефектов  $\text{As}_{\text{Ga}}$  (атом As в узле атома Ga), образующих глубокие донорные уровни, на которые захватываются фотоэлектроны. Высокая концентрация дефектов  $\text{As}_{\text{Ga}}$ , в свою очередь,

достигается пониженной температурой роста GaAs (low-temperature-grown GaAs, LTG-GaAs), при которой мышьяк, поступающий на поверхность растущей пленки GaAs в виде молекул  $\text{As}_4$  в избытке, не успевает десорбироваться с нее и встраивается в кристаллическую решетку в виде нестехиометрического избыточного мышьяка (в том числе в форме  $\text{As}_{\text{Ga}}$ ).

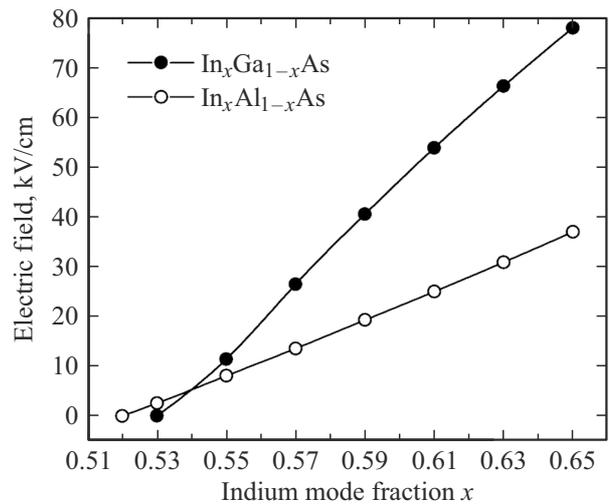
Короткоживущие фотовозбужденные носители заряда приводятся в движение электрическим полем, в результате чего в пленке образуются пикосекундные импульсы тока, вызывающие ТГц колебания электромагнитного поля в окружающем пространстве. Электрическое поле может быть обусловлено пространственным разделением фотоэлектронов и фотодырок, локально образовавшихся в области пятна накачки, из-за их различного коэффициента диффузии (в этом заключается эффект Дембера [2]). Также электрическое поле, поддерживающее импульсы тока, может быть встроенным в кристалл; встроенное электрическое поле может быть получено в результате пьезоэффекта.

Полупроводники с указанными свойствами являются основой для изготовления фотопроводящих антенн

(ФПА) — источников и детекторов ТГц излучения, в которых электрическое поле обеспечивается подаваемым на электроды смещением. Однако также исследуются альтернативные ТГц источники: облучаемые фемтосекундным лазером поверхности полупроводниковых пленок без электрического смещения, среди которых наибольшая эффективность отмечена для  $p$ -InAs [3]. С практической точки зрения (для создания коммерческих систем ТГц спектроскопии с временным разрешением, в которых используются фотопроводящие антенны) фотовозбуждение удобно осуществлять фемтосекундным волоконным лазером с длиной волны  $1.56 \mu\text{m}$  [4,5]. Подходящую ширину запрещенной зоны имеет твердый раствор  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x > 0.5$ ), обладающий отработанной эпитаксиальной технологией выращивания кристаллически совершенных пленок. Также для  $1.56 \mu\text{m}$ -накачки подходят гетероструктуры с чередующимися тонкими слоями  $\{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}\}$  ( $x > 0.5$ ), выгодно отличающиеся от объемных пленок  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  значительно более высоким темновым сопротивлением [6]. Продемонстрировано применение многослойных гетероструктур  $\{\text{InGaAs}/\text{InAlAs}\}$  для создания на их основе эффективных фотопроводящих антенн [7,8,9].

В упруго напряженных эпитаксиальных слоях  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  или  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  вследствие пьезоэффекта устанавливается однородная поляризация  $\mathbf{P}$ . В слоях, эпитаксиально выращенных на подложке с ориентацией (111), вектор пьезоэлектрической поляризации направлен вдоль оси роста [111], т.е. перпендикулярно плоскости гетероструктуры. Из-за разрыва поляризации  $\text{div } \mathbf{P}$  на границах между эпитаксиальными слоями  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  формируются двумерные слои заряда, создающие вертикальное электрическое поле. Это поле зависит от упругой деформации напряженного слоя, определяемой мольной долей In в нем, и не зависит от толщины слоя.

Низкотемпературный эпитаксиальный рост, с одной стороны, обеспечивает образование точечных дефектов  $\text{As}_{\text{Ga}}$ , функциональных с точки зрения ТГц генерации, с другой стороны, приводит к образованию нежелательных дефектов — малоугловых блоков мозаичности, двойников, дефектов упаковки и даже поликристаллических областей в монокристаллической пленке, причем при использовании несингулярной подложки (111)А пленка, выращенная при пониженной температуре, содержит больше таких дефектов и даже может стать полностью поликристаллической (это также зависит от соотношения потоков элементов V и III групп) [10]. Перечисленные выше нежелательные дефекты уменьшают подвижность фотовозбужденных носителей заряда, а также вызывают частичную релаксацию упруго напряженных слоев и уменьшение встроенного электрического поля, обусловленного пьезоэффектом. Поэтому при эпитаксиальном выращивании псевдоморфных квантовых ям нужно искать компромисс между концентрацией точечных дефектов  $\text{As}_{\text{Ga}}$  и степенью монокристалличес-



**Рис. 1.** Рассчитанная зависимость напряженности встроенного электрического поля от мольной доли индия  $x$  в упруго напряженных слоях  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  с ориентацией (111) на подложке InP.

ности посредством выбора промежуточной температуры роста.

Целью настоящего исследования является использование встроенных электрических полей для усиления эффективности генерации ТГц электромагнитных осцилляций поверхностью многослойных полупроводниковых гетероструктур  $\{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}\}$  под действием фемтосекундной оптической накачки.

## Моделирование встроенного электрического поля

Для оценки влияния встроенного электрического поля, вызванного пьезоэффектом, на состояния электронов и дырок в напряженных сверхрешетках<sup>1</sup>  $\{\text{InGaAs}/\text{InAlAs}\}$  на подложках InP была численно смоделирована зонная структура в программе Nextnano. Решалось уравнение Шредингера в приближении эффективной массы для электронов и тяжелых дырок. Рассчитывались волновые функции и энергии носителей заряда в зависимости от толщины и состава слоев  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ . На основе этих данных определялась энергия оптического перехода. Для (111)-ориентированных слоев дополнительно решалось уравнение Пуассона для определения электростатического потенциала, создаваемого пьезоэлектрическими зарядами.

На рис. 1 приведена рассчитанная зависимость встроенного электрического поля, формирующегося в слое

<sup>1</sup> Здесь термин „сверхрешетка“ используется не в узком, а в более широком смысле как периодическая последовательность полупроводниковых слоев (не обязательно тонких), которая не предполагает связанность энергетических уровней соседних квантовых ям в единый зонный спектр [11]. Более однозначным, но и более громоздким описанием было бы „гетероструктуры с множественными квантовыми ямами“.

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (111), выращенного на подложке InP, от мольной доли индия  $x$ . Здесь и далее предполагалось, что слой  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  является полностью нерелаксированным при любом значении  $x$ , ввиду чего возможно использовать формулы Гука для связи механической деформации и напряжения. Из рис. 1 видно, что встроенное поле отсутствует при  $x = 0.53$ , когда параметры решетки  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и InP совпадают. Встроенное поле в слое  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  возрастает вместе с  $x$ , что связано с увеличением различия параметров решетки  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и InP. При  $x = 0.7$  напряженность встроенного поля составляет  $\sim 100 \text{ kV/cm}$ .

Зависимость встроенного электрического поля от состава  $x$  в слоях  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  имеет аналогичный характер, но амплитуда напряженности поля меньше по сравнению с  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  приблизительно в 2 раза при одинаковых значениях упругих деформаций из-за меньших значений пьезоэлектрических коэффициентов. При  $x = 0.52$  электрическое поле отсутствует. При отклонении  $x$  от 0.52 параметр решетки  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  становится отличным от параметра решетки подложки InP и возникает встроенное электрическое поле, знак которого зависит от знака разности ( $a_{\text{InAlAs}} - a_{\text{InP}}$ ).

При создании реальных гетероструктур необходимо учитывать критическую толщину слоев  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ , которая зависит от состава  $x$ . Для того чтобы максимально усилить влияние пьезоэлектрического поля на динамику движения неравновесных носителей заряда, а также на полупроводниковую зонную структуру, необходимо увеличить область локализации электрического поля, т.е. толщину напряженных эпитаксиальных слоев. Однако накопление упругих деформаций в напряженных слоях  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  при увеличении толщины может привести к пластической релаксации, которая ухудшит кристаллическое совершенство слоев, а также снизит встроенное поле. Поэтому в данной работе толщины слоев  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  в сверхрешетке выбраны достаточно большими, но меньше соответствующих критических значений.

В качестве опорных образцов используются решеточно-согласованные гетероструктуры  $\{\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}\}$ , в которых параметр решетки совпадает с параметром решетки подложки InP. Для создания вертикального пьезоэлектрического поля модифицируются составы слоев  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ . Намеренное уменьшение содержания In в слоях  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  нежелательно, поскольку это увеличивает ширину запрещенной зоны и делает невозможным фотовозбуждение таких гетероструктур лазером с длиной волны  $1.5 \mu\text{m}$ . Поэтому мольная доля индия  $x$  в слоях  $\text{In}_{0.53+\Delta x}\text{Ga}_{0.47-\Delta x}\text{As}$  была увеличена на  $\Delta x = 0.07$  и  $0.12$ . Если сохранить средний параметр решетки гетероструктуры равным параметру решетки подложки, то упругая деформация не будет накапливаться в процессе роста гетероструктуры. Для этого мольная доля индия  $x$  в барьерных слоях  $\text{In}_{0.52-\Delta x}\text{Al}_{0.48+\Delta x}\text{As}$  уменьшалась на такие же значения  $\Delta x = 0.07$  и  $0.12$ . Такие структуры называются

решеточно-компенсированными, они используются для выращивания большого количества напряженных эпитаксиальных слоев без пластической релаксации.

Для оценки влияния встроенного электрического поля на состояния электронов и дырок в сверхрешетках  $\{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}\}$  с ориентацией (111) проводилось численное моделирование зонной структуры в программе Nextnano. На рис. 2 сравниваются результаты моделирования двух гетероструктур с квантовой ямой (КЯ)  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  толщиной  $20 \text{ nm}$ . В первой гетероструктуре слои  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  согласуются с подложкой по параметру решетки, а во второй гетероструктуре введено решеточно-компенсированное рассогласование  $\Delta x = \pm 0.07$ .

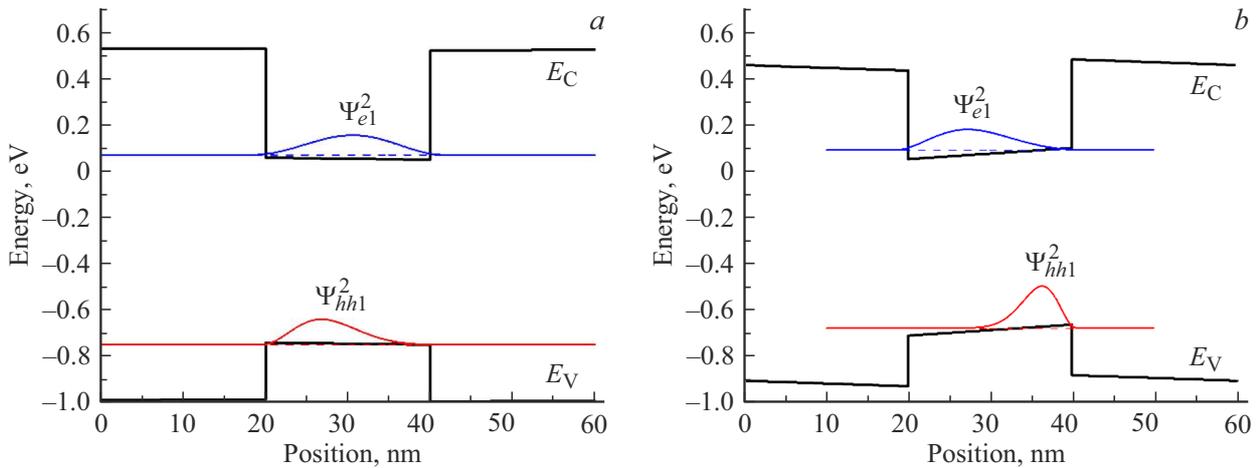
В гетероструктуре без упругой деформации зонный профиль является прямоугольным как для электронов, так и для дырок. Глубина КЯ определяется разрывами энергетических зон на границе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ . В упруго напряженной гетероструктуре встроенное электрическое поле „наклоняет“ зону проводимости и валентную зону. Отметим, что из-за разного знака упругой деформации в слоях  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (испытывают сжатие) и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  (испытывают растяжение) электрические поля в этих слоях оказываются направленными противоположно.

В результате появления встроенного электрического поля потенциал в слое  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  становится квазиреугольным. Такой потенциал растягивает электроны и дырки к противоположным сторонам слоя  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и прижимает носители заряда к барьерным слоям  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ . Электрическое поле снижает перекрытие волновых функций электронов и дырок в слое  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , и одновременно уменьшает энергию оптического перехода между подзонами размерного квантования электронов и дырок (квантово-размерный эффект Штарка). Этот эффект приводит к экспериментально наблюдаемому сдвигу пика от КЯ на спектре фотолюминесценции в красную сторону [12,13,14].

Для решеточно-согласованной КЯ  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  толщиной  $20 \text{ nm}$  энергия оптического перехода  $e1-hh1$  составляет  $0.821 \text{ eV}$  и не должна зависеть от ориентации подложки. Для КЯ  $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.45}\text{Al}_{0.55}\text{As}$  толщиной  $20 \text{ nm}$  сдвиг энергии оптического перехода составит  $0.767 \text{ eV} (100) \rightarrow 0.736 \text{ eV} (111)\text{A}$ ; для КЯ  $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$  толщиной  $20 \text{ nm}$  сдвиг энергии оптического перехода составит  $0.729 \text{ eV} (100) \rightarrow 0.665 \text{ eV} (111)\text{A}$ .

## Образцы и методы исследования

Основываясь на результатах моделирования зонной структуры и встроенного электрического поля, нами был предложен дизайн упруго напряженных (псевдоморфных) гетероструктур: каждый образец представляет собой нелегированную 25-периодную сверхрешетку



**Рис. 2.** Зонные диаграммы сверхрешеточных структур  $\text{In}_{0.53+\Delta x}\text{Ga}_{0.47-\Delta x}\text{As}/\text{In}_{0.52-\Delta x}\text{Al}_{0.48+\Delta x}\text{As}$  с ориентацией (111):  $\Delta x = 0$  (a), 0.07 (b).

$\text{In}_{0.53+\Delta x}\text{Ga}_{0.47-\Delta x}\text{As}$	10 nm	Protective layer
$\text{In}_{0.52-\Delta x}\text{Al}_{0.48+\Delta x}\text{As}$	20 nm	×25
$\text{In}_{0.53+\Delta x}\text{Ga}_{0.47-\Delta x}\text{As}$	20 nm	
$\text{In}_{0.52+\Delta y}\text{Al}_{0.48+\Delta y}\text{As}$	300 nm	Buffer
InP (100) or (111)A	–	Substrate

**Рис. 3.** Обобщенный дизайн образцов с множественными КЯ.

ку с номинальным составом слоев  $\text{In}_{0.53+\Delta x}\text{Ga}_{0.47-\Delta x}\text{As}$  и  $\text{In}_{0.52-\Delta x}\text{Al}_{0.48+\Delta x}\text{As}$ , отделенную от подложки InP буферным слоем  $\text{In}_{0.52-\Delta y}\text{Al}_{0.48+\Delta y}\text{As}$ , где  $\Delta x$  и  $\Delta y$  — отклонение мольной доли индия от решеточно-согласованных с подложкой InP составов  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  и  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  для КЯ и нижнего 300 nm-буферного слоя InAlAs соответственно. Толщина слоев сверхрешетки (20 nm) выбрана такой, чтобы она не превосходила критического значения, благодаря чему упругие напряжения в слое не релаксируют и слой остается псевдоморфным. Гетероструктуры подразделяются на 4 типа: решеточно-согласованные с подложкой InP ( $\Delta x = \Delta y = 0$ ), гетероструктуры с рассогласованной сверхрешеткой ( $\Delta x = 0.07$ ,  $\Delta y = 0$ ), гетероструктуры с рассогласованной сверхрешеткой и рассогласованным буфером ( $\Delta x = 0.07$ ,  $\Delta y = 0.07$ ), гетероструктуры с сильно рассогласованной сверхрешеткой ( $\Delta x = 0.12$ ,  $\Delta y = 0$ ). Основная роль буфера — снижение концентрации дефектов при переходе от подложки к сверхрешетке, но в нашем случае рассогласованный буфер  $\text{In}_{0.45}\text{Al}_{0.55}\text{As}$  также играет роль изолирующего слоя благодаря большей ширине запрещенной зоны по сравнению с подложкой InP: 1.34 и 1.64 eV при комнатной температуре соответственно [15]. Для исследуемых фотопроводящих гетероструктур, которые страдают от более

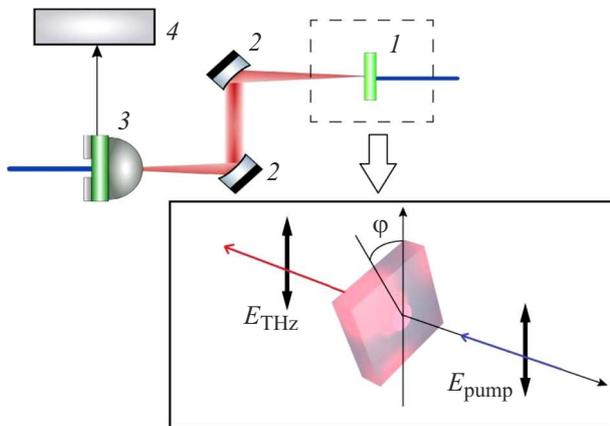
низкого удельного темнового сопротивления по сравнению с GaAs, такой изолирующий слой может иметь немаловажное значение. Кроме того, рассогласованный буфер неизбежно вносит небольшое дополнительное упругое напряжение в вышележащую сверхрешетку и, таким образом, может повлиять на образующееся в ней встроенное поле. Дизайн гетероструктур показан на рис. 3.

Гетероструктуры предложенного дизайна были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в установке ЦНА-24 на полуизолирующих подложках InP с кристаллографическими ориентациями поверхностей (100) и (111)A, каждый дизайн гетероструктуры реализован на подложках с обеими ориентациями. Перед каждым процессом в камере роста проводилась предростовая подготовка подложек в потоке  $\text{As}_4$  при температуре 530°C в течение 15 min. Все слои выращивались при температуре  $T_g = 350^\circ\text{C}$ . Значение температуры роста  $T_g$  контролировалось с помощью термопары, вмонтированной в держатель образца, а значения парциальных давлений  $P_{\text{As}_4}$ ,  $P_{\text{Al}}$ ,  $P_{\text{Ga}}$  и  $P_{\text{In}}$  — с помощью выдвигающего датчика Альперта–Байярда. Конкретные значения  $\gamma$  — отношения потоков элементов V группы ( $\text{As}_4$ ) и III группы ( $\text{Al} + \text{Ga} + \text{In}$ ) — были выбраны нами эмпирически исходя из усредненных значений  $\gamma$ , оптимальных для роста на подложках с данной ориентацией. Параметры роста, отличающиеся для разных образцов, указаны в табл. 1.

Встроенные электрические поля в выращенных образцах оценивались с помощью спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ), которая позволяет определить энергетический сдвиг межзонных оптических переходов в сверхрешетках, индуцированный полем (квантовый эффект Штарка). Измеряемые образцы находились в оптическом криостате при температуре 77 K. Фотолюминесценция возбуждалась излучением твердотельного лазера с длиной волны 532 nm, сфокусированном на

**Таблица 1.** Параметры эпитаксиального роста гетероструктур InP/буфер  $\text{In}_{0.52-\Delta x}\text{Al}_{0.48+\Delta x}\text{As}$ /сверхрешетка  $\{\text{In}_{0.53+\Delta x}\text{Ga}_{0.47-\Delta x}\text{As}/\text{In}_{0.52-\Delta x}\text{Al}_{0.48+\Delta x}\text{As}\} \times 25$  ( $T_g$  — температура роста,  $\gamma$  — отношение давления  $\text{As}_4$  к давлению элементов III группы,  $v$  — скорость роста) и параметры электронного транспорта ( $n_{2D}$  — двумерная концентрация электронов,  $\mu$  — подвижность)

№	Ориентация подложки	$\Delta x$	$\Delta y$	$v_{\text{InGaAs}}, \text{Å/min}$	$\gamma_1$	$v_{\text{InAlAs}}, \text{Å/min}$	$\gamma_2$	$n_{2D}, 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$\mu, \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$
114	(100)	0	0	128	31	130	33	0.05	3310
115	(111)A			128	31	130	33	0.23	86
120	(100)	0.07	0	78	41	103	45	0.30	3940
121	(111)A			78	41	103	45	1.65	59
116	(100)	0.07	0.07	100	31	133	32	0.20	3670
117	(111)A			100	31	133	32	0.84	97
118	(100)	0.12	0	72	40	116	39	0.34	3610
119	(111)A			72	40	116	39	1.17	78



**Рис. 4.** Принципиальная схема установки ТГц спектроскопии с временным разрешением: 1 — образец, 2 — параболические зеркала, 3 — ФПА-детектор, интегрированный с кремниевой линзой, 4 — синхронный детектор.

поверхности образца в пятно размером  $\sim 150 \mu\text{m}$  и плотностью мощности  $\sim 1900 \text{ W/cm}^2$ . Сигнал ФЛ в области 1.2–2.0 eV детектировался фотоэлектронным умножителем ФЭУ-62, охлаждаемым жидким азотом, а в области 0.6–1.2 eV — неохлаждаемым InGaAs pin-фотодиодом Hamamatsu с использованием техники синхронного детектирования.

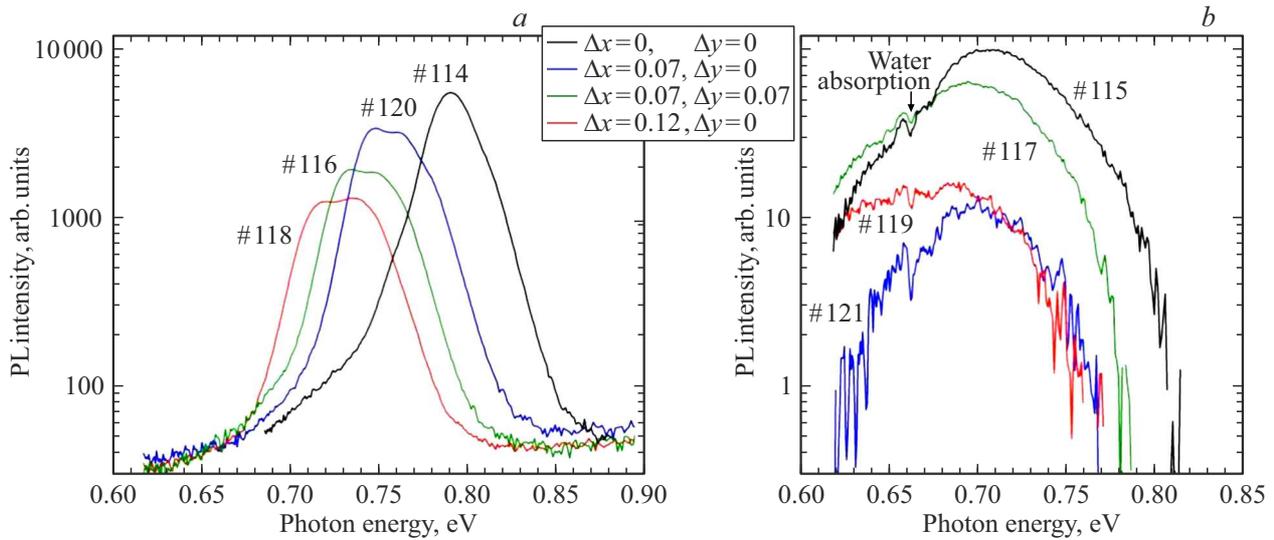
Электрофизические параметры (тип проводимости, концентрация и подвижность носителей заряда) были измерены четырехконтактным методом Ван дер Пау.

Реальный состав слоев и толщина периода выращенных сверхрешеток уточнялись с помощью высоко-разрешающей рентгеновской дифрактометрии. Кривые дифракционного отражения от образцов измерялись на дифрактометре Ultima IV (Rigaku) с излучением медной трубки  $\text{Cu } K_\alpha$  (30 kV, 30 mA,  $\lambda = 1.54056 \text{ Å}$ ), в качестве монохроматора использовался кристалл Ge (220)  $\times 2$ .

Генерация ТГц колебаний в образцах была исследована на установке ТГц спектроскопии с временным разрешением, принципиальная схема установки приведена на рис. 4. Источником линейно поляризованной оптической накачки служил волоконный  $\text{Er}^{3+}$ -лазер с длиной волны 1550 nm, длительностью импульсов 100 fs и частотой повторения 70 MHz. После прохождения фокусирующей линзы и делителя пучка часть излучения со средней мощностью 20 mW заводилась через систему зеркал на ФПА-детектор (коммерческая ФПА Menlo Systems). Основной пучок средней мощностью 100 mW (энергия отдельного импульса 1.4 nJ) направлялся на управляемую линию задержки, затем на механический модулятор пучка, вращающийся с частотой 2.3 kHz, и далее падал по нормали на исследуемый образец. Образец мог поворачиваться на угол  $\phi$  вокруг оси, совпадающей с нормалью к поверхности (вставка на рис. 4). Генерируемое в образце ТГц излучение в направлении накачки собиралось парой параболических зеркал и фокусировалось кремниевой линзой, интегрированной с ФПА-детектором. ФПА-детектор был повернут таким образом, чтобы наилучшим образом регистрировать ТГц излучение, в предположении, что ТГц излучение также линейно поляризовано, и его поляризация совпадает с поляризацией накачки. Промодулированный ТГц излучением фототок в ФПА-детекторе регистрировался синхронным детектором, в результате измерялся временной профиль напряженности поля ТГц волны в различные моменты времени после прихода импульса накачки — волновая форма ТГц импульса.

## Электронный транспорт и фотолюминесценция

В табл. 1 приведены измеренные значения концентрации и подвижности носителей заряда. Во всех образцах основными носителями заряда являются электроны. При



**Рис. 5.** Спектры ФЛ сверхрешеточных гетероструктур  $\text{InP}/\text{буфер } \text{In}_{0.52-\Delta y}\text{Al}_{0.48+\Delta y}\text{As}/\text{сверхрешетка } \{\text{In}_{0.53+\Delta x}\text{Ga}_{0.47-\Delta x}\text{As}/\text{In}_{0.52-\Delta x}\text{Al}_{0.48+\Delta x}\text{As}\} \times 25$ , измеренные при температуре 77 К: (а) образцы на подложках  $\text{InP}$  (100), (б) образцы на подложках  $\text{InP}$  (111)А.

замене подложки (100) подложкой (111)А резко падает подвижность электронов и значительно увеличивается их концентрация (в 3.5–5.4 раза). Это может быть объяснено образованием большого количества протяженных дефектов, рассеивающих электроны, а также точечных дефектов донорного типа, образующих энергетические уровни в верхней части запрещенной зоны. Замечен тренд на возрастание концентрации электронов при увеличении  $\Delta x$ , объясняемый увеличением электронного конфайнмента в более глубокой КЯ. Однако в ряду (111)А-образцов этот плавный тренд прерывается и маскируется гораздо более резким повышением концентрации электронов в образце № 121 с промежуточным составом. Обратим внимание на то, что слои образца № 121 были выращены с самой малой скоростью и при самых высоких значениях отношения потоков элементов V/III. Возможно, что указанные отличия условий роста приводят к образованию повышенной концентрации неких точечных дефектов, активных как доноры. В таком случае электроны в образце № 121 должны испытывать сильное рассеяние, что и подтверждается измеренным значением подвижности, минимальным в ряду (111)А-образцов.

Спектры ФЛ исследуемых гетероструктур показаны на рис. 5. Фотолюминесценция образцов на подложках  $\text{InP}$  (100) существенно более интенсивна, чем ФЛ образцов на подложках  $\text{InP}$  (111)А. По этой причине отношение сигнал/шум для спектров ФЛ (100)-образцов существенно выше, и на спектрах с уверенностью наблюдаются два пика (в явном виде — для образцов № 116, 118, 120, в виде пика с „плечом“ — для образца № 114). Данные спектры аппроксимированы двумя гауссианами, позиции центров гауссиан приведены в табл. 2. Спектры образцов № 116, 118, 120 имеют

общую форму: левый (длинноволновый) пик менее интенсивный и менее широкий, его полуширина находится в интервале 0.015–0.019 eV; правый (коротковолновый) пик более интенсивный и более широкий, его полуширина 0.043–0.044 eV; площадь правого гауссиана больше площади левого в 6–10 раз. Спектр ФЛ образца № 114 отличается тем, что составляющие его гауссианы имеют противоположные характеристики: длинноволновый пик шире и интенсивнее, а коротковолновый пик уже и слабее. Наличие в спектрах ФЛ двух составляющих объясняется образованием двух энергетических уровней размерного квантования в данных КЯ. Оба пика сдвигаются в красную сторону в ряду (100)-образцов № 114 → 120 → 116 → 118, максимальный сдвиг первого пика составляет 0.08 eV. Это наводит на мысль, что несмотря на одинаковый номинальный состав образцов № 120 и 116, в действительности КЯ образца № 116 могла сформироваться более глубокой из-за увеличения  $\Delta x$ . В целом для обсуждаемых спектров прослеживается следующая однозначная тенденция: увеличение рассогласования в гетероструктуре (образец № 114 → 120 → 116 → 118) сопровождается уменьшением интенсивности ФЛ.

Фотолюминесценция (111)А-образцов гораздо менее интенсивна, а отношение сигнал/шум меньше. На спектрах ФЛ можно различить только одиночный пик, параметры которого приведены в табл. 2. Поглощение ФЛ-сигнала парами воды, искажающее форму слабого пика, особенно затрудняет определение энергии оптического перехода для образца № 119. Слабая ФЛ данных образцов может объясняться увеличенной ролью безызлучательной рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда на точечных дефектах, образовавшихся при эпитаксиальном росте на подложках  $\text{InP}$  (111)А.

**Таблица 2.** Теоретические и экспериментальные значения энергии оптических переходов в КЯ

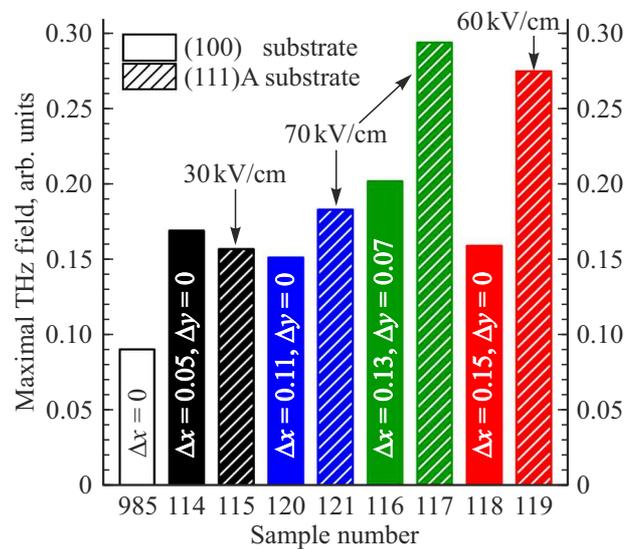
Образец	$\Delta x$	$\Delta y$	$e1-hh1$ , eV		$e2-hh1$ , eV	Штарковский сдвиг $\Delta\hbar\omega$ ( $e1-hh1$ ), meV	
			Теория	Эксперимент		Теория	Эксперимент
114	0	0	0.821	0.791	0.820	0	$85 \pm 2$
115			0.821	$0.706 \pm 0.002$	–		
120	0.07	0	0.767	0.744	0.760	31	$46 \pm 5$
121			0.736	$0.698 \pm 0.005$	–		
116	0.07	0.07	0.767	0.729	0.746	31	$34 \pm 2$
117			0.736	$0.695 \pm 0.002$	–		
118	0.12	0	0.729	0.712	0.735	64	$42 \pm 10$
119			0.665	$0.670 \pm 0.010$	–		

Пик сдвигается в красную сторону при увеличении  $\Delta x$ , однако максимальный сдвиг  $0.02-0.03$  eV меньше, чем в ряду (100)-образцов. Корреляция между интенсивностью ФЛ рассматриваемых образцов и их рассогласованием с подложкой также присутствует как и в предыдущем случае, но менее однозначная.

Различие наблюдаемых при ФЛ энергий оптических переходов в аналогичных по составу (100)- и (111)A-образцах свидетельствует о наличии встроенного поля в (111)A-образцах. Применительно к паре образцов № 114 и 115 сдвиг пика ФЛ говорит о том, что данные образцы в действительности не являются решеточно-согласованными с подложкой, так как в решеточно-согласованных гетероструктурах отсутствуют условия для проявления пьезоэффекта. Анализ кривой дифракционного отражения показал, что реальный состав сверхрешеток № 114 и 115 следующий:  $\{\text{In}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{As} (22.2 \text{ nm})/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As} (26.0 \text{ nm})\}$ , т. е. они, действительно, заметно рассогласованы с подложкой InP. При  $x = 0.58$  в КЯ напряженность встроенного поля в образце № 115 должна составлять  $\sim 30 \text{ kV/cm}$ . Далее, сравнивая наблюдаемый сдвиг пика ФЛ с теоретически предсказанным для остальных пар образцов (а также уточняя состав относительно номинального по положению пика ФЛ), можем оценить встроенное поле: в образцах № 121 и 117 реальная напряженность поля близка к ожидаемой и составляет  $\sim 70 \text{ kV/cm}$ , а в образце № 119 поле составляет примерно 2/3 ожидаемого значения  $\sim 60 \text{ kV/cm}$ . Ослабление встроенного поля должно быть обусловлено частичной релаксацией упругих напряжений через образование дислокаций.

## Генерация ТГц излучения

На рис. 6 в удобном для сравнения виде представлены значения эффективной амплитуды напряженности ТГц поля, генерируемого образцами (эффективная амплитуда определялась как максимальное значение „размаха“



**Рис. 6.** Сравнительная эффективность ТГц генерации исследуемых образцов (указаны значения мольной доли индия в КЯ  $x = 0.53 + \Delta x$  и в буфере  $y = 0.52 - \Delta y$ , уточненные по рентгеновской дифрактометрии и спектроскопии ФЛ).

в волновой форме ТГц колебаний напряженности поля). Кроме того, для сравнения был исследован образец № 985 (100), представляющий собой слой LTG- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  толщиной  $1.2 \mu\text{m}$ , выращенный при температуре  $200^\circ\text{C}$  на подложке InP (100) [16]. Обнаружено, что пара образцов со слабо рассогласованными слоями (№ 114 и 115) излучают почти с одинаковой эффективностью (различие значений амплитуд ТГц колебаний — менее 8%), а в каждой паре образцов с рассогласованными и сильно рассогласованными слоями (№ 120–121, № 116–117, № 118–119) гетероструктура на подложке (111)A генерирует ТГц излучение более эффективно, чем аналогичная гетероструктура на стандартной подложке (100). Можно заметить, что амплитуда напряженности ТГц поля, генерируемого об-

разцами на стандартных подложках, находится примерно на одном уровне, в то время как для образцов на (111)А-подложках амплитуда в целом увеличивается с ростом рассогласования слоев, а значит, с ростом упругих напряжений в множественных КЯ. Таким образом, с ростом рассогласования слоев (а значит, и ростом встроенного поля в (111)А-образцах) растет отношение  $E_{(111)A}^{эф}/E_{(100)}^{эф}$ .

Дефектность кристаллической структуры (точечные дефекты, вызывающие безызлучательную рекомбинацию, и дислокации, с помощью которых происходит пластическая релаксация упругих напряжений) не оказывает влияния на эффективность ТГц генерации. Если учитывать точечные дефекты, то можно заметить, что все образцы на стандартных (100)-подложках дают гораздо более яркую ФЛ, чем все образцы на (111)А-подложках, в то время как ТГц сигнал от них слабее. Далее, среди (111)А-образцов самую яркую ФЛ дает образец № 115, при этом ТГц сигнал от него также самый слабый. Но и образец № 121 с самой слабой ФЛ (следовательно, с самой большой концентрацией точечных дефектов) показал весьма невысокий ТГц сигнал. Если учитывать дислокации, то среди образцов на подложках (111)А наиболее слабый ТГц сигнал получен от образца № 115 с минимальными упругими напряжениями, а значит, с минимальным количеством дислокаций.

Обсудим физические причины возникновения ТГц излучения в исследуемых полупроводниковых пленках. Быстро изменяющийся во времени фототок  $J(t)$  излучает электромагнитные волны, в дальней зоне амплитуда волн  $E_{THz}$  пропорциональна ускорению заряда или производной по времени от фототока:

$$E_{THz} \propto \frac{dJ(t)}{dt}. \quad (1)$$

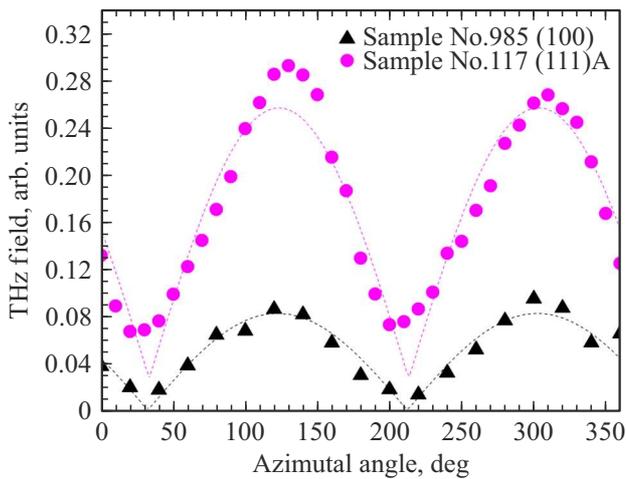
Основные механизмы генерации ТГц излучения, обеспечивающие быстро изменяющийся фототок, как правило, следующие: эффект Дембера (короткоживущие фотовозбужденные носители заряда приводятся в движение электрическим полем, возникшим в полупроводнике при его неравномерном освещении из-за разного коэффициента диффузии электронов и дырок); эффект встроенного поля (короткоживущие фотовозбужденные носители заряда приводятся в движение встроенным в полупроводник полем, обусловленным поверхностными состояниями либо пьезоэффектом); оптическое выпрямление фемтосекундных импульсов (смещение среднего положения связанных электронов, раскачиваемых оптическим полем, обусловленное пространственной несимметричностью потенциала решетки для электронов, и возникновение постоянной составляющей поляризации полупроводника, исчезающей с прекращением фемтосекундного импульса) [17]. Первые два эффекта могут объяснить наблюдаемую ТГц генерацию при нормальном падении излучения накачки на образцы только в том случае, если имеется латеральная (т.е. в плоскости

пленки) компонента фототока либо есть ненулевая проекция колеблющихся диполей на плоскость пленки, так как в противном случае основное ТГц излучение распространялось бы вдоль поверхности образцов, а не по нормали к ней, и не было бы зарегистрировано в нашей геометрии эксперимента. Очевидно, что в сверхрешеточных образцах носители заряда могут двигаться только в пределах своей КЯ, не пересекая потенциальные барьеры InAlAs. Оптическое выпрямление в случае, когда энергия фотонов накачки превышает запрещенную зону, главным образом вызвано фототоками смещения [2] и может быть обусловлено вкладом как квадратичных, так и кубических процессов в поляризацию среды [10]:

$$\mathbf{J} = \hat{\sigma}^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \hat{\sigma}^{(3)}\mathbf{F}\mathbf{E}\mathbf{E}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{F}$  — оптическое и постоянное встроенное электрические поля,  $\hat{\sigma}^{(2)}$  и  $\hat{\sigma}^{(3)}$  — нелинейные проводимости второго и третьего порядков, определяющие интенсивность таких нелинейных эффектов, как оптическое выпрямление (ОВ, OR — optical rectification) и оптическое выпрямление, индуцированное электрическим полем (ОВИЭП, EFIOR — electric field induced optical rectification) в условиях поглощения накачки. Теория предсказывает отсутствие ОВИЭП в (100)-ориентированных пленках при нормальном падении накачки [18], в то время как ОВ в (100)-пленках присутствует, но гораздо слабее по сравнению с (111)-пленками [19]. Поскольку измеренная ТГц генерация более эффективна в (111)А-образцах с рассогласованными и сильно рассогласованными слоями, можно предположить возрастание вклада ОВ и ОВИЭП в таких полупроводниковых пленках. Дополнительным фактором, способствующим максимальному ТГц сигналу от пары образцов № 116 и 117, может являться наличие в этих образцах более контрастного по составу 30 nm-буферного слоя  $\text{In}_{0.52-\Delta y}\text{Al}_{0.48+\Delta y}\text{As}$ , который обеспечивает лучшее отражение проникшего сквозь гетероструктуру луча накачки назад и тем самым способствует более эффективной ТГц генерации.

Угловые зависимости распределения ТГц поля тесно связаны с симметрией кристалла и могут быть очень информативны при определении типа нелинейного процесса генерации ТГц излучения [3]. Для образца № 117 на подложке (111)А, в котором наблюдался максимальный ТГц сигнал, была дополнительно измерена зависимость эффективной амплитуды напряженности поля ТГц излучения от угла поворота образца вокруг своей нормали в плоскости, перпендикулярной волновому вектору накачки (этот угол мы будем в дальнейшем называть азимутальным углом  $\varphi$ ). ФПА-детектор при этом не менял своей ориентации, постоянно оставаясь настроенным на регистрацию вертикально поляризованного ТГц излучения. Азимутальный угол отсчитывался от некоторого начального положения образца, которое не удалось связать с конкретным кристаллографическим направлением. Во всех случаях наблюдалась инверсия



**Рис. 7.** Зависимость модуля эффективной амплитуды ТГц сигнала от азимутального угла поворота плоскости поляризации излучения накачки, нормально падающего на поверхность пленки, для образцов № 985 (100) и № 117 (111)А.

поляризации линейно поляризованного ТГц излучения при повороте образца на  $\varphi = 180^\circ$  (рис. 7). Для сравнения на рисунке приведена азимутальная зависимость напряженности ТГц поля в образце № 985 (100). Видно, что обе азимутальные зависимости имеют четко выделенное направление, однако для образца № 117 напряженность ТГц поля падает не до нуля, присутствует постоянный уровень сигнала. Азимутальные зависимости, показанные на рис. 7, могут быть аппроксимированы функцией вида

$$E_{\text{THz}} = A_0 + A_1 |\sin(\varphi + \varphi_0)|. \quad (3)$$

Постоянная, независимая от азимутального угла компонента ТГц сигнала в данном случае свидетельствует о механизме ТГц генерации с участием переходных фототоков. Возможной причиной появления фонового сигнала является захват фотовозбужденных носителей глубокими ловушками-акцепторами с характерными пикосекундными временами релаксации, вызывающий изменение фототока на ТГц частоте под действием встроенного поля. Заметим, что нелинейные эффекты также могут обеспечить постоянную компоненту ТГц сигнала, но только при *p*-поляризации накачки, когда оптическое поле имеет ненулевую проекцию на нормаль к пленке ([18], табл. 1).

Известно [18], что при ТГц генерации по механизмам ОВ и ОВИЭП в кристаллах типа цинковой обманки для (111)-ориентированных пленок должна наблюдаться зависимость ТГц поля от азимутального угла вида  $\sin 3\varphi$ , а для (100)-ориентированных пленок — зависимость вида  $\sin 2\varphi$  при ОВ (в данном случае ОВИЭП отсутствует). Однако мы после вычета изотропного сигнала наблюдаем зависимость вида  $\sin \varphi$ . При этом стоит отметить несимметричный вид синусоиды для образца № 117, что, вероятно, обусловлено вкладами от нелинейных

процессов меньшей амплитуды и с более сложной угловой зависимостью ТГц отклика. В работе [20] наблюдалась похожая азимутальная зависимость вида  $\sin \varphi$  ТГц сигнала для нестехиометрического (Ga-обогащенного) GaAs, выращенного на подложке GaAs (100), а также азимутально независимый ТГц сигнал от идеального монокристалла GaAs (100), превращающийся в нуль при нормальном падении накачки. Авторы объясняют результаты эксперимента наличием в нестехиометрическом GaAs диполя, колеблющегося под углом к поверхности (у которого есть компонента в плоскости пленки, излучающая по нормали) и при этом жестко закрепленного в кристаллической структуре, сильно анизотропной вследствие дефектности. По-видимому, при малых интенсивностях оптической накачки в исследуемых нами образцах также является доминирующим аналогичный дипольный механизм генерации. На это указывает индикатриса генерации ТГц излучения, специфичная именно для колеблющегося диполя. Представляется возможным, что при больших интенсивностях накачки индикатрисы ТГц генерации могут усложняться и принимать вид зависимостей, специфичных именно для нелинейно-оптических процессов.

Временная форма напряженности поля ТГц импульса и спектр мощности ТГц излучения (без учета искажающих переотражений, которым соответствуют ТГц колебания на временах, превышающих 20 ps), типичные для всех исследованных образцов, представлены на рис. 8. Видно, что спектр занимает полосу частот до 1 THz, динамический диапазон составляет 50 dB, максимум спектральной плотности наблюдается при 130 GHz. Вблизи 0.5 и 0.7 THz на спектре заметны две линии поглощения воды. По сравнению с результатами других аналогичных работ, например [21,22,23], посвященных ТГц генерации в пленках InAs и GaAs при накачке лазерами видимого и ближнего ИК диапазона, зарегистрированный спектр ТГц излучения от пленок InGaAs существенно уже, что, по-видимому, обусловлено ограниченным частотным диапазоном пропускания установки, в том числе используемой приемной антенны-детектора.

## Выводы

В настоящей работе методом МЛЭ были выращены гетероструктуры, представляющие собой 25-периодные сверхрешетки  $\{\text{In}_{0.53+\Delta x}\text{Ga}_{0.47-\Delta x}\text{As}/\text{In}_{0.52-\Delta x}\text{Al}_{0.48+\Delta x}\text{As}\}$  на подложках InP с ориентацией (100) и (111)А. В серии образцов мольная доля In в КЯ  $\text{In}_{0.53+\Delta x}\text{Ga}_{0.47-\Delta x}\text{As}$  была постепенно увеличена (а в барьерах  $\text{In}_{0.52-\Delta x}\text{Al}_{0.48+\Delta x}\text{As}$  уменьшена). Реальные составы слоев несколько отличались от номинальных и были уточнены с помощью высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и спектроскопии ФЛ. В КЯ на подложках InP (111)А вследствие пьезоэффекта образовались встроенные электрические поля, которые вызвали квантовый эффект Штарка: уменьшение

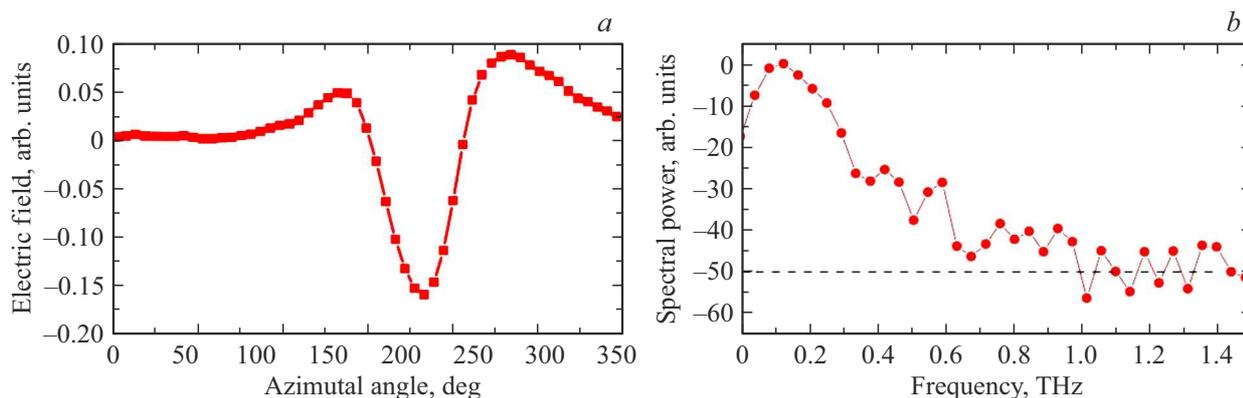


Рис. 8. Осцилляции ТГц поля, генерируемые образцом № 119: (а) временная форма, (б) частотный спектр.

энергии межзонных оптических переходов электронов между уровнями размерного квантования по сравнению с КЯ на подложках InP (100), в которых пьезоэффект не проявляется. Энергия оптического перехода была измерена с помощью спектроскопии ФЛ, сравнение спектров ФЛ образцов одинакового состава на подложках InP (100) и (111)А позволило выявить штарковский сдвиг. Таким образом, было подтверждено возникновение встроенных полей в (111)А-образцах с напряженностью от  $\sim 30$  до  $\sim 70$  kV/cm.

Результаты эксперимента по генерации ТГц излучения поверхностью образцов при облучении фемтосекундными лазерными импульсами (с длиной волны 1550 nm, длительностью импульса 100 fs) показали, что образцы на подложках InP (100) генерируют ТГц сигнал приблизительно одного уровня независимо от упругих напряжений, в то время как в серии (111)А-образцов ТГц сигнал значительно (примерно на 75–90%) возрастает для сильно напряженных образцов. Отличие экспериментально наблюдаемых азимутальных зависимостей ТГц сигнала вида  $\text{const} + \sin \varphi$  от зависимостей вида  $\sin 2\varphi$  и  $\sin 3\varphi$ , характерных для ТГц генерации по механизмам ОВ и ОВИЭП, не позволяет однозначно определить механизм генерации, но может свидетельствовать о ТГц генерации излучения колеблющимся диполем, жестко закрепленным в кристаллической структуре исследуемых полупроводниковых пленок.

### Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00656, <https://rscf.ru/project/22-19-00656/>. Эпитаксиальный эксперимент был реализован в рамках выполнения государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

### Конфликт интересов

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] D. Côté, N. Laman, H.M. van Driel. *Appl. Phys. Lett.*, **80** (6), 905 (2002). DOI: 10.1063/1.1436530
- [2] D. Cote, N. Laman, H.M. van Driel. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 905 (2002).
- [3] A. Krotkus. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43**, 273001 (2010). DOI: 10.1088/0022-3727/43/27/273001
- [4] B. Globisch, R.J.B. Dietz, R.B. Kohlhaas, T. Göbel, M. Schell, D. Alcer, M. Semtsiv, W.T. Masselink. *J. Appl. Phys.*, **121**, 053102 (2017). DOI: 10.1063/1.4975039
- [5] *MenloSystems* [Электронный ресурс]. URL: <https://www.menlosystems.com/products/thz-time-domain-solutions/tera15-fc-3/> (дата обращения: 20.11.2024)
- [6] Nathan M. Burford, Magda O. El-Shenawee. *Opt. Eng.*, **56** (1), 010901 (2017). DOI: 10.1117/1.OE.56.1.010901
- [7] R.J. Dietz, M. Gerhard, D. Stanze, M. Koch, B. Sartorius, M. Schell. *Opt. Express*, **19** (27), 25911 (2011). DOI: 10.1364/OE.19.025911
- [8] А.Э. Ячменев, Д.В. Лаврухин, Р.А. Хабибуллин, Ю.Г. Гончаров, И.Е. Спектор, К.И. Зайцев, В.А. Соловьев, С.В. Иванов, Д.С. Пономарев. *Опт. и спектр.*, **129** (6), 741 (2021). DOI: 10.21883/OS.2021.06.50985.4-21
- [9] D.V. Lavrukhin, A.E. Yachmenev, Y.G. Goncharov, K.I. Zaytsev, R.A. Khabibullin, A.M. Buryakov, E.D. Mishina, D.S. Ponomarev. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, **11** (4), 417 (2021). DOI: 10.1109/THZ.2021.3079977
- [10] V.L. Malevich. *J. Appl. Phys.*, **112**, 073115 (2012).
- [11] А.Я. Шик. *Сверхрешетка* // Большая российская энциклопедия: научно-образовательный портал. URL: <https://bigenc.ru/c/sverkhreshiotka-a2f3e5?v=5490666>. Дата публикации: 10.11.2022.
- [12] P.O. Vaccaro, M. Takahashi, K. Fujita, T. Watanabe. *J. Appl. Phys.*, **76**, 8037 (1994). DOI: 10.1063/1.357923
- [13] E.A. Khoo, J.P.R. David, J. Woodhead, R. Grey, G.J. Rees. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1929 (1999). DOI: 10.1063/1.124874
- [14] A. Chin, K. Lee. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 3437 (1996). DOI: 10.1063/1.115785
- [15] S. Adachi. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors* (John Wiley & Sons Ltd., United Kingdom, 2009).

- [16] Г.Б. Галиев, М.М. Грехов, Г.Х. Кигаева, Е.А. Климов, А.Н. Клочков, О.С. Коленцова, В.В. Корниенко, К.А. Кузнецов, П.П. Мальцев, С.С. Пушкарев. *ФТП*, **51** (3), 322 (2017). DOI: 10.21883/FTR.2017.03.44201.8312
- [17] S. Hargreaves, K. Radhanpura, R.A. Lewis. *Phys. Rev. B*, **80** (19), 195323 (2009).
- [18] A. Krotkus. *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, **43** (27), 273001 (2010).
- [19] M. Reid, I. V. Cravetchi, R. Fedosejevs // *Phys. Rev. B*, **72**, 035201 (2005).
- [20] I. Beleckaitė, R. Adomavičius, R. Butkutė, V. Pačebutas, G. Molis, V. Bukauskas, A. Selskis, A. Krotkus. *Electron. Lett.*, **52**, 1954 (2016). DOI: 10.1049/el.2016.2517
- [21] P. Cicėnas, A. Geižutis, V.L. Malevich, A. Krotkus. *Opt. Lett.*, **40** (22), 5164 (2015). DOI: 10.1364/OL.40.005164
- [22] I. Nevinskas, K. Vizbaras, A. Trinkunas, R. Butkutė, A. Krotkus. *Opt. Lett.*, **42** (13), 2615 (2017). DOI: 10.1364/OL.42.002615
- [23] Г.Б. Галиев, С.С. Пушкарев, А.М. Буряков, В.Р. Бильк, Е.Д. Мишина, Е.А. Климов, И.С. Васильевский, П.П. Мальцев. *ФТП*, **51** (4), 529 (2017). DOI: 10.21883/FTR.2017.04.44347.8408