

03,09

Генерация терагерцевого излучения в полупроводниках (Обзор)

© А.В. Андрианов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: alex.andrianov@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 7 июля 2023 г.

В окончательной редакции 1 сентября 2023 г.

Принята к публикации 3 сентября 2023 г.

Электромагнитное излучение терагерцевого (ТГц) частотного диапазона, занимающее область спектра между оптическим инфракрасным и микроволновым излучением, представляет интерес для многочисленных диагностических применений в различных областях науки и технологии. Для построения диагностических ТГц-систем требуются источники излучения различного типа. В настоящем обзоре рассматриваются методы генерации ТГц-излучения в полупроводниках и полупроводниковых структурах, основанные на квантовых оптических переходах между различными уровнями энергии в системе, а также и не связанные непосредственно с квантовыми переходами методы генерации, которые можно отнести к классическим.

Ключевые слова: оптические переходы, лазеры, светодиоды, ультракороткие оптические импульсы, быстрый дипольный момент, быстрый фототок.

DOI: 10.61011/FTT.2023.10.56311.142

Содержание

1. Введение
2. ТГц-излучение при квантовых оптических переходах в полупроводниках
 - 2.1. Квантово-каскадные структуры
 - 2.1.1. История вопроса
 - 2.1.2. Квантово-каскадные ТГц-лазеры
 - 2.1.3. Существующие подходы к созданию квантово-каскадных ТГц-лазеров
 - 2.1.4. Квантово-каскадные ТГц-лазеры с высокими рабочими температурами
 - 2.2. ТГц-лазеры на примесных внутрицентровых переходах
 - 2.2.1. Лазер на резонансных состояниях
 - 2.2.2. Лазер с оптической накачкой переходов примесь–зона
 - 2.3. ТГц-лазеры на межзонных переходах в узкозонных полупроводниках
 - 2.3.1. Лазеры на основе PbSnSe(Te)
 - 2.3.2. Лазеры на основе HgCdTe
 - 2.4. ТГц-лазер на p -Ge в скрещенных сильных электрическом и магнитных полях
 - 2.5. ТГц-излучение при межзонном оптическом фотовозбуждении полупроводников
 - 2.5.1. Примесная ТГц-фотолюминесценция
 - 2.5.2. Примесное ТГц-излучение, вызванное инжекцией неравновесных носителей в структурах с p – n -переходом (ТГц-СИД)
 - 2.5.3. Экситонная ТГц-фотолюминесценция
3. Классические методы генерации ТГц-излучения
 - 3.1. ТГц-генерация с использованием микроволновых технологий
 - 3.1.1. Умножение частоты микроволнового излучения
 - 3.1.2. ТГц-генерация с использованием резонансно-туннельных диодов
 - 3.1.3. Эмиттеры ТГц-излучения на основе высокочастотных транзисторных схем
 - 3.2. ТГц-генерация с использованием техники ультракоротких лазерных импульсов
 - 3.2.1. ТГц-генерация в фотопроводящих антеннах
 - 3.2.2. ТГц-генерация при оптическом выпрямлении
 - 3.2.3. ТГц-генерация при фотовозбуждении поверхности полупроводников
 - 3.2.4. ТГц-генерация в структурах с p – n -переходом
 - 3.2.5. ТГц-генерация в структурах с квантовыми ямами и сверхрешетками
4. Заключение

1. Введение

Принято считать, что терагерцевый (ТГц) диапазон спектра электромагнитных волн лежит в области частот от 0.1 до 10 THz (в длинах волн от 3 mm до 30 μ m) [1], хотя ряд авторов сдвигают верхнюю частоту этого диапазона до 15–20 THz, что отражает некоторую размытость границ ТГц-диапазона [2]. Электромагнитное ТГц-излучение занимает область спектра между инфракрасным (ИК) светом и микроволновым

излучением, и его также называют дальним инфракрасным излучением. Этот диапазон уникален тем, что именно в ТГц-область попадают основные характерные спектральные особенности различных соединений, сред и биологических тканей, молекулярные колебания и атомные переходы в ридберговских состояниях. Кроме того, в ТГц-область попадают резонансные частоты, связанные с переходами между состояниями мелких примесных центров и экситонов в полупроводниках, а также частоты переходов между уровнями размерного квантования электронов и дырок в низкоразмерных структурах. Значительный интерес к дальнему ИК- или ТГц-диапазону, к спектроскопии в этом диапазоне, появился после окончания II Мировой войны и был вызван появившимися задачами в астрономии и химии, связанными со спектроскопией колебательных и вращательных переходов в различных молекулах [3]. В то время ТГц-инструментарий был крайне ограничен, главным образом из-за того, что отсутствовали компактные, быстродействующие, надежные и вместе с тем интенсивные источники излучения и чувствительные приемники. За последние 30–35 лет был достигнут огромный прогресс в развитии приборной базы ТГц-диапазона. Появились полупроводниковые ТГц-квантово-каскадные лазеры, сформировалась новая методика ТГц-спектроскопии — ТГц-спектроскопия во временной области (THz time-domain spectroscopy (THz-TDS)), основанная на генерации и детектировании широкополосного импульсного ТГц-излучения с использованием импульсов фемтосекундных лазеров видимого или ближнего ИК-диапазонов, а также быстром Фурье-преобразовании ТГц-волновых форм [1–4]. Достигнутые успехи в деле создания приборов ТГц-диапазона и развитии ТГц-технологий в значительной степени связаны с успехами в исследовании неравновесных явлений в твердом теле и в частности в полупроводниках.

В настоящем обзоре будут рассмотрены вопросы генерации ТГц-излучения в полупроводниках и полупроводниковых структурах с использованием как квантовых переходов между электронными энергетическими уровнями, так и классических методов генерации ТГц-излучения, основанных, в частности, на возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами быстрого дипольного момента или короткого всплеска фототока, составляющих основу методики THz-TDS. Вопросы детектирования ТГц-излучения также очень важны для развития ТГц-технологий, и полупроводниковые структуры здесь играют существенную роль. Принципы и подходы к детектированию ТГц-излучения с использованием полупроводниковых структур изложены в целом ряде обзоров (см., например, обзоры [3–5], а также новые обзоры [6,7]), и поэтому здесь рассматриваться не будут.

2. ТГц-излучение при квантовых оптических переходах в полупроводниках

2.1. Квантово-каскадные структуры

2.1.1. История вопроса

Изобретение квантово-каскадного лазера (ККЛ), первоначально продемонстрированного для длин волн среднего ИК-диапазона [8], а спустя 8 лет приведшее к созданию лазера и для ТГц-диапазона [9], открыло по сути дела новую эру в полупроводниковой оптоэлектронике. Структура ККЛ представляет собой многопериодную систему туннельно-связанных квантовых ям (КЯ, quantum well — QW), в которой излучение квантов света происходит при приложении электрического поля в результате каскадных переходов свободных носителей между подзонами размерного квантования в процессе релаксации вниз по энергии, а механизмом накачки излучающих состояний является резонансное туннелирование. Длина волны излучения в ККЛ полностью контролируется размерным квантованием носителей заряда, в отличие от традиционных инжекционных лазеров не связана с шириной запрещенной зоны материала и может варьироваться за счет изменения ширины квантовых ям в активной области структуры. Такие лазеры работают на основных носителях и в принципе являются униполярными приборами.

Изобретению ККЛ предшествовало теоретическое предсказание Р.Ф. Казариновым и Р.А. Сурисом усиления света и лазерной генерации за счет межподзонных оптических переходов в квантовых ямах, возбуждаемых в результате резонансного туннелирования электронов при электрическом смещении структуры [10], сделанное вскоре после открытия сверхрешеток (СР) L. Esaki и R. Tsu [11]. Экспериментальная реализация первого ККЛ [8] была осуществлена только спустя более 20 лет после появления отмеченных выше фундаментальных результатов, и для этого потребовалось решить целый ряд серьезных проблем [12]. В частности, потребовалась разработка специальных СР, играющих роль электронного брэгговского фильтра, что позволило значительно подавить нежелательное туннелирование электронов в соседние квантовые ямы из верхних лазерных состояний и, тем самым, добиться соотношения времен жизни электронов на лазерных уровнях, необходимого для получения инверсии населенности. Кроме того, потребовалось минимизировать влияние на схему энергетических уровней пространственного заряда, вызванного инжектированными в структуру свободными носителями. ККЛ появились в результате многолетних исследований в области молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и исследований в области инженерии структуры энергетических зон, волновых функций свободных носителей заряда, вероятностей оптических переходов, вероятностей тун-

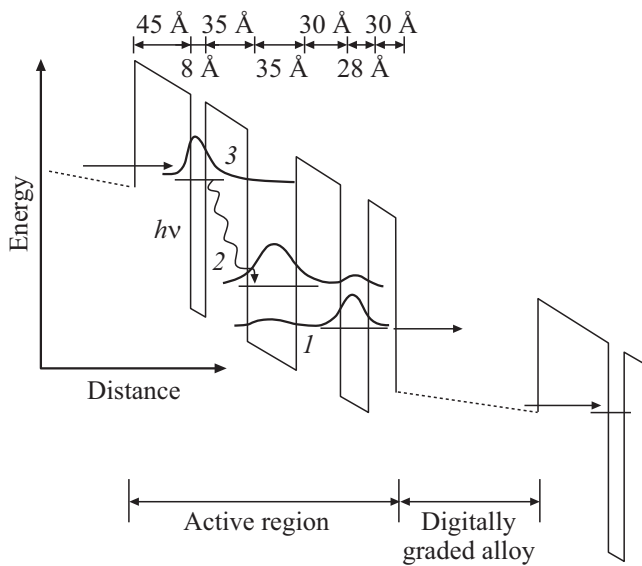


Рис. 1. Схематическая диаграмма зоны проводимости квантово-каскадной структуры AlInGaAs/InP , в которой была достигнута лазерная генерация на длине волны $4.26 \mu\text{m}$ [8]. Схематически изображено также распределение квадратов модулей волновых функций состояний 1, 2 и 3.

нелирования, вероятностей рассеяния носителей заряда на фононах в низкоразмерных системах [12–16].

На рис. 1 схематически показана диаграмма зоны проводимости одного из участков 25-периодной (активная область плюс область инжектора электронов) квантово-каскадной структуры (ККС) AlInGaAs/InP в электрическом поле $\sim 100 \text{ kV/cm}$, в которой была получена лазерная генерация на длине волны $4.26 \mu\text{m}$ [8]. Структура была выращена методом МПЭ. Активная область структуры ККЛ содержит 3 КЯ и 4 барьера разных ширин. Лазерная генерация в такой структуре возникает по четырехуровневой схеме, которая используется для описания механизма генерации во многих газовых и твердотельных лазерах. Инверсия населенности достигается между возбужденными состояниями $n = 3$ и $n = 2$ в активной области ККС, энергетический зазор между которыми составляет 295 meV согласно расчетам. Время спонтанных излучательных переходов между состояниями $n = 3$ и $n = 2$ (непрямые в координатном пространстве оптические переходы) составляет $\sim 13 \text{ ps}$. Накачка состояния $n = 3$, локализованного преимущественно в КЯ шириной 8 \AA , осуществляется электронами, туннелирующими через барьер AlInAs толщиной 45 \AA из области, содержащей СР AlInAs/GaInAs с переменной эффективной шириной запрещенной зоны (СРПЗЗ), выполняющей роль инжектора. Период такой СР постоянен, но в направлении X меняется соотношение ширины КЯ и барьера, что приводит к меняющейся в направлении X эффективной ширине запрещенной зоны (digitally graded alloy). Эффективная ширина запрещенной зоны в СРПЗЗ возрастает при

переходе в направлении X слева направо. Кроме того, для минимизации эффектов пространственного заряда при инжекции электронов область СРПЗЗ легирована кремнием (примесь донорного типа). Согласно расчетам [8], в электрическом поле $\sim 10^5 \text{ V/cm}$ области СРПЗЗ оказываются квазинейтральными с практически плоским дном эффективной зоны проводимости (см. рис. 1). Электроны релаксируют по энергии в области СРПЗЗ, а затем туннельно инжектируются в состояние $n = 3$ активной области. По оценкам [8], характерное время такого туннелирования составляет $\sim 0.2 \text{ ps}$, а время переходов из состояния $n = 3$ в состояние $n = 2$ с испусканием фононов (основной канал безызлучательной релаксации состояния $n = 3$) составляет $\sim 4.3 \text{ ps}$ в поле $\sim 10^5 \text{ V/cm}$. Вероятность же переходов из состояния $n = 2$ в состояние $n = 1$ (энергетический зазор составляет 30 meV) с испусканием фононов оказывается высокой вследствие сильного перекрытия волновых функций и малой разнице в величинах квазиимпульса электронов в этих состояниях, а соответствующее время перехода составляет $\sim 0.6 \text{ ps}$. Время туннельного ухода электронов из состояния $n = 1$ в область СРПЗЗ также мало и составляет $\sim 0.5 \text{ ps}$. Соотношение приведенных выше времен энергетической релаксации приводит к появлению инверсии населенности между состояниями $n = 3$ и $n = 2$ и, соответственно, к лазерной генерации.

В дальнейшем в ККС для среднего ИК-диапазона были реализованы и другие схемы лазерной генерации (см., например, обзор [12]), с различным числом КЯ в активной области, как с пространственно-непрямыми, так и прямыми оптическими переходами. Были созданы лазеры, имеющие достаточно высокую выходную мощность, работающие при комнатной температуре, как в импульсном, так и в непрерывном режиме, и излучающие в области от 3.4 до $19 \mu\text{m}$ [12].

2.1.2. Квантово-каскадные ТГц-лазеры

Методы и подходы, отработанные при создании ККЛ среднего ИК-диапазона, позволили создать и ТГц-ККЛ. В первом ТГц-ККЛ используется зонная схема с так называемой нерегулярной СР в активной области структуры [9]. Лазерная генерация на частоте 4.4 THz (длина волны $68 \mu\text{m}$) с пиковой мощностью порядка 2 mW (при 8 K) была получена в импульсном режиме с плотностью порогового тока порядка нескольких сотен A/cm^2 и наблюдалась до температур порядка 50 K .

На рис. 2 схематически приведен фрагмент структуры зоны проводимости такого ТГц-лазера в электрическом поле 3.5 kV/cm . Период ККС содержит 7 КЯ GaAs разной ширины, разделенных барьерами $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ также разных ширин. Структура выращивалась методом МПЭ на подложке GaAs . Всего структура содержит 104 периода. Активная область содержит три сильно туннельно-связанные КЯ, а область инжектора содержит четыре КЯ. Согласно результатам работы [9], лазерная генерация возникает при пространственно-прямых

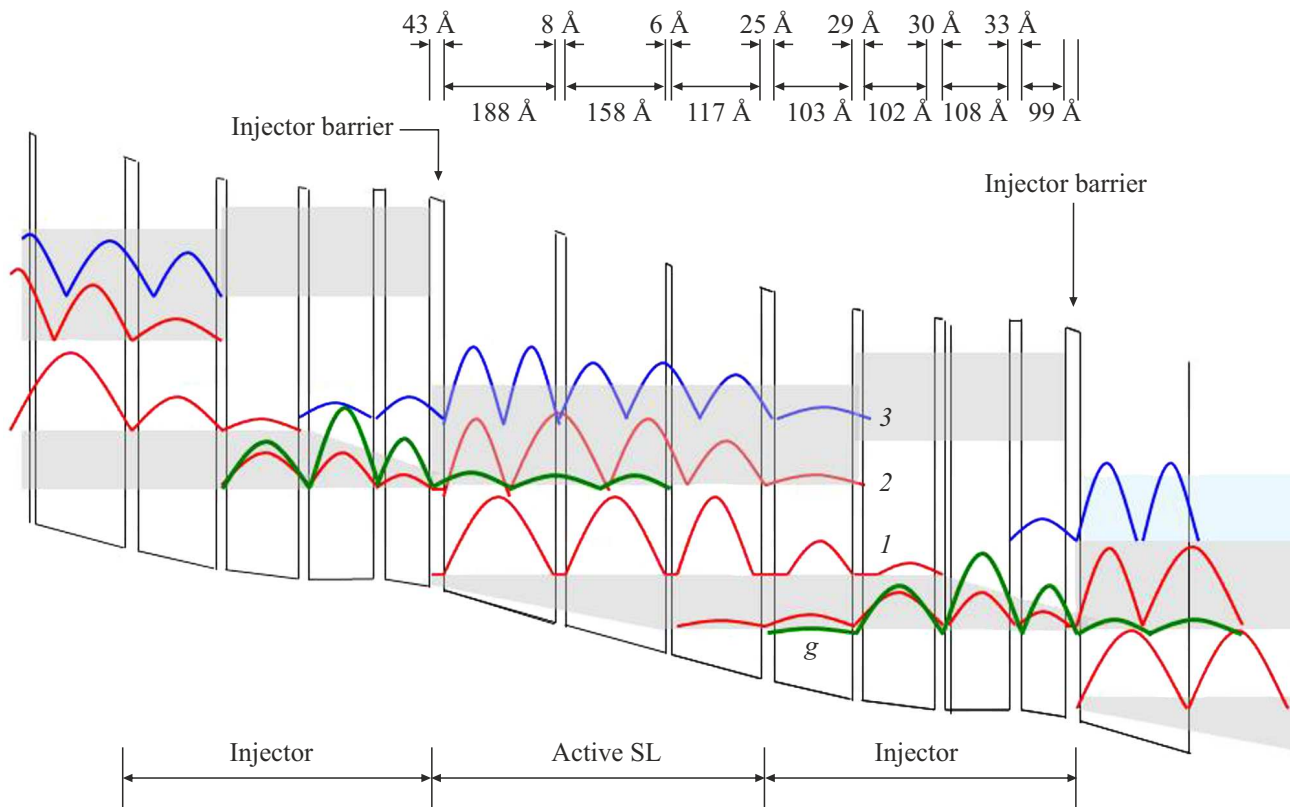


Рис. 2. Фрагмент структуры зоны проводимости первого ТГц-ККЛ (расчетные данные для напряженности электрического поля 3.5 kV/cm [9]). Схематически показаны также квадраты модулей волновых функций наиболее важных для достижения лазерной генерации состояний (1, 2 и g). Затемненные области соответствуют мини-зонам СП. Квантовая яма (КЯ) шириной 102 \AA в инжекторе легирована кремнием до уровня $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

оптических переходах через запрещенную мини-зону шириной порядка 18 meV между состояниями 2 и 1 во второй и первой мини-зонах соответственно. Электроны резонансно туннелируют в верхнее лазерное состояние 2 из основного состояния g в инжекторе. Нижнее лазерное состояние 1 сильно связано с широкой мини-зоной (ширина порядка 17 meV [9]) в области инжектора, что обеспечивает его быстрое опустошение за счет перехода электронов в первую мини-зону инжектора. Численные расчеты [9] с привлечением метода Монте-Карло, решения трехмерных уравнений Больцмана с учетом релаксации энергии электронов за счет электрон-фононного и электрон-электронного механизмов показали, что время поступления электронов в состояния 2, τ_2 , составляет 0.8 ps , время спонтанного перехода между состояниями 2 и 1 (переход с испусканием акустического фонона), τ_{21} , составляет 8.3 ps , а время опустошения состояния 1, τ_1 , составляет 2.5 ps . За счет использования в активной области структуры с нерегулярной СП τ_{21} намного превышает τ_2 . Таким образом, $\tau_1 < \tau_{21}$, что является необходимым условием для достижения инверсии населенности между состояниями 2 и 1. Необходимо добавить, что согласно расчетам [9], инверсия населенности возникает только при учете электрон-электронного рассеяния и,

соответственно, при значительной концентрации неравновесных электронов в активной области структуры.

Важной особенностью ТГц-ККЛ является конструкция лазерного волновода, обеспечивающего локализацию лазерной ТГц-моды в области, где создается инверсия населенности, то есть в области с выращенной СП. В работе [9] был применен так называемый волновод на поверхностных плазмонах (surface-plasmon (SP) waveguide), которые возбуждаются в области между слоем n^+ -GaAs (захороненный нижний контактный слой) с концентрацией электронов $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и толщиной 800 nm , выращенным между подложкой и СП, и слоем n^+ -GaAs с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, толщиной 200 nm , которым заканчивается ростовая структура и который служит также верхним контактным слоем. Это позволило сконцентрировать лазерную моду в слое со СП толщиной порядка 10 \mu m с фактором ограничения Γ , характеризующим степень перекрытия поля лазерной моды с область с инверсией населенности, порядка 0.47 , что способствовало достижению лазерной ТГц-генерации. Важно также то, что SP-волна, возбуждаемая в таком волноводе, слабо перекрывается с захороненным нижним контактным слоем n^+ -GaAs, а сконцентрирована в значительной степени в специально нелегированной

подложке GaAs, что минимизировало поглощение ТГц-излучения на свободных носителях [9].

Ростовая структура была процессирована в полосковый лазер с длиной резонатора 1.24 mm и шириной 180 μm . Лазерные зеркала создавались скалыванием структуры по плоскостям [110]. Специальные покрытия лазерных зеркал в работе [9] не применялись.

2.1.3. Существующие подходы к созданию квантово-каскадных ТГц-лазеров

Демонстрация первого ТГц-ККЛ в [9] стимулировала бурный рост исследований в этом направлении. Спустя некоторое время работы по тематике ТГц-ККЛ начали проводиться во многих лабораториях. Основные усилия были направлены на достижение других частот генерации в ТГц-области, повышение мощности излучения и повышение рабочей температуры.

В настоящее время структуры ТГц-ККЛ выращиваются методами как МПЭ [17–19], так и химического осаждения из паровой фазы металлоорганических соединений (metal-organic chemical vapor deposition, MOCVD) [20–23]. Активная область квантово-каскадных ТГц-лазеров, как правило, состоит из сотен повторяющихся периодов, чередующихся КЯ (каждый период включает пару состояний, отвечающих за лазерную ТГц-генерацию) и одной или двух инжектирующих/экстрактирующих секций. Все периоды содержат легированные секции для поддержания постоянного электрического поля во всей активной области структуры. В настоящее время ТГц-ККЛ перекрывают частотный диапазон от 1.3 до 5.4 THz (без использования сильного магнитного поля) [19]. Созданы лазеры с областью перестройки частоты порядка 0.65 THz при одночастотной генерации с центральной частотой ~ 3.47 THz [24]. Достигнута пиковая мощность излучения порядка 2 W в импульсном режиме при 58 K [25]. Широкий диапазон перестройки частоты ТГц-генерации и высокая выходная мощность ТГц-ККЛ позволяют применять их в задачах ТГц-визуализации различных объектов, в ТГц-спектроскопии, а также в технике ТГц-связи [26]. В работе [27] была продемонстрирована работа GaAs/AlGaAs-ТГц-ККЛ в импульсном режиме с максимальной рабочей температурой 250 K и частотой генерации порядка 4 THz. Этот температурный рекорд продержался два года. Недавно было сообщено о достижении максимальной рабочей температуры порядка 261 K для ТГц-ККЛ [28]. Такие рабочие температуры позволяют создавать компактные ТГц-лазеры с одностадийным термоэлектрическим охлаждением, что делает их весьма удобными для практического использования.

Квантовый дизайн активной области структуры ТГц-ККЛ является одним из ключевых факторов, определяющих частоты ТГц-генерации и рабочие температуры. Существует три основных квантовых дизайна активной области ТГц-ККЛ (рис. 3). Это в первую очередь схема с нерегулярной CP (chirped superlattice, CS) (рис. 3, a),

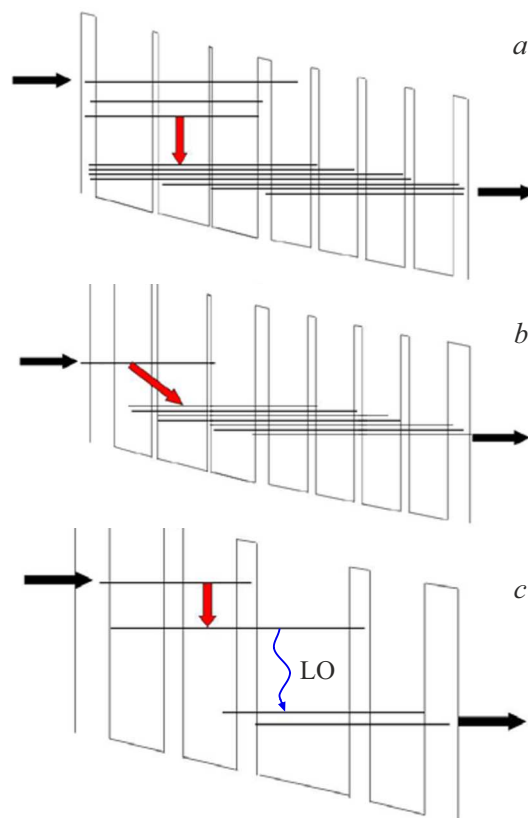


Рис. 3. Схематические диаграммы активной области ТГц-ККЛ с дизайном CS (a), BTC (b) и RP (c).

которая использовалась в первой работе по ТГц-ККЛ [9]. Альтернативный дизайн, основанный на т.н. схеме переходов связанное состояние — состояние в континууме (bound-to-continuum, BTC) (рис. 3, b) был предложен в работе [29], а затем использовался в целом ряде последующих работ (см. [19]). BTC-дизайн активной области ТГц-ККЛ позволил существенно улучшить параметры ТГц-ККЛ по сравнению с достигнутыми в [9]. В частности, были повышены рабочие температуры и повышена мощность ТГц-генерации (см. [19]). Был предложен и реализован [30] интересный дизайн активной области ТГц-ККЛ, в котором нижний лазерный уровень опустошается за счет процессов с испусканием оптических фононов — т.н. схема резонансных фононных переходов (resonant-phonon, RP) (рис. 3, c). Существуют и другие варианты квантового дизайна активной области ТГц-ККЛ, которые являются разновидностями схем, приведенных выше (рис. 3). Так, например, был предложен и реализован квантовый дизайн активной области ТГц-ККЛ, в котором накачка верхнего лазерного уровня и опустошение нижнего сопровождается процессами с испусканием LO-фононов (т.н. схема phonon-photon-phonon) [31]. Предложены также новые схемы, рассмотренные пока только теоретически (см. [19] и другие ссылки там).

На сегодняшний день наилучшие параметры достигнуты для лазеров с RP-дизайном активной области. ТГц-ККЛ с RP-дизайном могут содержать четыре, три и даже две квантовые ямы в активной области. Так, в ТГц-лазере с рабочей температурой в 250 К [27] активная область (и, соответственно, период ККС) содержит две КЯ GaAs шириной 72 и 144.9 Å, разделенных барьером Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 18.7 Å, а инжекционный барьер Al_{0.3}Ga_{0.7}As имеет толщину 33.7 Å. Лазерная генерация на частоте порядка 4 THz в такой структуре идет по трехуровневой схеме, причем нижний лазерный уровень опустошается за счет переходов электронов на более низкий по энергии уровень с испусканием LO-фононов. Такой низколежащий энергетический уровень, в свою очередь, выполняет функцию инжектора для накачки верхнего лазерного уровня в следующем периоде ККС. Оптимизация дизайна активной области в ККС, использованного в работе [27], позволила недавно достичь рабочей температуры 261 К для GaAs|AlGaAs ТГц-ККЛ [28].

В ТГц-ККЛ с высокими рабочими характеристиками (высокой выходной мощностью, низкими пороговыми токами и повышенными рабочими температурами) для хорошей локализации лазерной ТГц-моды в активной области структуры применяются двойные металлические волноводы. В таких волноводах эпитаксиальная структура с квантовыми ямами заключается между двумя металлическими слоями (например, между слоями Au, Ti/Au или Cu [19], возможно также использование слоев Ag [32]). Для создания таких лазерных структур применяется операция отделения ростовой структуры с покрытым металлом верхним контактным слоем от подложки, переворот ее, затем перенос ее и приваривание к поверхности слоя металла на другой подложке (receptor substrate), с последующим нанесением контактного слоя металла на верхнюю поверхность созданного таким образом „сэндвича“ (технология flip-chip или metallic wafer-bonding [33,34]). В волноводах такого типа достигаются не зависящие от частоты величины фактора ограничения $\Gamma \approx 1$ [19], что также способствует уменьшению поглощения излучения на свободных носителях в лазерной структуре и снижению порога лазерной генерации.

Спад мощности излучения ТГц-ККЛ и полная потеря лазерной генерации в структурах на основе, например, GaAs|AlGaAs при повышении температуры в значительной степени обусловлена эффективным электрон-фононным взаимодействием, свойственным таким полярным кристаллам, как материалы A₃B₅ [17]. Квантовый дизайн ТГц-ККЛ разрабатывается обычно таким образом, чтобы энергия оптических переходов и, соответственно, энергетический зазор между подзонами верхнего и нижнего лазерных уровней были существенно ниже энергии LO-фонона. Такой дизайн предотвращает опустошение верхнего лазерного уровня за счет процессов рассеяния электронов с испусканием LO-фононов при низких (гелиевых) температурах. Однако

при повышенных температурах электроны в подзоне верхнего уровня могут приобретать кинетическую энергию в плоскости КЯ, достаточную для рассеяния с испусканием полярных LO-фононов. Такие процессы уменьшают инверсию населенности при повышении температуры и приводят к полной потере лазерной ТГц-генерации, когда усиление в лазерной среде становится меньше оптических потерь в структуре [17]. Чтобы обойти это фундаментальное ограничение температурной области лазерной генерации в ТГц-ККЛ, было предложено использовать для создания лазерных структур неполярные материалы, а именно: квантовые ямы Ge|SiGe (см. [35] и другие ссылки там). В таких материалах электрон-фононное взаимодействие определяется короткодействующим деформационным потенциалом и значительно слабее в сравнении с дальнедействующим фрёлиховским механизмом взаимодействия. Система материалов Si–Ge интересна еще и тем, что в ней отсутствует однофотонное поглощение света на оптических фононах (полоса остаточных лучей) и потенциально она может позволить получить лазерные переходы с частотами выше 6 THz.

В работе [35] был теоретически рассмотрен THz-лазер на основе ККС Ge|SiGe *n*-типа. Модельный лазер содержал 4 КЯ в активной области, и его работа предполагалась по BTC схеме, ранее использованной в ККЛ GaAs|AlGaAs с аналогичным дизайном активной области [36] с максимальной температурой ТГц-лазерной генерации порядка 150 К. Численные расчеты [35] показали, что ККС Ge|SiGe менее чувствительна к росту температуры по сравнению с GaAs|AlGaAs, и если в лазерном волноводе обеспечены оптические потери не выше 20 см⁻¹, то в ККС Ge|SiGe лазерная ТГц-генерация возможна до температур порядка 300 К.

Несмотря на интересные теоретические результаты, частично отмеченные выше, лазерная ТГц-генерация в ККС на основе SiGe пока не была достигнута. Экспериментально наблюдалась только низкотемпературная спонтанная ТГц-электролюминесценция в ККС Si|SiGe *p*-типа [37] и Ge|SiGe *n*-типа [38], обусловленная межподзонными оптическими переходами.

2.1.4. ТГц-квантово-каскадных лазеров с высокими рабочими температурами

В настоящее время наилучшие параметры достигнуты для ТГц-ККЛ, основанных на гетероструктурах GaAs|AlGaAs, полученных на подложках GaAs. Исследовались также и другие системы материалов, перспективные для создания ТГц-ККЛ с высокими рабочими температурами. Были продемонстрированы ТГц-ККЛ, основанные на гетероструктурах InGaAs|AlInAs [39], InGaAs|GaAsSb [40] и InGaAs|AlInGaAs [41], выращенных на подложках InP, с максимальными рабочими температурами в интервале 140–150 К. Интересными с точки зрения возможности создания ТГц-ККЛ с высокими

рабочими температурами и частотами генерации выше 5 THz представляются гетероструктуры GaN|AlGaIn. В гетероструктурах такого типа разрыв в зоне проводимости может превышать 1.5 eV, что позволяет создавать КЯ, значительно более глубокие в сравнении с гетероструктурами GaAs|AlGaAs. Кроме того, вследствие большой энергии оптического фонона (90 meV против 36 meV для GaAs) может быть значительно подавлено температурное опустошение верхних лазерных уровней в ТГц-ККЛ. В работе [42] сообщалось о наблюдении лазерной ТГц-генерации в области 5.4–7 THz в импульсном режиме при температурах 5.2–5.8 K в квантово-каскадной структуре GaN|AlGaIn, выращенной на сапфире. Однако дальнейшего продолжения эта работа не получила.

Необходимо отметить интересные результаты, полученные на ККК InAs|AlSb, выращенных на подложках *n*-InAs. В структурах такого типа была получена лазерная генерация в импульсном режиме с длиной волны 25 μm (12 THz) при максимальной рабочей температуре 240 K [43]. В работе [44] тот же коллектив авторов продемонстрировал непрерывную работу ККЛ с длиной волны 20 μm (15 THz) при температуре 240 K и работу лазера в импульсном режиме при температурах вплоть до 380 K. Излучение лазеров, продемонстрированных в [43,44], можно отнести к терагерцевому, поскольку, как упомянуто выше (см. Введение), граница между ТГц- и средним ИК-диапазонами довольно условна.

Альтернативный подход к созданию ТГц-ККЛ с рабочей температурой вплоть до комнатной был предложен в работе [45]. Подход основан на эффекте генерации разностной частоты (DFG) в структуре двухчастотного ККЛ среднего ИК-диапазона (THz-DFG-QCL). В работе [45] был продемонстрирован ККЛ, работающий на длинах волн $\lambda_1 = 7.6 \mu\text{m}$ и $\lambda_2 = 8.7 \mu\text{m}$ и одновременно генерирующий ТГц-излучение с длиной волны 60 μm (5 THz). Лазерная структура на основе квантовых ям GaInAs|AlInAs была выращена на подложке InP. Период структуры содержал две секции, отвечающие за лазерную генерацию с длинами волн χ_1 и χ_2 . Кроме того, квантовый дизайн активной области был организован таким образом, что за счет межподзонных переходов в структуре, частота которых близка к разностной частоте волн накачки 1 и 2, значительно возрастает нелинейно оптическая восприимчивость второго порядка $\chi^{(2)}$, отвечающая за генерацию разностной частоты. В результате величина $\chi^{(2)}$ на ТГц-частоте была увеличена на 2–3 порядка, по сравнению со значениями, характерными для объемных нелинейно оптических кристаллов. Генерация ТГц-излучения в первом THz-DFG-QCL [45] наблюдалась до температур порядка 150 K, а эффективность ТГц-генерации (или эффективность преобразования среднего ИК-излучения в ТГц) была не выше 50 nW/W². В дальнейшем был достигнут значительный прогресс в технологии THz-DFG-QCL (см., например, обзор [18]). Были предприняты меры по обеспечению фазового синхронизма между ИК- и ТГц-волнами за

счет вывода ТГц-волны под черенковским углом к направлению распространения ИК-волн (неколлинеарный фазовый синхронизм). Дальнейшее совершенствование технологии THz-DFG-QCL позволило значительно повысить эффективность нелинейного преобразования ИК-излучения в ТГц (до значений порядка 0.3 mW/W² [18]). Был продемонстрирован THz-DFG-QCL, работающий на частоте 3.5 THz при 300 K с выходной мощностью до 2 mW [46].

2.2. ТГц-лазеры на примесных внутривалентных переходах

Известно, что при гелиевых температурах захват свободных носителей на ионизованные мелкие примесные центры в полупроводниках (такой процесс также можно назвать рекомбинацией свободных носителей с ионизованными примесями) сопровождается появлением ТГц-излучения [47]. Излучение возникает в процессе энергетической релаксации носителей заряда, при оптических переходах между примесными уровнями. Излучательные ТГц-переходы между уровнями примеси идут параллельно с безызлучательными (с испусканием фононов), которые, безусловно, доминируют, но, тем не менее, факт существования внутривалентного ТГц-излучения является твердо установленным. Внутривалентное ТГц-излучение наблюдалось и изучалось во многих работах [48–54], выполненных на различных полупроводниковых материалах, в которых ТГц-излучение возбуждалось в результате ударной ионизации примесных центров в электрическом поле.

2.2.1. Лазер на резонансных состояниях

В работах [55,56] было обнаружено появление стимулированного ТГц-излучения в одноосно деформированном германии *p*-типа (Ge(Ga)) под действием сильного электрического поля. Стимулированное излучение наблюдалось при температуре жидкого гелия, при приложении к образцу давления порядка 4–9 kbar (в направлении [100] или [111]) и импульсного электрического поля напряженностью порядка 2–4 kV/cm в геометрии $E \parallel P$. Стимулированное излучение было объяснено инверсией населенности уровней акцепторной примеси, образующихся из расщепленного деформацией основного состояния акцептора, когда один из уровней оказывается в непрерывном зонном спектре, т.е. становится резонансным [57]. В более поздних работах [58,59] была построена модель ТГц-лазера на резонансных состояниях (ЛРС). На рис. 4 показана схема подзон валентной зоны и энергетических уровней акцепторной примеси в одноосно деформированном Ge, поясняющая принцип работы ТГц-ЛРС.

Одноосная деформация снимает вырождение валентной зоны Ge при $k = 0$ и расщепляет ее на две подзоны с проекциями момента $m_z = \pm 3/2$ и $m_z = \pm 1/2$ на ось Z .

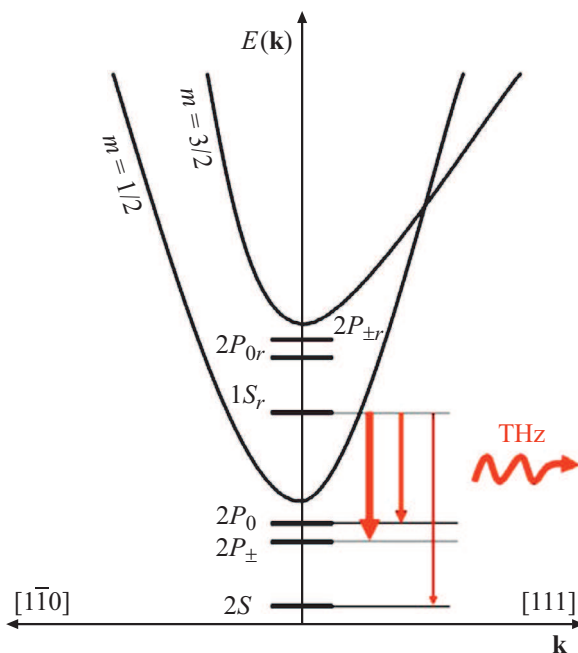


Рис. 4. Схема энергетических уровней мелкого акцептора и подзон валентной зоны для кристалла германия, деформированного в направлении $[111]$, при высоком давлении. Стрелками указаны внутрицентровые оптические переходы, ответственные за лазерную ТГц-генерацию [58,59].

Величина такого расщепления пропорциональна давлению и составляет порядка 4 meV/kbar для $P \parallel [111]$ [57]. Вырожденное состояние акцептора также расщепляется на два состояния, разность энергий которых увеличивается с ростом давления. Начиная с некоторой величины давления, отщепленное состояние акцептора попадает в непрерывный спектр и становится резонансным. В случае деформации в направлении $[111]$ состояние, отщепленное от основного состояния акцептора, входит в сплошной спектр подзоны легких дырок при давлении порядка 4 kbar [58]. При этом основное состояние акцептора (нижайшее по энергии) остается в запрещенной зоне. В результате при высоком давлении в запрещенной зоне и в континууме образуются две серии примесных состояний, относящихся к расщепленным валентным подзонам (рис. 4).

Приложенное к кристаллу электрическое поле ионизует примесные центры, опустошает их, в результате чего в валентной зоне образуются ансамбль неравновесных дырок. Сильное резонансное рассеяние на акцепторах неравновесных дырок с энергией вблизи энергии ϵ_0 , соответствующей положению резонансного уровня $1S_r$ (рис. 4), приводит к захвату дырок на это резонансное состояние. При достаточно высокой напряженности электрического поля в функции распределения дырок возникает резкий максимум вблизи энергии ϵ_0 . Это приводит к появлению инверсии населенности между резонансными и локальными уровнями энергии акцептора [58,59]. Согласно расчетам [58,59], наиболее

вероятным оптическим переходом, ответственным за лазерную ТГц-генерацию, является внутрицентровый переход $1S_r \rightarrow 2P_{\pm}$ (рис. 4). Дают вклад также переходы $1S_r \rightarrow 2P_0$ и $1S_r \rightarrow 1S$, причем последний переход не является запрещенным [58]. На деформированных в направлении $[111]$ кристаллах p -Ge с оптически полированными гранями, для которых была достигнута параллельность граней не хуже $0.5\text{--}4 \text{ arcmin}$, была получена лазерная ТГц-генерация в импульсном режиме в области от 5 до 10 THz , перестраиваемая деформацией [60]. Отметим, что в работах [61,62] были приведены данные о наблюдении лазерной ТГц-генерации по механизму ЛРС в легированных акцепторами, напряженных квантовых ямах SiGe/Si. ТГц-излучение возбуждалось при приложении к структурам импульсного электрического смещения. Причем электрическое поле с напряженностью $300\text{--}1500 \text{ V/cm}$ было направлено параллельно плоскости КЯ.

Лазер на резонансных состояниях позволяет получить ТГц-генерацию в частотной области [60], недоступной для ТГц-квантово-каскадных лазеров на основе, скажем, GaAs/AlGaAs. Однако такой лазер принципиально низкотемпературный, требующий температур жидкого гелия, и поэтому возможности практического применения его крайне ограничены.

2.2.2. Лазер с оптической накачкой переходов примесь-зона

Внутрицентровое ТГц-излучение может возбуждаться также в результате фотоионизации примесей ИК-излучением. Вариант ТГц-лазера на внутрицентровых оптических переходах, работающего при гелиевых температурах, был продемонстрирован на кристаллах кремния, легированных донорами фосфора, при фотоионизации примеси излучением импульсного CO_2 -лазера [63]. Лазерный образец Si(P) с концентрацией доноров $(0.9\text{--}3) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ был приготовлен в форме прямоугольного параллелепипеда размером порядка $7 \times 7 \times 5 \text{ mm}^3$. Противоположные грани $7 \times 5 \text{ mm}^2$ были оптически полированы и параллельны друг другу с точностью до 1 arcmin , образуя, таким образом, резонатор Фабри-Перо. Излучение CO_2 -лазера накачки падало нормально на грань $7 \times 7 \text{ mm}^2$ образца. Было обнаружено лазерное ТГц-излучение с длиной волны $59 \mu\text{m}$ (5.1 THz), соответствующее оптическим переходам $2P_0 \rightarrow 1S(E)$ (см. рис. 5) в донорах фосфора. Пороговая мощность излучения лазера накачки составляла порядка 10 kW/cm^2 . Согласно результатам работы [63], коэффициент усиления в таком внутрицентровом ТГц-лазере на Si(P) составляет порядка 1 cm^{-1} .

Механизм появления внутрицентровой инверсии населенности при фотоионизации донорной примеси в кремнии связан с накоплением неравновесных носителей в долгоживущих возбужденных состояниях примесного центра. В случае Si(P) таким долгоживущим состоянием оказывается состояние $2P_0$. Электроны, выброшенные

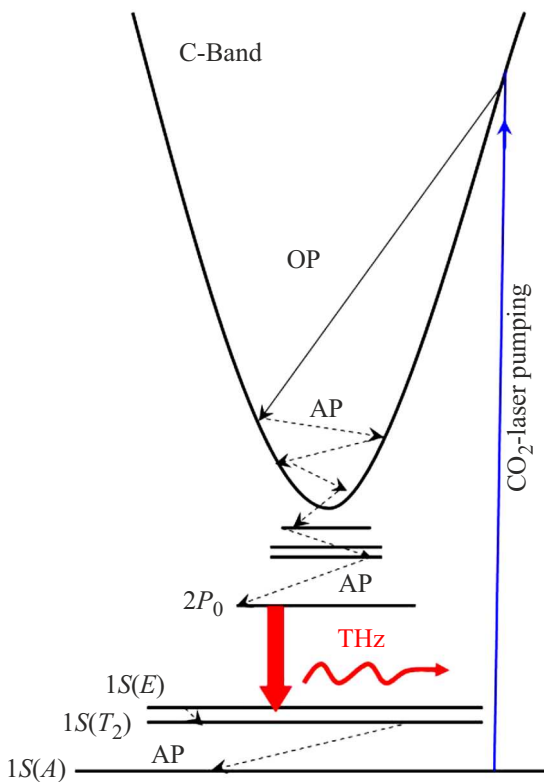


Рис. 5. Схема формирования лазерной ТГц-генерации при фотоионизации мелких доноров в Si(P). Сплошная стрелка соответствует переходу с испусканием оптического фонона (OP), пунктирные стрелки соответствуют переходам с испусканием акустических фононов (AP).

в зону проводимости излучением CO₂-лазера, релаксируют вниз по энергии. Испуская при этом оптический фонон и серию акустических фононов (рис. 5), они оказываются вблизи дна зоны проводимости. Далее процесс релаксации идет по лестнице уровней примеси уже с испусканием только акустических фононов. При этом вероятность испускания акустических фононов падает при увеличении волнового вектора фонона (и, соответственно, при увеличении энергии испускаемого акустического фонона). Состояние $2P_0$, куда электрон приходит из вышележащих уровней энергии, испуская акустические фононы, отстоит от нижележащих подуровней основного состояния донора $1S(E)$, $1S(T_2)$ и $1S(A)$ на 21.1, 22.4 и 34.1 meV соответственно [64]. Поэтому дальнейшая релаксация электронов из состояния $2P_0$ на подуровни основного состояния донора с испусканием акустических фононов затруднена. Расчеты [63] показывают, что время жизни состояния $2P_0$ составляет порядка $1.5 \cdot 10^{-8}$ s при 5 K. При этом время жизни состояния $1S(E)$ оказывается значительно меньше и составляет порядка $2 \cdot 10^{-10}$ s, из-за того, что энергетический зазор между этим состоянием и подуровнями основного состояния донора $1S(T_2)$ и $1S(A)$ мал и допускает переходы между состояниями с испусканием акустических фононов.

В результате фактически реализуется четырехуровневая схема лазерной ТГц-генерации. Впоследствии была получена лазерная ТГц-генерация при фотоионизации и других доноров в кремнии (Sb, As, Bi) [65,66]. Также была продемонстрирована лазерная ТГц-генерация при резонансном внутрицентровом оптическом возбуждении доноров в кремнии [67].

ТГц-лазер на кремнии с оптической накачкой переходов примесь-зона позволяет получить частоты ТГц-генерации, труднодостижимые в ТГц-ККЛ. Так, в Si(Bi) при накачке линией 9R20 ($9.6 \mu\text{m}$) излучения CO₂-лазера была получена генерация на ТГц-частотах 5.74 и 6.17 THz, а при накачке линией 10P20 ($10.6 \mu\text{m}$) была получена генерация еще и на частоте 6.34 THz [65]. Вместе с тем, такой ТГц-лазер, как и лазер на резонансных состояниях, требует гелиевых рабочих температур. Кроме того, установка ТГц-лазера на кремнии с оптической накачкой от CO₂-лазера с гелиевым оптическим криостатом для лазерного кристалла становится довольно громоздкой. Все это ограничивает возможности практического применения такого ТГц-лазера.

2.3. ТГц-лазеры на межзонных переходах в узкозонных полупроводниках

2.3.1. Лазеры на основе PbSnSe(Te)

В прямозонных твердых растворах PbSnSe(Te) (халкогениды свинца-олова) ширина запрещенной зоны может меняться в широких пределах в зависимости от состава и температуры и может соответствовать ТГц-области спектра [68]. Кроме того, такие материалы могут быть как *n*-, так и *p*-типа проводимости, и на их основе могут быть созданы *p-n*-переходы. Таким образом, эти материалы в принципе подходят для создания на них ТГц-лазеров традиционного типа, излучение в которых обусловлено инжекцией и межзонной излучательной рекомбинацией неравновесных электронов и дырок. На основе твердого раствора Pb_xSn_{1-x}Se были продемонстрированы инжекционные ТГц-лазеры, излучающие на длинах волн $40 \mu\text{m}$ (7.5 THz) [69], $46 \mu\text{m}$ (6.52 THz) [70], а также $50.4 \mu\text{m}$ (5.96 THz) [71], и работающие в области температур 4.2–80 K. Тем не менее, технология материалов PbSnSe(Te) сложна и недостаточно развита. Остаточная концентрация свободных носителей в таких материалах остается очень высокой (порядка 10^{17} cm^{-3} и выше). На этой системе материалов пока не удается получать качественные структуры с квантовыми ямами, которые необходимы для создания инжекционных лазеров с низкими пороговыми токами и высокой выходной мощностью [72]. Вместе с тем на первый взгляд представляется удивительным то, что в таких узкозонных материалах с высокой остаточной концентрацией свободных носителей удается получить лазерную ТГц-генерацию, поскольку в такой ситуации можно было бы ожидать эффективную безызлучательную Оже-рекомбинацию неравновесных носителей. В работе [73]

было обращено внимание на то, что Оже-рекомбинация в $\text{PbSnSe}(\text{Te})$ оказывается подавленной из-за симметрии между законами дисперсии носителей заряда в S - и V -зонах.

2.3.2. Лазеры на основе HgCdTe

В прямозонных материалах HgCdTe также имеется возможность менять ширину запрещенной зоны, E_g , в широких пределах. E_g в такой системе может меняться в зависимости от состава практически от 0 в HgTe (безщелевой полупроводник) до величины порядка 1.6 eV в CdTe . Поэтому данная система материалов представляет интерес, как для ИК-оптоэлектроники в целом, так и, в частности, для создания источников излучения, работающих в ТГц-области спектра. Сложности технологии этих материалов и, в частности, проблемы получения p -типа проводимости, сопряженные с необходимостью постростовой обработки материалов [74], долго не позволяли создавать на их основе источники излучения с приемлемыми характеристиками. Твердые растворы HgCdTe использовались в основном для создания фотоприемников среднего ИК-диапазона в области 8–14 μm . Применение методов МПЭ позволило в начале 1990-х гг. создать первые инжекционные ИК-лазеры на двойных гетероструктурах HgCdTe с длинами волн генерации до 5.3 μm [75,76], работающие до температур порядка 60 К.

В последнее десятилетие МПЭ-технология роста структур с квантовыми ямами $\text{HgTe}|\text{HgCdTe}$ получила значительное развитие в связи с бурным ростом интереса к топологическим 2D-изоляторам (или квантовому спиновому эффекту Холла) [77,78]. За счет изменения температуры, ширины и состава квантовых ям $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}|\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ стало возможным в широких пределах управлять энергией межзонных переходов, сдвигать ее в область соответствующую квантам среднего ИК и ТГц-диапазонов (см. [79] и другие ссылки там).

В работах [80–82] проводились исследования излучательной рекомбинации неравновесных носителей в структурах с квантовыми ямами HgCdTe при интенсивном межзонном фотовозбуждении. В работе [80] были исследованы структуры с квантовыми ямами $\text{HgTe}|\text{HgCdTe}$, выращенные методом МПЭ на подложке (013) GaAs . Пять КЯ были заключены в широкозонный волновод HgCdTe . При оптической межзонной накачке структур излучением с длиной волны порядка 2–2.3 μm (использовался оптический параметрический осциллятор) было получено стимулированное излучение (СИ) с длиной волны 19.5 μm (15.4 THz) при 20 К и пороговой интенсивности фотовозбуждения порядка 5 kW/cm^2 . Лазерного резонатора исследованные образцы не имели, так как скалывание ростовой структуры не давало параллельных противоположных граней. Поэтому наблюдаемое СИ формировалось за счет оптического усиления на одном проходе. В работах [81,82] в структурах с квантовыми ямами

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}|\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$, также заключенными в широкозонный волновод HgCdTe , было получено стимулированное излучение с длиной волны 31 μm (9.7 THz) при 8 К и возбуждении излучением импульсного CO_2 -лазера (пороговая интенсивность фотовозбуждения составляла порядка 45 kW/cm^2). Авторами работ [79–82] в результате сопоставления данных эксперимента и теоретических расчетов сделан вывод о том, что в квантовых ямах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}|\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ с малым содержанием кадмия ($x < 0.1$) и малой шириной запрещенной зоны ($E_g < 140 \text{ meV}$) Оже-рекомбинация неравновесных электронов и дырок подавлена, что дает возможность получить СИ на межзонных переходах. Подавление Оже-рекомбинации обусловлено проявлением квази-релятивистского закона дисперсии электронов и дырок, реализуемого в данном типе квантовых ям [79–82]. Дальнейшее развитие технологии материалов HgCdTe и приборных структур на их основе, возможно, позволит создавать на основе КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}|\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ лазеры ТГц-диапазона и с электрическим возбуждением (инжекционные лазеры).

Отметим что в работе [83] была построена теоретическая модель, позволяющая проводить расчет характеристик лазеров на основе КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с оптическим или электрическим возбуждением, которые, вероятно, могут быть созданы в будущем. Было показано, что для таких ТГц-лазеров предпочтительно использовать узкую КЯ с составом, соответствующим бинарному соединению HgTe и шириной меньше критического значения, d_{cr} , равного 6.3 nm (0 К) и 7.4 nm (77 К), при котором имеет место переход от инвертированной к нормальной структуре зон [83]. Было показано также, что наибольшая длина волны лазерной ТГц-генерации в таком лазере может составлять 50 μm ($\sim 6 \text{ THz}$) при 77 К, а пороговая плотность тока при этом может быть на два порядка меньшей, чем в существующих ККЛ.

2.4. ТГц-лазер на p -Ge в скрещенных сильных электрическом и магнитных полях

В начале 1980-х гг. в целом ряде работ было сообщено об обнаружении стимулированного ТГц-излучения и ТГц-лазерной генерации в кристаллах p -Ge в сильных скрещенных электрическом и магнитном полях при гелиевых температурах [84–89]. Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования позволили установить, что лазерная генерация в области от 1 до 4.5 THz в p -Ge обусловлена инверсией населенности между подзонами легких и тяжелых дырок (l_h и h_h соответственно) валентной зоны, возникающей при движении горячих носителей в режиме стриминга в скрещенных электрическом поле с напряженностью E от 0.5 до 3 kV/cm и магнитном поле с индукцией B от 0.5 до 2.5 Т [90,91]. При этом оптические переходы между уровнями Ландау внутри подзоны l_h , а также переходы

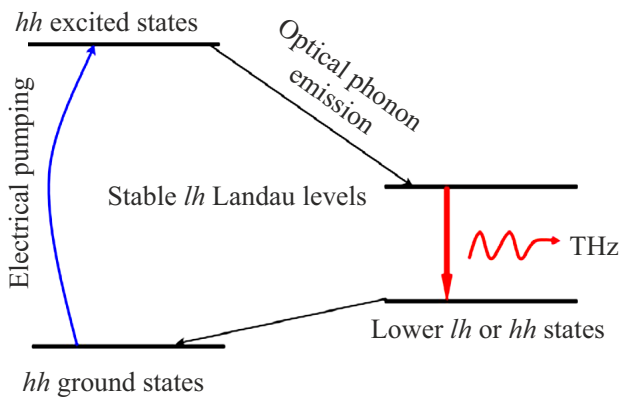


Рис. 6. Диаграмма оптических переходов между состояниями дырок с инверсной заселенностью в валентной зоне p -Ge в скрещенных электрическом и магнитном полях.

между уровнями Ландау в подзонах lh и hh формируют спектр ТГц-излучения (рис. 6).

Сильное электрическое поле, приложенное к образцу p -Ge, ионизует акцепторы и заселяет свободными дырками валентную зону. При определенном соотношении величин электрического и магнитного полей ($E/B \approx 1-1.5 \text{ kV/cmT}$) тяжелые дырки в процессе своего дрейфа ускоряются и набирают энергию выше энергии оптического фонона ($\hbar\omega_{\text{OP}} \approx 37 \text{ meV}$), после чего они начинают интенсивно рассеиваться на оптических фононах. Часть тяжелых дырок, испуская оптические фононы, переходит в подзону легких дырок. Важно добавить, что в этих условиях дырки в lh-подзоне в процессе своего дрейфа при выбранном соотношении величин электрического и магнитных полей не достигают энергии оптического фонона, и поэтому рассеиваются значительно слабее. Легкие дырки накапливаются на замкнутых (в пространстве импульсов) траекториях движения с энергией ниже энергии $\hbar\omega_{\text{OP}}$. В результате возникает инверсия населенности между подзонами lh и hh (рис. 6). В магнитном поле обе дырочные подзоны расщеплены на дискретные уровни Ландау. Вследствие большой эффективной массы тяжелых дырок и малого времени жизни уровни Ландау в hh-подзоне фактически сливаются в одну широкую зону. Дырки в lh имеют значительно большее время жизни и значительно большее расщепление между отдельными уровнями Ландау. Поэтому ТГц-лазерная генерация идет как на оптических переходах между отдельными уровнями Ландау в подзоне lh, так и на переходах между уровнями Ландау в подзоне lh и подзоной hh [92]. При увеличении амплитуд как электрического, так и магнитного полей частота лазерной ТГц-генерации имеет тенденцию к увеличению [92].

Выходная импульсная мощность ТГц-лазера на p -Ge может достигать 5 W [93]. Был продемонстрирован лазер на p -Ge с одночастотной генерацией и шириной лазер-

ной линии порядка 1 MHz [94]. В работе [92] сообщалось о достижении режима самосинхронизации мод в ТГц-лазере на p -Ge с внешним резонатором, при котором лазер генерировал серии импульсов с длительностью отдельных импульсов порядка 100 ps.

Вместе с тем ТГц-лазеры на p -Ge имеют целый ряд существенных недостатков, которые ограничивают их применение. Такие лазеры в силу особенностей механизма формирования инверсии населенности работают при гелиевых температурах, требуют сильных магнитных полей (как правило, магнитное поле создается в сверхпроводящем соленоиде) и высоких напряжений для электрического смещения, и поэтому требуют очень хорошего теплоотвода. Импульсное питание при этом имеет низкую частоту следования и малый коэффициент заполнения (в лучшем случае, частота следования составляет порядка 1 kHz, а коэффициент заполнения не более 10^{-3} [95]).

2.5. ТГц-излучение при межзонном оптическом возбуждении полупроводников

2.5.1. Примесная ТГц-фотолюминесценция

В терагерцевых технологиях, помимо ТГц-лазеров, создание и функционирование которых сопряжено с определенными сложностями, частично отмеченными выше, требуются различные источники ТГц-излучения, в том числе и более простые, например, эмиттеры типа ТГц-светодиода (СИД). Сравнительно простые, быстродействующие, электронные эмиттеры ТГц-излучения могут быть созданы с использованием внутрицентровых оптических переходов в мелких примесях. Как обсуждалось выше в разделе 2.2, внутрицентровое ТГц-излучение наблюдалось и исследовалось во многих работах в условиях ударной ионизации или в условиях ИК-фотоионизации примесных центров в полупроводниках при низких температурах.

В работах [96,97] было впервые показано, что внутрицентровое ТГц-излучение генерируется и в условиях межзонного фотовозбуждения полупроводников, легированных мелкими примесями. Поэтому можно говорить о примесной ТГц-фотолюминесценции (ТГц-ФЛ). Примесная ТГц-ФЛ к настоящему времени наблюдалась в целом ряде объемных полупроводников [96–101] а также в структурах с КЯ, легированных мелкими примесными центрами [102–104]. ТГц-фотолюминесценция может быть довольно интенсивной. Так, например, в кристаллах n -GaAs при гелиевых температурах внешний квантовый выход примесной ТГц-ФЛ может достигать 0.3% [97]. Поэтому данное явление может найти применения в ТГц-технологиях.

Механизмы примесной ТГц-фотолюминесценции тесно связаны с процессами рекомбинации неравновесных носителей с участием примесных центров. Можно

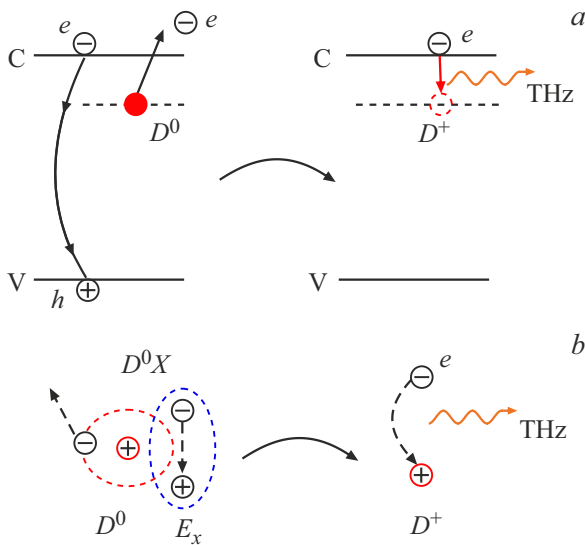


Рис. 7. Формирование ТГц-ФЛ при примесной Оже-рекомбинации. *a* — безызлучательная рекомбинация электрона с дыркой в легированном полупроводнике с передачей энергии порядка ширины запрещенной зоны носителю, связанному на примеси (связанный носитель изображен сплошным кружком); *b* — безызлучательная рекомбинация экситона, связанного на нейтральном доноре, сопровождающаяся генерацией свободного электрона в зоне проводимости и ионизованного донора в запрещенной зоне.

указать несколько конкретных микроскопических механизмов примесной ТГц-ФЛ. Например, за примесную ТГц-ФЛ может быть ответственна примесная Оже-рекомбинация электронов и дырок или связанных экситонов (см. рис. 7). При этом электронно-дырочная пара или экситон рекомбинируют безызлучательно с возбуждением связанного носителя, например, электрона, в зону проводимости. Последующий захват свободного электрона на ионизованный примесный центр сопровождается ТГц-излучением. Другой механизм тесно связан с рекомбинацией свободных дырок с электронами на нейтральных донорах — это так называемая D^0h рекомбинация (рис. 8). Она может быть излучательной, и этот тип рекомбинации хорошо известен для полупроводников типа GaAs (см., например, [105,106]). Такая рекомбинация приводит к образованию заряженных доноров и свободных электронов в зоне проводимости. Далее все очень похоже на ситуацию, имеющую место при электрическом пробое примесей: захват свободных электронов на ионизованные доноры приводит к ТГц-излучению. Последний механизм обуславливает ТГц-фотолуминесценцию в *n*-GaAs [97] и *n*-GaN [98] при низких температурах. Что касается механизмов, соответствующих рис. 7, то на сегодняшний день нет экспериментальных данных, свидетельствующих о проявлении таких механизмов ТГц-ФЛ.

В недавней работе [107] было показано, что в кристаллах Si, легированных Li (мелкий донор в кремнии

с энергией ионизации порядка 33 meV [64]), при низких температурах внутрицентровая ТГц-ФЛ возбуждается в результате взаимодействия нейтральных доноров с поверхностными плазмонами на каплях электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ). В результате такого диполь-дипольного взаимодействия примесные центры ионизируются, а последующий захват на них свободных электронов дает внутрицентровое ТГц-излучение (см. рис. 9).

Такой „плазмонно-примесный“ механизм возбуждения внутрицентрового ТГц-излучения эффективен в ситуации, когда энергия плазменных колебаний в каплях ЭДЖ близка или превышает энергию ионизации примесного

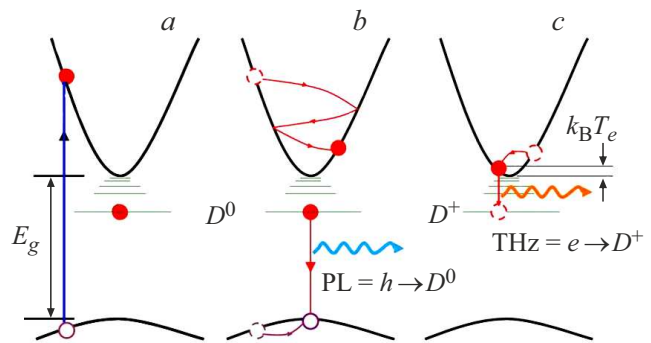


Рис. 8. Схема генерации внутрицентрового ТГц-излучения в результате D^0h -рекомбинации. *a* — оптическое возбуждение электронно-дырочных пар; *b* — релаксация неравновесных носителей и рекомбинация свободных дырок с электронами на нейтральных донорах; *c* — ТГц-излучательные переходы электронов при захвате на ионизованные доноры.

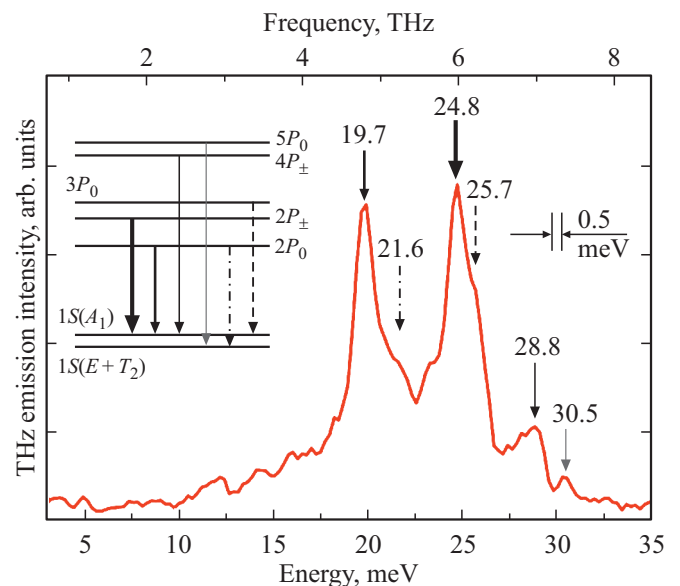


Рис. 9. Характерный спектр ТГц-ФЛ в Si (Li) при $T = 5$ K в условиях межзонного фотовозбуждения излучением с длиной волны 530 nm при плотности фотовозбуждения 33 W/cm^2 . Цифрами указаны энергии переходов в meV. На вставке указаны конкретные внутрицентровые оптические переходы в донорах лития, ответственные за наблюдаемое ТГц-излучение.

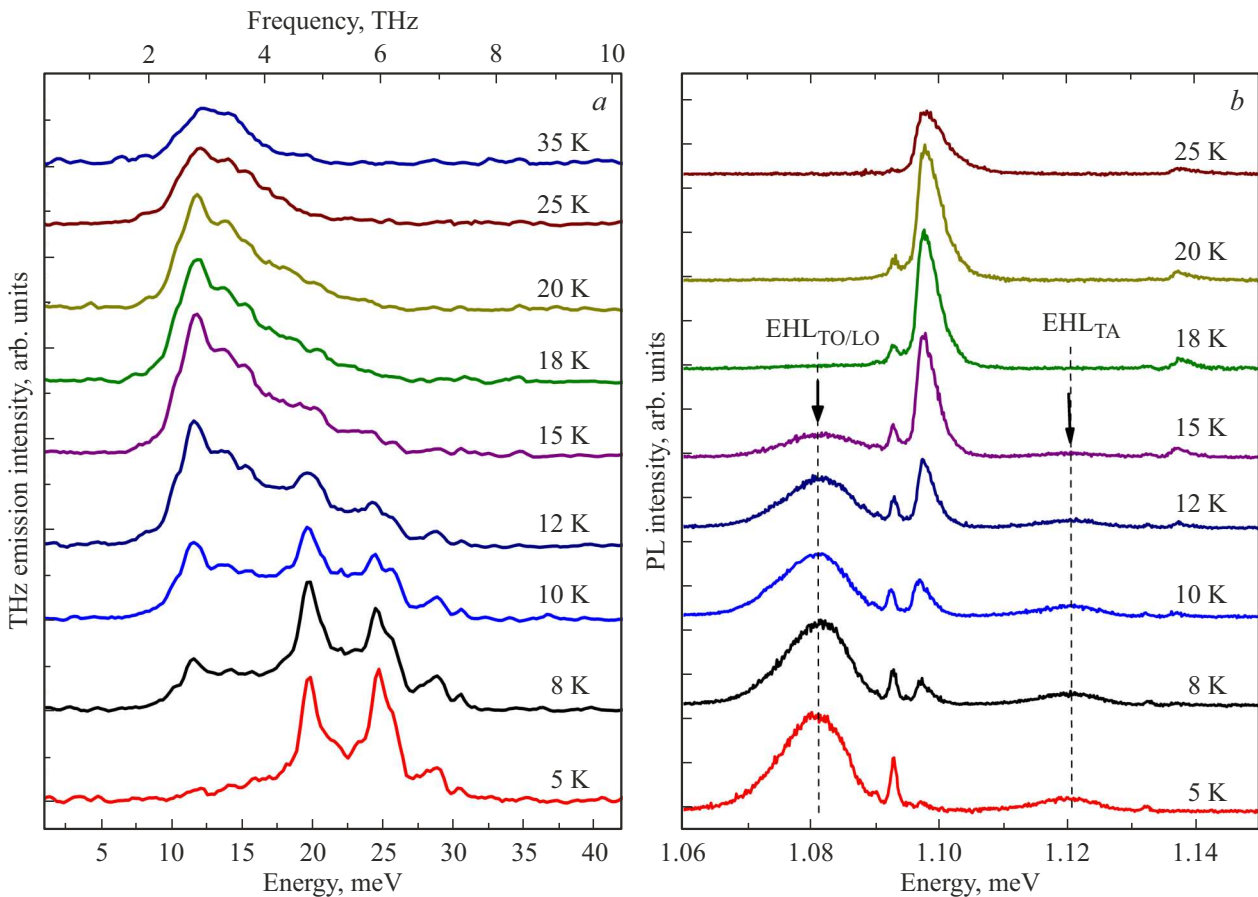


Рис. 10. *a* — характерные спектры ТГц-ФЛ в кристаллах Si (Li). Внутрицентровое ТГц-излучение в донорах лития сосредоточено в области энергий порядка 17–31 meV (см. также рис. 9). *b* — спектры межзонного рекомбинационного излучения в кристаллах Si (Li). Стрелками показано положение линий излучательной рекомбинации в каплях ЭДЖ. Измерения проводились в одинаковых условиях: длина волны фотовозбуждения 530 nm, плотность фотовозбуждения 33 W/cm².

центра, что выполняется в случае формирования ЭДЖ в кремнии с литием. Необходимо добавить, что сами по себе поверхностные плазмоны на каплях ЭДЖ в кремнии с энергией порядка 34 meV (8.23 THz) не излучают [107–109], но в результате их взаимодействия с донорами лития ТГц-излучение генерируется. В этих процессах примесные центры играют роль своеобразных антенн, конвертирующих ближнее электромагнитное поле плазмонов на каплях ЭДЖ в наблюдаемое ТГц-излучение [107]. При этом наблюдается четкая корреляция между присутствием в спектрах ТГц-ФЛ линий внутрицентровых оптических переходов и присутствием линии излучения ЭДЖ в спектрах межзонного рекомбинационного излучения в Si (Li) (см. рис. 10). Такая корреляция наблюдается в широком интервале плотностей фотовозбуждения: от единиц до порядка сотни W/cm² [107]. Таким образом, внутрицентровое ТГц-излучение в донорах лития неразрывно связано с существованием капель ЭДЖ в кристалле, а внутрицентровое ТГц-излучение, в свою очередь, может служить зондом (детектором) конденсации экситонов в капли ЭДЖ [107].

В спектрах ТГц-ФЛ на рис. 10, *a* наряду с линиями внутрицентрового ТГц-излучения, сосредоточенного в области энергий от 17 до 31 meV (от 4.1 до 7.5 THz), можно видеть также полосу излучения с максимумом при энергии порядка 11.6 meV (2.8 THz), обусловленную излучательными ТГц-переходами между уровнями энергии свободных экситонов [110], о которых речь пойдет ниже.

2.5.2. Примесное ТГц-излучение, вызванное электрической инжекцией неравновесных носителей в структурах с *p-n*-переходом (ТГц-СИД)

В разделе 2.5.1 были рассмотрены процессы, ответственные за генерацию примесного ТГц-излучения при межзонном оптическом возбуждении легированных мелкими примесями полупроводников (ТГц-ФЛ). Аналогичные процессы могут приводить к примесному ТГц-излучению и в условиях электрической инжекции неравновесных носителей заряда в легированный материал, например, в структурах с *p-n*-переходом.

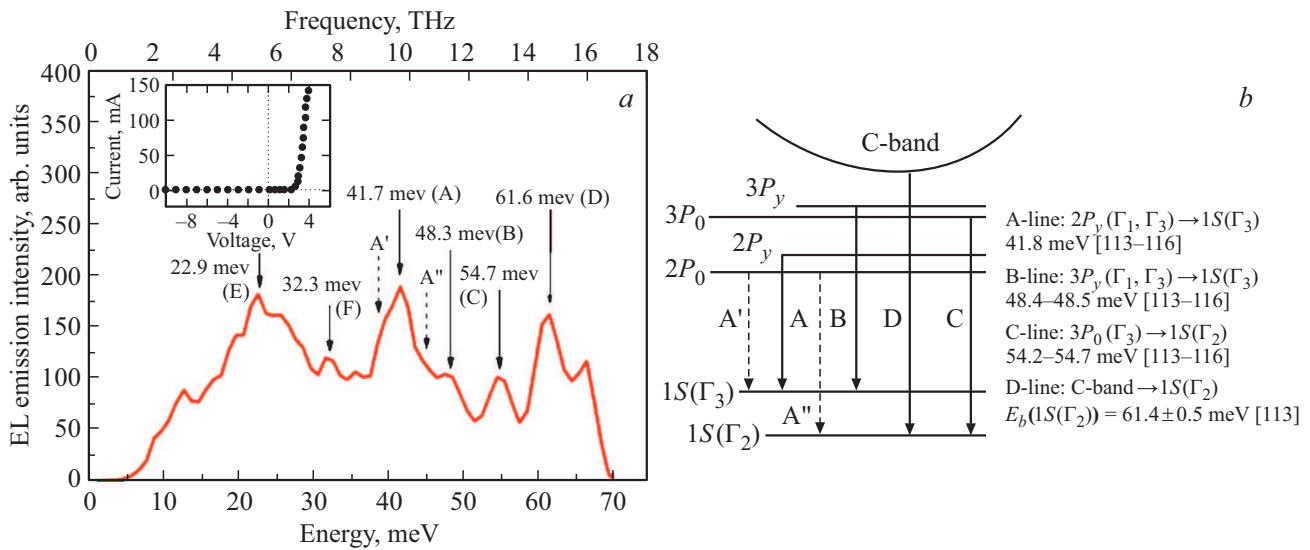


Рис. 11. *a* — спектр ТГц-электролюминесценции 4H-SiC $p^+ - n^- - n^+$ -структуры при $T = 50$ К и амплитуде импульса прямого тока 150 мА. Электрическое смещение подавалось в виде пачек прямоугольных импульсов, следовавших с частотой 80 Нз. Каждая пачка содержала по 10 импульсов, а длительности импульса и паузы составляли по 125 μ s. Такое смещение было выбрано для минимизации влияния джоулева нагрева структуры на результаты измерений. На вставке показана ВАХ структуры при 50 К. *b* — схема внутрицентровых оптических переходов в донорах азота в гексагональном окружении в 4H-SiC, формирующих ТГц-ЭЛ. Здесь же указаны энергии переходов между состояниями донора азота, полученные из данных ИК спектроскопии 4H-SiC [113-116]. Обозначения примесных состояний даны в соответствии с классификацией их симметрии [113].

Индукцированная электрической инжекцией неравновесных носителей примесная ТГц-электролюминесценция (ЭЛ) была впервые получена в работе [111]. В этой работе, по сути дела, был впервые продемонстрирован ТГц-СИД. Эксперименты [111] были выполнены на планарных 4H-SiC $p^+ - n^- - n^+$ -структурах, полученных методом химического осаждения из паровой фазы на 4H-SiC (0001) n^+ -подложках ($N_d - N_a \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) (основная примесь — азот) толщиной 400 μm . Слой n^- имел толщину порядка 7 μm и был легирован азотом до уровня $N_d - N_a \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Слой p^+ создавался путем диффузии алюминия в эпитаксиальный слой n^- , толщина его составляла порядка 100 нм, а уровень легирования $N_a - N_d \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Контакт к p^+ -слою был сплошным. Контакт к подложке был кольцевым и наносился на периферии структуры, оставляя непокрытую область размером $1.5 \times 2 \text{ mm}^2$ для вывода ТГц-излучения. Структура монтировалась на хладопроводе оптического криостата „ p^+ -слоем вниз“ для улучшения теплоотвода. ТГц-излучение выводилось через подложку. Структуры имели приемлемые вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодного типа во всем диапазоне исследованных температур (от 20 до 300 К) [111]. Поскольку в исследованных структурах $p^+ \gg n^-$, то при прямом смещении имела место практически односторонняя инжекция — инжекция дырок в n -область структуры. Важно добавить, что материал 4H-SiC был выбран для ТГц-СИД не случайно. Материал интересен тем, что в нем диффузионная длина неравновесных дырок в n -области довольно велика и достигает десятка μm [112], что важно

для индуцированной инжекцией ТГц-ЭЛ. Кроме того, большая энергия связи примесей в кристаллах 4H-SiC позволяет наблюдать примесное ТГц-излучение до значительно более высоких температур [52,54] в сравнении с другими материалами, например, такими как GaAs, Ge или Si.

На рис. 11, *a* показан характерный спектр инжекционной ТГц-ЭЛ в исследованных 4H-SiC $p^+ - n^- - n^+$ -структурах при температуре 50 К и токе инжекции 150 мА. На рис. 11, *b* показана схема внутрицентровых переходов, ответственных за линии А, В, С и D в спектре ТГц-ЭЛ [111]. Спектральное положение А-, В- и С-линий ТГц-излучения хорошо согласуется с энергиями оптических переходов из возбужденных состояний 3P и 2P на подуровни основного состояния 1S донора азота в гексагональном окружении, которые ранее были установлены на основании исследований спектров поглощения и фотопроводимости в кристаллах 4H-SiC [113-116]. D-линию можно отнести к оптическим переходам из зоны проводимости на подуровень 1S(Γ_2) основного состояния донора, принимая во внимание известную величину энергии связи донора азота в 4H-SiC [113]. Линии E и F в спектре ТГц-излучения при энергиях 22.9 и 32.3 meV соответственно не были точно идентифицированы в [111], но они также, вероятно, обусловлены примесными оптическими переходами. В спектре излучения на рис. 11, *a* виден также широкий бесструктурный фон, который может быть связан со вкладом излучения горячих носителей (black body-like emission of hot carriers [111]). Горячие носители с эффективной

температурой $T_{\text{эф}}$, превышающей температуру решетки, вполне могут появляться в структуре при инжекции. Математическое моделирование фона и вычитание его из наблюдаемого спектра ТГц-ЭЛ показало, что спектральное положение линий ТГц-излучения А, В, С, D, Е и F остается неизменным, а интегральная интенсивность линий примесного ТГц-излучения превышает интегральную интенсивность фона [111]. Энергия связи акцепторных примесей в 4Н-SiC составляет от 216 до 266 meV [117], и поэтому внутрицентровые оптические переходы в акцепторах не должны были давать вклада в ТГц-ЭЛ в исследованном спектральном диапазоне (рис. 11, а).

Внутрицентровые оптические переходы в донорах азота возникают в результате захвата свободных электронов на ионизованные доноры. Такие ионизованные доноры, в свою очередь, генерируются в n -области структуры в результате рекомбинации инжектированных неравновесных дырок с нейтральными донорами, которые имеются в квазинейтральной части n -области при низких температурах. Свободные же электроны поступают в n -область структуры из электрического контакта. Этого требует условие электронейтральности n -области структуры. По сути дела, такой механизм генерации ТГц-ЭЛ аналогичен механизму возбуждения ТГц-излучения, схематически показанному на рис. 8 (условно, D^0h -механизм). Разница состоит только в способе генерации неравновесных электронов и дырок в легированном мелкими центрами материале. В работе [111] был рассмотрен также механизм возбуждения примесной ТГц-ЭЛ, обусловленной внутрицентровыми переходами в донорных примесях, в случае инжекции неравновесных дырок в компенсированный материал, содержащий донорно-акцепторные пары (условно, D–А-механизм). Экспериментальные данные [111] не позволяют сделать вывод о том, какой из механизмов (D^0h или D–А) возбуждения внутрицентрового ТГц-излучения в $p^+ - n^- - n^+$ -структурах 4Н-SiC преобладает. По-видимому, имеют место как тот, так и другой механизм.

ТГц-ЭЛ в исследованных в работе [111] $p^+ - n^- - n^+$ -структурах 4Н-SiC наблюдалась вплоть до комнатных температур. При этом все упомянутые выше линии ТГц-излучения сохранялись в спектрах излучения. При 100 К эффективность по мощности для ТГц-СИД на основе $p^+ - n^- - n^+$ -структур 4Н-SiC составляет порядка $5.4 \cdot 10^{-5}$, а внешний квантовый выход ТГц-излучения достигает 0.7%. При токе инжекции 300 mA мощность ТГц-излучения достигала $58 \mu\text{W}$ (100 К) [111]. Эти результаты показывают, что ТГц-СИДы на основе $p - n$ -структур SiC могут служить как достаточно простые, компактные источники ТГц-излучения с приемлемой выходной мощностью и работающие вплоть до комнатных температур. Оптимизация вывода ТГц-излучения из $p^+ - n^- - n^+$ -структуры 4Н-SiC может позволить существенно увеличить выходную мощность ТГц-СИД.

Такие источники могут оказаться полезными для применений в ТГц-технологиях. Отметим, что в работе [118] сообщалось о наблюдении инжекционной ТГц-электролюминесценции в $p - n$ -структурах на основе кремния.

2.5.3. Экситонная ТГц-фотолюминесценция

Процессы энергетической релаксации при связывании электронов и дырок в свободные экситоны и при захвате носителей на притягивающие примесные центры имеют много общего [119]. Поэтому можно ожидать, что при захвате неравновесных носителей в экситоны также имеют место оптические ТГц-переходы между уровнями состояний свободного экситона, аналогично внутрицентровым оптическим переходам в мелких примесных центрах. В работе [110] сообщалось об обнаружении и исследовании экситонной ТГц-фотолюминесценции (ФЛ) в кристаллах Si. Такую ТГц-ФЛ можно отнести также к собственной ТГц-ФЛ кристалла, а примесную ТГц-ФЛ можно отнести, соответственно, к несобственной ТГц-ФЛ. Эксперименты [110] проводились на высокочистых кристаллах кремния с удельным сопротивлением порядка $12 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ и остаточной концентрацией примесей не выше 10^{12} cm^{-3} . На рис. 12, а показан характерный спектр экситонной ТГц-ФЛ при 5 К и плотности межзонного фотовозбуждения 0.1 W/cm^2 .

В спектре ТГц-излучения видны узкие линии излучения с максимумами при энергиях 10.2, 11.4 и 12.1 meV. Спектральное положение и форма этих линий позволяет отнести их к оптическим переходам между подуровнями 2P- и 1S-состояний свободного экситона. Подобные линии наблюдались также в спектрах поглощения свободных экситонов в Si [120,121] и были отнесены к трем группам оптических переходов между подуровнями $1S_{\pm 3/2}^{3/2}$ и $1S_{\pm 1/2}^{3/2}$ основного состояния экситона и подуровнями $2P_{\pm 1/2}^{1/2}$, $2P_{\pm 1/2}^{3/2}$, $2P_{\pm 1/2}^{5/2}$ и $2P_{\pm 3/2}^{3/2}$, $2P_{\pm 3/2}^{5/2}$, $2P_{\pm 5/2}^{5/2}$ возбужденного состояния (см. рис. 12, б). Более широкая линия в спектре ТГц-ФЛ при энергии порядка 13.6 meV может быть отнесена к оптическим переходам из высоко возбужденного состояния в основное состояние свободного экситона. Бесструктурная ТГц-ФЛ при энергиях выше 15 meV (рис. 12, а), скорее всего, обусловлена излучательными переходами из состояний континуума в основное экситонное состояние. С ростом температуры линии внутриэкситонных излучательных переходов уширяются и падают по амплитуде. При температурах выше 20 К внутриэкситонная ТГц-ФЛ трансформируется в асимметричную линию с максимумом при энергии порядка 11.6 meV. Экситонное ТГц-излучение становится слабым при температурах выше 50 К, что связано с диссоциацией экситонов при высоких температурах [110]. В области плотностей фотовозбуждения от 0.1 до 1 W/cm^2 , использованных в работе [110], экситонная ТГц-ФЛ линейно зависит от интенсивности фотовозбуждения. Данный факт свидетельствует о том,

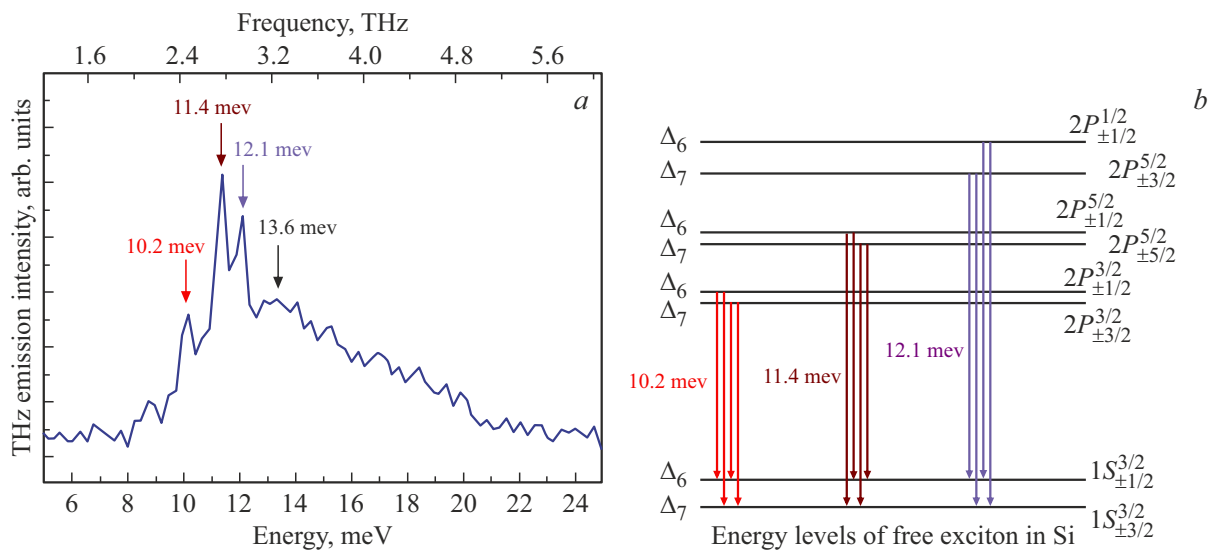


Рис. 12. *a* — спектр ТГц-ФЛ в кристалле Si с удельным сопротивлением $12 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ при $T = 5 \text{ K}$ в условиях стационарного межзонного фотовозбуждения кристалла линией 660 nm полупроводникового лазера. Плотность фотовозбуждения 0.1 W/cm^2 . Спектральное разрешение 0.5 meV . *b* — схема энергетических уровней свободного экситона в кремнии. Стрелками показаны три группы оптических переходов, ответственных за линии с максимумами при 10.2 , 11.4 и 12.1 meV в спектре ТГц-ФЛ. Классификация состояний экситона дана в соответствии с использованной в работах [120,121].

что экситонное ТГц-излучение может достигать высокой интенсивности при интенсивном межзонном фотовозбуждении. Это существенно отличает экситонное излучение от примесной ТГц-ФЛ, обусловленной, например, D^0h -рекомбинацией [96–98], которая имеет тенденцию к насыщению с ростом интенсивности накачки.

В кристаллах высокочистого кремния внутриэкситонное излучение определяет спектр ТГц-ФЛ как при слабых уровнях фотовозбуждения (порядка долей W/cm^2), так и при высоких уровнях (исследовалась ТГц-ФЛ при плотностях фотовозбуждения до 140 W/cm^2 [108,109]). Конденсация экситонов в капли ЭДЖ, имеющая место в кремнии при высоких уровнях межзонного фотовозбуждения [122], в спектре экситонной ТГц-ФЛ никак не проявляется [108,109], за исключением только того, что в условиях конденсации температурная зависимость интенсивности ТГц-ФЛ становится немонотонной с максимумом при температурах порядка 10 – 17 K , зависящих от уровня фотовозбуждения.

В работах [108,109,123] было обнаружено, что при температурах выше 20 K экситонная ТГц-ФЛ становится сверхлинейной по интенсивности накачки при плотности межзонного фотовозбуждения выше 10 W/cm^2 (см. рис. 13). Порог перехода от линейной к сверхлинейной зависимости интенсивности экситонной ТГц-ФЛ от интенсивности накачки составляет порядка 7 W/cm^2 . Наблюдаемые закономерности (рис. 13) в работах [108,109,123] были объяснены появлением стимулированного экситонного ТГц-излучения, и, соответственно, появлением инверсии населенности в системе экситонов при высоком уровне межзонного фотовозбуждения. Факт того, что инверсия населенности

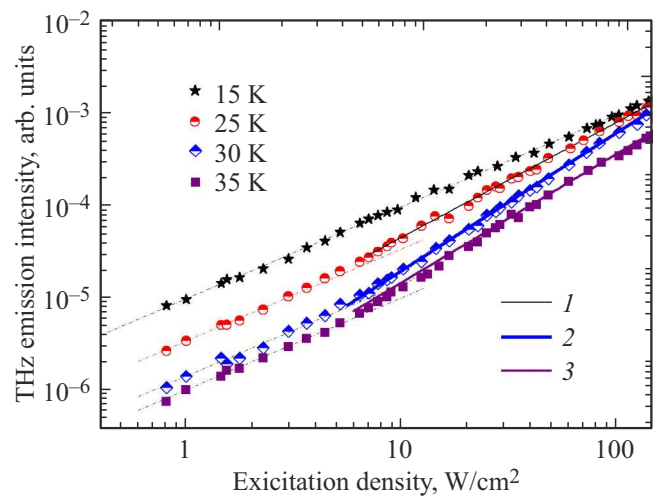


Рис. 13. Зависимость спектрально интегрированной интенсивности ТГц-ФЛ в высокочистом кремнии от плотности межзонного фотовозбуждения. Точки — экспериментальные данные, пунктирные линии — результат аппроксимации данных линейной функцией, сплошные линии — результаты аппроксимации экспериментальных данных степенными функциями: 1 — $I_{\text{PL}} = \text{const}_1 (I_{\text{exc}})^{1.25}$, 2 — $I_{\text{PL}} = \text{const}_2 (I_{\text{exc}})^{1.5}$, 3 — $I_{\text{PL}} = \text{const}_3 (I_{\text{exc}})^{1.4}$.

в системе экситонов появляется при температурах выше 20 K , объясняется тем, что при температурах выше критической для ЭДЖ (порядка 23 K для Si [122]) конденсация экситонов в ЭДЖ отсутствует и, соответственно, достигается высокая концентрация свободных экситонов при интенсивном фотовозбуждении [108,109,123].

Необходимо отметить, что ранее теоретически предсказывалась возможность достижения инверсии населенности между уровнями свободных экситонов и, соответственно, лазерной ТГц-генерации на внутриэкситонных оптических переходах при интенсивном межзонном фотовозбуждении кристалла (см., например, [124,125]). В работе [126] методом когерентной спектроскопии в варианте „оптическая накачка — ТГц-зонд (optical pump — THz probe)“ было зарегистрировано появление внутриэкситонной инверсии населенности в кристаллах Cu_2O при интенсивном межзонном фотовозбуждении. В этих экспериментах непосредственно наблюдалось только отрицательное поглощение на переходах между уровнями свободных экситонов, что позволило авторам работы [126] сделать вывод о достижении инверсии населенности между экситонными уровнями. Стимулированное же ТГц-излучение, вызванное оптически ми переходами между уровнями свободных экситонов с инвертированной заселенностью, в работе [126] прямо не наблюдалось.

В работах [109,123] были выполнены эксперименты, позволившие подтвердить появление стимулированного внутриэкситонного ТГц-излучения в кристаллах кремния при высоком уровне межзонного фотвозбуждения. В этих экспериментах излучение лазера накачки фокусировалось с помощью цилиндрической линзы в линию размером $2.5 \times 0.15 \text{ mm}^2$ на поверхность (111) пластины Si, имеющей поперечные размеры $7 \times 7 \text{ mm}^2$ и толщину 0.5 mm . ТГц-излучение регистрировалось с боковой грани образца в направлении, перпендикулярном нормали к поверхности кремниевой пластины. На боковую, выходную для ТГц-излучения, грань кремниевой пластины помещалась щелевая диафрагма с длиной отверстия 4 mm и шириной 0.5 mm , приготовленная из медной фольги толщиной 0.1 mm . Терагерцевое излучение измерялось в направлении как вдоль линии возбуждения (конфигурация А на рис. 14), так и поперек (конфигурация В на рис. 14). На рис. 14 показаны результаты измерений ТГц-ФЛ при плотности фотовозбуждения 35 W/cm^2 и температуре 25 K , то есть в условиях, когда экситонное ТГц-излучение сверхлинейно по интенсивности накачки (см. рис. 13). Для анализа результатов спектры излучения были нормированы на максимум, чтобы компенсировать различие в условиях сбора ТГц-излучения и доставки его к детектору в конфигурациях А и В.

Из рис. 14 видно, что вклад ТГц-излучения на линиях при 13.7 и 15.5 meV заметно возрастает в случае регистрации излучения вдоль линии фотовозбуждения (конфигурация А на рис. 14). Это свидетельствует о том, что имеется усиление ТГц-излучения на данных линиях (amplified spontaneous emission), которое, в свою очередь, обусловлено инверсией населенности в системе экситонов в условиях эксперимента. Обработка данных таких экспериментов позволила получить спектр ТГц-усиления [109,123], и на вставке рис. 14 такой спектр показан. В спектре видны две линии с положительным ТГц-

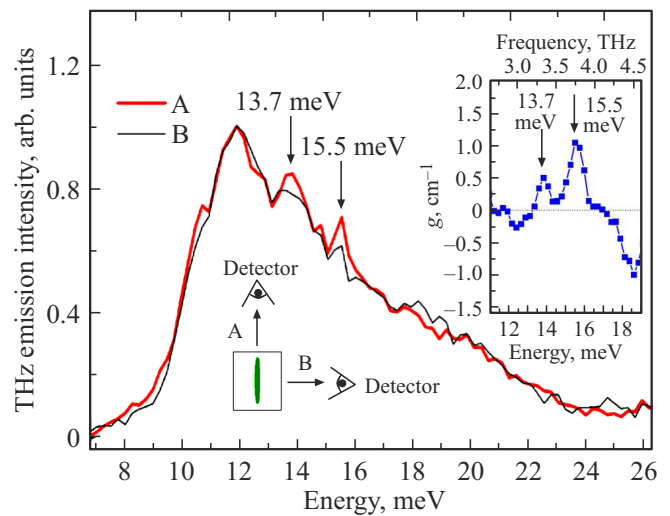


Рис. 14. Спектры ТГц-ФЛ высокочистого кремния при плотности межзонного фотовозбуждения 35 W/cm^2 и $T = 25 \text{ K}$. Излучение лазера накачки с длиной волны 530 nm фокусировалось в линию размером $2.5 \times 0.15 \text{ mm}^2$ на поверхность образца. Спектры нормированы на максимум. На вставке внизу показана геометрия экспериментов в конфигурациях А и В. На вставке сверху приведен ТГц-спектр коэффициента усиления, полученный в результате обработки спектров ТГц-ФЛ.

усилением при 13.7 и 15.5 meV . Отрицательные значения коэффициента g соответствуют поглощению. Коэффициент усиления на линиях 13.7 и 15.5 meV составляет порядка 0.5 и 1.0 cm^{-1} , соответственно. Линия при 13.7 meV в спектре ТГц-усиления обусловлена инверсией населенности между высоковозбужденными состояниями свободных экситонов и основным экситонным состоянием. В работе [109] были рассмотрены процессы энергетической релаксации свободных экситонов с испусканием акустических фононов в кристаллах кремния. Результаты такого рассмотрения показали фундаментальную возможность появления инверсии населенности между экситонными состояниями в процессе энергетической релаксации экситонов. Линия при 15.5 meV в спектре ТГц-усиления (то есть при энергии выше энергии связи свободного экситона в Si), возможно, обусловлена инверсией населенности между двуэкситонным и биэкситонным состояниями [109,123]. Возможность возникновения инверсии населенности между двуэкситонным и биэкситонным состояниями в условиях интенсивного однофотонного возбуждения экситонов из основного состояния кристалла была предсказана теоретически в работе [127].

Полученные для кристаллов высокочистого Si значения коэффициента ТГц-усиления на экситонных оптических переходах (рис. 14) сопоставимы с величинами усиления, типичными для ТГц-лазера на внутрицентровых переходах в легированном донорами Si при накачке излучением CO_2 -лазера (см. выше раздел 2.2). Поэтому данные, полученные в работах [109,123], свидетельству-

ют о том, что возможно создание экситонного ТГц-лазера на кремнии. Для реализации такого экситонного лазера необходимо обеспечить объемную накачку кристалла кремния и создать ТГц-резонатор с малыми потерями.

3. Классические методы генерации ТГц-излучения

Продвижение в ТГц-область спектра идет как со стороны области световых волн, так и со стороны микроволнового излучения. В части 2 настоящего обзора было уделено внимание генерации ТГц-излучения, обусловленного оптическими переходами между электронными энергетическими уровнями в полупроводниках (ТГц-излучению при квантовых переходах). Развиваются также методы генерации ТГц-излучения с использованием полупроводниковых микроволновых электронных приборов. Хотя работа таких полупроводниковых приборов, как, например, резонансный туннельный диод или СР, основана на квантовых явлениях в твердом теле, методы генерации ТГц-излучения с использованием микроволновых технологий непосредственно не связаны с квантовыми переходами между электронными уровнями энергии. Таким образом, эти методы условно можно отнести к классическим методам генерации ТГц-излучения. По той же причине к классическим методам генерации ТГц-излучения можно отнести ТГц-генерацию при возбуждении полупроводников и полупроводниковых структур ультракороткими импульсами лазеров видимого или ближнего ИК диапазонов. Эта часть обзора посвящена классическим методам генерации ТГц-излучения.

3.1. Генерация ТГц-излучения с использованием микроволновых технологий

3.1.1. Умножение частот микроволнового излучения

Генерация ТГц-излучения в рамках такого метода основана на применении микроволнового синтезатора как источника исходного (опорного) излучения и полупроводникового нелинейного элемента, с помощью которого генерируются гармоники частоты опорного сигнала (полупроводниковый умножитель частоты). Такой метод генерации ТГц-излучения в принципе аналогичен методу генерации гармоник световых волн в нелинейной оптике. Микроволновые синтезаторы на базе генераторов Ганна или генераторов на основе лавинно-пролетных диодов могут давать излучение с частотами вплоть до частоты порядка 100 GHz [4,5,128,129]. В качестве умножителей частоты традиционно используются диоды с барьером Шоттки (ДБШ), размещенные в соответствующем волноводе для вывода генерируемого излучения высокочастотных гармоник [129]. Умножение частоты опорного сигнала может производиться последовательно

в нескольких секциях для достижения более высоких частот. Основным недостатком умножителей на ДБШ является относительно высокая паразитная емкость, что ограничивает их использование для генерации гармоник на частотах свыше 1 THz [130]. Более перспективным является умножение частоты с использованием полупроводниковых СР [130–132], что позволяет генерировать ТГц-излучение на высоких номерах гармоник опорного микроволнового излучения. Сильная нелинейность ВАХ полупроводниковой СР при определенном напряжении смещения обусловлена брэгговскими отражениями электронов на границах мини-зоны Бриллюэна СР и процессами импульсной релаксации в мини-зоне [11,72], и сохраняется такая нелинейность вплоть до частот порядка нескольких THz. На базе умножителя частоты на СР GaAs/AlGaAs был продемонстрирован ТГц-спектрометр на область спектра 1–2 THz для спектроскопии газов со спектральным разрешением порядка 1 MHz [130].

Источники ТГц-излучения на основе умножения частот микроволнового излучения работают при комнатной температуре, но мощность генерируемого ТГц-излучения довольно низкая и сильно падает с ростом частоты. При частоте выходного излучения ~ 1.7 THz выходная мощность источника ТГц-излучения на основе умножения частоты в лучшем случае составляет порядка единиц μ W [4], а на частоте 5 THz мощность излучения не превышает долей nW [132].

3.1.2. ТГц-генерация с использованием резонансно-туннельных диодов

Компактные ТГц-излучатели с электрическим возбуждением, работающие при комнатной температуре, создаются также на основе резонансно-туннельных диодов (RTD). RTD представляет собой двухтерминальный полупроводниковый прибор с участком отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в ВАХ [72]. Наиболее простой вариант RTD представляет собой гетероструктуру с одиночной глубокой КЯ на основе узкозонного материала, заключенной между двумя широкозонными барьерами (рис. 15, а). Структура содержит также области эмиттера и коллектора из материала, аналогичного материалу КЯ. Области эмиттера и коллектора могут быть сильно легированы до уровня вырождения. С ростом напряжения смещения ток через такую гетероструктуру нарастает и достигает максимума при выравнивании положения квазиуровня Ферми в эмиттере с положением первого уровня размерного квантования электронов в КЯ (рис. 15, а). При дальнейшем повышении напряжения смещения вероятность туннелирования электронов через КЯ падает, и ток начинает уменьшаться, что приводит к появлению участка ОДП в ВАХ структуры (рис. 15, б), который используется для генерации ТГц-колебаний [133–137]. В ТГц-излучателях на основе RTD структура резонансно-туннельного диода вместе с линиями для подведения напряжения смещения интегрируется с антенной, которая выполняет функцию

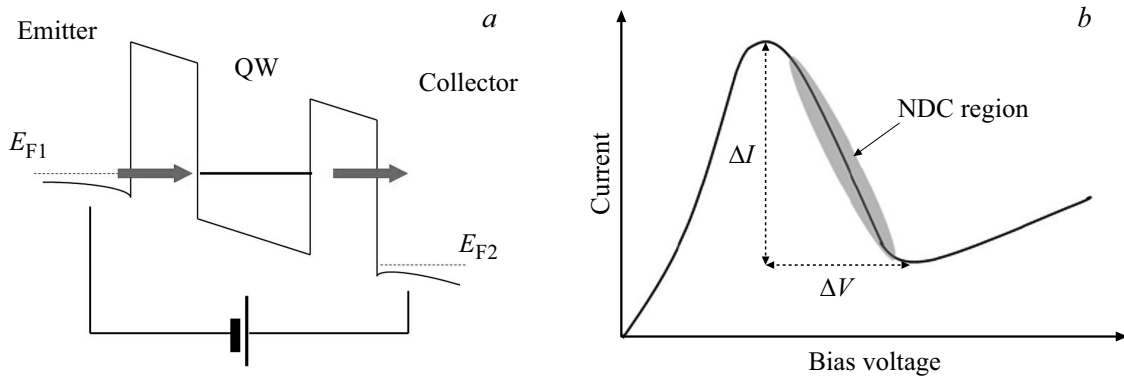


Рис. 15. *a* — схематическая зонная диаграмма резонансной двухбарьерной гетероструктуры (РТД) при напряжении смещения соответствующем резонансному туннельному прохождению электронов из эмиттера в коллектор. *b* — схематическая ВАХ РТД-структуры. Максимум на кривой ВАХ соответствует резонансному туннелированию электронов из эмиттера в коллектор.

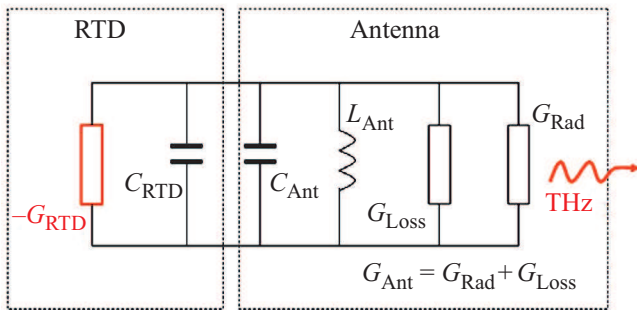


Рис. 16. Упрощенная эквивалентная схема ТГц-излучателя на основе РТД структуры интегрированной с антенной. G_{RTD} — величина отрицательной дифференциальной проводимости структуры. G_{Ant} — эквивалентная проводимость антенны, которая складывается из проводимости потерь в антенне G_{Loss} (омические потери) и проводимости G_{Rad} , связанной с излучением электромагнитных волн. C_{Ant} — емкость антенны, C_{RTD} — емкость РТД-структуры, L_{Ant} индуктивность антенны.

резонатора, а также излучает электромагнитную ТГц-волну в окружающее пространство [134]. Применяются как полосковые (patch antenna) [133], так и щелевые антенны (slot antenna) [134], рассчитанные для ТГц-области частот. На рис. 16 показана эквивалентная схема ТГц-излучателя на основе РТД. ТГц-колебания в такой схеме и, соответственно, излучение электромагнитных ТГц-волн возникают в случае, если величина ОДП структуры РТД превышает полную проводимость антенны, т.е. при условии $|G_{RTD}| > G_{Ant}$. Обычно емкость РТД-структуры значительно больше емкости антенны, а индуктивность антенны превышает индуктивность РТД [134]. Поэтому частота возникающих электромагнитных колебаний определяется фактически емкостью РТД-структуры и индуктивностью антенны, т.е.

$$f_{osc} \approx \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{Ant}C_{RTD}}}. \quad (1)$$

Лучшие на сегодняшний день результаты по генерации ТГц-излучения (по генерируемым частотам и выходной мощности) с использованием РТД достигнуты для гетероструктур, содержащих квантовую яму InGaAs между AlAs-барьерами, выращенных на InP-подложках [134]. На основе гетероструктур такого типа были продемонстрированы РТД ТГц-эмиттеры с частотами излучения 1.92 THz [135] и 1.98 THz [136].

Для достижения максимальной мощности ТГц-излучения важно получить максимально возможную величину протяженности области ОДП по напряжению смещения, ΔV , а также максимальный размах амплитуды тока, ΔI , в области ОДП (рис. 15, *b*), поскольку мощность излучения РТД-осциллятора пропорциональна произведению $\Delta V \cdot \Delta I$ [134]. Характерные значения величин ΔV составляют порядка 0.3 V, а для ΔI порядка 10 mA для РТД с площадью 0.85 μm^2 [134]. Мощность ТГц-эмиттера на основе РТД оказывается связанной с частотой генерации, поскольку частота зависит от емкости РТД структуры (выражение (1)), т.е. от площади РТД, и мощность ТГц-излучения также зависит от площади (через величину ΔI). В общем случае, мощность ТГц-излучения для одиночного РТД осциллятора падает с ростом частоты излучения [134,137]. Для ТГц-эмиттера на основе РТД с частотой ТГц-генерации 0.517 THz была получена мощность излучения порядка 10 μW [133]. Оптимизация РТД структур и параметров антенн позволила получить первые РТД-осцилляторы, генерирующие излучение на частотах порядка 1 THz и выше с мощностью излучения 20 μW на 1 THz и 1 μW на 1.4 THz (см. [134]). В работе [137] приведены результаты исследования ряда РТД-осцилляторов с разными частотами от 1.06 до 1.75 THz, мощность ТГц-излучения при 300 K для которых составляла от 0.97 μW при частоте 1.06 THz до 0.1 μW при 1.75 THz. В той же работе были проведены исследования свойств ТГц-излучателей на основе РТД в области температур 4.2–00 K. Было показано, что частота ТГц-генерации в РТД-осцилляторе практически не зависит от температуры. Однако мощность ТГц-

излучения значительно падает с ростом температуры, что объясняется ростом омических потерь в электродах антенны [137].

Спектр излучения ТГц-эмиттера на основе отдельного РТД-осциллятора содержит одиночную узкую линию, спектральная ширина которой, если не приняты специальные меры для достижения ультра-узкой линии излучения, может составлять порядка 10 MHz [138]. Для сужения спектральной ширины линии излучения применяются более сложные конструкции ТГц-эмиттеров на основе РТД, в которых РТД-осциллятор интегрирован с варактором (диодом, используемым в качестве переменной емкости) и включен в схему с отрицательной обратной связью, обеспечивающей фазовую автоподстройку частоты [134]. Для таких ТГц-излучателей была продемонстрирована ширина линии излучения порядка 1 Hz [139]. Для одиночных ТГц-излучателей РТД, интегрированных с варакторами, была продемонстрирована возможность перестройки частоты генерации на величину порядка 100 GHz [140].

Теоретически было показано, что путем оптимизации структуры резонансного туннельного диода, сопряжением его с резонатором в виде цилиндрической юветы и антенной типа „галстук-бабочка“ для одиночного РТД-осциллятора может быть достигнута ТГц-генерация с частотой до 2.8 THz и мощностью излучения порядка $1 \mu\text{W}$ [141].

Интересный результат был получен для массива перестраиваемых по частоте РТД-излучателей, также интегрированных с варакторами и имеющих разные диапазоны перестройки частоты излучения [142, 143]. Для такого массива ТГц-излучателей была достигнута перестройка частоты ТГц-излучения в области 410–970 GHz, что позволяет использовать такой комбинированный полупроводниковый ТГц-источник, например, для спектроскопии поглощения различных сред [143]. Использование массивов излучателей на основе РТД позволяет также значительно повысить мощность ТГц-излучения. В двумерном массиве РТД-излучателей, содержащем 89 отдельных элементов, между которыми отсутствовала фазовая синхронизация, была получена мощность ТГц-излучения порядка 0.7 mW [144]. Спектр излучения при этом содержал несколько перекрывающихся линий в области 1.0–1.05 THz с максимально интенсивной линией при частоте порядка 1 THz [144]. В массиве РТД-излучателей из двух элементов, между которыми достигался фазовый синхронизм и происходило когерентное сложение амплитуд ТГц-полей излучателей, была получена одиночная линия ТГц-генерации с частотой 0.62 THz при мощности излучения порядка 0.6 mW [145].

Такие свойства ТГц-излучателей на основе РТД, как их компактность, умеренный уровень мощности излучения, узкая линия ТГц-генерации, высокая стабильность частоты генерации, сравнительно простые способы модуляции ТГц-излучения (как амплитудной, так

и частотной [134]) делает ТГц-источники этого типа перспективными для многочисленных применений. Среди таких применений — ТГц-визуализация различных объектов [146], ТГц-спектроскопия [143], ТГц-сенсоры [147], излучатели для систем передачи данных на ТГц-частотах [148], а также ТГц-радары [134].

3.1.3. Эмиттеры ТГц-излучения на основе высокочастотных транзисторных схем

Хорошо известно из радиотехники, что высокочастотный усилитель, построенный, например, на биполярных или полевых транзисторах, охваченный положительной частотно-зависящей обратной связью, становится генератором высокочастотных электрических колебаний. К настоящему времени достигнут значительный прогресс в создании эмиттеров ТГц-излучения, работающих при комнатной температуре, на основе гетеропереходных биполярных транзисторов (HBTs), полевых транзисторов с каналом с высокой подвижностью электронов (HEMT), а также комплементарных транзисторов типа металл-диэлектрик-полупроводник (CMOS) [149–156].

В работе [149] была применена 35-нанометровая HEMT-технология для создания ТГц-эмиттеров на основе InP. Использовалась полученная методом МПЭ HEMT-структура с каналом $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ с подвижностью электронов порядка $1.2 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ и концентраций $3.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Т-образный затвор полевого транзистора имел активную ширину порядка 35 nm. Используемая 35-нанометровая технология позволяла получить максимальную частоту f_{max} усиления транзистора по мощности порядка 600 GHz [149]. Были созданы фундаментальные осцилляторы с частотами генерации 0.254, 0.314 и 0.346 THz, представляющие собой интегральные схемы (ИС), которые содержат сам транзистор, копланарные волноводы, выполняющие также роль резонатора и элемента обратной связи, а также цепи согласования. Полный размер интегральной схемы составлял $0.4 \times 0.4 \text{ mm}^2$. Мощности ТГц-генерации составляли 158, 46 и $25 \mu\text{W}$ на частотах 0.254, 0.314 и 0.346 THz соответственно [149]. Ширина линии ТГц-генерации составляла порядка 1 MHz.

На основе 65-нанометровой технологии кремниевых CMOS-транзисторов в работе [150] были разработаны и созданы ИС перестраиваемых по частоте ТГц-эмиттеров с высокой выходной мощностью. ИС содержали несколько управляемых внешним напряжением связанных осцилляторов. Интегральная схема обеспечивала генерацию, суммирование излучения от связанных осцилляторов и вывод ТГц-излучения на выходной порт ИС [150]. Для эмиттера такого типа с частотой генерации 0.29 THz была получена выходная мощность излучения, порядка 0.76 mW, а диапазон перестройки частоты генерации при этом достигал 13 GHz. Для эмиттера с частотой генерации 0.32 THz выходная мощность излучения и диапазон перестройки частоты гене-

рации составляли порядка 0.46 mW и 8.4 GHz соответственно [150].

В работе [151] был продемонстрирован ТГц-эмиттер на основе SiGe-ИС, созданной с использованием 130-нанометровой технологии BiCMOS (технология, сочетающая в себе элементы технологий HBT и CMOS), с центральной частотой излучения 0.53 THz, областью перестройки частоты до 17 GHz и выходной мощностью ТГц-излучения порядка 1 mW. ИС представляла собой матрицу из 16 отдельных ТГц-излучателей (пикселей) с интегрированными кольцевыми антеннами. Излучающие пиксели были не когерентны между собой. Такой ТГц-эмиттер был разработан специально для применений в ТГц-визуализации (THz imaging) различных объектов. Особенность ТГц-излучателей SiGe на основе HBT, примененных в [151], состоит в том, что изначально транзисторы генерируют на частоте f_0 порядка 175 GHz. За счет нелинейности в SiGe-транзисторе в режиме сильного сигнала [151] генерируются также нечетные гармоники частоты f_0 , из которых третья (525 GHz) наиболее сильная. Частота 525 GHz выделяется в ИС и подается на излучающую антенну. Созданный в [151] ТГц-эмиттерный модуль имел возможность программироваться (через USB-порт) для управления как направлением распространения излучения, так и его интенсивностью. Размер модуля составлял $2.0 \times 2.1 \text{ mm}^2$. По данным измерений [151], ширина диаграммы направленности излучения на половине мощности составляла $\pm 15^\circ$. Авторы [151] подчеркивают, что разработанный дизайн ИС ТГц-излучателя масштабируем как по размеру ИС, так и по мощности выходного ТГц-излучения.

С использованием 130-нанометровой технологии BiCMOS в работе [152] был разработан и создан SiGe-ТГц-эмиттер с частотой генерации 1 THz на основе матрицы 42-х (6×7) когерентных между собой (синхронизированных по фазе) излучателей. Размер отдельного излучателя (ячейки) в матрице, включая две щелевые антенны (вертикальную и горизонтальную) на излучатель [152], составлял порядка $\lambda/2$ (где λ — длина волны излучения на частоте 1 THz). Полная мощность ТГц-излучения достигала $80 \mu\text{W}$, а ширина диаграммы направленности излучения на половине мощности составляла порядка $\pm 5.5^\circ$ как в вертикальной, так и горизонтальной плоскостях. Поскольку максимальная частота усиления по мощности, f_{max} , для гетеропереходных биполярных SiGe-транзисторов не превышает 0.5 THz [153], в работе [152], как и в [151], был применен метод активного умножения частот. В транзисторных цепях отдельных излучателей генерировалась сначала частота $f_0 = 250 \text{ GHz}$ и ее гармоники $2f_0$, $3f_0$ и $4f_0$. При этом первая, вторая и третья гармоники подавляются в цепях излучателей, а четвертая с частотой 1 THz подается на излучающие антенны. Полный размер ИС ТГц-эмиттера составляет $1 \times 1 \text{ mm}^2$. По мнению авторов [152], разработанный дизайн ИС когерентного ТГц-эмиттера также может быть масштабирован для увеличения мощности излучения.

Для транзисторных усилительных схем HBTs на основе InP достигнуты максимальные частоты усиления сигналов по мощности f_{max} , превышающие 1 THz (реально продемонстрирована частота 1.15 THz [154]). Рекордная полоса частот для InP HBTs была достигнута благодаря сочетанию нескольких факторов, среди которых — свойства системы материалов InGaAs|InP (высокая подвижность электронов в p -базе транзистора, большой разрыв в зоне проводимости на гетеропереходе, возможность достижения высокого уровня легирования слоев, что позволяет получить низкоомные омические контакты), а также масштабирование латеральных и вертикальных размеров транзисторов в нанометровую область [155,156]. Столь высокие рабочие частоты HBTs InP позволили на их основе создать терагерцевые монолитные ИС (ТМИС), важнейшие блоки которых включают усилители, фундаментальные осцилляторы с управлением внешним напряжением, локальные (местные) осцилляторы для схем гетеродина приема сигналов, смесители, делители частоты, схемы фазовой автоподстройки частоты и др. [155,156]. Такие ТМИС могут быть использованы в компактных устройствах для ТГц-зондирования и визуализации различных объектов, для ТГц-радаров, а также для ТГц-техники связи.

С использованием 250-нанометровой технологии HBTs InP были созданы ИС перестраиваемых внешним напряжением ТГц-эмиттеров с частотой генерации в области 0.57 THz, мощностью излучения порядка $10 \mu\text{W}$ и областью перестройки частоты генерации порядка 10 GHz [155]. Ширина линии излучения при этом составляла порядка 1 MHz. Переход к 130-нанометровой технологии HBTs InP позволил создать ИС ТГц-эмиттеров с частотой до 0.688 THz [156]. Мощность ТГц-излучения для таких эмиттеров составляла $1-3 \mu\text{W}$. В работе [156] было отмечено, что возможна взаимная интеграция элементов InP HBT и Si CMOS в одну интегральную схему, что значительно повысит функциональность ТМИС.

Эмиттеры ТГц-излучения, построенные с использованием технологий HBT, HEMT, CMOS транзисторных ИС, перспективны для различных практических применений, как и ТГц-эмиттеры на основе технологий РТД. По уровню генерируемой ТГц-мощности транзисторные эмиттеры сопоставимы с эмиттерами на основе РТД. Однако достигнутые частоты ТГц-генерации для РТД-эмиттеров заметно выше по сравнению с частотами, достигнутыми в транзисторных эмиттерах (раздел 3.1.2), и могут в перспективе достигать частоты порядка 3 THz (см., например, [141]).

3.2. ТГц-генерация с использованием техники ультракоротких лазерных импульсов

Хорошо известно, что при возбуждении многих материалов фемтосекундными лазерными импульсами генерируются импульсы электромагнитного излучения суб-

пикосекундной длительности, частоты которого лежат в терагерцевой области спектра [1,3–5]. Необходимо отметить, что идеи о преобразовании энергии ультракоротких лазерных импульсов в когерентное излучение ТГц-диапазона в нелинейных кристаллах за счет эффекта генерации разностной частоты (или эффекта оптического выпрямления лазерных импульсов с уширенным частотным спектром) были теоретически сформулированы еще в 1970-х гг. (см., например, [157]). В середине 1980-х гг. с появлением первых фемтосекундных лазеров группой под руководством D.H. Auston были получены экспериментальные результаты, подтверждающие возможность преобразования энергии ультракоротких лазерных импульсов в ТГц-излучение в нелинейных кристаллах [158]. Та же группа авторов продемонстрировала генерацию коротких импульсов ТГц-излучения при фемтосекундном лазерном фотовозбуждении полупроводниковой фотопроводящей антенны на основе радиационно-поврежденного Si на сапфире (RD-SOS) [159].

К настоящему времени генерация импульсов ТГц-излучения, содержащего несколько циклов электромагнитных колебаний, наблюдалась в диэлектрических кристаллах, полупроводниках, металлах, и даже в газах и жидкостях (см., например, [4,5], а также [160] и другие ссылки там). Механизм такой ТГц-генерации в общем случае связан с возбуждением в материале или структуре быстрого диполя или короткого всплеска фототока [4,5]. Используя уравнения Максвелла, можно показать [5,161], что в дальнем поле амплитуда генерируемой электромагнитной ТГц-волны, E_{THz} , пропорциональна $\partial^2 P/\partial t^2$ или $\partial J/\partial t$, где $P(t)$ и $J(t)$ суть, соответственно, меняющиеся во времени дипольный момент или ток, наведенные возбуждающим лазерным излучением. Генерируемое таким образом когерентное ТГц-излучение нашло применение в ТГц-спектроскопии (THz-TDS) и ТГц-визуализации самых различных объектов. Несомненным достоинством методики THz-TDS является то, что все основные компоненты измерительной системы, как источник, так и приемник ТГц-излучения (отметим, что приемник также когерентный, стробируется фемтосекундными лазерными импульсами и измеряет амплитуду поля электромагнитной ТГц-волны — см., например, [161]), работают при комнатной температуре, а соотношение сигнал/шум по амплитуде сигналов в измерительной системе может достигать 10^4 и даже более (и не менее 10^8 по мощности) [162,163]. Детали организации измерительных систем THz-TDS, особенности компонент таких систем и обработки ТГц-сигналов могут быть найдены, например, в [164].

Эффективная генерация когерентного ТГц-излучения при фемтосекундном лазерном фотовозбуждении реализуется в объемных полупроводниках и полупроводниковых структурах. В данном разделе обзора рассмотрены такие схемы ТГц-генерации.

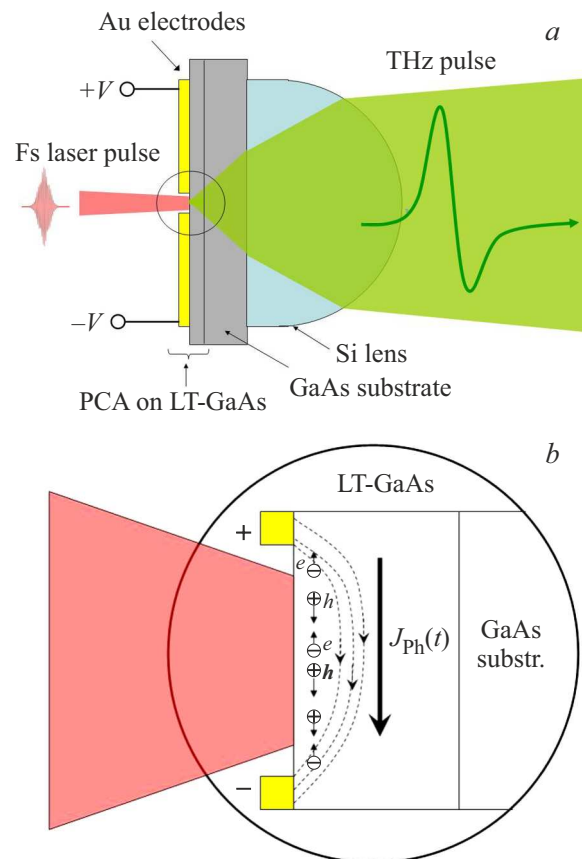


Рис. 17. *a* — схематическое изображение источника ТГц-излучения на основе дипольной ФПА. Электроды ФПА могут быть выполнены, например, в форме антенны „галстук-бабочка“, а ФПА может быть интегрирована с полусферической или супер-полусферической линзой из кремния для коллимации пучка ТГц-излучения. *b* — Увеличенное изображение области фотовозбуждения ФПА. Генерация неравновесных электронно-дырочных пар и быстрого фототока $J_{\text{Ph}}(t)$ в промежутке между электродами.

3.2.1. Генерация ТГц-излучения в фотопроводящих антеннах

Среди полупроводниковых эмиттеров, возбуждаемых фемтосекундным лазерным излучением, с точки зрения практического использования наиболее популярны ТГц-эмиттеры на основе фотопроводящих антенн со смещением. Работа ТГц-источника на основе фотопроводящей антенны (ФПА) иллюстрируется рис. 17. Импульс излучения фемтосекундного лазера (например, титан-сапфирового лазера с характерной длиной волны 800 nm, генерирующего импульсы длительностью порядка 10–100 fs с частотой повторения порядка 80 MHz) фокусируется в промежуток между двумя электродами, нанесенными на поверхность полупроводника (фотопроводник), ширина запрещенной зоны которого меньше энергии кванта лазера накачки. Между электродами приложено постоянное напряжение. Генерируемые светом

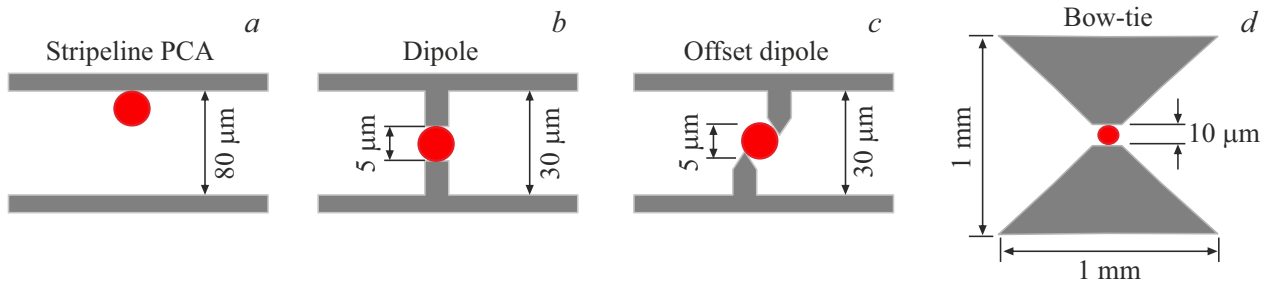


Рис. 18. Схематические диаграммы дипольных ФПА с различным дизайном электродов: *a* — „полосковая линия“, *b* — „диполь Герца“, *c* — „смещенный диполь“, *d* — „галстук-бабочка“. Закрашенная красным окружность соответствует пятну фотовозбуждения.

электроны и дырки ускоряются в электрическом поле, созданном между электродами, а также захватываются на примеси и дефекты кристалла с последующей рекомбинацией, что дает в результате короткий всплеск тока фотопроводимости в цепи. В качестве фотопроводника используется материал с малым временем жизни (в субпикосекундном временном диапазоне) и высокой подвижностью неравновесных носителей заряда. Кроме того, материал фотопроводника должен иметь высокое напряжение (напряженность поля) электрического пробоя. Материалом, удовлетворяющим таким требованиям, является арсенид галлия, выращенный методом МПЭ в условиях пониженных температур (порядка 200°C) — т.н. низкотемпературный GaAs (LT-GaAs) [165]. Слой LT-GaAs без подсветки имеет низкую равновесную проводимость, и поэтому темновой ток в ФПА на его основе мал, что позволяет использовать в таких ФПА достаточно высокие напряженности полей смещения (от нескольких kV/cm до величин порядка 100–120 kV/cm [166]).

Таким образом, фемтосекундный лазерный импульс создает в промежутке между электродами ФПА короткий всплеск фототока $J_{ph}(t)$ (рис. 17, *b*), который как диполь Герца испускает импульс ТГц-излучения, содержащего несколько циклов электромагнитных колебаний [5]. Как было отмечено выше, в дальнем поле (в волновой зоне) амплитуда электрического поля излучаемой ТГц-волны пропорциональна первой производной $J_{ph}(t)$ по времени. Генерируется широкополосное ТГц-излучение, ширина спектра которого в значительной степени определяется длительностью импульса фототока.

В зависимости от соотношения между размером области фотовозбуждения в ФПА и длиной волны генерируемого ТГц-излучения различают дипольные и широкоапертурные ФПА. В дипольных ФПА размер области засветки значительно меньше длины волны ТГц-излучения (рис. 17 соответствует дипольной ФПА). Дипольные ФПА подходят как простые ТГц-эмиттеры в измерительных THz-TDS-системах на основе фемтосекундных лазеров с высокой частотой повторения и сравнительно низкой пиковой мощностью. Дизайн электродов в ФПА, их форма, играют важную роль в передаче в волновую

зону как высоких частот ТГц-электромагнитного поля, генерируемого вблизи зазора между электродами, так и мощности ТГц-излучения. Применяются следующие дизайны простых дипольных фотопроводящих антенн: „полосковая линия“, „диполь Герца“, „смещенный диполь“, „галстук-бабочка“ (рис. 18, *a–c* и *d* соответственно) [167–170]. В ФПА с дизайном электродов в виде полосковой линии достигаются более короткие импульсы ТГц-излучения, чем в ФПА, например, с электродами типа диполя Герца [161], и, соответственно, в ФПА с полосковыми линиями генерируется ТГц-излучение с более широким спектром, но мощность излучения для полосковых ФПА при этом ниже.

Уровень средней мощности ТГц-излучения, генерируемого в простых дипольных ФПА, продемонстрированных в начале 1990-х, составлял порядка 10–40 nW [171,172]. Эффективность ТГц-генерации в ФПА может быть существенно повышена за счет оптимизации структуры электродов. В работе [169] были применены заостренные и смещенные относительно друг друга электроды в ФПА на основе LT-GaAs (рис. 18, *c*). В такой ФПА при напряжении смещения 60 V и средней мощности фемтосекундного лазера накачки 20 mW была достигнута средняя мощность ТГц-излучения порядка 3 μW, что соответствует пиковой мощности в импульсе порядка 30 mW. Спектр генерируемого ТГц-излучения простирался до частот порядка 2.3 THz [169]. В ТГц-пучке, сфокусированном в размер порядка 0.5 mm, была получена напряженность ТГц-электрического поля порядка 57 V/cm.

С помощью фотопроводящих антенн на основе LT-GaAs была получена генерация ТГц-излучения с частотами до 15 THz [173]. В этой работе использовалась дипольная ФПА с электродами в виде полосковой линии. В качестве источника фотовозбуждения использовался титан-сапфировый лазер с длительностью импульсов порядка 12 fs, а в качестве ТГц-детектора использовалась также ФПА (работа ФПА в режиме ТГц-детектора рассмотрена, например, в [5,161,164]). Несмотря на провал в спектре ТГц-излучения в интервале частот между 8.0 и 8.8 THz, обусловленный поглощением на оптических фонах в GaAs, такой ТГц-эмиттер (а также

пара эмиттер–детектор) может быть использован для широкополосной ТГц-спектроскопии.

Необходимо отметить, что в работе [174] был продемонстрирован эффективный ТГц-эмиттер на основе дипольной ФПА, разработанный для применений в THz-TDS-системах с использованием фемтосекундного лазера накачки с длиной волны 1550 nm. Материалом для такой ФПА служил твердый раствор InGaAs, легированный родием, полученный методом МПЭ на подложке полупроводящего InP. При напряженности поля смещения между электродами ФПА 60 kV/cm (расстояние между электродами составляло порядка 25 μm) и средней мощности лазера накачки 28 mW была достигнута средняя мощность ТГц-излучения 637 μW [174].

Напряженность поля ТГц-излучения, генерируемого в ФПА, с ростом напряжения смещения возрастает по закону, близкому к линейному [5,161]. При малых напряжениях смещения напряженность поля ТГц-излучения растет также и с ростом мощности фотовозбуждения, но лишь до определенных уровней мощности фотовозбуждения, зависящих от конструкции электродов ФПА. При высоких уровнях фотовозбуждения зависимость напряженности ТГц-поля от мощности накачки выходит на насыщение [5,161]. В ФПА с электродами типа „галстук-бабочка“ (рис. 18, d) насыщение амплитуды ТГц-поля проявляется при более высоких уровнях фотовозбуждения в сравнении с ФПА с другим дизайном электродов [161].

Эффект насыщения амплитуды поля ТГц-излучения в ФПА с ростом мощности фотовозбуждения объясняется проявлением экранирования электрического поля в зазоре между электродами неравновесными электронами и дырками, генерируемыми лазером накачки (поляризационное экранирование или эффект пространственного заряда), а также проявлением т.н. радиационного экранирования, связанного с индуктивной реакцией ФПА на излучаемое ТГц-поле [5,161]. Такая индуктивная реакция обусловлена частичной компенсацией электрического поля смещения ФПА полем генерируемой ТГц-волны [175]. В работе [176] было показано, что эффект насыщения межзонного поглощения (эффект просветления) в материале ФПА при высоком уровне фотовозбуждения также вносит вклад в наблюдаемое в ФПА насыщение амплитуды поля генерируемого ТГц-излучения с ростом мощности накачки.

В широкоапертурных ФПА размер области фотовозбуждения значительно превышает длину волны ТГц-излучения. Такие ФПА удобны для генерации импульсов ТГц-излучения с высокой пиковой мощностью при фотовозбуждении их излучением фемтосекундных лазеров с регенеративными усилителями, то есть лазеров с высокой энергией выходных импульсов и низкой частотой повторения [161,166]. Зазор между электродами в таких ФПА составляет от 0.5 nm до нескольких см. Механизм насыщения амплитуды поля ТГц-излучения с ростом интенсивности накачки, обусловленный поляризационным экранированием (см. выше) электрического поля

смещения, который существенен для дипольных ФПА, в случае широкоапертурных ФПА не оказывает заметного влияния, что способствует достижению в таких ФПА высокой мощности ТГц-излучения [161,166]. Насыщение же амплитуды ТГц-поля, связанное с радиационным экранированием, а также с насыщением межзонного поглощения, имеет место для широкоапертурных ФПА [166,176].

В работе [177] в широкоапертурной ФПА на основе LT-GaAs размером $3.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$ были получены импульсы ТГц-излучения с энергией порядка 0.8 μJ при плотности межзонного фотовозбуждения в импульсе порядка 40 μJ/cm² и напряженности поля смещения 10.7 kV/cm (использовалось импульсное питание ФПА). ФПА возбуждалась лазерными импульсами с длиной волны 770 nm длительностью 120 fs с частотой повторения 10 Hz. Полученная в [177] энергия импульсов ТГц-излучения соответствует пиковой мощности излучения порядка 1.6 MW, а в сфокусированном ТГц-пучке была достигнута амплитуда электрического поля ТГц-волны порядка 150 kV/cm. Спектр генерируемого ТГц-излучения простирался до частоты порядка 1.5 THz. Значение эффективности конверсии оптической мощности в мощность ТГц-излучения, достигнутое для широкоапертурной ФПА в работе [177], составляет порядка $2 \cdot 10^{-3}$, а достигнутая напряженность электрического ТГц-поля остается среди наиболее высоких для источников ТГц-излучения на основе ФПА даже на сегодняшний день [166]. Высокая напряженность поля ТГц-волн, генерируемых в таких ФПА, позволяет использовать ТГц-источники такого типа для исследований в области нелинейной ТГц-оптики различных сред [177].

Работы по совершенствованию ТГц-эмиттеров на основе ФПА, направленные на повышение эффективности генерации и расширение спектра генерируемого излучения, в настоящее время продолжают [166,178].

Были разработаны и созданы фотопроводящие антенны ФПА со встречно-штыревыми электродами (interdigital electrodes) [166] — ВШФПА. Использование встречно-штыревых электродов позволяет уменьшить размер фотопроводящей области между отдельными электродами и таким образом обеспечить более высокое электрическое поле смещения при меньшем приложенном напряжении. Это повышает надежность ФПА и обеспечивает удобство их использования. Кроме того, встречно-штыревые электроды позволяют повысить эффективность сбора неравновесных носителей в ФПА и, соответственно, повысить эффективность ТГц-генерации. Такие фотопроводящие антенны можно также назвать широкоформатными (large-area) ФПА. Отметим, что ТГц-эмиттеры на основе ВШФПА были успешно коммерциализованы (см., например, [179]). ВШФПА можно рассматривать как массив (матрицу) соединенных между собой параллельно отдельных ФПА. Чтобы ТГц-поля от таких отдельных ФПА суммировались, конструктивно применяется блокирование фотовозбуждения расположенных рядом участков ФПА с про-

твояположным направлением поля смещения (остаются открытыми участки только с положительным или только отрицательным направлением поля смещения). Последнее достигается с помощью специальных масок или матриц микролинз [166]. В работе [180] блокирование ТГц-излучения из расположенных рядом участков ФПА с противоположными направлениями поля смещения было достигнуто путем полного вытравливания таких областей фотопроводника на основе тонкого слоя LT-GaAs, перенесенного на изолирующую подложку, с последующим нанесением на структуру системы встречно-штыревых электродов. С помощью такой технологии было продемонстрировано достижение интенсивного ТГц-излучения из ВШФПА с напряженностью ТГц-электрического поля порядка 120 kV/cm [180]. В ВШФПА, полученной с применением технологий микроэлектроники, на основе полуизолирующего GaAs с расстоянием между электродами 2 μm была достигнута генерация ТГц-импульсов со спектром, простирающимся до частот порядка 20 THz [181]. Столь высокая верхняя граничная частота генерируемого в такой ФПА ТГц-излучения была получена ценой сравнительно невысокой амплитуды ТГц-поля вследствие сильного влияния эффекта поляризационного экранирования поля смещения [181].

Впечатляющие результаты были получены с применением нанотехнологий в процессе формирования ФПА. Были продемонстрированы эффективные ТГц-эмиттеры на основе ФПА с нанометровыми размерами зазоров в гребенке металлических электродов — ФПА с плазмонными электродами [182]. В ФПА с плазмонными электродами на основе полуизолирующего GaAs была достигнута ТГц-генерация с эффективностью конверсии лазерного излучения накачки в ТГц-излучение порядка 1.6% [182] (при средней мощности лазера накачки 240 mW средняя мощность генерируемого ТГц-излучения составляла порядка 3.8 mW, а спектр ТГц-излучения простирался от 0.1 до 5 THz). В ФПА на основе LT-GaAs с трехмерными плазмонными электродами (имеющими также нанометровые характерные размеры) была получена ТГц-генерация с рекордной на сегодняшний день эффективностью конверсии возбуждающего лазерного излучения в ТГц-излучение, составляющей величину порядка 7.5% [183].

3.2.2. ТГц-генерация при оптическом выпрямлении

ТГц-излучение также генерируется в нелинейно-оптических кристаллах при их взаимодействии с интенсивным фемтосекундным лазерным излучением. Наиболее сильным эффектом, ответственным за ТГц-генерацию в таких материалах, является эффект оптического выпрямления (ОВ), фактически представляющий собой эффект генерации разностных частот между компонентами уширенного спектра ультракороткого лазерного импульса [5]. ОВ является нелинейно-оптическим эффектом

2-го порядка, определяется нелинейной восприимчивостью $\chi^{(2)}$ и имеет место только в кристаллах без центра инверсии. Среди полупроводников, в которых исследовалась ТГц-генерация за счет эффекта ОВ, можно отметить кристаллы ZnTe, InP, GaAs, GaSe и др. (см., например, [5,184–189], а также другие ссылки там). ОВ имеет место как в области прозрачности кристалла, так и в области межзонного поглощения света. Опуская векторные и тензорные индексы, а также пренебрегая зависимостью $\chi^{(2)}$ от частоты, нелинейную поляризацию кристалла, созданную ультракоротким оптическим импульсом за счет ОВ, в частотном представлении можно выразить в системе СИ следующим образом [5]:

$$P(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega') E^*(\omega' - \omega) d\omega', \quad (2)$$

где $E(\omega)$ — комплексная амплитуда электрического поля световой волны. Фурье-преобразование уравнения (2) дает величину вектора нелинейной поляризации кристалла во временном представлении:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E(t) E^*(t) \propto \chi^{(2)} I(t), \quad (3)$$

где $I(t)$ — интенсивность света (форма импульса накачки). Таким образом, наведенная за счет эффекта ОВ нелинейная поляризация кристалла P по форме полностью повторяет лазерный импульс накачки, т.е. безынерционна. Последнее очень важно с точки зрения генерации ТГц-излучения с широким спектром [5,161]. Поэтому эффект ОВ в полупроводниках используется для генерации широкополосного ТГц-излучения, несмотря на его меньшую эффективность в сравнении, например, с эффективностью ТГц-генерации в ФПА.

Быстрый дипольный момент P излучает ТГц-электромагнитную волну, напряженность электрического поля которой в волновой зоне пропорциональна второй производной по времени от P , а направление поля ТГц-волны параллельно вектору P . Более строгое в сравнении с (2) выражение для вектора нелинейной поляризации кристалла, обусловленной эффектом ОВ, имеет вид [5]:

$$P_i(\Omega) = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)}(\Omega = \omega_1 - \omega_2) \times \int_{-\infty}^{+\infty} E_j(\omega_1 = \omega_2 + \Omega) E_k^*(\omega_2) d\omega_2, \quad (4)$$

где ω_1 и ω_2 — частоты отдельных компонент в спектре излучения ультракороткого лазерного импульса, а $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ — ТГц-частота. В кристаллах симметрии Td, к которым относятся полупроводники ZnTe, CdTe, InP, GaP, InP и GaAs, тензор $\chi_{ijk}^{(2)}$ имеет только одну линейно независимую компоненту ($\chi_{i,i+1,i+2}^{(2)} = \chi_{i,i+2,i+1}^{(2)} = \beta$, где i принимает значения x, y

или z). Симметрия этих кристаллов позволяет использовать в них эффект ОВ для ТГц-генерации в геометрии на проход, т.е. при коллинеарном распространении волн накачки и генерируемого ТГц-излучения.

По мере распространения в кристалле волны накачки и генерируемой за счет ОВ ТГц-волны, из-за различия в скоростях их распространения, набегают фазовое рассогласование между этими волнами, которое при большой разности фаз приводит к деструктивной интерференции ТГц-полей, генерируемых от разных областей кристалла, и, соответственно к уменьшению интенсивности ТГц-излучения. Характерная длина кристалла, на которой преобразование волны накачки в ТГц-волну идет эффективно, называется длиной эффективного взаимодействия или длиной когерентности, L_C [161]:

$$L_C = \frac{c}{2\nu_{\text{ТГц}}|n_{\text{opt}} - n_{\text{ТГц}}|}, \quad (5)$$

где c — скорость света, ν — частота ТГц-волны, а n_{opt} и $n_{\text{ТГц}}$ суть показатели преломления кристалла на оптической и ТГц-частотах соответственно. В условиях фазового синхронизма (ФС) (при $n_{\text{opt}} = n_{\text{ТГц}}$) величина L_C становится бесконечной. При этом интенсивность генерируемой ТГц-волны возрастает по мере прохождения волны накачки через кристалл. В условиях ФС амплитуда поля ТГц-волны прямо пропорциональна длине распространения волн в материале [161]. На частоте 2 ТГц для кристаллов полупроводников, таких как ZnTe, CdTe, GaP, InP и GaAs, условия ФС достигаются на длинах волн накачки, равных 0,8, 0,97, 1,0, 1,22 и 1,35 μm соответственно [161]. Кристалл ZnTe, таким образом, по условиям ФС подходит в качестве ТГц-эмиттера на основе эффекта оптического выпрямления при возбуждении излучением титан-сапфирового фемтосекундного лазера с длиной волны 800 нм. С учетом реальной ширины и формы спектра ТГц-излучения, генерируемого в кристаллах ZnTe, среднее значение L_C составляет приблизительно 2 мм [161]. Поэтому в типичных ТГц-TDS системах, где используется ТГц-эмиттер на основе ZnTe, работающих в спектральной области от 0,1–0,2 до 2,5–3,0 ТГц, применяются кристаллы толщиной порядка 1 мм [4,5,161]. В более широкополосных ТГц-TDS системах применяются кристаллы ZnTe существенно меньшей толщины.

В работе [189] проводились сравнительные исследования эффективности ТГц-генерации за счет эффекта ОВ в ряде полупроводниковых кристаллов (GaAs, InP, ZnTe, CdTe и GaP). Для возбуждения использовались импульсы титан-сапфирового фемтосекундного лазера с длиной волны 800 нм и длительностью порядка 12 fs при средней мощности порядка 500 мВт. Было показано, что ZnTe является наилучшим из исследованных эмиттеров для генерации ТГц-излучения (как по амплитуде сигнала, так и по максимальной частоте в спектре) в полосе частот от 0,1 до 35 ТГц. Такой эмиттер подходит для применения в широкополосной ТГц-спектроскопии, несмотря на сильный провал в спектре вблизи 5,3 ТГц, связанный

с поглощением на оптических фононах, а также провал в области частот порядка 16,9–21,7 ТГц, обусловленный отсутствием в этой области частот фазового синхронизма волн накачки и ТГц-излучения [189]. В работе [190] была продемонстрирована генерация ТГц-излучения за счет эффекта ОВ в GaAs с частотами до 37 ТГц. В ТГц-спектре также наблюдались провалы, связанные с поглощением на оптических фононах и отсутствием фазового синхронизма. Интересные результаты по ТГц-генерации за счет эффекта ОВ в условиях фазового синхронизма в кристаллах GaSe были получены в работе [191]. Фазовый синхронизм в этих кристаллах имеет место в области между 14 и 50 ТГц и связан с сильным двулучепреломлением в GaSe [161,191]. В работе [191] за счет изменения условий фазового синхронизма, что достигалось поворотом кристалла, было продемонстрировано перестраиваемое по частоте ТГц-излучение с центральными частотами от 15 до 42 ТГц.

3.2.3. ТГц-генерация при фотовозбуждении поверхности полупроводников

С начала 1990-х гг. известно, что возбуждение поверхности полупроводника фемтосекундными лазерными импульсами с энергией кванта больше ширины запрещенной зоны материала приводит к генерации когерентного ТГц-излучения [192]. ТГц-генерация такого типа наблюдалась при комнатной температуре в целом ряде полупроводников (GaAs, InP, $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ($x < 0,2$), GaSb, InSb, CdTe, CdSe и Ge) при фотовозбуждении лазерным излучением с энергией кванта 2 eV [192]. Последующие за первой публикацией [192] по „поверхностной“ ТГц-генерации (ПТГ) работы [193–198] были направлены на исследование эффективности ТГц-генерации и выяснение механизмов эффекта. Было установлено, что ТГц-излучение идет из приповерхностной области полупроводника, размер которой определяется глубиной проникновения возбуждающего света. ТГц-излучение генерируется при наклонном падении излучения накачки на поверхность и распространяется как в объеме полупроводника, так и в вакуум (в воздух). Причем в вакууме генерируемое ТГц-излучение распространяется преимущественно в направлении отраженного от поверхности пучка излучения лазера накачки. Поэтому исследования ТГц-излучения, связанного с поверхностью, проводятся в большинстве случаев в геометрии отражения, т.е. при наклонном падении пучка лазерного излучения накачки под углом 45° относительно нормали к поверхности полупроводника и детектировании ТГц-излучения в направлении зеркального отражения возбуждающего лазерного излучения [5].

ПТГ для большинства полупроводников по эффективности слабее по сравнению с ТГц-генерацией в ФПА или за счет эффекта ОВ в условиях фазового синхронизма [5]. Однако высокой эффективностью ТГц-генерации при возбуждении поверхности отличаются кристаллы InAs [199–202]. Было установлено, что эффективность

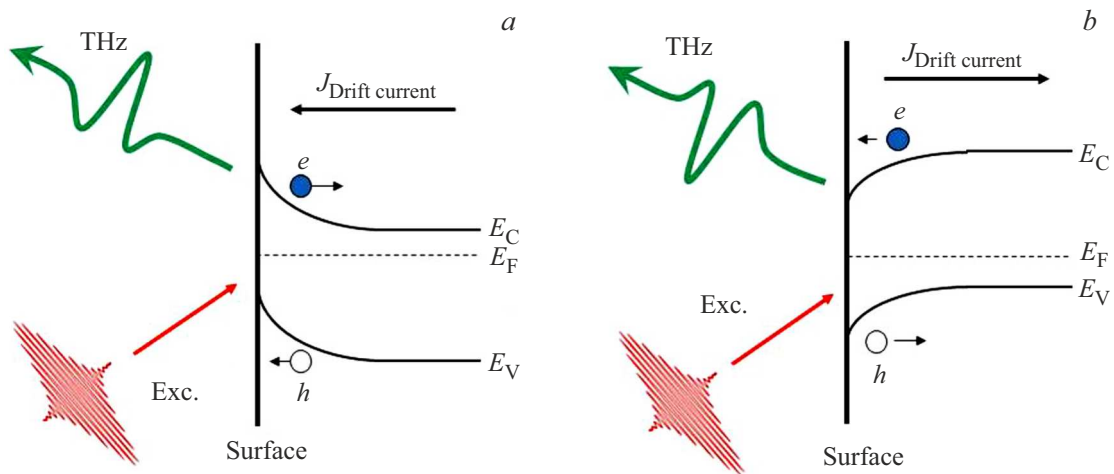


Рис. 19. Схематическая диаграмма энергетических зон кристалла вблизи границы раздела кристалл–вакуум и схема формирования ТГц-излучения за счет сверхбыстрого возбуждения и релаксации дрейфового фототока в приповерхностном электрическом поле в случае полупроводника *n*- (а) и *p*-типа (b). Изгиб зон обусловлен пиннингом уровня Ферми на поверхности кристалла [204]. Изображен изгиб зон для полупроводника типа GaAs, для которого известно, что поверхностные состояния „привязывают“ уровень Ферми на поверхности примерно к середине запрещенной зоны [204]. Можно видеть, что направление дрейфового тока, а значит, и полярность импульсов генерируемого ТГц-излучения, будет различной в случае полупроводников *n*- и *p*-типа.

ТГц-генерации от поверхности InAs значительно возрастает во внешнем магнитном поле. В магнитном поле напряженностью 1 Т для кристаллов InAs была достигнута средняя мощность ТГц-излучения порядка $50 \mu\text{W}$ при средней мощности фемтосекундного лазера накачки 1 W (использовался титан-сапфировый лазер с длительностью импульса 70 fs, частотой повторения 80 MHz и длиной волны излучения 800 nm) [5,199]. Вследствие своей простоты и высокой эффективности „поверхностные“ ТГц-эммитеры на основе InAs чрезвычайно популярны и в настоящее время широко применяются в системах ТГц-спектроскопии и ТГц-визуализации различных объектов (см., например, [162,203], где использовались достаточно эффективные ТГц-эммитеры на основе слоев *n*-InAs, выращенных методом МПЭ на GaAs-подложках, эффективность которых сопоставима с ФПА).

В результате многочисленных исследований было установлено, что за ПТГ в полупроводниках в общем случае могут быть ответственны два эффекта [5]: 1) эффект оптического выпрямления излучения лазера накачки в области кристалла, размер которой определяется глубиной проникновения света, и 2) короткий всплеск фототока неравновесных носителей заряда в приповерхностной области кристалла, направленный по нормали к поверхности кристалла. Причем в последний механизм могут давать вклад как быстрый дрейфовый фототок, обусловленный существованием приповерхностного электрического поля [204] (или, другими словами, изгибом энергетических зон на границе кристалл–вакуум, см. рис. 19), так и фототок Дембера, связанный с разностью диффузионных потоков неравновесных электронов и дырок (см. рис. 20).

ПТГ за счет эффекта ОВ, связанного с нелинейной восприимчивостью второго порядка $\chi^{(2)}$ (раздел 3.2.2), имеет место только в кристаллах без центра инверсии, и эффективность такой ТГц-генерации сильно зависит от ориентации кристалла и поляризации излучения накачки. Это в принципе позволяет разделить вклады в ПТГ от эффекта ОВ и от эффекта возбуждения приповерхностного фототока. Анализ, проведенный в работе [5] для случая кристаллов симметрии Td (InAs, GaAs, InP, InSb и др.) в геометрии наклонного падения излучения лазера накачки под углом 45° , показывает, что для ориентации кристалла (100) эффективность ПТГ за счет ОВ почти на порядок слабее, чем в случае ориентации кристалла (111). Ориентация кристалла (100), таким образом, является удобной для отдельного исследования вклада в ПТГ за счет возбуждения приповерхностного фототока. Для кристаллов InAs ориентации (111), при которой оба вклада в ПТГ существенны, было показано [5], что амплитудный сигнал ПТГ за счет эффекта ОВ составляет не более 40% от общего ТГц-сигнала. Отметим, что наряду с эффектом ОВ, обусловленным нелинейной восприимчивостью второго порядка $\chi^{(2)}$, возможно также ОВ, связанное с нелинейной восприимчивостью третьего порядка $\chi^{(3)}$ [186–188,205] и обусловленное индуцированным электрическим полем оптическим выпрямлением (ИЭП ОВ) [206]. ТГц-генерация, обусловленная эффектом ИЭП ОВ, также имеет сильную зависимость от ориентации кристалла и поляризации излучения накачки.

Экспериментальные данные по ПТГ, полученные на кристаллах InP и GaAs ориентации (100), показывают, что в этих материалах преобладает ТГц-генерация за счет быстрого фототока в приповерхностном электри-

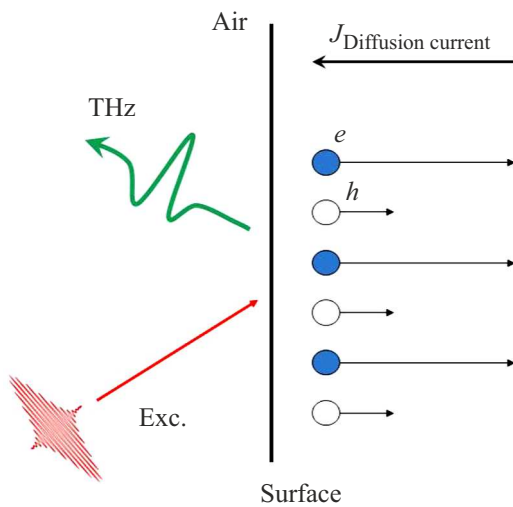


Рис. 20. Схема формирования ТГц-излучения за счет возбуждения в приповерхностной области фототока Дембера, обусловленного разностью коэффициентов диффузии неравновесных электронов и дырок. Важно отметить, что направление фототока Дембера будет одинаковым в случае полупроводника как *n*-, так и *p*-типа. ТГц-генерация в этом случае обусловлена сверхбыстрым формированием и релаксацией диффузионного фототока.

ческом поле [5]. В узкозонных же кристаллах InAs и InSb, для которых приповерхностный изгиб зон, и, соответственно, приповерхностное электрическое поле малы [204], ПТГ обусловлена главным образом возбуждением в приповерхностной области быстрого фототока Дембера [5,200,201,207]. При возбуждении поверхности (100) этих кристаллов фемтосекундным лазерным излучением с длиной волны 800 nm (энергия кванта 1.55 eV) сигнал ТГц-генерации для InAs выше примерно в 7 раз по сравнению с сигналом генерации от InSb [5]. Такое сильное различие в амплитуде сигналов ТГц-излучения, вызванного ПТГ в этих материалах, возможно связано с тем, что в InSb часть фотовозбужденных электронов в процессе своей энергетической релаксации попадает в L-долину, в которой эффективная масса электронов значительно больше чем в Γ -долине, и, таким образом, полный диффузионный ток электронов падает [5]. В пользу такого объяснения свидетельствует тот факт, что в кристаллах InSb эффективность ПТГ (по амплитуде сигнала) возрастает примерно в 6 раз при изменении длины фотовозбуждения от 800 nm до 1.9 μm [208].

3.2.4. ТГц-генерация в структурах с *p-n*-переходом

Аналогично быстрому фототоку неравновесных носителей заряда, созданных фемтосекундным межзонным лазерным фотовозбуждением в приповерхностной области кристалла (разд. 3.2.3, рис. 19), фототок в структуре с *p-n*-переходом, возникающий при ее фотовозбуж-

дении ультракороткими лазерными импульсами, также должен вызывать генерацию ТГц-излучения.

Впервые ТГц-генерация такого типа была продемонстрирована при комнатной температуре на обратно смещенных кремниевых *p-i-n* фотодиодах большой площади [209], оптимизированных для длины волны порядка 600 nm. В экспериментах [209] *p-i-n*-структуры Si возбуждались импульсами длительностью 70 fs с центральной длиной волны 615 nm, следующими с частотой 100 MHz. Структуры возбуждались при наклонном (60°) падении несфокусированного лазерного излучения со средней мощностью порядка 15 mW. В качестве когерентного ТГц-детектора использовалась ФПА на основе RD-SOS. Спектр зарегистрированного ТГц-излучения простирался до частот порядка 1.4–1.5 THz (по уровню 0.01).

В работах [210,211] сообщалось о наблюдении и исследовании генерации ТГц-излучения при комнатной температуре в *p-n*-гетероструктурах на основе *a-Si:H|c-Si* и *a-Si:H|a-SiC:H|c-Si* при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 800 nm. Исследованные структуры представляли собой солнечные элементы, полученные по гетероструктурной (HJT) технологии, захватывающие значительную часть спектра солнечного излучения и имеющие достаточно высокий КПД [212]. Структуры возбуждались при наклонном 45-градусном падении излучения (*p*-поляризация) Ti-сапфирового лазера, генерирующего импульсы длительностью порядка 15 fs и следующие с частотой повторения 80 MHz. Излучение накачки с энергией в импульсе 2–5 nJ фокусировалось на верхний слой структуры в пятно размером порядка 100–250 μm . ТГц-излучение регистрировалось в направлении зеркального отражения лазерного луча накачки. Детектировалось ТГц-излучение методом электрооптического стробирования волновых ТГц-форм [164] в кристалле ZnTe толщиной 1 mm. ТГц-излучение наблюдалось при обратном смещении структур, и его интенсивность значительно возрастала с ростом напряжения смещения. Амплитудный спектр наблюдаемого излучения простирается до частот порядка 2.2 THz (по уровню 0.01). Наблюдалась немонотонная зависимость амплитуды импульса ТГц-излучения от интенсивности лазерного возбуждения (зависимость с максимумом, за которым следует спад сигнала [211]), которая вполне объясняется эффектом экранирования электрического поля в *p-n*-гетероструктуре неравновесными носителями при высоком уровне фотовозбуждения. При оптимальной интенсивности межзонного лазерного фотовозбуждения амплитуда импульсов ТГц-излучения, наблюдаемого в исследованных *p-n*-гетероструктурах, сопоставима с ТГц-излучением, генерируемым в кристаллах *n-InAs*, широко применяемых как эмиттеры в THz-TDS системах (разд. 3.2.3). Помимо возможного практического применения обнаруженного ТГц-излучения в *p-n*-гетероструктурах на основе *a-Si:H|c-Si* и *a-Si:H|a-SiC:H|c-Si*, исследования процессов

ТГц-генерации могут быть использованы для изучения деталей поведения неравновесных носителей заряда на субпикосекундных временах в сложных структурах НТ солнечных элементов [210,211].

В работе [213] сообщалось о наблюдении генерации ТГц-излучения при фемтосекундном лазерном возбуждении с центральной длиной волны $1.56\ \mu\text{m}$ структур фотодиодов InGaAs, выращенных методом МOCVD на InP-подложках. В качестве детектора излучения использовалась ФПА на основе LT-GaAs, стробируемая импульсами второй гармоники лазера накачки ($780\ \text{nm}$). Структуры возбуждались через подложку InP при наклонном (45°) падении на нее возбуждающего лазерного излучения. ТГц-излучение регистрировалось в направлении на проход структуры, коллинеарном с направлением возбуждающего лазерного луча. При этом на выходной поверхности структуры закреплялась полусферическая кремниевая линза. Амплитудный спектр генерируемого ТГц-излучения простирается до частоты порядка $3\ \text{THz}$. При напряжении обратного смещения $3\ \text{V}$ и средней мощности излучения накачки $9\ \text{mW}$, на частоте порядка $1\ \text{THz}$ амплитуда поля ТГц-излучения, генерируемого в исследованных структурах фотодиодов InGaAs, почти на порядок превосходит сигнал ТГц-излучения от поверхности кристаллов $n\text{-InAs}$ при аналогичных условиях фотовозбуждения. В работе [213] также отмечалась немонотонная зависимость амплитуды импульса ТГц-излучения от интенсивности фотовозбуждения, обусловленная влиянием эффекта экранирования электрического поля в структуре неравновесными носителями заряда.

Интересный вариант ТГц-эмиттера на основе GaAs|AlGaAs $p-i-n-i$ -гетероструктуры, разработанного для функционирования без приложения напряжения смещения и при $T = 300\ \text{K}$, был продемонстрирован в работе [214]. Структура была выращена методом МПЭ на подложке $n^+\text{-GaAs}$ и содержала 5 периодов нелегированных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}|\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ ($100\ \text{nm}$). Между слоями $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ чередующимся образом были выращены слои $p^+\text{-GaAs}$ и $n^+\text{-GaAs}$ (уровень легирования порядка $2 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$) (δ -легированные слои). Толщины δ -легированных слоев составляли $10\ \text{nm}$, за исключением первого (со стороны границы раздела воздух-структура) слоя $p^+\text{-GaAs}$, толщина которого составляла $40\ \text{nm}$. Толщина первого слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ составляла $250\ \text{nm}$, а последующих по $280\ \text{nm}$. Параметр x в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ менялся от 0.08 (первый слой) до 0 (последний слой). Такой дизайн $p-i-n-i$ GaAs|AlGaAs ТГц-эмиттера был предложен в [215]. Согласно идее и результатам моделирования работы [215], при фемтосекундном лазерном фотовозбуждении структуры излучением с длиной волны порядка $800\ \text{nm}$ неравновесные электроны и дырки генерируются только в i -слоях (в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$), в которых за счет δ -легирования создано сильное электрическое поле с напряженностью порядка $50\ \text{kV/cm}$. В слоях же $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$, с противоположным направлением электрического поля, генерации неравновесных нет,

аналогично ситуации в затемненных участках ФПА со встречно-штыревыми электродами (разд. 3.2.1). В результате ТГц-излучение, генерируемое при ускорении неравновесных носителей в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, суммируется когерентно. При этом движение неравновесных носителей по нормали к гетерограницам ограничено из-за наличия потенциальных барьеров. В результате, согласно [215], в структуре создаются условия для возбуждения когерентных плазменных колебаний в системе неравновесных электронов и дырок, что приводит к значительному усилению интенсивности генерируемого ТГц-излучения. Моделирование, проведенное в [215], показало, что для такого ТГц-эмиттера на основе $p-i-n-i$ -гетероструктуры GaAs|AlGaAs можно ожидать увеличение эффективности ТГц-генерации на два порядка по сравнению с эффективностью ТГц-генерации от поверхности полупроводников. В экспериментах работы [214] исследуемые $p-i-n-i$ -гетероструктуры возбуждались при наклонном (45°) падении фемтосекундного лазерного излучения с длиной волны $780\ \text{nm}$ (использовался Ti-сапфировый лазер, генерирующий импульсы длительностью $< 100\ \text{fs}$ и частотой повторения $82\ \text{MHz}$). Генерируемое ТГц-излучение регистрировалось в направлении зеркального отражения лазерного луча накачки и измерялось с помощью оптико-акустического приемника (ячейка Голея). Максимальная средняя мощность генерируемого ТГц-излучения составляла порядка $1.25\ \mu\text{W}$ при средней мощности излучения накачки $400\ \text{mW}$ [214]. При увеличении интенсивности фотовозбуждения интенсивность генерируемого ТГц-излучения сначала растет, затем проходит через максимум (согласно данным работы [214], максимум соответствует плотности энергии фотовозбуждения порядка $0.7\ \mu\text{J/cm}^2$), за которым наблюдается сильный спад интенсивности ТГц-излучения. Немонотонная зависимость интенсивности ТГц-излучения от интенсивности накачки также объясняется влиянием эффекта экранирования электрического поля в структуре неравновесными носителями заряда. В [214] эффективность ТГц-генерации в $p-i-n-i$ -гетероструктуре GaAs|AlGaAs сравнивалась с эффективностью ПТГ в $n\text{-InAs}$ (100) и $p\text{-InAs}$ (111) (в последнем случае ТГц-генерация обусловлена как эффектом ОБ, так и вкладом от эффекта Дембера). Согласно данным работы [214], при плотности энергии фотовозбуждения меньше $0.7\ \mu\text{J/cm}^2$ эффективность ТГц-генерации в $p-i-n-i$ -гетероструктуре GaAs|AlGaAs превосходит примерно в 5 раз и в 1.5 раза эффективность ПТГ в $n\text{-InAs}$ (100) и в $p\text{-InAs}$ (111) соответственно.

3.2.5. Генерация в структурах с квантовыми ямами и сверхрешетками

При межзонном фотовозбуждении низкоразмерных полупроводниковых структур ультракороткими лазерными импульсами также генерируется когерентное

ТГц-излучение. Исследования процессов такой ТГц-генерации составляют сейчас отдельное, большое научное направление. В ходе исследований генерации ТГц-излучения при фемтосекундном фотовозбуждении структур с квантовыми ямами и сверхрешетками при низких температурах наблюдались яркие эффекты, имеющие чисто квантовую природу, среди которых — явление квантовых биений при когерентном возбуждении нескольких энергетических уровней в системе, блоховские осцилляции электронов в СР, когерентные нутации заселенности экситонных состояний в сильно связанных экситон-фотонных системах (см., например, [5] и другие ссылки там). Ряд таких результатов, имеющих, возможно, и практическое значение, будет обсужден ниже.

В работе [216] ТГц-генерация возбуждалась излучением фемтосекундного Ti-сапфирового лазера (длина волны 805 nm, длительность импульса порядка 160 fs) в двойных асимметричных туннельно-связанных (ДАТС) КЯ GaAs|AlGaAs при температуре 10 K. ТГц-эксперименты проводились при наклонном (45°) падении лазерного излучения на структуру. Было зарегистрировано ТГц-излучение, обусловленное возбуждением зарядовых осцилляций в ДАТС-КЯ. Исследуемая структура была получена методом МПЭ на подложке n^+ -GaAs и содержала 10 ДАТС-КЯ GaAs шириной 14 и 10 nm, разделенных барьером $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ шириной 2.5 nm. При этом квантовые ямы находились в электрическом поле, напряженность которого подбиралась такой, чтобы выровнять положение уровней размерного квантования электронов ($n = 1$) в широкой и узкой ямах. Для создания электрического поля в структуре на ней создавался барьер Шоттки (на поверхность структуры наносился полупрозрачный слой хрома толщиной 5 nm [216]). Дизайн структуры был выбран таким, что выравнивание уровней энергии электронов в широкой и узкой ямах происходит при обратном смещении на барьере Шоттки. В результате туннельного связывания состояний электронов в широкой и узкой квантовых ямах уровни энергии ($n = 1$) расщепляются на величину ΔE . Фемтосекундное лазерное излучение с шириной спектра большей, чем ΔE , но меньшей, чем разность энергий межзонных переходов в узкой и широкой ямах, вызывает возбуждение когерентных зарядовых осцилляций между квантовыми ямами: электронный пакет, созданный накачкой в широкой яме, будет туннельно переходить в узкую яму и обратно с частотой, равной $\Delta E/h$ [216], где h — постоянная Планка. Зависящая от времени поляризация P , связанная с когерентными зарядовыми осцилляциями, приводит к излучению электромагнитной ТГц-волны, амплитуда электрического поля которой в волновой зоне пропорциональна $\partial^2 P / \partial t^2$. Используемая в [216] методика THz-TDS позволила наблюдать до 14 циклов когерентных зарядовых осцилляций в исследованных КЯ.

В одиночной КЯ GaAs| $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ была продемонстрирована ТГц-генерация, обусловленная возникновением в системе зарядовых осцилляций при когерент-

ном возбуждении экситонов как с легкой (lh) так и с тяжелой (hh) дыркой (квантовых биений между lh- и hh-экситонами) [217]. Исследуемая структура представляла собой диод Шоттки $metal-i-n^+$, в i -области которого находилось 15 периодов квантовых ям GaAs шириной 17.5 nm, разделенных барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ шириной 15 nm. Барьер Шоттки создавался нанесением на прикрывающий структуру слой GaAs (20 nm) полупрозрачного слоя хрома толщиной 5 nm. Постоянное электрическое поле в области, в которой находились КЯ, создавалось приложением напряжения между слоем металла и подложкой n^+ -GaAs. Величина напряженности электрического поля в области КЯ определялась по спектрам фототока в структуре [217] и составляла от 4 до 32 kV/cm. Исследуемая структура возбуждалась излучением фемтосекундного Ti|сапфирового лазера, перестраиваемого по длинам волн вблизи 800 nm. Длительность лазерных импульсов составляла порядка 80 fs, частота следования — 82 MHz, а максимальная энергия излучения в импульсе составляла порядка 15 nJ. Эксперименты по ТГц-генерации проводились при $T = 10$ K при наклонном 45° -падении фемтосекундного лазерного излучения на исследуемую структуру. В экспериментах [217] было установлено, что когда полоса энергий генерации лазера накачки (ширина спектра порядка 26 meV) перекрывается с lh- и с hh-экситонными переходами (расчетное значение lh–hh-расщепления в нулевом поле составляет порядка 6 meV и растет с ростом поля [217]), в волновых формах генерируемого ТГц-излучения ясно видны долговременные осцилляции, которые затухают за времена порядка нескольких пикосекунд. Установлено также, что такие осцилляции пропадают в случае, когда полоса энергий генерации лазера не перекрывается с областью lh- и с hh-экситонных переходов. Осциллирующая часть ТГц-волновых форм дает спектр ТГц-излучения с центральной частотой, перестраиваемой от 1.4 до 2.6 THz при изменении напряженности поля смещения. Кроме того, зависимость центральной частоты такой ТГц-генерации от напряженности поля в КЯ хорошо согласуется с расчетным расщеплением энергий lh- и hh-экситонов. Таким образом, было показано, что когерентное фотовозбуждение двух типов экситонов в КЯ приводит к возбуждению зарядовых осцилляций, и, соответственно, к изменяющемуся во времени дипольному моменту, который, в свою очередь, излучает ТГц-электромагнитную волну.

Генерация ТГц-излучения, вызванная возбуждением квантовых биений в структурах с одиночной модулированно-легированной параболической квантовой ямой (ПКЯ), наблюдалась в работе [218]. ПКЯ InGaAs|AlGaAs шириной 13.8 nm была выращена методом МПЭ на подложке GaAs. Материал в центре ПКЯ имел композицию $In_{0.125}Ga_{0.875}As$, а на краях ямы — $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Расчетное значение энергетического зазора между эквидистантными уровнями размерного квантования электронов в такой ПКЯ составляет порядка 10 meV [218]. КЯ находилась в электрическом поле барьера Шоттки,

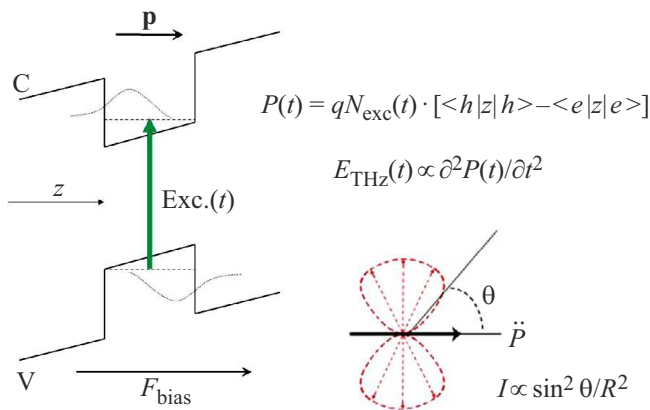


Рис. 21. Схема ТГц-генерации при фотовозбуждении ультракороткими лазерными импульсами КЯ, помещенной в сильное электрическое поле. Схематически изображены также огибающие волновых функций электронов и дырок в такой КЯ. Электрическое поле сдвигает центры волновых функции электрона и дырки к противоположным сторонам КЯ, создавая при этом дипольный момент $P(t)$.

который создавался нанесением на поверхность структуры полупрозрачного слоя NiCr толщиной 7 nm (отметим, что присутствие сильного электрического поля важно для возбуждения квантовых биений, например, вследствие того, что без поля в симметричной структуре с трехуровневой системой квантовые биения запрещены [218]). ТГц-излучение возбуждалось при наклонном (60°) падении фемтосекундного лазерного излучения на структуру. Использовался Ti-сапфировый лазер, перестраиваемый по длинам волн вблизи 800 nm, генерирующий импульсы длительностью порядка 10 fs с частотой следования 75 МГц. Эксперименты по ТГц-генерации проводились при температуре 6 К. Характерная напряженность электрического поля в ПКЯ составляла порядка нескольких kV/cm. В волновых формах генерируемого ТГц-излучения наблюдались многочисленные быстрые осцилляции, которые продолжались на временах порядка 6 ps. В спектре генерируемого ТГц-излучения наблюдался острый пик на частоте 2.82 THz, который по своему спектральному положению совпадал с пиком межподзонных электронных переходов в спектре поглощения исследованных ПКЯ. Амплитуда обнаруженных ТГц-осцилляций возрастала с ростом напряженности электрического поля в ПКЯ, но частота этих осцилляций оставалась постоянной. Совокупность экспериментальных данных и результатов численных расчетов позволили сделать вывод о том, что наблюдаемое ТГц-излучение обусловлено межподзонами зарядовыми осцилляциями неравновесных электронов в ПКЯ, возбуждаемых ультракороткими импульсами межзонной накачки [218].

В электрическом поле возможна оптическая генерация электронов и дырок в поляризованных состояниях, в которых электрон и дырка разделены в координатном пространстве, что приводит к появлению быст-

рого дипольного момента и, соответственно, к ТГц-генерации [185]. В объеме полупроводника реализовать такую ситуацию довольно сложно, но в квантовых ямах, находящихся во внешнем электрическом поле, это вполне реализуемо (рис. 21). В работе [219] была впервые продемонстрирована ТГц-генерация за счет создания поляризованных электронно-дырочных пар в одиночных, нелегированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs, помещенных в электрическое поле. Эксперименты проводились при $T = 77$ К на структурах, содержащих 82 периода квантовых ям GaAs шириной 14.5 nm, разделенных барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ шириной 10.2 nm, выращенных методом МПЭ на кремниевых подложках. Электрическое поле в структуре, как и в вышеупомянутых работах, создавалось путем подачи напряжения смещения на барьер Шоттки, который формировался за счет нанесения на поверхность структуры полупрозрачного слоя хрома. Для фотовозбуждения использовался Ti-сапфировый лазер, перестраиваемый по длинам волн вблизи 800 nm, генерирующий импульсы длительностью 100 fs с энергией в импульсе порядка 1.5 nJ [219]. Эксперименты проводились при наклонном (45°) падении лазерного излучения со средней мощностью порядка 50 mW на поверхность исследуемой структуры (пятно размером ~ 1 mm). ТГц-излучение регистрировалось приемником на основе ФПА. Напряженность электрического поля в КЯ определялась по спектрам стационарного фототока в структурах и составляла от -10 до $+25$ kV/cm [219]. В диапазоне плотностей энергии фотовозбуждения, используемых в экспериментах [219] ($< 0.15 \mu J/cm^2$), амплитуда ТГц-сигнала росла линейно с ростом интенсивности возбуждающего лазерного излучения. Спектр генерируемого ТГц-излучения занимает полосу от 0.1 до 3.2 THz с максимумом на частоте порядка 1.5 THz и, что очень важно, не меняется при изменении напряженности электрического поля. Волновые ТГц-формы содержат практически один цикл электромагнитных колебаний и меняют полярность при изменении направления электрического поля. Амплитуда ТГц-сигнала растет при увеличении напряженности поля, но выходит на насыщение при напряженности поля, большей 15 kV/cm. Экспериментальные данные [219] позволили сделать вывод о том, что наблюдаемое ТГц-излучение обусловлено генерацией поляризованных электронно-дырочных пар в КЯ, находящейся во внешнем поле. Амплитуда ТГц-сигнала, генерируемого от исследуемых КЯ в поле напряженностью 15 kV/cm, была всего в 2 раза слабее сигнала ПТГ от полуизолирующего GaAs, измеренного в идентичных условиях.

В работах [220,221] была исследована генерация ТГц-излучения в структурах с GaAs/Al_{0.37}Ga_{0.83}As квантовыми ямами, находящимися в электрическом поле с напряженностью до значений порядка 42 kV/cm. Эксперименты проводились при температуре 300 К. Исследовались структуры, содержащие 45 периодов нелегированных КЯ шириной 29 nm, разделенных барьерами шириной также 29 nm, выращенные методом МПЭ на подложке

n^+ -GaAs. Как и в других работах по исследованию ТГц-генерации в КЯ, упомянутых выше, электрическое поле в исследуемой структуре создавалось путем подачи напряжения смещения на барьер Шоттки, который формировался нанесением на прикрывающий структуру слой GaAs (10 nm) полупрозрачного слоя хрома толщиной 10 nm. Структуры возбуждались при наклонном (45°) падении излучения фемтосекундного Ti-сапфирового лазера, генерирующего импульсы длительностью порядка 12 fs с центральной длиной волны 792 nm и следующие с частотой повторения 80 MHz. Максимальная плотность энергии фотовозбуждения в импульсе составляла порядка $23 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. ТГц-излучение регистрировалось в направлении зеркального отражения лазерного луча накачки и измерялось методом электрооптического стробирования волновых форм в кристалле ZnTe (110) толщиной 1 mm. Свойства наблюдаемого ТГц-излучения свидетельствуют о том, что ТГц-генерация также обусловлена созданием оптической накачкой поляризованных электронно-дырочных пар в квантовых ямах, находящейся в электрическом поле. При напряжении смещения на структуре 10 V, что соответствует напряженности электрического поля в области КЯ порядка $42 \text{ kV}/\text{cm}$, амплитуда наблюдаемого ТГц-сигнала в 4 раза превосходит ТГц-сигнал, генерируемый в тестовом образце „материнской“ n^+ -GaAs-подложки, но он слабее примерно в 5 раз ТГц-сигнала от „эталонного“ ТГц-эмиттера на основе p - n -InAs [162,203]. Было установлено, что при плотностях энергии фотовозбуждения выше $2 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ зависимость амплитуды ТГц-сигнала от интенсивности накачки становится сублинейной. Наблюдаемая сублинейность обусловлена проявлением эффекта экранирования электрического поля в квантовых ямах, т.е. частичной компенсацией внешнего поля в КЯ полем поляризованных электронов и дырок. Была построена теоретическая модель динамического экранирования электрического поля в квантовой яме GaAs|AlGaAs неравновесными электронно-дырочными парами, которая с учетом реальных условий эксперимента вполне удовлетворительно описывает наблюдаемую зависимость амплитуды ТГц-излучения от интенсивности накачки. Нужно добавить, что в построенной модели отсутствуют подгоночные параметры [221]. При сопоставлении теории с экспериментом использовался только один параметр — масштабный коэффициент. Введение масштабного коэффициента при сопоставлении расчета с экспериментом требуется в любом случае, например, для связи амплитуд ТГц-поля в ближней и дальней зонах.

В экспериментах [222] при фемтосекундном фотовозбуждении структур со СР GaAs|AlGaAs было впервые обнаружено когерентное ТГц-излучение, обусловленное блоховскими осцилляциями (БО) электронов в СР с электрическим смещением.

Здесь необходимо особо отметить, что явление осцилляционного движения свободных электронов в кристаллах в присутствии сильного постоянного электрического поля (БО), предсказанное в работах [223,224], очень

давно рассматривается как перспективная основа для создания источников ТГц-излучения с электрическим возбуждением. Явление БО является прямым следствием зонной теории твердого тела и теоремы Блоха. Блоховские осцилляции обусловлены ускорением электронов электрическим полем и их брэгговским отражением на границе зоны Бриллюэна кристалла. Частота осцилляций ν определяется напряженностью поля F и периодом кристаллической решетки d , так что

$$h\nu = eFd, \quad (6)$$

где e — заряд электрона, h — постоянная Планка. Пороговое поле F_l режима БО соответствует условию $e l F_l = \Delta E$, где l — длина свободного пробега электрона, ΔE — ширина разрешенной электронной зоны (зоны проводимости в объемном кристалле или мини-зоны в структуре со СР). Квантовое рассмотрение задачи показывает [225], что в сильном поле электроны оказываются локализованными, а спектр энергии электрона представляет собой лестницу Ванье–Штарка эквидистантных дискретных уровней с энергией расщепления, соответствующей соотношению (6). Таким образом, ванье-штарковская локализация (ВШЛ) является частотным (или энергетическим) эквивалентом блоховских осцилляций. В объемных кристаллах для БО требуются гигантские электрические поля, и поэтому они недостижимы. L. Esaki и R. Tsu [11] обратили внимание на то, что в СР в силу сравнительно малой ширины электронной мини-зоны ΔE и большого периода d явление БО может быть реализовано в легко достижимых электрических полях. Проявление ВШЛ в СР GaAs|AlGaAs было зарегистрировано в ряде работ по электрическому транспорту, а также по оптической спектроскопии (см., например, [226,227]). Тем не менее, несмотря на многочисленные попытки (см. обзор [226]), ТГц-излучение за счет БО свободных носителей в СР не наблюдалось вплоть до появления работы [222], в которой применение методики THz-TDS позволило зарегистрировать ТГц-излучение, обусловленное БО.

Эксперименты [222] проводились на структурах, содержащих 35 периодов КЯ GaAs шириной 9.7 nm, разделенных барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 1.7 nm, выращенных методом МПЭ на подложке n^+ -GaAs. Электрическое поле в СР создавалось путем подачи обратного напряжения смещения на контакт Шоттки. Барьер Шоттки был сформирован нанесением полупрозрачного слоя хрома (5 nm) на поверхность структуры. Расчетное значение ширины первой мини-зоны для использованной СР составляет 19 meV для электронов и 2 meV для тяжелых дырок [222]. Факт достижения режима ВШЛ в сильном электрическом поле в созданной СР контролировался измерениями спектров фототока в структурах при $T = 4 \text{ K}$. Генерация ТГц-излучения исследовалась при фотовозбуждении структур излучением Ti-сапфирового лазера, генерирующего импульсы длительностью порядка 100 fs с длиной волны 802 nm, следующие с частотой

76 МГц. ТГц-эксперименты проводились при $T = 15$ К при наклонном (45°) падении фемтосекундного лазерного излучения на исследуемую структуру. Уровень фотовозбуждения, согласно данным работы [222], был такой, что плотность неравновесных электронно-дырочных пар в КЯ была существенно ниже $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. При напряжении обратного смещения на структуре выше 1.5 В в ТГц-волновых формах наблюдались многочисленные осцилляции, число которых росло с увеличением напряжения смещения. Амплитуда ТГц-сигнала при этом также росла. В амплитудных спектрах ТГц-излучения наблюдалась линия излучения, частота которой менялась от 0.5 до 2 ТГц с ростом напряжения смещения. Причем в интервале напряжений смещения от -2.5 до -3.5 В сдвиг частоты ТГц-генерации был практически линейен по напряжению смещения. Параллельно с ТГц-измерениями (при $T = 15$ К) проводилось измерение спектров электроотражения на исследуемых структурах, которые позволили наблюдать корреляцию изменений в лестнице Ванье–Штарка с изменениями в спектрах ТГц-излучения. Проведенные измерения и их анализ позволили авторам [222] сделать вывод о том, что наблюдаемое ТГц-излучение обусловлено БО электронов в СР. Отметим, что в работе [228], в которой исследовалось ТГц-излучение в СР GaAs/AlGaAs с широкими мини-зонами (порядка 50 и 100 meV), также были получены данные о генерации ТГц-излучения, связанного с БО в СР при фотовозбуждении ультракороткими лазерными импульсами.

Впечатляющие результаты работ [222,228] стимулировали дальнейшие исследования ТГц-излучения, обусловленного эффектом БО. В работах [229,230] была впервые обнаружена и исследована спонтанная ТГц-электролюминесценция (ЭЛ), вызванная БО электронов в естественной СР (ЕСР) карбида кремния, при квазистационарном возбуждении. Проведение исследований ТГц-излучения в структурах с ЕСР карбида кремния при чисто электрическом возбуждении было инициировано В.И. Санкиным, который на протяжении длительного времени целенаправленно изучал явление ВШЛ в зоне проводимости политипов карбида кремния и наблюдал его многочисленные проявления в электронном транспорте (см. обзор [231]). ЕСР в SiC представляет собой длинномасштабную периодичность цепочек атомов с кубическим или гексагональным окружением вдоль C -оси в виде так называемых зигзагов Рамделла [232], которая присутствует во всех политипах карбида кремния, за исключением чисто кубического (3C-SiC) и чисто гексагонального (2H-SiC) политипов. Периоды ЕСР в таких политипах, как 4H-, 6H-, 8H-SiC, равны 5, 7.5 и 10 Å соответственно [231]. Существенное отличие ЕСР карбида кремния от „классических“ СР, таких как, например, GaAs/AlGaAs, состоит в том, что в естественной решетке отсутствует рассеяние электронов на гетерограницах.

Эксперименты [229,230] были проведены на диодных структурах $n^+ - n^- - n^+$ -6H-SiC. Базовый n^- -слой был выращен методом сублимации на

6H-SiC (0001) Lely подложке и имел концентрацию $10^{15} \text{ cm}^{-3} < N_d - N_a < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ и толщину порядка $2 \mu\text{m}$. Концентрация $N_d - N_a$ в подложке (n^+ -область) составляла порядка $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, а ее толщина — $200 \mu\text{m}$. Верхний n^+ -контактный слой с концентрацией $N_d - N_a \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ создавался на n^- -слое путем имплантации ионов азота с последующим отжигом и имел толщину 150 nm. Методами фотолитографии и сухого травления на подложке были подготовлены мезаструктуры с площадью порядка $3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$. Верхний электрический контакт к мезаструктуре был сплошным, а второй контакт, общий, располагался на свободной части поверхности подложки (рис. 22, а). Изолирующий слой на подложке и на периферии мезаструктур был образован за счет облучения протонами. Исследуемые образцы монтировались на хладопроводе гелиевого оптического криостата ($T \approx 7$ К), оптимизированного для ТГц-области спектра. ТГц-излучение регистрировалось через подложку в направлении по нормали к ее поверхности в пределах пространственного угла $\sim 30^\circ$. На образцы подавалось отрицательное смещение (отрицательный потенциал на верхнем n^+ -слое, см. рис. 22, а) в виде пачек прямоугольных импульсов с частотой следования 75 Hz и длительностью отдельной пачки 6.7 ms. Такое смещение было использовано для минимизации влияния разогрева решетки на результаты измерений. ТГц-излучение измерялось охлаждаемым жидким гелием кремниевым болометром методом синхронного детектирования. Спектры ТГц-ЭЛ регистрировались с помощью Фурье-спектрометра. Интенсивная ТГц-электролюминесценция наблюдалась, когда амплитуда напряжения смещения на мезаструктуре превышала ~ 190 В. Наличие такого порога связано с пробоем примесных центров в верхнем n^+ -слое структуры, который обеспечивает последующую инжекцию свободных носителей (электронов) в ЕСР SiC [229]. После достижения примесного пробоя напряжение в структуре перераспределяется, и его часть оказывается приложенной к базовой области структуры (n^- -слою). При этом появляется ТГц-излучение, интенсивность которого возрастает линейно с ростом тока через структуру [230]. Оценки интегральной по спектру импульсной мощности ТГц-излучения дают величину порядка $10 \mu\text{W}$ при 46.2 W (0.21 A, 220 V) подводимой импульсной электрической мощности, а соответствующий внешний квантовый выход ТГц-излучения составляет ~ 0.01 photons/electron ($\sim 1\%$) [229,230]. Характерные спектры обнаруженной ТГц-ЭЛ для 6H-SiC-структур с ЕСР при нескольких значениях напряжения смещения приведены на рис. 22, b.

Спектр обнаруженного ТГц-излучения содержит одиночную линию, максимум которой смещается в высокочастотную область с ростом напряжения смещения по закону, близким к линейному, со скоростью порядка $32 \mu\text{eV/V}$ [229, 230]. При этом ширина линии ТГц-излучения остается практически постоянной и равной ~ 2.9 meV (0.7 THz) при изменении напряжения смещения от 200 до 240 В [229, 230]. Важно также отметить

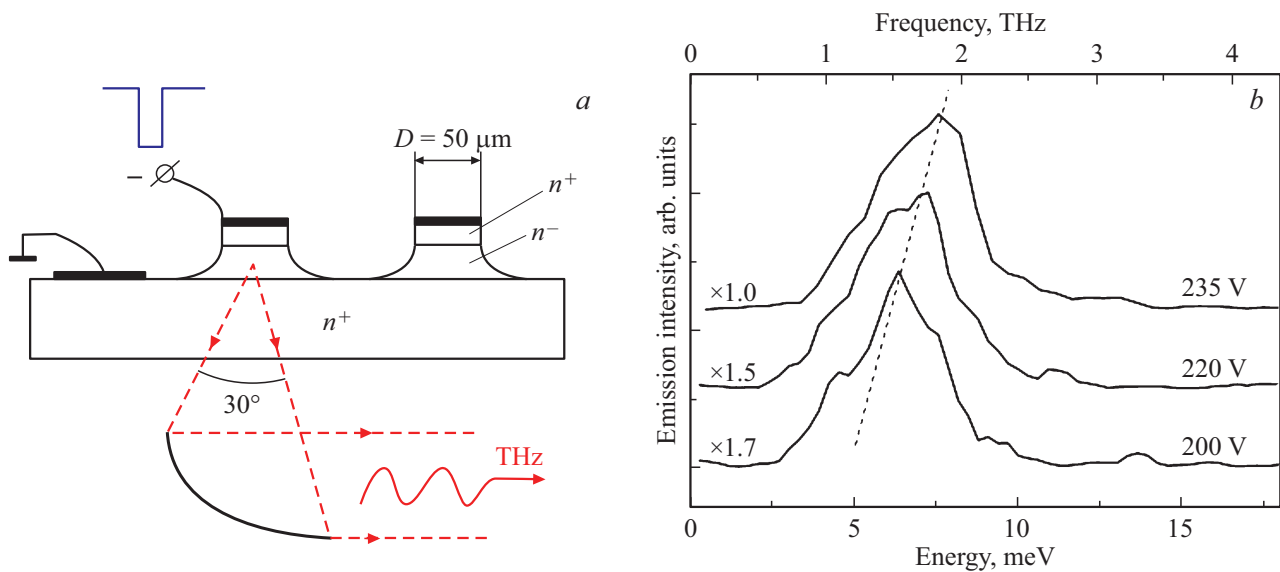


Рис. 22. *a* — схематическое изображение исследованных мезоструктур $n^+ - n^- - n^+$ 6H-SiC с ЕСР и геометрии ТГц-ЭЛ эксперимента. *b* — спектры ТГц-ЭЛ $n^+ - n^- - n^+$ 6H-SiC-структур с ЕСР при нескольких значениях напряжения смещения. $T \approx 7$ К. Спектры нормированы на максимум и смещены по вертикали для ясности. Пунктирная линия — „путеводитель“ для глаз.

то, что форма линии ТГц-излучения значительно лучше описывается лоренцевым контуром, чем гауссовым [230]. На специально приготовленных структурах 6H-SiC, позволяющих наблюдать ТГц-излучения с торца структур, было установлено, что ТГц-ЭЛ линейно поляризована вдоль направления электрического поля (и C -оси) со степенью поляризации порядка 50%. Совокупность свойств обнаруженного ТГц-излучения позволяет связать его с возбуждением стационарных БО электронов в ЕСР SiC. В работе [230] был теоретически рассчитан внутренний квантовый выход спонтанного ТГц-излучения, обусловленного оптическими переходами между уровнями лестницы Ванье–Штарка в ЕСР 6H-SiC. Расчет дал величину порядка 4%, что очень неплохо согласуется с данными эксперимента по ТГц-ЭЛ, если учесть неоптимальные условия вывода ТГц-ЭЛ из исследованных структур 6H-SiC. Инжекция электронов из n^+ -контактного слоя в базовый слой исследованных структур с ЕСР, по-видимому, способствует формированию однородного распределения электрического поля в области ЕСР даже в условиях ВШЛ [233], и тем самым создаются условия для наблюдения ТГц-излучения, обусловленного БО. В работе [234] наблюдалась ТГц-электролюминесценция, обусловленная БО электронов на структурах с ЕСР SiC и других политипов карбида кремния — 8H и 4H.

4. Заключение

За последние три десятка лет исследований в области ТГц-излучательных явлений в полупроводниках был найден целый ряд эффективных методов генерации ТГц-излучения, многие из которых были рассмотрены выше.

В данный обзор не попало такое бурно развивающееся направление ТГц-исследований и практических разработок, как фотомиксинг (photomixing, PM). Технология PM основана на генерации ТГц-излучения в полупроводниковом фотосопротивлении на основе материала с малым временем жизни неравновесных носителей заряда (в субпикосекундном временном диапазоне) за счет возбуждения в фототоке биений на ТГц-частотах при фотовозбуждении излучением двух непрерывных лазеров с отличающимися длинами волн. Фотосопротивление интегрируется с антенной, которая обеспечивает излучение электромагнитных ТГц-волн в окружающее пространство. Перестройкой длин волн лазеров накачки в ТГц-источниках на основе PM удастся перекрыть частотный диапазон от 0.1 до 3 THz [5]. Источники на основе PM могут найти применения для ТГц-спектроскопии различных объектов, хотя спектральное разрешение в ТГц-спектрометрах на PM уступает разрешению, достигаемому, например, в ТГц-спектрометрах использующих эмиттеры на умножении частот микроволнового излучения (разд. 3.1.1). Вместе с тем эффективность преобразования оптической мощности в мощность ТГц-излучения для ТГц-эмиттеров на основе PM довольно низкая и составляет в лучшем случае порядка 10^{-6} [5]. По технологии PM имеется ряд хороших обзоров, среди которых [5,235], а также сравнительно новый обзор [236].

Часть рассмотренных в настоящем обзоре методов генерации ТГц-излучения в полупроводниках уже используется для решения задач ТГц-диагностики и спектроскопии, а другая часть, возможно, найдет применение в будущем. За эти годы сформировалась целая область науки — ТГц-оптоэлектроника [5], один из важнейших разделов которой связан с технологией генерации ТГц-

излучения в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Благодаря успехам ТГц-оптоэлектроники сейчас „THz gap“ в электромагнитном спектре, о которой много говорилось в 1990-х гг. и в начале 2000-х в контексте трудностей получения излучения в этом спектральном диапазоне, стала в значительной степени достижимой.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] B. Ferguson, X.-C. Zhang. *Nature Mater.* **1**, 1, 26 (2002).
- [2] P.H. Siegel. *IEEE Trans. Microwave Theor. Technques* **50**, 3, 910 (2002).
- [3] M. Hangyo. *Jpn J. Appl. Phys.* **54**, 12, 120101 (2015).
- [4] *Terahertz Spectroscopy and Imaging / Eds K.-E. Peiponen, J.A. Zeitler, M. Kuwata-Gonokami.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2013). 641 p.
- [5] *Terahertz Optoelectronics / Ed. K. Sakai.* Springer-Verlag, Berlin (2005). 387 p.
- [6] F. Sizov. *Semicond. Sci. Technol.* **33**, 12, 123001 (2018).
- [7] S.R. Kasjoo, M.B. Mohd Mokhar, N.F. Zakaria, N.J. Juhari. *AIP Conf. Proceed.* **2203**, 1, 020020 (2020).
- [8] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. *Sci.* **264**, 5158, 553 (1994).
- [9] R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi. *Nature* **417**, 6885, 156 (2002).
- [10] Р.Ф. Казаринов, С.А. Сурис. *ФТП* **5**, 1, 797 (1971). [R.F. Kazarinov, R.A. Suris. *Sov. Phys. Semicond.* **5**, 1, 707 (1971)].
- [11] L. Esaki, R. Tsu. *IBM J. Res. Dev.* **14**, 1, 61 (1970).
- [12] F. Capasso, C. Gmachl, R. Paiella, A. Tredicucci, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, A.Y. Cho, H.C. Liu. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.* **6**, 6, 931 (2000).
- [13] A.Y. Cho. *Molecular beam epitaxy.* AIP, N.Y. (1994). 310 p.
- [14] F. Capasso, A.Y. Cho. *Surf. Sci.* **299–300**, 878 (1994).
- [15] F. Capasso, K. Mohammed, A.Y. Cho. *Appl. Phys. Lett.* **48**, 7, 478 (1986).
- [16] F. Capasso, J. Faist, C. Sirtori. *J. Math. Phys.* **37**, 10, 4775 (1996).
- [17] B.S. Williams. *Nature Photonics* **1**, 9, 517 (2007).
- [18] M.A. Belkin, F. Capasso. *Physica Scripta* **90**, 11, 118002 (2015).
- [19] B. Wen, D. Ban. *Progress. Quant. Electron.* **80**, 100363 (2021).
- [20] L. Sirigu, A. Rudra, E. Kapon, M.I. Amanti, G. Scalari, J. Faist. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 18, 181111 (2008).
- [21] M.I. Amanti, G. Scalari, R. Terazzi, M. Fischer, M. Beck, J. Faist, A. Rudra, P. Gallo, E. Kapon. *New J. Phys.* **11**, 12, 125022 (2009).
- [22] K. Fujita, M. Yamanishi, S. Furuta, K. Tanaka, T. Edamura, T. Kubis, G. Klimeck. *Opt. Express* **20**, 18, 20647 (2012).
- [23] Т.А. Багаев, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.И. Данилов, Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Зайцев, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко, Р.Р. Галиев, А.Ю. Павлов, С.С. Пушкарев, Д.С. Пономарев, П.А. Хабибуллин. *Письма в ЖТФ* **48**, 10, 16 (2022). [T.A. Bagaev, M.A. Ladugin, A.A. Marmalyuk, A.I. Danilov, D.V. Ushakov, A.A. Afonenko, A.A. Zaytsev, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko, R.R. Galiev, A.Yu. Pavlov, S.S. Pushkarev, D.S. Ponomarev, R.A. Khabibullin. *Tech. Phys. Lett.* **122**, 5, 45 (2022).]
- [24] C.A. Curwen, J.L. Reno, B.S. Williams. *Nature Photon.* **13**, 12, 855 (2019).
- [25] Y. Jin, J.L. Reno, S. Kumar. *Optica* **7**, 6, 708 (2020).
- [26] C. Sirtori, S. Barbieri, R. Colombelli. *Nature Photon.* **7**, 9, 691 (2013).
- [27] A. Khalatpour, A.K. Paulsen, C. Deimert, Z.R. Wasilewski, Q. Hu. *Nature Photon.* **15**, 1, 16 (2021).
- [28] A. Khalatpour, Man Chun Tam, S.J. Addamane, J. Reno, Z. Wasilewski, Q. Hu. *Appl. Phys. Lett.* **122**, 16, 161101 (2023).
- [29] G. Scalari, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, G. Davies. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 19, 3165 (2003).
- [30] B.S. Williams, H. Callebaut, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 7, 1015 (2003).
- [31] E. Dupont, S. Fatholouloumi, Z. Wasilewski, G. Aers, S. Laframboise, M. Lindskog, S. Razavipour, A. Wacker, D. Ban, H.C. Liu. *J. Appl. Phys.* **111**, 7, 073111 (2012).
- [32] D.V. Ushakov, A.A. Afonenko, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, I.S. Vasil'evskii, N.V. Shchavruk, D.S. Ponomarev, R.A. Khabibullin. *Quant. Electron.* **48**, 11, 1005 (2018).
- [33] B.S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, J.L. Reno. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 11, 2124 (2003).
- [34] Р.А. Хабибуллин, Н.В. Щаврук, А.Ю. Павлов, Д.С. Пономарев, К.Н. Томош, Р.Р. Галиев, П.П. Мальцев, А.Е. Жуков, Г.Э. Цырлин, Ф.И. Зубов, Ж.И. Алфёров. *ФТП* **50**, 10, 1395 (2016). [R.A. Khabibullin, N.V. Shchavruk, A.Yu. Pavlov, D.S. Ponomarev, K.N. Tomosh, R.R. Galiev, P.P. Maltsev, A.E. Zhukov, G.E. Cirlin, F.I. Zubov, Zh.I. Alferov. *Semiconductors* **50**, 10, 1377 (2016).]
- [35] T. Grange, D. Stark, G. Scalari, J. Faist, L. Persichetti, L. Di Gaspare, M. De Seta, M. Ortolani, D.J. Paul, G. Capellini, S. Birner, M. Virgilio. *Appl. Phys. Lett.* **114**, 11, 111102 (2019).
- [36] M.I. Amanti, G. Scalari, R. Terazzi, M. Fischer, M. Beck, J. Faist, A. Rudra, P. Gallo, E. Kapon. *New J. Phys.* **11**, 12, 125022 (2019).
- [37] S.A. Lynch, R. Bates, D.J. Paul, D.J. Norris, A.G. Cullis, Z. Ikonik, R.W. Kelsall, P. Harrison, D.D. Arnone, C.R. Pidgeon. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 9, 1543 (2002).
- [38] D. Stark, M. Mirza, L. Persichetti, M. Montanari, S. Markmann, M. Beck, T. Grange, S. Birner, M. Virgilio, C. Ciano, M. Ortolani, C. Corley, G. Capellini, L. Di Gaspare, M. De Seta, D.J. Paul, J. Faist, G. Scalari. *App. Phys. Lett.* **118**, 10, 101101 (2021).
- [39] C. Deutsch, M. Krall, M. Brandstetter, H. Detz, A.M. Andrews, P. Klang, W. Schrenk, G. Strasser, K. Unterrainer. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 21, 211117 (2012).
- [40] K. Ohtani, M. Beck, G. Scalari, J. Faist. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 4, 041103 (2013).
- [41] M. Fischer, G. Scalari, C. Walther, J. Faist. *J. Cryst. Growth* **311**, 7, 1939 (2009).
- [42] H. Hirayama, W. Terashima, T.-T. Lin, M. Sasaki. *Proc. SPIE* **9382**, 938217 (2015).
- [43] Z. Lohmari, M. Bahriz, A. Meguekam, R. Teissier, A.N. Baranov. *Electron. Lett.* **55**, 3, 144 (2019).

- [44] Z. Loghmari, M. Bahriz, A. Meguekam, H. Nguyen Van, R. Teissier, A.N. Baranov. *Appl. Phys. Lett.* **115**, 15, 151101 (2019).
- [45] M.A. Belkin, F. Copasso, A. Belyanin, D.L. Sivco, A.Y. Cho, D.C. Oakley, C.J. Vineis, G.W. Turner. *Nature Photon.* **1**, 5, 288 (2007).
- [46] M. Razeghi, Q.Y. Lu, N. Bandyopadhyay, W. Zhou, D. Heydari, Y. Bai, S. Slivken. *Opt. Express* **23**, 7, 8462 (2015).
- [47] S.H. Koenig, R.D. Brown. *Phys. Rev. Lett.* **4**, 4, 170 (1960).
- [48] I. Melngailis, G.E. Stillman, J.O. Dimmock, C.M. Wolf. *Phys. Rev. Lett.* **23**, 19, 1111 (1969).
- [49] T.V. Adam, R.T. Troeger, S.K. Ray, P.-C. Lv, J. Kolodzey. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 9, 1713 (2003).
- [50] P.-C. Lv, R.T. Troeger, S. Kim, S.K. Ray, K.W. Goossen, J. Kolodzey, I.N. Yassievich, M.A. Odnoblyudov, M.S. Kagan. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 17, 3660 (2004).
- [51] А.В. Андрианов, А.О. Захарын, И.Н. Ясиевич, Н.Н. Зиновьев. Письма в ЖЭТФ **79**, 8, 448 (2004). [A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, I.N. Yassievich, N.N. Zinov'ev. *JETP Lett.* **79**, 8, 365 (2004)].
- [52] P.C. Lv, X. Zang, J. Kolodzey, A. Powell. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 24, 241114 (2005).
- [53] А.В. Андрианов, А.О. Захарын, И.Н. Ясиевич, Н.Н. Зиновьев. Письма в ЖЭТФ **83**, 8, 410 (2006). [A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, I.N. Yassievich, N.N. Zinov'ev. *JETP Lett.* **83**, 8, 351 (2006)].
- [54] G. Xuan, S. Kim, M. Coppinger, N. Sustersic, J. Kolodzey, P.-C. Lv. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 6, 061109 (2007).
- [55] И.В. Алтухов, М.С. Каган, В.П. Синис. Письма в ЖЭТФ **47**, 3, 136 (1988). [I.V. Altukhov, M.S. Kagan, V.P. Sinis. *JETP Lett.* **47**, 3, 164 (1988)].
- [56] I.V. Altukhov, M.S. Kagan, V.P. Sinis. *Opt. Quant. Electr.* **23**, 2, S211 (1991).
- [57] И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, В.П. Синис. Письма в ЖЭТФ **59**, 7, 455 (1994). [I.V. Altukhov, M.S. Kagan, K.A. Korolev, V.P. Sinis. *JETP Lett.* **59**, 7, 476 (1994)].
- [58] И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, М.А. Однoблyдoв, В.П. Синис, Е.Г. Чиркова, И.Н. Ясиевич. ЖЭТФ **115**, 1, 89 (1999). [I.V. Altukhov, M.S. Kagan, K.A. Korolev, V.P. Sinis, E.G. Chirkova, M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich. *JETP* **88**, 1, 51 (1999)].
- [59] M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, M.S. Kagan, Yu.M. Galperin, K.A. Chao. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3, 644 (1999).
- [60] Yu.P. Gousev, I.V. Altukhov, K.A. Korolev, V.P. Sinis, M.S. Kagan, E.E. Haller, M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, K.-A. Chao. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 6, 757 (1999).
- [61] M.S. Kagan, I.V. Altukhov, V.P. Sinis, S.G. Tomas, K.L. Wang, K.A. Chao, I.N. Yassievich. *Thin Solid Films* **380**, 1–2, 237 (2000).
- [62] I.V. Altukhov, E.G. Chirkova, V.P. Sinis, M.S. Kagan, Yu.P. Gousev, S.G. Thomas, K.L. Wang, M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 24, 3909 (2001).
- [63] S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, A.V. Kirsanov, H.-W. Hübers, K. Auen, H. Riemann. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 22, 5220 (2000).
- [64] C. Jagannath, Z.W. Grabowski, A.K. Ramdas. *Phys. Rev. B* **23**, 5, 2082 (1981).
- [65] S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, E.E. Orlova, R.Kh. Zhukavin, H. Riemann, H. Nakata, V.N. Shastin. *Phys. Status Solidi B* **235**, 1, 126 (2003).
- [66] H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, H. Riemann, N.V. Abrosimov, R.Kh. Zhukavin, V.N. Shastin. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 18, 3600 (2004).
- [67] J.N. Hovenier, T.O. Klaassen, R.Kh. Zhukavin, D.M. Gaponova, A.V. Muravijov, E.E. Orlova, V.N. Shastin, S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, H. Riemann, A.F.G. van der Meer. *Proceed. Symp. IEEE/LEOS, Benelux Chapter, Amsterdam* (2002). P. 167–170.
- [68] И.О. Даваришвили, Л.М. Долгинов, П.Г. Елисеев, И.И. Засавицкий, А.П. Шотов. *Квантовая электрон.* **4**, 904 (1977).
- [69] И.И. Засавицкий, А.В. Матвеев, Б.Н. Мацонашвили, В.Г. Трофимов. *ФТП* **20**, 1, 214 (1986).
- [70] Л.Н. Курбатов, А.Д. Бритов, С.М. Караваев, С.Д. Сиваченко, С.Н. Максимовский, И.И. Овчинников, М.М. Рзаев, П.М. Старик. Письма в ЖЭТФ **37**, 9, 422 (1983). [L.N. Kurbatov, A.D. Britov, S.M. Karavaev, S.D. Sivaachenko, S.N. Maksimovskii, I.I. Ovchinnikov, M.M. Rzaev, P.M. Starik. *JETP Lett.* **37**, 9, 499 (1983)].
- [71] К.В. Маремьянин, А.В. Иконников, Л.С. Бовкун, В.В. Румянцев, Е.Г. Чижевский, И.И. Засавицкий, В.И. Гавриленко. *ФТП* **52**, 12, 1486 (2018). [K.V. Maremyanin, A.V. Ikonnikov, L.S. Bovkun, V.V. Rummyantsev, E.G. Chizhevskii, I.I. Zaslavitskii, V.I. Gavrilenko. *Semicond.* **52**, 12, 1590 (2018)].
- [72] C. Weisbuch, B. Vinter. *Quantum Semiconductor Structures*. Academ. Press Inc, N.Y. (1991). 252 p.
- [73] J. Dimmock, I. Melngailis, A. Strauss. *Phys. Rev. Lett.* **16**, 26, 1193 (1966).
- [74] C.D. Maxey, I.G. Gate, J.B. Clegg, P.A.C. Whiffin. *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 1S, S183 (1993).
- [75] M. Zandian, J.M. Arias, R. Zucca, R.V. Gil, S.H. Shin. *Appl. Phys. Lett.* **59**, 9, 1022 (1991).
- [76] J.M. Arias, M. Zandian, R. Zucca, J. Singh. *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 1S, S255 (1993).
- [77] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.C. Zhang. *Sci.* **314**, 5806, 1757 (2006).
- [78] M. König, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, T.L. Higes, C.-X. Liu, X.L. Qi, S.C. Zhang. *Sci.* **318**, 5851, 766 (2007).
- [79] С.В. Морозов. Дисс. д.ф.-м.н. ИФМ РАН, Нижний Новгород (2022).
- [80] S.V. Morozov, V.V. Rummyantsev, M.A. Fadeev, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 19, 192101 (2017).
- [81] S.V. Morozov, V.V. Rummyantsev, M.S. Zholudev, A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko, F. Teppe. *ACS Photon.* **8**, 12, 3526 (2021).
- [82] V.V. Rummyantsev, A.A. Dubinov, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, V.Ya. Aleshkin, A.A. Razova, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *Appl. Phys. Lett.* **121**, 18, 182103 (2022).
- [83] G. Alymov, V. Rummyantsev, S. Morozov, V. Gavrilenko, V. Aleshkin, D. Svintsov. *ACS Photon.* **7**, 1, 98 (2020).
- [84] А.А. Андронов, В.А. Козлов, Л.С. Мазов, В.Н. Шастин. Письма в ЖЭТФ **30**, 9, 585 (1979). [A.A. Andronov, V.A. Kozlov, L.S. Mazov, V.N. Shastin. *JETP Lett.* **30**, 9, 551 (1979)].
- [85] Ю.Л. Иванов. Письма в ЖЭТФ **34**, 10, 539 (1981). [Yu.L. Ivanov. *JETP Lett.* **34**, 10, 515 (1981)].

- [86] Л.Е. Воробьев, Ф.И. Осокин, В.И. Стафеев, В.Н. Тулупенко. Письма в ЖЭТФ **35**, 9, 360 (1982). [L.E. Vorob'ev, F.I. Osokin, V.I. Stafeev, V.N. Tulupenko. JETP Lett. **35**, 9, 440 (1982)].
- [87] Ю.Л. Иванов, Ю.Б. Васильев. Письма в ЖТФ **9**, 10, 613 (1983).
- [88] А.А. Андронов, И.В. Зверев, В.А. Козлов, Ю.Н. Ноздрин, С.А. Павлов, В.Н. Шастин. Письма в ЖЭТФ **40**, 2, 69 (1984). [A.A. Andronov, I.V. Zverev, V.A. Kozlov, Yu.N. Nozdrin, S.A. Pavlov, V.N. Shastin. JETP Lett. **40**, 2, 804 (1984)].
- [89] S. Komiyama, N. Iizuka, Y. Akasaka. Appl. Phys. Lett. **47**, 9, 958 (1985).
- [90] А.А. Андронов. ФТП **21**, 3, 1153 (1987).
- [91] Opt. Quantum Electron. / Eds E. Gornik, A.A. Andronov. Special Issue **23**, S111 (1991).
- [92] J.N. Hovenier, M.C. Diez, T.O. Klaassen, W.T. Wenckebach, A.V. Murav'ov, S.G. Pavlov, V.N. Shastin. IEEE Trans. Microwave Theory. Techn. **48**, 4 Part 2, 670 (2000).
- [93] F. Keilmann, V.N. Shastin, R. Till. Appl. Phys. Lett. **58**, 20, 2205 (1991).
- [94] E. Bründermann, H.P. Röser, A.V. Murav'ov, S.G. Pavlov, V.N. Shastin. Infrared Phys. Technol. **36**, 1, 59 (1995).
- [95] E. Bründermann, A.M. Linhart, L. Reichertz, H.P. Röser, O.D. Dubon, W.L. Hansen, G. Simain, E.E. Haller. Appl. Phys. Lett. **68**, 22, 3075 (1996).
- [96] А.В. Андрианов, А.О. Захар'ин, Ю.Л. Иванов, М.С. Кипа. Письма в ЖЭТФ **91**, 2, 102 (2010). [A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, Yu.L. Ivanov, M.S. Kipa. JETP Lett. **91**, 2, 96 (2010)].
- [97] А.О. Захар'ин, А.В. Андрианов, А.Ю. Егоров, Н.Н. Зинов'ев. Appl. Phys. Lett. **96**, 21, 211118 (2010).
- [98] А.О. Захар'ин, А.В. Бобылев, А.В. Андрианов. ФТП **46**, 9, 1158 (2012). [A.O. Zakhar'in, A.V. Bobylev, A.V. Andrianov. Semicond. **46**, 9, 1135 (2012)].
- [99] Y. Oyama, H. Dezaki, Y. Shimizu, K. Maeda. Appl. Phys. Lett. **106**, 2, 022109 (2015).
- [100] H. Dezaki, M.L. Jing, S. Balasekaran, T. Tanabe, Y. Oyama. Key Eng. Mater. **500**, 66 (2012).
- [101] А.В. Андрианов, А.О. Захар'ин, Р.Х. Жукавин, В.Н. Шастин, Н.В. Абросимов, А.В. Бобылев. Письма в ЖЭТФ **100**, 12, 876 (2014). [A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, R.Kh. Zhukavin, V.N. Shastin, N.V. Abrosimov, A.V. Bobylev. JETP Lett. **100**, 12, 771 (2014)].
- [102] Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Р.М. Балагула, И.С. Махов, Д.В. Козлов, А.П. Васильев. ФТП **49**, 1, 30 (2015). [D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, R.M. Balagula, I.S. Makhov, D.V. Kozlov, A.P. Vasil'ev. Semicond. **49**, 1, 28 (2015)].
- [103] I.S. Makhov, V.Yu. Panevin, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, A.P. Vasil'ev, N.A. Maleev. J. Lumin. **210**, 352 (2019).
- [104] I.S. Makhov, V.Yu. Panevin, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, G.V. Klimko. J. Appl. Phys. **126**, 17, 175702 (2019).
- [105] E.W. Williams, H.B. Bebb. In: Semiconductors and Semimetals. V. 8 / Eds R.K. Willardson, A.C. Beer. Academ. Press, N.Y., London (1972). P. 321.
- [106] A.A. Berg, P.J. Dean. Light-Emitting Diodes. Clarendon Press, Oxford (1976). 591 p.
- [107] А.О. Захар'ин, А.В. Андрианов, А.Г. Петров, Н.В. Абросимов, Р.Х. Жукавин, В.Н. Шастин. Mater. Sci. Eng. B **286**, 115979 (2022).
- [108] A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in. Phys. Status Solidi B **256**, 6, 1800496 (2019).
- [109] A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, A.G. Petrov. Mater. Sci. Eng. B **263**, 114892 (2021).
- [110] A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in. Appl. Phys. Lett. **112**, 4, 041101 (2018).
- [111] A.V. Andrianov, J.P. Gupta, J. Kolodzey, V.I. Sankin, A.O. Zakhar'in, Yu.B. Vasil'ev. Appl. Phys. Lett. **103**, 22, 221101 (2013).
- [112] P.G. Glasow, G. Ziegler, W. Suttrop, G. Pensl, R. Helbig. Proceed. SPIE **866**, 40 (1988).
- [113] G. Ivanov, B. Magnusson, E. Janzen. Phys. Rev. B **67**, 16, 165212 (2003).
- [114] W. Gotz, A. Schoner, G. Pensl, W. Suttrop, W.J. Choyke. J. Appl. Phys. **73**, 7, 3332 (1993).
- [115] Q. Chen, J. Zeman, F. Engelbrecht, C. Peppemuller, R. Helbig, J.H. Chen, G. Martinez. J. Appl. Phys. **87**, 8, 3800 (2000).
- [116] C.Q. Chen, R. Helbig, F. Engelbrecht, J. Zeman. Appl. Phys. A **72**, 6, 717 (2001).
- [117] S.R. Smith, A.O. Evwaraye, W.C. Mitchel, M.A. Capano. J. Electron. Mater. **28**, 3, 190 (1999).
- [118] А.О. Захар'ин, Ю.Б. Васильев, Н.А. Соболев, В.В. Забродский, С.В. Егоров, А.В. Андрианов. ФТП **51**, 5, 632 (2017). [A.O. Zakhar'in, Yu.B. Vasilyev, N.A. Sobolev, V.V. Zabrodskiy, S.V. Egorov, A.V. Andrianov. Semicond. **51**, 5, 604 (2017)].
- [119] В.Н. Абакумов, П.И. Перель, И.Н. Ясиевич. ЖЭТФ **78**, 3, 1240 (1980). [V.N. Abakumov, P.I. Perel', I.N. Yassievich. JETP **51**, 3, 626 (1980)].
- [120] T. Timusk, H. Navarro, N.O. Lipari, M. Altarelli. Solid State Commun. **25**, 4, 217 (1978).
- [121] N.O. Lipari, A. Baldereschi. Phys. Rev. B **3**, 8, 2497 (1971).
- [122] T.M. Rice, J.C. Hensel, T.G. Phillips, G.A. Thomas. The Electron-Hole Liquid in Semiconductors. Academ. Press Inc., N.Y. (1977). 349 p.
- [123] А.О. Захар'ин, А.В. Андрианов, А.Г. Петров. Письма в ЖЭТФ **109**, 12, 821 (2019). [A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, A.G. Petrov. JETP Lett. **109**, 12, 781 (2019)].
- [124] M. Kira, S.W. Koch. Phys. Rev. Lett. **93**, 7, 076402 (2004).
- [125] G.K. Vlasov, S.G. Kalenkov. Int. J. Infrared Millimeter Waves **4**, 6, 955 (1983).
- [126] R. Huber, B.A. Schmid, Y.R. Shen, D.S. Chemla, R.A. Kaindl. Phys. Rev. Lett. **96**, 1, 017402 (2006).
- [127] П.И. Хаджи, И.В. Белоусов, А.В. Коровай, Д.А. Марков. Письма в ЖТФ **38**, 6, 15 (2012). [P.I. Khadzhi, I.V. Belousov, A.V. Korovai, D.A. Markov. Tech. Phys. Lett. **38**, 6, 261 (2012)].
- [128] R.G. Carter. Electromagnetic Waves: Microwave Components and Devices. Chapman & Hall, London (1990). 331 p.
- [129] R.M. Weikle, T.W. Crowe, E.L. Kollberg. Int. J. Hi. Speed Electron. Syst. **13**, 2, 429 (2003).
- [130] В.А. Анфертьев, В.Л. Вакс, И.В. Пентин, Г.Н. Гольцман, С.В. Селиверстов, М.И. Финкель, С.А. Рябчун, И.В. Третьяков. Радиофизика. Вестн. Нижегородского ун-та им. Н.И. Лобачевского. Ч. 1. **2**, 126 (2014).
- [131] Д.Г. Павельев, Н.В. Демарина, Ю.И. Кошуринов, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, А.Е. Жуков, В.М. Устинов. ФТП **38**, 9, 1141 (2004). [D.G. Pavel'ev, N.V. Demarina, Yu.I. Koshurinov, A.P. Vasil'ev, E.S. Semenova, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov. Semicond. **38**, 9, 1105 (2004)].

- [132] Д.Г. Павельев, Ю.И. Кошуринов, А.С. Иванов, А.Н. Панин, В.Л. Вакс, В.И. Гавриленко, А.В. Антонов, В.М. Устинов, А.Е. Жуков. *ФТП* **46**, *1*, 125 (2012). [D.G. Paveliev, Y.I. Koshurinov, A.S. Ivanov, A.N. Panin, V.L. Vax, V.I. Gavrilenko, A.V. Antonov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov. *Semicond.* **46**, *1*, 121 (2012)].
- [133] R. Sekiguchi, Y. Koyama, T. Quchi. *Appl. Phys. Lett.* **96**, *6*, 062115 (2010).
- [134] M. Asada, S. Suzuki. *Sensors* **21**, *4*, 1384 (2021).
- [135] T. Maekawa, H. Kayama, S. Suzuki, M. Asada. *Appl. Phys. Express* **9**, *2*, 024101 (2016).
- [136] R. Isumi, S. Suzuki, M. Asada. *Proc. of 42nd Int. Conf. IR, MM, THz waves. Cancun, Mexico, 27 August–1 September (2017). Contribution No. MA3.1.*
- [137] M. Asada, S. Suzuki, T. Fukuma. *AIP Adv.* **7**, *11*, 115226 (2017).
- [138] K. Karashima, R. Yokoyama, M. Shiraishi, S. Suzuki, A. Aoki, M. Asada. *Jpn. J. Appl. Phys.* **49**, *2R*, 020208 (2010).
- [139] K. Ogino, S. Suzuki, M. Asada. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **38**, *12*, 1477 (2017).
- [140] S. Kitagawa, K. Ogino, S. Suzuki, M. Asada. *Jpn. J. Appl. Phys.* **56**, *4*, 040301 (2017).
- [141] M. Bezhko, S. Suzuki, M. Asada. *Jpn. J. Appl. Phys.* **59**, *3*, 032004 (2020).
- [142] S. Kitagawa, S. Suzuki, M. Asada. *Electron. Lett.* **52**, 479 (2016).
- [143] S. Kitagawa, M. Muzuno, S. Saito, K. Ogino, S. Suzuki, M. Asada. *Jpn. J. Appl. Phys.* **56**, *5*, 058002 (2017).
- [144] S. Kasagi, S. Suzuki, M. Asada. *J. Appl. Phys.* **125**, *15*, 151601 (2019).
- [145] S. Suzuki, M. Shiraishi, H. Shibayama, M. Asada. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **19**, *1*, 8500108 (2013).
- [146] K. Miyamoto, A. Yamaguchi, T. Mukai. *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, *3*, 032201 (2016).
- [147] K. Okamoto, K. Tsurida, S. Diebold, S. Hisatake, M. Fujita, T. Nagatsuma. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **38**, *9*, 1085 (2017).
- [148] N. Oshima, K. Hashimoto, S. Suzuki, M. Asada. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **7**, *5*, 593 (2017).
- [149] V. Radisic, X.B. Mei, W.R. Deal, W. Yoshida, P.H. Liu, J. Ueda, M. Barsky, L. Samoska, A. Fug, T. Gaier, R. Lai. *IEEE Microwave. Wireless Comp. Lett.* **17**, *3*, 223 (2007).
- [150] Y.M. Tousi, O. Momeni, E. Afshari. *IEEE J. Solid State Circuits* **47**, *12*, 3032 (2012).
- [151] U.R. Pfeiffer, Y. Zao, J. Grzyb, R.A. Hadi, N. Sarmah, W. Förster, H. Rücker, B. Heinemann. *IEEE J. Solid State Circuits* **49**, *12*, 2938 (2014).
- [152] Z. Hu, M. Mehmet, R. Han. *IEEE J. Solid State Circuits* **53**, *5*, 1313 (2018).
- [153] R.L. Schmid, A.Ç. Ulusoy, S. Zeinolabedinzadeh, J.D. Cressler. *IEEE Trans. Electron Devices* **62**, *6*, 1803 (2015).
- [154] M. Urteaga, R. Pierson, P. Rowell, V. Jain, E. Lobisser, M.J.W. Rodwell. *Proc. 69th Annu. Device Res. Conf. Santa Barbara, CA, USA (2011).* P. 281–282.
- [155] M. Seo, M. Urteaga, J. Hacker, A. Young, Z. Griffith, V. Jain, R. Pierson, P. Rowell, A. Skalare, A. Peralta, R. Liu, D. Pukala, M. Rodwell. *IEEE J. Solid State Circuits* **46**, *10*, 2203 (2011).
- [156] M. Urteaga, Z. Griffith, M. Seo, J. Hacker, M.J.W. Rodwell. *Proc. IEEE* **105**, *6*, 1051 (2017).
- [157] У.А. Абдуллин, Г.А. Ляхов, О.В. Руденко, А.С. Чиркин. *ЖЭТФ* **66**, *4*, 1295 (1974). [U.A. Abdullin, G.A. Lyakhov, O.V. Rudenko, A.S. Chirkin. *JETP* **39**, *4*, 633 (1974)].
- [158] D.H. Auston, K.P. Cheung, J.A. Valdmanis, D.A. Kleinman. *Phys. Rev. Lett.* **53**, *16*, 1555 (1984).
- [159] D.H. Auston, K.P. Cheung, P.R. Smith. *Appl. Phys. Lett.* **45**, *3*, 284 (1984).
- [160] V.L. Malevich, P.A. Ziaziukia, R. Norkus, V. Pacebutas, I. Nevinskas, A. Krotkus. *Sensors* **21**, *12*, 4067 (2021).
- [161] Y.-S. Lee. *Principles of Terahertz Science and Technology.* Springer Science + Business Media LLC (2009). 340 p.
- [162] A.V. Andrianov, A.N. Aleshin, V.N. Truhin, A.V. Bobylev. *J. Phys. D* **44**, *26*, 265101 (2011).
- [163] T.-I. Jeon, D. Grischkowsky, A.K. Mukherjee, R. Menon. *Appl. Phys. Lett.* **77**, *16*, 2452 (2000).
- [164] J. Neu, C.A. Schmuttenmaer. *J. Appl. Phys.* **124**, *23*, 231101 (2018).
- [165] Z. Liliental-Weber, H.J. Cheng, S. Gupta, J. Whitaker, K. Nichols, F.W. Smith. *J. Electron. Mater.* **22**, *12*, 1465 (1993).
- [166] E. Isgandarov, X. Ropagnol, M. Singh, T. Ozaki. *Front. Optoelectron.* **14**, *1*, 64 (2021).
- [167] M. Tani, S. Matsuura, S. Sakai, S.-I. Nakashima. *Appl. Opt.* **36**, *30*, 7853 (1997).
- [168] M. Tani, Y. Hiroda, C. Que, S. Tanaka, R. Hittori, M. Yamaguchi, S. Nishizawa. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **27**, *4*, 531 (2006).
- [169] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer, J. Federici. *Appl. Phys. Lett.* **71**, *15*, 2076 (1997).
- [170] F. Miyamaru, Y. Saito, K. Yamamoto, T. Furuya, S. Nishizawa, M. Tani. *Appl. Phys. Lett.* **96**, *21*, 211104 (2010).
- [171] M.V. Exter, D. Grischkowsky. *IEEE Trans. Microwave Tech.* **38**, *11*, 1684 (1990).
- [172] S.E. Ralph, D. Grischkowsky. *Appl. Phys. Lett.* **60**, *9*, 1070 (1992).
- [173] Y.C. Shen, P.C. Upadhyya, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, I.S. Gregory, C. Baker, W.R. Tribe, M.J. Evans. *Appl. Phys. Lett.* **85**, *2*, 164 (2004).
- [174] R.B. Kohlhaas, S. Breuer, L. Liebermeister, S. Nellen, M. Deumer, M. Schell, M.P. Semtsiv, W.T. Masselink, B. Globisch. *Appl. Phys. Lett.* **117**, *13*, 131105 (2020).
- [175] J.T. Darrow, X.-C. Zhang, D.H. Auston. *IEEE J. Quant. Electron.* **28**, *6*, 1607 (1992).
- [176] V.N. Trukhin, A.S. Buyskikh. *Acta Phys. Polonica A* **119**, *2*, 206 (2011).
- [177] D. You, R.R. Jones, P.H. Bucksbaum, D.R. Dykaar. *Opt. Lett.* **18**, *4*, 290 (1993).
- [178] A.E. Yachmenev, D.V. Lavrukhin, I.A. Glinskiy, N.V. Zenchenko, Y.G. Goncharov, I.E. Spector, R.A. Khabibullin, T. Osuji, D.S. Ponomarev. *Optical Eng.* **59**, *6*, 061608 (2019).
- [179] <https://www.batop.de/>
- [180] D.R. Bacon, T.B. Gill, M. Rosamond, A.D. Burnett, A. Dunn, L. Li, E.H. Linfield, A.G. Davies, P. Dean, J.R. Freeman. *Opt. Express* **28**, *12*, 17219 (2020).
- [181] J. Madéo, N. Jukam, D. Oustinov, M. Rosticher, R. Rungswang, J. Tignon, S.S. Dhillon. *Electron. Lett.* **46**, *9*, 611 (2010).
- [182] N.T. Yardimci, S.-H. Yang, C.W. Berry, M. Jarrahi. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **5**, *2*, 223 (2015).
- [183] S.-H. Yang, M.R. Hashemi, C.W. Berry, M. Jarrahi. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **4**, *5*, 575 (2014).
- [184] X.-C. Zhang, D. Auston. *J. Appl. Phys.* **71**, *1*, 326 (1992).

- [185] S.L. Chuang, S. Schmitt-Rink, B.I. Greene, P.N. Saeta, A.F.J. Levi. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1, 102 (1992).
- [186] A. Rice, Y. Jin, X. Ma, X.-C. Zhang, D. Bliss, J. Larkin, M. Alexander. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 11, 1324 (1994).
- [187] A. Bonvalet, M. Joffre, J.L. Martin, A. Migus. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 20, 2907 (1995).
- [188] R. Kaindl, D. Smith, M. Joschko, M. Hasselbeck, M. Woerner, T. Elsaesser. *Opt. Lett.* **23**, 11, 861 (1998).
- [189] P.Y. Han, X.-C. Zhang. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 21, 3049 (1998).
- [190] Q. Wu, X.-C. Zhang. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 10, 1285 (1997).
- [191] R. Kaindl, F. Eickemeyer, M. Woerner, T. Elsaesser. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 8, 1060 (1999).
- [192] X.-C. Zhang, B.B. Hu, J.T. Darrow, D.H. Auston. *Appl. Phys. Lett.* **56**, 11, 1011 (1990).
- [193] X.-C. Zhang, J.T. Darrow, B.B. Hu, D.H. Auston, M.T. Schmidt, P. Tham, E.S. Yang. *Appl. Phys. Lett.* **56**, 22, 2228 (1990).
- [194] X.-C. Zhang, B.B. Hu, S.H. Xin, D.H. Auston. *Appl. Phys. Lett.* **57**, 8, 753 (1990).
- [195] X.-C. Zhang, Y. Jin, K. Yang, L.J. Schowalter. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 15, 2303 (1992).
- [196] X.-C. Zhang, Y. Jin, T.D. Hewitt, T. Sangdiri, L.E. Kingsley, W. Weiner. *Appl. Phys. Lett.* **62**, 17, 2003 (1993).
- [197] M. Li, F.G. Sun, G.A. Wagoner, M. Alexander, X.-C. Zhang. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1, 25 (1995).
- [198] S.C. Howells, L.A. Schlie. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 25, 3688 (1995).
- [199] N. Sarukura, H. Ohtake, S. Izumida, Z. Liu. *J. Appl. Phys.* **84**, 1, 654 (1998).
- [200] P. Gu, M. Tani, S. Kono, K. Sakai, X.-C. Zhang. *J. Appl. Phys.* **91**, 9, 5533 (2002).
- [201] K. Liu, J. Xu, T. Yuan, X.-C. Zhang. *Phys. Rev. B* **73**, 15, 155330 (2006).
- [202] C. Song, P. Wang, Y. Qian, G. Zhou, R. Nötzel. *Opt. Express* **28**, 18, 25750 (2020).
- [203] В.Н. Трухин, В.А. Соловьев, И.А. Мустафин, М.Ю. Чернов. Письма в ЖТФ **48**, 3, 51 (2022). [V.N. Trukhin, V.A. Solov'ev, I.A. Mustafin, M.Yu. Chernov. *Tech. Phys. Lett.* **48**, 2, 42 (2022)].
- [204] К. Зеегер. Физика полупроводников. Мир, М. (1977). С. 340–351. [K. Seeger. *Semiconductor Physics*. Springer-Verlag, Wien (1973)].
- [205] R. Adomavičius, A. Urbanowicz, G. Molis, A. Krotkus, E. Šatkovskis. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 13, 2463 (2004).
- [206] J.F. Ward, J.K. Guha. *Appl. Phys. Lett.* **30**, 6, 276 (1977).
- [207] M.B. Johnston, D. Whittaker, A. Corchia, A.G. Davies, E.H. Linfield. *Phys. Rev. B* **65**, 16, 165301 (2002).
- [208] S. Howells, S. Herrera, L. Schlie. *Appl. Phys. Lett.* **65**, 23, 2946 (1994).
- [209] L. Xu, X.-C. Zhang, D.H. Auston, B. Jalali. *Appl. Phys. Lett.* **59**, 26, 3357 (1991).
- [210] А.В. Андрианов, А.Н. Алешин, С.Н. Аболмасов, Е.И. Теруков, Е.В. Берегулин. Письма в ЖЭТФ **116**, 12, 825 (2022). [A.V. Andrianov, A.N. Aleshin, S.N. Abolmasov, E.I. Terukov, E.V. Beregulina. *JETP Lett.* **116**, 12, 859 (2022)].
- [211] А.В. Андрианов, А.Н. Алешин, С.Н. Аболмасов, Е.И. Теруков, А.О. Захарьин. ФТП **65**, 5, 848 (2023). [A.V. Andrianov, A.N. Aleshin, S.N. Abolmasov, E.I. Terukov, A.O. Zakhar'in. *Phys. Solid State* **65**, 5, 814 (2023)].
- [212] A.S. Abramov, D.A. Andronikov, S.N. Abolmasov, E.I. Terukov. In: *High-Efficient Low-Cost Photovoltaics* / Eds V. Petrova-Koch, R. Hezel, A. Goetzberger. Springer Nature Switzerland AG, Cham (2020). Ch. 7. P. 113–132.
- [213] Y. Kadoya, T. Matsui, A. Takazato, J. Kitagawa. Joint Proceed. 32nd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and the 15th Int. Conf. Terahertz Electronics, 02-09 September. Cardiff, UK (2007). P. 987–988.
- [214] A. Lisauskas, A. Reklaitis, R. Venckevičius, I. Kašalynas, G. Valušis, G. Grigaliūnaitė-Vonsevičienė, H. Maestre, J. Schmidt, V. Blank, M.D. Thomson, H.G. Roskos, K. Köhler. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 9, 091103 (2011).
- [215] A. Reklaitis. *Phys. Rev. B* **77**, 15, 153309 (2008).
- [216] H.G. Roskos, M.C. Nuss, J. Shah, K. Leo, D.A. Miller, A.M. Fox, S. Schmitt-Rink, K. Köhler. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 14, 2216 (1992).
- [217] P.C.M. Planken, M.C. Nuss, I. Brener, K.W. Goossen, M.S.C. Luo, S.L. Chuang, L. Pfeifer. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 26, 3800 (1992).
- [218] S. Bell, J. Rogers, J.N. Heyman, J.D. Zimmerman, A.C. Gossard. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 14, 142108 (2008).
- [219] P.C.M. Planken, M.C. Nuss, W.H. Knox, D.A.B. Miller, K.W. Goossen. *Appl. Phys. Lett.* **61**, 17, 2009 (1992).
- [220] А.В. Андрианов, П.С. Алексеев, Г.В. Клишко, С.В. Иванов, В.Л. Щеглов, И.В. Седова, А.О. Захарьин. ФТП **47**, 11, 1441 (2013). [A.V. Andrianov, P.S. Alekseev, G.V. Klimko, S.V. Ivanov, V.L. Shcheglov, M.A. Sedova, A.O. Zakhar'in. *Semicond.* **47**, 11, 1433 (2013)].
- [221] A.V. Andrianov, P.S. Alekseev, G.V. Klimko, S.V. Ivanov, V.L. Shcheglov, I.V. Sedova, A.O. Zakhar'in. *Semicond. Sci. Technol.* **28**, 105012 (2013).
- [222] C. Washke, H.G. Roskos, R. Schwedler, K. Leo, H. Kurtz, K. Köhler. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 21, 3319 (1993).
- [223] F. Bloch. *Z. Phys.* **52**, 555 (1928).
- [224] C. Zener. *Proc. R. Soc. London Ser. A* **145**, 855, 523 (1934).
- [225] G.N. Wannier. *Phys. Rev.* **117**, 2, 432 (1960).
- [226] P. Voisin. *Ann. Phys.* **22**, 6, 681 (1997).
- [227] J. Bleuse, G. Bastard, P. Voisin. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 3, 220 (1988).
- [228] Y. Shimada, K. Hirokawa, M. Odnoblioudov, K.A. Chao. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 4, 046806 (2003).
- [229] В.И. Санкин, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А.Г. Петров. Письма в ЖЭТФ **94**, 5, 393 (2011). [V.I. Sankin, A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, A.G. Petrov. *JETP Lett.* **94**, 5, 362 (2011)].
- [230] V.I. Sankin, A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, A.G. Petrov. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 11, 111109 (2012).
- [231] В.И. Санкин. ФТП **36**, 7, 769 (2002). [V.I. Sankin. *Semicond.* **36**, 7, 717 (2002)].
- [232] L.S. Ramsdell. *Amer. Mineral.* **32**, 1–2, 64 (1947).
- [233] В.А. Максименко, В.В. Макаров, А.А. Короновский, А.Е. Храмов, Р. Венкевичиус, Г. Валушис, А.Г. Баланов, Ф.В. Кусмарцев, К.Н. Алексеев. Письма в ЖЭТФ **103**, 7, 527 (2016). [V.A. Maksimenko, V.V. Makarov, A.A. Koronovskii, A.E. Hramov, R. Venckevičius, G. Valušis, A.G. Balanov, F.V. Kusmartsev, K.N. Alekseev. *JETP Lett.* **103**, 7, 465 (2016)].
- [234] V.I. Sankin, A.V. Andrianov, A.G. Petrov, A.O. Zakhar'in. *Appl. Phys. Lett.* **108**, 21, 211108 (2016).
- [235] E.R. Brown. *Proc. SPIE* **7938**, 793802 (2011).
- [236] R. Safian, G. Ghazi, N. Mohammadian. *Opt. Eng.* **58**, 11, 110901 (2019).

Редактор Е.В. Толстякова