

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Опτικο-терагерцевые преобразователи: современное состояние и новые возможности для мультиспектральной визуализации

Д.С. Пономарёв, А.Э. Ячменев, Д.В. Лаврухин, Р.А. Хабибуллин, Н.В. Черномырдин, И.Е. Спектор, В.Н. Курлов, В.В. Кведер, К.И. Зайцев

Компактные и недорогие спектрометры и системы визуализации в терагерцевом (ТГц) диапазоне частот на основе оптико-ТГц фотопроводящих преобразователей ультракоротких лазерных импульсов (фотопроводящих антенн — ФПА) активно развиваются и находят широкое применение в решении фундаментальных и прикладных проблем в самых разных областях науки и техники. Высокая активность исследований и разработок в данном направлении связана с надёжностью ФПА, малыми габаритами, лёгкой масштабируемостью единичного элемента до одномерного и двумерного массива, возможностью без охлаждения обеспечить широкий спектральный диапазон и высокий динамический диапазон регистрируемых ТГц-сигналов. В последнее время особый интерес представляют системы многопиксельного детектирования ТГц-излучения на основе матричных ФПА-детекторов, призванные многократно повысить скорость построения ТГц-изображений. В настоящем обзоре приведены последние тенденции в области развития ТГц элементной базы на основе ФПА, методов ТГц импульсной спектроскопии и визуализации на базе ФПА, а также альтернативных подходов к регистрации ТГц-импульсов и построения ТГц-изображений.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, источники и детекторы терагерцевых импульсов, полупроводники, терагерцевая визуализация, импульсная терагерцевая спектроскопия, фотопроводящая антенна, низкотемпературный GaAs, сверхрешётчатые гетероструктуры InAlAs/InGaAs, генерация ультракоротких импульсов, ближнепольная терагерцевая микроскопия, микроскопия на основе эффекта твердотельной иммерсии, терагерцевая томография, мультиспектральная терагерцевая визуализация

PACS numbers: 07.57.-c, 42.30.Wb, 84.40.-x

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.07.039503>

Содержание

1. Введение (2).
2. Принцип работы оптико-терагерцевых преобразователей (3).
 - 2.1. Ускорение носителей заряда в полупроводниках.
 - 2.2. Генерация терагерцевого излучения в p-i-n-диодах.
 - 2.3. Ис-

пользование нелинейных сред. 2.4. Использование лазерной газоразрядной плазмы.

3. Импульсная терагерцевая спектроскопия и визуализация (9).
 - 3.1. Терагерцевая визуализация с помощью классических оптических систем.
 - 3.2. Терагерцевая томография.
 - 3.3. Ближнепольная терагерцевая сканирующая микроскопия.
4. Заключение (20).

Список литературы (20).

1. Введение

Исторически терагерцевый (ТГц) диапазон частот, граничащий с микроволновой и инфракрасной (ИК) областями шкалы электромагнитных волн, получил название "ТГц-щель" из-за отсутствия эффективных источников и детекторов ТГц-излучения, а также элементов управления ТГц-пучками. На сегодняшний день принято считать, что ТГц-диапазон соответствует частотам 0,1–10 ТГц, или в длинах волн: 0,03–3 мм [1]. ТГц электромагнитное излучение имеет ряд уникальных особенностей. Частотная зависимость ТГц комплексной диэлектрической проницаемости вещества несёт информацию о низкочастотных молекулярных колебаниях и структурных свойствах вещества. ТГц-излучение чувствительно к содержанию и состоянию (свободная или связанная)

Д.С. Пономарёв^(1,2,3,*), А.Э. Ячменев⁽¹⁾, Д.В. Лаврухин^(1,2), Р.А. Хабибуллин^(1,3), Н.В. Черномырдин⁽²⁾, И.Е. Спектор⁽²⁾, В.Н. Курлов⁽⁴⁾, В.В. Кведер⁽⁴⁾, К.И. Зайцев⁽²⁾

⁽¹⁾ Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г. Мокерова РАН, Нагорный проезд 7, 117105 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Федеральный исследовательский центр Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119333 Москва, Российская Федерация

⁽³⁾ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация

⁽⁴⁾ Институт физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, ул. Академика Осипьяна 2, 142432 Черноголовка, Московская обл., Российская Федерация

E-mail: ^(*) ponomarev_dmitr@mail.ru

Статья поступила 24 ноября 2022 г., после доработки 4 июля 2023 г.

воды в водосодержащих системах, включая биологические ткани. ТГц-излучение способно проникать сквозь неполярные диэлектрические материалы, такие как бумага, пластик, ткани, дерево, керамика и др., являющиеся непрозрачными в видимом и ИК-диапазонах. ТГц спектроскопические и изображающие системы по своему пространственному разрешению превосходят аналогичные из радио- и миллиметрового диапазонов. Перечисленные особенности ТГц-волн в последние десятилетия стимулировали развитие ТГц-техники, разработку новой высокоэффективной элементной базы ТГц-оптоэлектроники, создание уникальных лабораторных исследовательских установок, а также коммерческих спектроскопических и изображающих систем.

Развитие методов ТГц-импульсной спектроскопии и визуализации неразрывно связано с совершенствованием существующей элементной базы ТГц-диапазона. Среди источников и детекторов ТГц-излучения за последние десятилетия фотопроводящие антенны (ФПА) стали наиболее универсальным компонентом современных широкополосных ТГц-спектроскопических и изображающих систем. Сохраняющаяся до сих пор высокая публикационная активность связана с наличием важных конкурентных преимуществ ТГц-импульсных спектрометров на базе ФПА. В частности, ФПА-источник, возбуждаемый фемтосекундными лазерными импульсами ближнего ИК-диапазона, способен обеспечить полосу генерируемого излучения до 6 ТГц [2–4] и шире [5]; а когерентный ФПА-детектор — регистрировать профиль ТГц-волнового пакета во временной области или одновременно спектральные амплитуду и фазу ТГц-волны в частотной области. С помощью ФПА в ТГц-импульсных спектрометрах удаётся реализовать среднюю мощность ТГц-пучка до ≈ 600 мкВт [6], а также достигнуть рекордного на сегодняшний день коэффициента оптико-ТГц преобразования $\approx 7,5\%$ (по мощности) [7]. Несмотря на существование большого количества альтернативных механизмов генерации и детектирования ТГц-излучения и реализующих их устройств (к их числу можно отнести генераторы на основе ускоренных до релятивистских скоростей электронов [8], лампы обратной волны [9, 10], лазеры на свободных электронах [10, 11], диоды Ганна [12], лавинно-пролётные и резонансно-туннельные диоды [13], квантово-каскадные лазеры [14, 15]), все они значительно менее распространены по сравнению с ФПА, что связано с их высокой стоимостью, неэргономичностью и (в некоторых случаях) необходимостью работы при криогенных температурах.

Именно поэтому в настоящем обзоре сфокусируемся на ФПА, а также методах ТГц-визуализации на их основе. Рассмотрим основные методы генерации и детектирования ТГц-излучения с упором на ФПА, как наиболее часто используемые в ТГц-импульсных системах. Опишем подходы к повышению их эффективности и достигнутые результаты. Рассмотрим базовые принципы ТГц-импульсной спектроскопии и визуализации. Рассмотрим классические методы ТГц-визуализации, ограниченные по разрешению дифракцией, включая конфокальную ТГц-микроскопию, а также методы ближнепольной визуализации, преодолевающие предел Аббе (для фокусировки в свободном пространстве) и обеспечивающие разрешение до $10^{-3}\lambda$ [16]. Будет рассмотрен метод ближнепольной микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии, позволяющий повысить пространственное разрешение оптической системы.

2. Принцип работы оптико-терагерцевых преобразователей

Процессы генерации и детектирования импульсного излучения могут быть реализованы на основе разных физических принципов [17], из которых мы выделим и опишем ниже следующие четыре типа.

2.1. Ускорение носителей заряда в полупроводниках

С развитием фемтосекундной лазерной техники [18] и появлением новых фотопроводников ФПА стали более технологичными, эффективными и распространёнными устройствами для генерации и детектирования ТГц-излучения. Подход к генерации и детектированию ТГц-импульсов на основе ускоренного движения фотовозбуждённых носителей в полупроводнике впервые предложен в работах D. Auston и др. [19, 20], где в качестве фотопроводящей среды использовался кремний на сапфировой подложке. ФПА формируется двумя металлическими электродами, нанесёнными на поверхность фотопроводника с небольшим зазором. При возбуждении ФПА ультракоротким (≤ 100 фс) лазерным импульсом с энергией фотона выше ширины запрещённой зоны полупроводника в зазоре образуются неравновесные фотовозбуждённые носители заряда; происходит практически мгновенный перевод антенны в проводящее состояние.

Генерация ТГц-излучения в ФПА представляет собой достаточно сложный процесс, поэтому в литературе встречаются разные описания. Например, в работе [21] приводится следующая формулировка: под действием приложенного к ФПА электрического поля смещения формируется переходный ток, который из-за малого времени жизни неравновесных носителей при затухании возбуждает колебания электромагнитного поля ТГц и ТГц-частот. Однако процесс генерации ТГц-излучения определяется не только ускорением неравновесных носителей заряда в поле смещения ФПА. Более подробное описание представлено в работе [22] — формирование переходного тока в ФПА подразумевает оптическую генерацию горячих электронов и дырок, их быструю термализацию, баллистическое ускорение носителей и всплеск дрейфовой скорости в субпикосекундном временном интервале. Такое описание также снимает кажущееся противоречие, связанное с тем, что для генерации излучения требуется малое время жизни носителей заряда в фотопроводнике. Действительно, достаточно эффективная генерация излучения возможна с использованием фотопроводящих материалов с временем жизни > 100 пс [23, 24]. Дело в том, что эффективность генерации излучения в ФПА прямо пропорциональна подвижности электронов в фотопроводнике и напряжению смещения [25]. Таким образом, для её повышения требуется материал с высокой подвижностью; в то же время для безопасного увеличения напряжения смещения (во избежание пробоя антенны) необходимо высокое удельное сопротивление материала. Одновременное выполнение указанных условий весьма проблематично, и решение обычно заключается в поиске компромиссной комбинации этих параметров. Высокоомные материалы, такие как LT-GaAs, обеспечивают компромисс между подвижностью и временем жизни: обладая удельным сопротивлением до 10^7 Ом см⁻¹ [26], они обеспечивают достаточно высокую подвижность в пределах $100\text{--}300$ см² В⁻¹ с⁻¹. Важно отметить, что, в отличие от ФПА-источников,

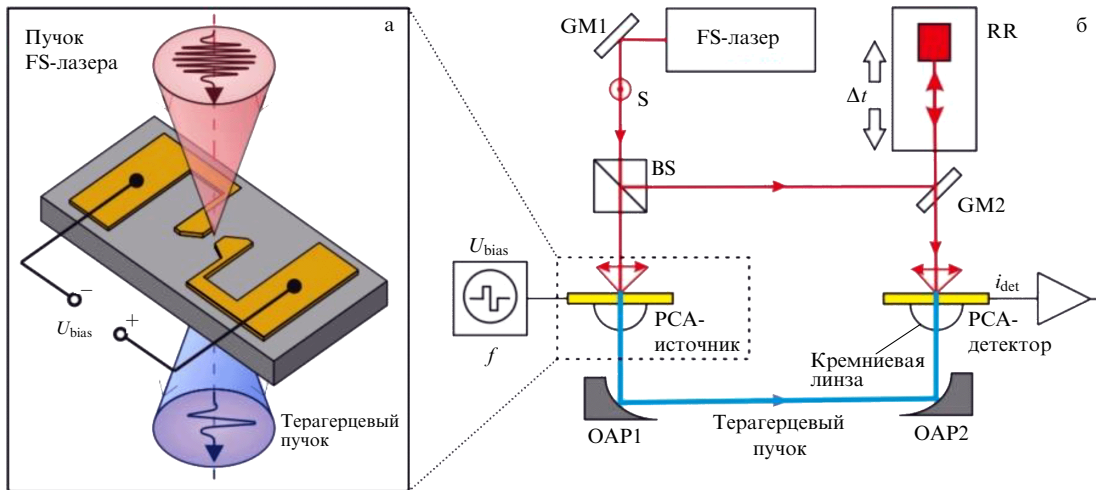


Рис. 1. Схема ФПА-источника (а) и её работы в составе ТГц-импульсного спектрометра (б). Оптические пути лазерного и ТГц-пучков показаны красным и синим соответственно. GM — диэлектрическое зеркало; BS — светоделитель; RR — оптическая линия задержки с подвижным уголковым отражателем; OAP — внеосевое параболическое зеркало, PCA — ФПА.

для детектирования ТГц-излучения предпочтительнее использовать материалы с малым временем жизни носителей для уменьшения теплового шума ФПА-детектора [3, 27]. Схема ФПА-источника и его работа в составе ТГц-импульсного спектрометра показаны на рис. 1.

Существующие подходы к повышению эффективности ФПА связаны с модификацией оптических и транспортных свойств полупроводникового материала, разработкой новых топологий и конструкций ФПА. Опишем основные направления оптимизации ФПА.

Значительный прогресс в развитии ТГц ФПА произошёл с началом использования фотопроводников на основе LT-GaAs. В сочетании с Ti:сапфировыми фемтосекундными лазерами ФПА-источники и детекторы стали основными компонентами ТГц-импульсных систем. Рост слоёв GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) при пониженной температуре в условиях избыточного потока мышьяка приводит к внедрению избыточных атомов As в кристаллическую решётку GaAs. При последующем послеростовом отжиге образца при повышенной температуре происходит формирование преципитатов As, в результате чего LT-GaAs приобретает нужные свойства, а именно: малое время жизни фотовозбуждённых электронов (< 1 пс) в сочетании с достаточно высокой подвижностью ($100\text{--}200\text{ см}^2\text{ В}^{-1}\text{ с}^{-1}$) [28, 29]. Другими методами модификации свойств объёмных материалов являются имплантация GaAs тяжёлыми или лёгкими ионами $\text{As}^+/\text{O}^+/\text{H}^+/\text{C}^+$ [30, 31] или радиационное повреждение кристаллической решётки GaAs [32], InP [33], GaAsBi [34].

В настоящее время в системах ТГц-спектроскопии хорошо зарекомендовали себя различные многослойные структуры [35], в частности сверхрешёточные гетероструктуры [4, 36]. Первыми из структур такого типа были использованы структуры, в которых множество слоёв квантовых точек EgAs были встроены в объём GaAs [37]. При правильном подборе условий роста сохраняется умеренная подвижность носителей, а преципитаты или квантовые точки, образующиеся при росте EgAs, формируют центры рекомбинации в середине запрещённой зоны GaAs. Встраивание слоёв EgAs в сверхрешёточную структуру In(Al)GaAs позволило получить рекордный

динамический диапазон 78 дБ при ширине полосы генерации до $\approx 3,65$ ТГц на длине волны лазерного возбуждения 1550 нм [38]. В работе [39] авторы сообщают о получении средней мощности генерации излучения 164 мкВт от ФПА-источника на основе EgAs:In(Al)GaAs при средней мощности лазерной накачки 42 мВт и напряжении смещения 200 В.

Другим подходом является формирование квантовых точек InAs на поверхности GaAs. Такие квантовые точки формируются в результате релаксации упругих напряжений, возникающих за счёт сильного рассогласования параметров решётки эпитаксиальных слоёв. Их присутствие в матрице основного вещества служит не только для уменьшения времени жизни при сохранении достаточно высокой подвижности, но и позволяет использовать фемтосекундную лазерную накачку с центральной длиной волны в диапазоне 1,0–1,3 мкм [40, 41]. Аналогично слоям EgAs фотопроводники с квантовыми точками InAs могут использоваться для генерации ТГц-излучения [42–44]. В одной из последних работ показано, что традиционные ФПА на основе таких квантовых точек сохраняют эффективность вплоть до средней плотности мощности лазерного возбуждения (энергетической освещённости фотопроводника) $\approx 1,1$ мДж см^{-2} , что в 20 раз превышает лимит накачки LT-GaAs [45].

Потребность в компактных ТГц-системах и развитие волоконных фемтосекундных лазеров с центральной длиной волны 1550 нм сделала актуальной разработку фотопроводников с шириной запрещённой зоны, позволяющей поглотить фотон с соответствующей (меньшей) энергией кванта. К числу таких фотопроводящих материалов относится $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, однако в исходном виде он не подходит для использования в ФПА-источниках из-за большого времени жизни фотовозбуждённых носителей и чрезмерного темнового тока. Для оптимизации его свойств разработаны разные подходы: легирование бериллием низкотемпературного InGaAs (LT-InGaAs) [46], имплантация ионами [47, 48], создание легированных бериллием сверхрешёточных гетероструктур LT-InGaAs/InAlAs [49]. Наилучший результат при использовании бериллия в LT-InGaAs/InAlAs получен в работе [50], где градиентное легирование слоёв InAlAs обеспе-

чило более быстрый захват фотовозбуждённых носителей заряда ловушками при сохранении подвижности. Полученные ФПА характеризовались спектральной полосой генерации до 6 ТГц и динамическим диапазоном 70 и 55 дБ на частотах 3 и 4 ТГц соответственно.

В работе [51] была предложена конструкция сверхрешётчатой гетероструктуры из нелегированных "высокотемпературных" (выращенных при обычной температуре МЛЭ-роста) слоёв InGaAs/InAlAs. Подвижность в них достигает $3000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ благодаря пространственному разделению кристаллически совершенных слоёв InGaAs (с высокой подвижностью) и дефектного слоя InAlAs (он отвечает за рекомбинацию фотовозбуждённых носителей на неоднородностях состава за счёт микрослабного рассеяния). С помощью этой структуры получена средняя выходная мощность ФПА-источника $\approx 64 \text{ мкВт}$ при средней мощности лазерной накачки $\approx 32 \text{ мВт}$, что соответствует на два порядка большему оптико-ТГц преобразованию по сравнению со сверхрешётчатыми гетероструктурами на основе легированных бериллием LT-InGaAs/InAlAs [52]. Ещё больше повысить эффективность такой структуры может введение упругих напряжений в слои, за счёт чего увеличивается шероховатость гетерограниц и скорость рассеяния носителей заряда на них, при сохранении подвижности в объёме кристаллической решётки [53].

В работе [2] предложено легировать InGaAs железом, действующим как глубокая акцепторная примесь и образующим уровни рекомбинации в середине запрещённой зоны InGaAs. Получена средняя выходная мощность соответствующей ФПА на уровне $\approx 75 \text{ мкВт}$, ширина генерируемой полосы достигла 6 ТГц, а динамический диапазон составил 95 дБ. Подробное исследование динамики фотовозбуждённых электронов в InGaAs:Fe показало, что время жизни фотоэлектронов достигает 0,23 пс [54]. Перспективной идеей является легирование InGaAs родием (Rh), который аналогично железу образует глубокие акцепторные уровни, но при этом обладает меньшим коэффициентом диффузии и имеет меньшую склонность к образованию кластеров при большой концентрации легирования [55]. Характеристики InGaAs:Rh превосходят практически все известные аналоги: время жизни фотовозбуждённых носителей заряда снижается до $\approx 100 \text{ фс}$ при подвижности $\approx 1000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [56]. Это позволило создать на его основе ФПА-детектор с рекордным динамическим диапазоном 105 дБ и высокочастотной границей рабочего спектрального диапазона до 6,5 ТГц [3], а также ФПА-источник со средней выходной мощностью $\approx 637 \text{ мкВт}$ при средней мощности лазерного возбуждения $\approx 28 \text{ мВт}$ [6]. Одним из перспективных направлений по генерации ТГц-излучения посредством ФПА является использование топологических изоляторов на основе плёнок Bi_2Se_3 и $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ [57].

Наряду с материалом фотопроводника спектральные и энергетические характеристики ФПА определяются выбранной топологией электродов. В зависимости от ширины зазора между электродами можно выделить категории широкоапертурных и дипольных ФПА. В дипольных зазор между электродами меньше ТГц длины волны, а в широкоапертурных — превосходит ТГц длину волны (до двух порядков величины) [58–60]. Увеличение рабочей области зазора в широкоапертурных ФПА было попыткой увеличить порог насыщения и выходную мощность ТГц-излучения. Однако для создания соответ-

ствующей напряжённости электрического поля в большом зазоре требуется импульсный источник напряжения до 45 кВ [61], что вместе с известным эффектом экранирования поля смещения излучаемым ТГц-импульсом [59, 62] ограничило использование таких ФПА. Наиболее успешным подходом по повышению мощности генерации ТГц-излучения является использование легко масштабируемых широкоформатных ФПА, состоящих из массива встречно-штыревых электродов. Изначально реализованные Yoneda и др. в работе [63], широкоформатные ФПА позволяют сделать излучающий элемент произвольной площади и использовать высокую мощность оптической накачки без ухудшения эффективности генерации из-за эффектов экранирования зарядов и термической пробоя [64–67]. Также выбор топологии электродов антенны позволяет управлять частотно-угловым (пространственным) распределением генерируемой ТГц волны [68–70]. Среди дипольных ФПА наиболее распространёнными остаются следующие топологии: микрополосковая антенна (в виде параллельных проводников), диполь, галстук-бабочка и логарифмическая спираль (рис. 2). Выбор конкретной топологии определяется областью применения ФПА. Например, топология типа дипольной может быть рассчитана под определённую резонансную частоту, в то время как логарифмическая спираль обеспечивает максимальную широкополосность.

При детектировании излучения напряжение смещения не прикладывается, а носители заряда в зазоре антенны ускоряются электрическим полем падающей ТГц-волны, формируя сигнальный ток [71–73]. Для исследования поляризационных характеристик ТГц-излучения предлагаются ФПА-детекторы со скрещёнными электродами [74, 75]; для исследования пространственных характеристик — линейные и матричные ФПА-детекторы [76–78].

Другим направлением исследований по улучшению характеристик ФПА является повышение эффективности оптико-ТГц преобразования энергии в антенне. Существующие подходы, прежде всего, основаны на усилении локализации возбуждающего оптического излучения в зазоре ФПА [79, 80]. Наиболее эффективно этот принцип можно реализовать путём формирования метаповерхности в области зазора ФПА. Различные виды метаповерхностей для ФПА рассмотрены в обзорах [81–83]. В настоящей работе кратко рассмотрим основные результаты для ФПА с диэлектрическими и металлическими метаповерхностями.

Металлическая (плазмонная) метаповерхность формируется в зазоре ФПА субволновыми металлическими

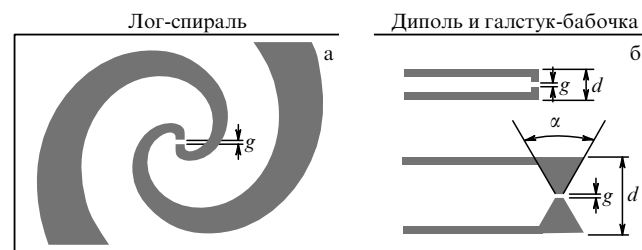


Рис. 2. Схемы распространённых топологий электродов ФПА: (а) логарифмическая спираль (лог-спираль); (б) диполь (сверху) и галстук-бабочка (снизу). Здесь g — зазор между электродами; d — длина электродов; α — угол раструба.

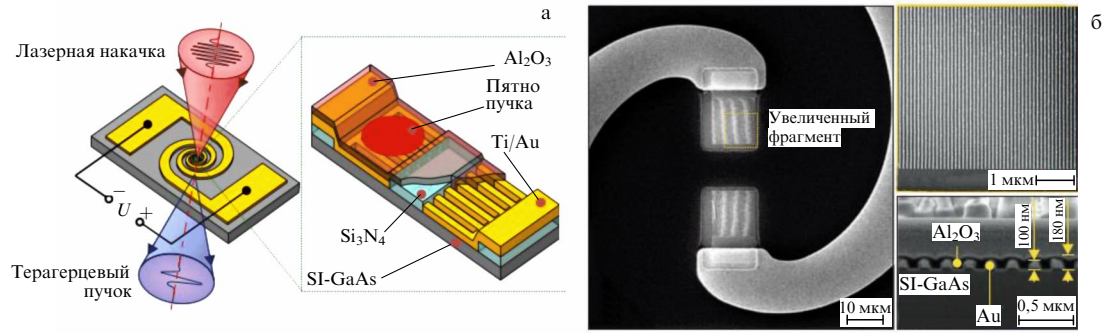


Рис. 3. ТГц ФПА-источник с плазмонной решёткой [90]: (а) схемы ФПА с логарифмическими спиральными электродами (слева) и плазмонной решётки в зазоре между электродами (справа); (б) изображение плазмонной решётки, полученное с помощью растровой электронной микроскопии, включая общий вид зазора, увеличенное изображение плазмонной решётки (вид сверху) и изображение среза плазмонной решётки (вид сбоку).

элементами, обеспечивающими определённое распределение возбуждающего лазерного поля на их теневой стороне (на поверхности и в объёме фотопроводника) [84]. Зачастую в качестве таких элементов выступают одномерные или двумерные плазмонные решётки. Повышение эффективности ТГц-генерации связано с локальным усилением возбуждающего лазерного поля позади металлических элементов за счёт формирования плазмонных мод [82, 85, 86]; подобное локальное поле становится на порядки интенсивнее падающего поля световой волны [87]. Одна из самых эффективных топологий металлической метаповерхности была предложена в работе [88]. Она сформирована массивом встречно-штыревых электродов субволнового размера (плазмонной решёткой), соединённых с основными электродами ФПА. Импульс оптической накачки направляется на решётку с положительным потенциалом таким образом, что практически все фотовозбуждённые носители заряда, рождённые в непосредственной близости от электродов, вносят вклад в фототок. Показано 50-кратное увеличение мощности генерации ТГц-излучения в ФПА-источнике на основе LT-GaAs с плазмонной решёткой по сравнению с аналогичной ФПА без решётки, и 30-ти кратное повышение чувствительности плазмонного ФПА-детектора. Рекордный коэффициент оптико-ТГц преобразования $\approx 7,5\%$ в ФПА-источнике получен в работе [7]. Этого удалось достичь с помощью трёхмерной плазмонной решётки, заглублённой в полупроводник на 400 нм. Это позволило на субпикосекундном временном интервале локализовать практически все фотовозбуждённые электроны вблизи электродов решётки. Средняя мощность генерируемого ТГц-излучения составила ≈ 105 мкВт при средней мощности лазерной накачки всего $\approx 1,4$ мВт.

В 2019 г. разработан отечественный источник широкополосного ТГц-излучения (0,1–4,5 ТГц), в котором для усиления генерируемого фототока впервые использовалась высокоаспектная плазмонная решётка с высотой решётки 100 нм и отношением высоты к периоду 0,5 (рис. 3) [90]. Такая решётка обеспечивает одновременно сильную локализацию лазерного поля в области фотопроводника и просветление его поверхности за счёт возбуждения канализированных плазмонных мод. В 2022 г. конструкция решётки была усовершенствована путём повышения аспектного отношения до 0,8 (расчёт геометрии решётки проводился исходя из максимального коэффициента пропускания энергии лазерной накачки через

решётку), при этом её высота составила уже 170 нм, формируя тем самым узкощелевой резонатор, в котором возбуждается как минимум одна плазмонная мода более высокого порядка. Последнее привело к увеличению динамического диапазона (т.е. отношения сигнал/шум) ТГц-импульсного спектрометра на базе такой антенны на 10 дБ и почти 10-кратному увеличению средней мощности генерируемого ТГц-пучка [89]. Интегральная мощность в диапазоне 0,1–4,5 ТГц составила 5 мкВт при средней мощности лазерного возбуждения 10 мВт и напряжении смещения 5 В.

Симметричные плазмонные элементы крестообразной формы позволяют реализовать поляризационно-нечувствительный ТГц ФПА-детектор [91]. Для дальнейшего увеличения эффективности ФПА отдельные антенны с плазмонной решёткой могут собираться в одно- или двумерные массивы из нескольких элементов [92] либо формировать один элемент большой площади [66]. Добавление брэгговской решётки (диэлектрического зеркала) под функциональные слои нелегированного GaAs в сочетании с ФПА с плазмонной решёткой на поверхности структуры позволяет сконструировать плазмонный резонатор, обеспечивающий эффективное поглощение импульса фемтосекундной лазерной накачки [67]. В качестве фотопроводящего слоя используется слой GaAs толщиной всего 170 нм с относительно высокой подвижностью носителей заряда. Это означает, что за время ТГц-импульса (в течение 1–2 пс) все фотовозбуждённые носители вносят вклад в фототок, а значит, слой будет полностью обеднён. Результаты исследования ФПА-детектора на основе плазмонного резонатора показали, что в спектральном диапазоне 0,1–4,5 ТГц он обеспечивает динамический диапазон 100 дБ при средней мощности накачки 5 мВт, что соответствует результатам детекторов на основе фотопроводника со сверхмалым временем жизни. С помощью аналогичного подхода, но без резонатора продемонстрирован рекордный динамический диапазон 122 дБ и спектральный диапазон работы более 3,6 ТГц при средней мощности лазерной накачки 10 мВт [93]. Использовался слой $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ толщиной всего 200 нм, а топология электродов ФПА была предварительно оптимизирована для поддержания большого импеданса и низкого уровня шума Джонсона–Найквиста. Плазмонные метаповерхности могут быть рассчитаны и использоваться не только для оптического, но и для ТГц-диапазона [94, 95]. За счёт резонансной природы

взаимодействия метаповерхности с полем падающей волны это позволяет настроить ФПА на усиление определённых спектральных полос и даже отдельных частот в генерируемом ТГц-спектре [95].

Вторым типом метаповерхностей являются диэлектрические структуры. Хотя первоначально диэлектрические покрытия наносились на поверхность ФПА в качестве просветляющего слоя [7, 93], со временем стало понятно, что диэлектрические наноструктуры на базе материалов с высоким показателем преломления также могут использоваться для субволновой локализации возбуждающего лазерного ИК-излучения. В отличие от металлических метаповерхностей, зачастую имеющих относительно небольшой коэффициент пропускания и являющихся достаточно трудоёмкими в производстве и недолговечными в эксплуатации [96], диэлектрические структуры лишены указанных недостатков, причём в них принципиально отсутствуют омические потери [97].

Концепция полностью диэлектрической метаповерхности применительно к ФПА-детекторам была предложена в работе [98]. Метаповерхность представляла собой систему параллельных полосок субволнового размера, полученных травлением LT-GaAs. ФПА-детектор на основе структуры с диэлектрической метаповерхностью даёт на порядок больший фототок по сравнению с аналогичной ФПА без метаповерхности при средней мощности лазерной накачки $P_{\text{opt}} \sim 0,5$ мВт. Позже теми же авторами была предложена идеально поглощающая лазерное излучение диэлектрическая метаповерхность, состоящая из массива резонаторов Ми [99]. Показано, что сформированные в объёме фотопроводника GaAs резонаторы поддерживают две сильно связанные вырожденные магнитные моды. Магнитный момент одной из них нормален к поверхности фотопроводника, а другой — лежит в её плоскости. Одновременное возбуждение обеих мод приводит к почти полному поглощению излучения лазерной накачки на длине волны 800 нм, а ФПА-детектор демонстрирует отношение сигнала к шуму $\sim 10^6$ при чрезвычайно низкой средней мощности накачки ≈ 100 мкВт. Наконец, в работе [100] исследовался ФПА-источник с полностью диэлектрической метаповерхностью в виде нанорешётки субволновых размеров, сформированной прямо на основе фотопроводника GaAs между микрополосковыми электродами антенны. Оптимизация размеров нанорешётки позволила просветлить фотопроводник с её помощью, снизив отражение лазерной накачки до 2,53 % и в 3,92 раза повысить мощность ТГц-генерации в диапазоне 0,05–1,6 ТГц.

Экспериментальных работ по исследованию диэлектрических метаповерхностей гораздо меньше, чем теоретических, в которых рассматриваются самые различные составы, конструкции и топологии диэлектрических элементов [101–103]. Это связано с серьёзными трудностями при травлении монокристаллов для получения элементов определённой формы и размера.

Отметим, что генерация ТГц-импульсов в фотопроводниках возможна и без приложения внешнего поля смещения за счёт фотовольтаического эффекта Дембера [104–108], наличия встроенного электрического поля в приповерхностном слое полупроводника [109], возбуждения вытекающей моды в вертикальных нитевидных кристаллах GaAs [110, 111]. Мощность генерируемого ТГц-излучения в перечисленных подходах меньше по сравнению с ФПА [68].

Теоретическое моделирование для описания сверхбыстрой динамики носителей в поверхностных излучателях было проведено в работе [112] с помощью трёхмерной полуклассической модели Монте-Карло. Результаты моделирования показывают, что при фотовозбуждении InAs основным механизмом генерации ТГц-излучения является эффект Дембера, тогда как для GaAs преобладает процесс генерации ТГц-излучения за счёт встроенного электрического поля. Похожая работа по расчёту фото-ЭДС Дембера и ТГц-генерации в InAs при возбуждении полупроводника, в том числе высокоэнергетическим излучением с эффектами междолинного рассеяния, была проведена в [23]. Показано, что при возбуждении *n*-InAs лазерными импульсами длительностью 100 фс с энергией кванта 1,55 эВ фото-ЭДС достигает максимального значения примерно через 100 фс после процесса фотовозбуждения. Отметим, что механизм возникновения фото-ЭДС в данном случае имеет реактивную природу и обусловлен асимметричным разлётом фотоэлектронов при их отражении от поверхности полупроводника.

В качестве подложек для формирования фотопроводящих слоёв чаще всего используются пластины GaAs толщиной 0,3–0,5 мм, которые ослабляют излучение на частотах выше 5 ТГц из-за поглощения оптическими фотонами. Для повышения широкополосности ФПА развиваются технологии переноса фотопроводящего слоя на альтернативную подложку из неполярного материала [113], эпитаксиального роста фотопроводников на кремниевых [114] или германиевых [5, 115] подложках. Например, в работе [5] показана принципиальная возможность получения ТГц-генерации с шириной спектра до 70 ТГц.

Существует ряд физических процессов, снижающих эффективность ТГц-генерации в ФПА. В первую очередь к насыщению мощности приводят эффекты экранирования. К ним относятся радиационное экранирование, т.е. уменьшение приложенного поля смещения за счёт генерируемого ТГц-поля [62, 116, 117] и эффект экранирования, связанный с перераспределением сформированного после фотовозбуждения пространственного заряда, который уменьшает поле смещения (кулоновское экранирование) [59]. За счёт более однородного фотовозбуждения и большой площади поверхности в широкоапертурных ФПА меньше проявляется кулоновское экранирование. В [117] количественно показано, что в широкоапертурных ФПА с диаметром пятна оптической накачки > 100 мкм эффективность оптико-ТГц преобразования почти в 100 раз превышает таковую для дипольной ФПА с диаметром пятна накачки 7 мкм. Среди влияющих на эффективность ФПА выделяют группу нелинейно-оптических эффектов. К ним относится эффект Бурштейна–Мосса, связанный со сдвигом края зоны проводимости из-за насыщения неравновесными носителями при фотовозбуждении. Характерное время заполнения зоны проводимости составляет от 1 пс в GaAs до 1,7 пс в сверхрешёточных структурах GaAs/AlGaAs [118], что может уменьшить коэффициент поглощения фотопроводящего слоя в ФПА. Кроме того, для корректного расчёта ФПА на основе низкотемпературного GaAs (Low-Temperature grown GaAs — LT-GaAs) должны учитываться компоненты, связанные со светоиндуцированной прозрачностью [119, 120]. Этот эффект проявляется на ультракоротком интервале времени < 1 пс и обуславливается наличием межзонных ловушечных уровней в LT-GaAs.

Изменение показателя преломления LT-GaAs при учёте светоиндуцированной прозрачности может превышать 0,1 [119].

Также необходимо учитывать эффекты запаздывания и нестационарности электромагнитного взаимодействия тока фотовозбуждённых носителей заряда и электрического поля генерируемой электромагнитной волны. С помощью самосогласованного решения неравновесного уравнения Больцмана и уравнений Максвелла авторы работы [121] установили фундаментальную роль движущегося в поперечном электрическом поле сгустка электронно-дырочной плазмы, возникшей в результате фотовозбуждения. Генерация ТГц-излучения возможна в моменты появления и затухания этого сгустка в виде одиночных или двойных импульсов в зависимости от взаимодействия с границами полупроводникового фотопроводящего слоя.

Поскольку дно зоны проводимости в GaAs имеет многодолинную структуру с достаточно небольшой энергетической разницей между минимумами Г, L и X долин [122], избыточная энергия электронов может приводить к забросу в более высокоэнергетические долины [123, 124]. За счёт большей эффективной массы и меньшей подвижности носителей в L и X долинах данный процесс может существенно влиять на динамику фотовозбуждённых электронов и эффективность ТГц-генерации в зависимости от типа излучателя. В работе [125] с помощью моделирования изучено влияние избыточной энергии, полученной электронами при накачке трёх типов полупроводников с различной шириной запрещённой зоны и подвижностью, на эффективность поверхностной ТГц-генерации. Показано, что величина начальной кинетической энергии, полученной электронами, имеет преобладающее значение за счёт баллистического транспорта, являющегося основным механизмом ТГц-генерации в поверхностных излучателях. Последнее также было экспериментально подтверждено в работе [104], где при одинаковой энергии накачки исследовалась поверхностная ТГц-генерация излучения в образцах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для x от 0,3 до 0,7. Отметим, что в случае ФПА избыточную энергию носители могут приобретать не только при поглощении импульса оптической накачки, но и при дрейфе в приложенном к электродам ФПА поле смещения, которое может превышать 10^4 В см^{-1} . Междолинное рассеяние носителей при этом приводит к уменьшению фототока за счёт замедления носителей, попавших в высокоэнергетические долины, и появлению отрицательного пика в ТГц-волновом пакете [126].

Для теоретического описания процесса генерации ТГц-излучения в ФПА разработано несколько моделей. Первая группа работ основана на представлении ФПА-источника в виде полупроводниковой пластины с осциллирующим поверхностным током в течение оптического импульса. В рамках этой модели электромагнитное поле, испускаемое в свободное пространство, определяется с помощью граничных условий, а также через связь с поверхностным током [116, 127]. Поскольку глубина поглощения оптического импульса в полупроводнике сравнима с длиной волны, такой подход недостаточно корректен. Основными для описания генерации ТГц-излучения в ФПА являются модели, основанные на решении системы уравнений дрейфа и диффузии [128, 129] и теории транспорта носителей Друде – Лоренца [130, 131]. В работе [132] полуклассическую модель Монте-Карло из [112] расширили

для описания процесса генерации ТГц-излучения в ФПА. В результатах авторы выделяют два режима с разными механизмами ограничения мощности генерации:

- при накачке ультракороткими импульсами с длительностью < 40 фс ограничение связано с гауссовым распределением энергии в импульсе;
- для импульсов с длительностью > 40 фс преобладающим механизмом является кулоновское экранирование.

Авторы работы [133] в своей модели учли эффекты, связанные с "горячими" носителями при максимальной возможной мощности лазерного возбуждения и величине поля смещения ФПА. Использовалась модель транспорта энергетического баланса для описания эффектов насыщения и всплеска (overshoot) фототока. Также необходимо отметить теоретические работы по описанию процесса генерации ТГц-излучения в фотосмесителях [134, 135].

2.2. Генерация терагерцевого излучения в р–i–n-диодах

В качестве полупроводникового ТГц-излучателя также часто используются р–i–n-фотодиоды. Невысокая мощность генерации ТГц-излучения в импульсном режиме не даёт им возможности превзойти полупроводниковые ФПА, хотя их эффективность и может превышать р-InAs в режиме поверхностного ТГц-излучателя для плотности мощности $< 0,7$ мкДж см^{-2} [136]. Благодаря максимальной квантовой эффективности и возможности оптимизации частотной характеристики за счёт настройки области, отвечающей за время пролёта носителей, основное применение подобные структуры нашли в системах для фотосмесителей, работающих в непрерывном или квазинепрерывном режиме генерации, при котором фототок модулирован на частоте оптических биений от сложения излучения двух лазерных источников [137, 138]. Конструкция классического р–i–n-фотодиода состоит из полупроводникового слоя с собственной проводимостью (i), где происходит поглощение оптического импульса и окружающих слоёв с акцепторным (р) и донорным (n) типом легирования (рис. 4а). Поглощение фотонов света приводит к образованию электронно-дырочных пар в i-слое. Под действием встроенного поля неравновесные электроны и дырки дрейфуют по направлению к n- и p-слоям соответственно. Таким образом, вклад в генерируемый фототок вносят как электроны, так и дырки. При этом если электроны с небольшой эффективной массой могут быстро ускориться, то эффективная масса дырок делает их на порядок медленнее [122].

Несмотря на то что кремниевый р–i–n-фотодиод был исследован ещё в 1991 г. [139], р–i–n-фотодиоды на основе GaAs были впервые применены для генерации ТГц-излучения в работе [140]. В этой работе авторы также установили наличие всплеска дрейфовой скорости (velocity overshoot) в фотодиодах и зависимость интенсивности ТГц-излучения от величины данного всплеска. Время пролёта "тяжёлых" дырок от i-слоя в p-слой приводит к насыщению фототока в классических р–i–n-фотодиодных структурах и является основным фактором, ограничивающим высокочастотную область спектра. В качестве альтернативной конструкции фотодиода, лишённой подобного ограничения, была разработана модель фотодиода с однонаправленным транспортом носителей (uni-travelling carrier photodiode) [141, 142], в которой р-легированный фотопоглощающий слой распо-

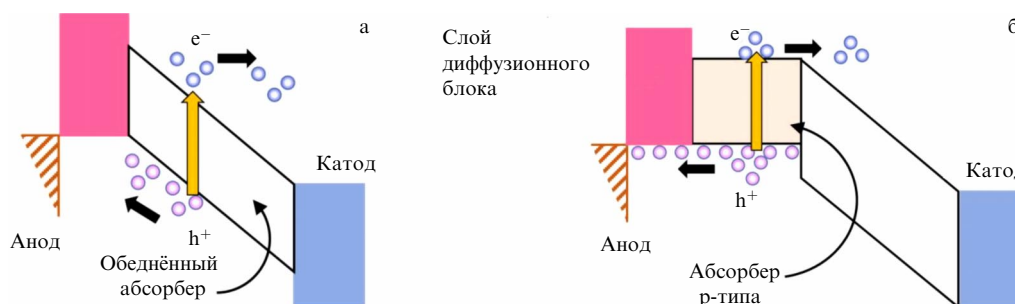


Рис. 4. Схематическое изображение зонной структуры и транспорта носителей в (а) р-і-п-фотодиоде и (б) фотодиоде с однонаправленным транспортом носителей [143].

лагается рядом с широкозонным собственным слоем, служащим для сбора носителей (рис. 4б). Со стороны анода расположен слой, препятствующий диффузии электронов, благодаря чему формируется однонаправленное движение электронов к коллектору. Такая конструкция обеспечивает пространственное разделение поглощающей области и области ускорения носителей.

С использованием приборов на основе принципа однонаправленного транспорта носителей достигнуты мощности ТГц-генерации ≈ 300 и $2,6$ мкВт на $0,3$ и $1,04$ ТГц соответственно [144]. Авторами работы [145] была получена рекордная мощность непрерывной генерации $\approx 1,04$ мВт на $0,28$ ТГц.

Ещё один подход к повышению эффективности основан на использовании комбинированной сверхрешеточной конструкции р-і-п-фотодиодов, в которой несколько одиночных диодов расположены друг над другом [146]. Каждый одиночный р-і-п-фотодиод оптимизирован на минимальное время пролёта фотовозбуждённых носителей заряда, что достигается с помощью уменьшения толщины і-слоя для обеспечения баллистического транспорта. Это значительно уменьшает спад частотного спектра, обусловленного временем пролёта. В работе [147] на основе сверхрешеточного р-і-п-фотодиода продемонстрирована мощность генерации 1 мВт на $0,4$ ТГц в непрерывном режиме.

2.3. Использование нелинейных сред

В зависимости от оптической схемы одна и та же нелинейная среда может излучать или детектировать свободно распространяющиеся электромагнитные волны за счёт оптического выпрямления или линейных электрооптических эффектов соответственно [148, 149]. С точки зрения прозрачности и значений коэффициентов нелинейных восприимчивостей подходящими для работы в ТГц-диапазоне частот средами являются:

- неорганические кристаллы LiNbO_3 и LiTaO_3 [150, 151], позволяющие достигать значительных напряжённостей ТГц электрического поля [152];
- полупроводники GaAs [153], GaSe [154], GaP , InAs , InP , часто используемый ZnTe [155];
- органические кристаллы DAST , DSTMS , OH1 , HMQ-TMS , BNA , EPHSI [156, 157];
- испытывающие переход металл-изолятор плёнки VO_2 [158] и др.

В нелинейном процессе высокая эффективность преобразования может быть достигнута при большой протяжённости области взаимодействия электромагнитных волн и выполнении условия фазового синхронизма.

Условие фазового синхронизма выполнено, когда фазовая скорость распространения ТГц-волны совпадает с групповой скоростью для ультракороткого лазерного импульса. ТГц и лазерный ИК-импульсы при распространении в кристалле удлиняются из-за материальной дисперсии, поэтому указанные выше требования являются противоположными: более тонкие кристаллы имеют большие диапазоны ТГц-генерации и спектральной чувствительности, но меньшую эффективность, и наоборот [155].

2.4. Использование лазерной газоразрядной плазмы

Для генерации и когерентного детектирования ТГц-излучения в спектральном диапазоне с высокочастотной границей до 10 ТГц может быть использована лазерная газоразрядная плазма (филамент), возникающая при оптическом пробое He , N , воздуха и др. газов [159–161]. Впервые генерация ТГц-излучения в результате действия пондеромоторных сил в плазме продемонстрирована Н. Hamster в работе [162]. Пробой индуцировался единственной (фундаментальной) длиной волны излучения, поэтому такой режим получил название "одноцветное возбуждение" (single-color excitation). Впоследствии эффективность оптико-ТГц преобразования удалось повысить за счёт перехода к (нелинейному) процессу четырёхволнового взаимодействия, при котором для пробоя газа использовалось "двухцветное лазерное возбуждение" одновременно на фундаментальной частоте и второй гармонике [163]. Этот принцип также применялся для когерентного детектирования ТГц-излучения в газоразрядной плазме [164].

При генерации ТГц-излучения основной лазерный луч на фундаментальной частоте (800 нм) проходит через тонкий кристалл бета-бората бария ($\beta\text{-BBO}$), вследствие чего часть излучения преобразуется во вторую гармонику (400 нм). Формирование газоразрядной плазмы осуществляется сфокусированным двухцветным излучением. Детектирование является обратным процессом к двухцветному возбуждению: два фотона на фундаментальной частоте смешиваются в газоразрядной плазме с ТГц-фотоном и в присутствии внешнего электрического поля смещения производят один фотон второй гармоники, который и регистрируется фотодетектором.

3. Импульсная терагерцевая спектроскопия и визуализация

Работа ТГц-импульсного спектрометра основана на генерации коротких ТГц-импульсов с последующей когерентной регистрацией их волновой формы. Принци-

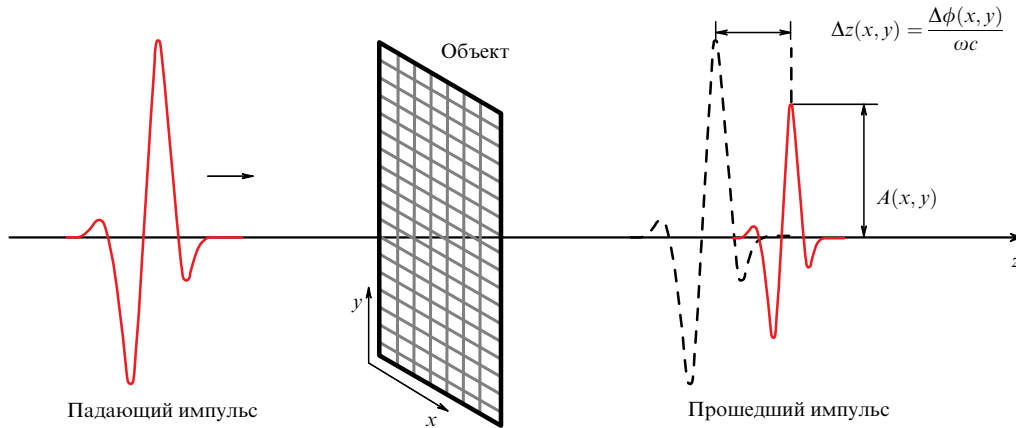


Рис. 5. Схема растрового сканирования объекта при ТГц-импульсной визуализации в геометрии "на пропускание".

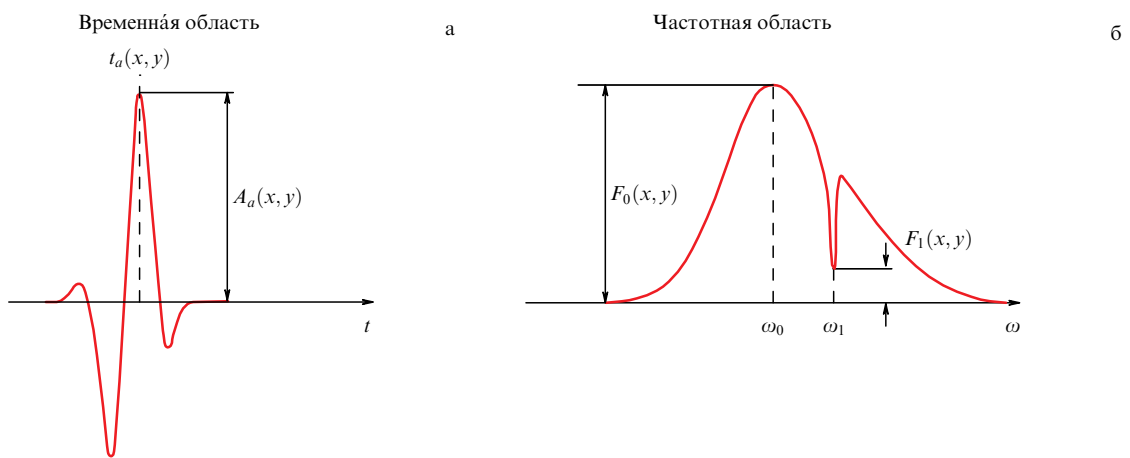


Рис. 6. Примеры выбора признаков в ТГц-импульсной визуализации для построения редуцированных двумерных изображений объекта: (а) максимальная амплитуда $A_a(x, y)$ и время задержки $t_a(x, y)$ импульса во временной области; (б) максимальная амплитуда $F_0(x, y)$ и амплитуда на заданной частоте $F_1(x, y)$ в частотной области.

пиальная схема ТГц-импульсного спектрометра представлена на рис. 1. Фурье-преобразование от регистрируемого временного сигнала позволяет получать широкополосные спектры комплексной амплитуды ТГц-волны, несущие информацию о её амплитуде и фазе. Для подавления шумов Гиббса в частотной области, связанных с конечным размером временного окна регистрации ТГц-сигнала, используется процедура аподизации — оконная фильтрация во временной области (например, с применением фильтров Тьюки). Таким образом, импульсная спектроскопия позволяет на основе единственного измерения получить наиболее полную информацию о ТГц-волне. Это делает возможным быструю оценку комплексных амплитудных коэффициентов пропускания и отражения излучения образцом в широком диапазоне частот ($\approx 0,1 - 3,5$ ТГц и шире), а также решение обратных задач, связанных с восстановлением комплексной диэлектрической проницаемости (или оптических характеристик) образца напрямую из сигналов спектрометра без применения соотношений Крамерса – Кронига.

В свою очередь, методы ТГц-импульсной визуализации предполагают растровое сканирование объекта исследования сфокусированным ТГц-пучком (рис. 5) с последующим анализом временной или спектральной (амплитудной или фазовой) информации, распределения оптических или диэлектрических свойств по апертуре объекта. Зарегистрированное с помощью ТГц-импульс-

ного спектрометра изображение содержит гораздо больше информации по сравнению с обычным двумерным изображением с аналогичным количеством пикселей. В ТГц-импульсной визуализации каждый пиксель содержит временной сигнал спектрометра, что открывает богатые перспективы для обработки и анализа подобных данных с последующим построением редуцированных параметрических изображений, удобных для анализа невооружённым глазом.

На рисунке 6 проиллюстрированы несколько параметров временных сигналов и их спектров Фурье, которые могут использоваться для построения ТГц-параметрических изображений объекта. Среди них отметим максимальную амплитуду $A(x, y)$ и время задержки импульса $t_a(x, y)$ во временной области либо максимальную амплитуду $F_0(x, y)$ и амплитуду на заданной частоте $F_1(x, y)$ в частотной области. Последний признак особенно полезен для построения ТГц-изображений в случае, когда исследуемый образец обладает характерным резонансным спектральным откликом.

3.1. Терагерцевая визуализация с помощью классических оптических систем

Принцип ТГц-импульсной визуализации был впервые предложен в работе [165], где были получены изображения микросхемы в пластиковом корпусе и листовой пластины растения. Благодаря способности ТГц-излуче-

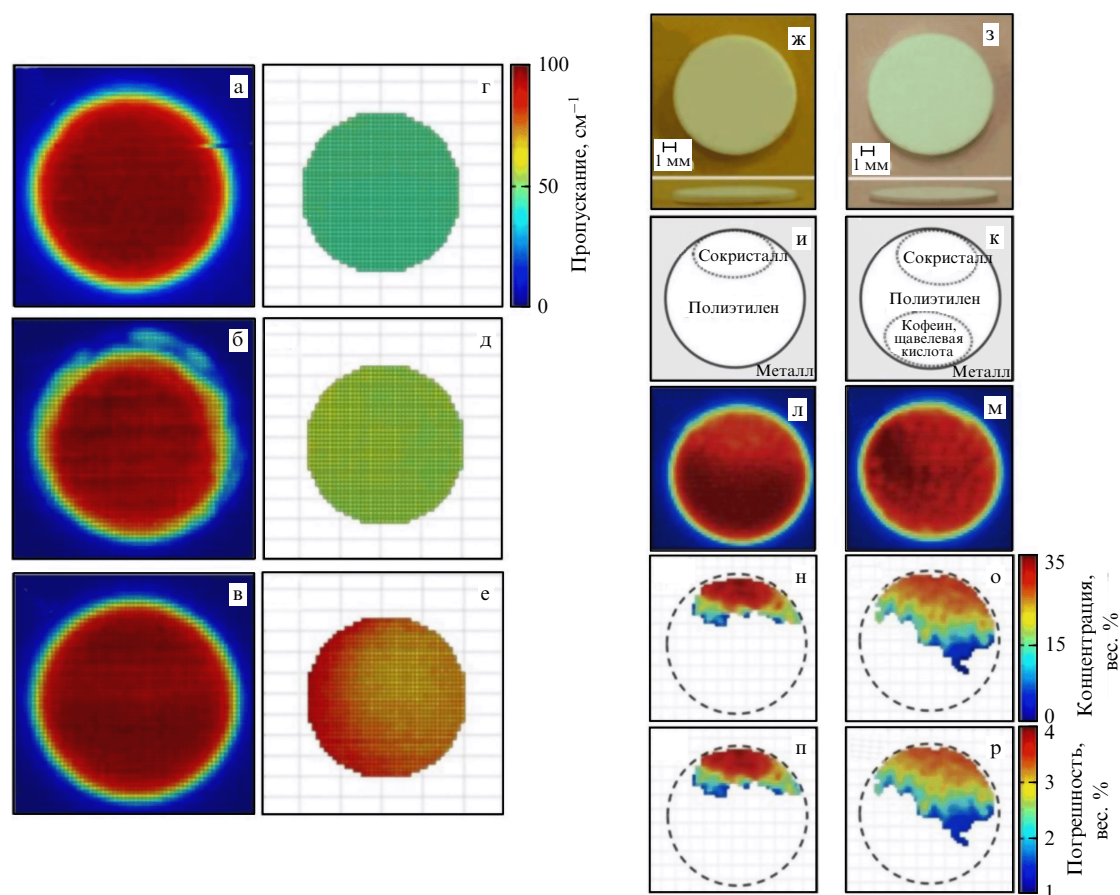


Рис. 7. Химическое картографирование калибровочных (а–е) и неоднородных по составу таблеток (ж–р) [173]: (а–в) химическое картографирование калибровочных таблеток с содержанием 20 %, 10 %, 0 % соответственно сокристалла кофеина–щавелевой кислоты; (г–е) карта пропускания на частоте максимального поглощения в сокристалле 1,56 ТГц, отсутствующей в спектрах поглощения кофеина и щавелевой кислоты по отдельности; (ж–р) химическое картографирование сокристалла в неоднородной по составу таблетке: (ж, з) оптические изображения; (и, к) диаграммы состава таблетки; (л, м) амплитудные ТГц-изображения; (н, о) доля сокристалла по весу на частоте 1,56 ТГц; (п, р) абсолютная ошибка в рассчитанной концентрации сокристалла.

ния проникать через неметаллические упаковочные, конструкционные и строительные материалы, ТГц-импульсная визуализация применяется для контроля качества, дефектоскопии и обнаружения скрытых запрещённых предметов и веществ [166–168]. В работе [169] ТГц-импульсная визуализация применена для определения содержания воды в полиамиде и деревянно-пластиковом композите, причём за счёт сравнения ТГц-данных с результатами гравиметрических измерений показана высокая чувствительность ТГц-метода. В работе [170] данный метод применялся для детектирования скрытых полостей в корпусах интегральных схем, определения их размеров и толщины. В работе [171] ТГц-импульсная визуализация позволила обнаружить скрытые расслоения в полимерном композиционном материале на основе стекловолокна, а в статье [172] — найти дефекты сварочных швов в похожих материалах.

Методы ТГц-спектроскопии и визуализации можно использовать для распознавания кристаллических твёрдых однофазных материалов, состоящих из двух или более различных молекулярных соединений (сокристаллов). В работе [173] ТГц-импульсная визуализация применена для изучения сокристаллов, содержащих кофеин и щавелевую кислоту, запрессованных в неоднородные таблетки (рис. 7). Метод обеспечивает определение массовой доли сокристалла в таблетке с точностью 0,3–1,3 %.

Такие исследования применялись не только в фармацевтике для изучения салициловой кислоты и салицилата натрия [174], но и для изучения низкотемпературных спектров сокристаллов более опасных веществ, например, CL-20/TNT [175].

ТГц-импульсная спектроскопия и визуализация открывают новые возможности медицинской диагностики благодаря своей неинвазивности и естественному (эндогенному) характеру маркеров, используемых для дифференциации здоровых и патологических тканей [176]. Метод ТГц-импульсной визуализации нашёл применение в диагностике доброкачественных и злокачественных новообразований различной нозологии и локализации, травматических повреждений и ожогов, рубцов, жизнеспособности и гидратации тканей, диабета и других патологий [177–179]. С учётом малой глубины проникновения ТГц-излучения в ткани (она составляет всего ~10–100 мкм в зависимости от частоты электромагнитной волны и типа тканей) ТГц-методы позволяют исследовать только поверхностные слои тканей. Соответственно, они могут применяться неинвазивно или минимально инвазивно для кожи и других эпителиальных тканей, выстилающих поверхность и полости тела человека, либо интраоперационно для других типов тканей и органов.

Несмотря на отмеченные достоинства метода ТГц-импульсной визуализации, у него есть принципиальное

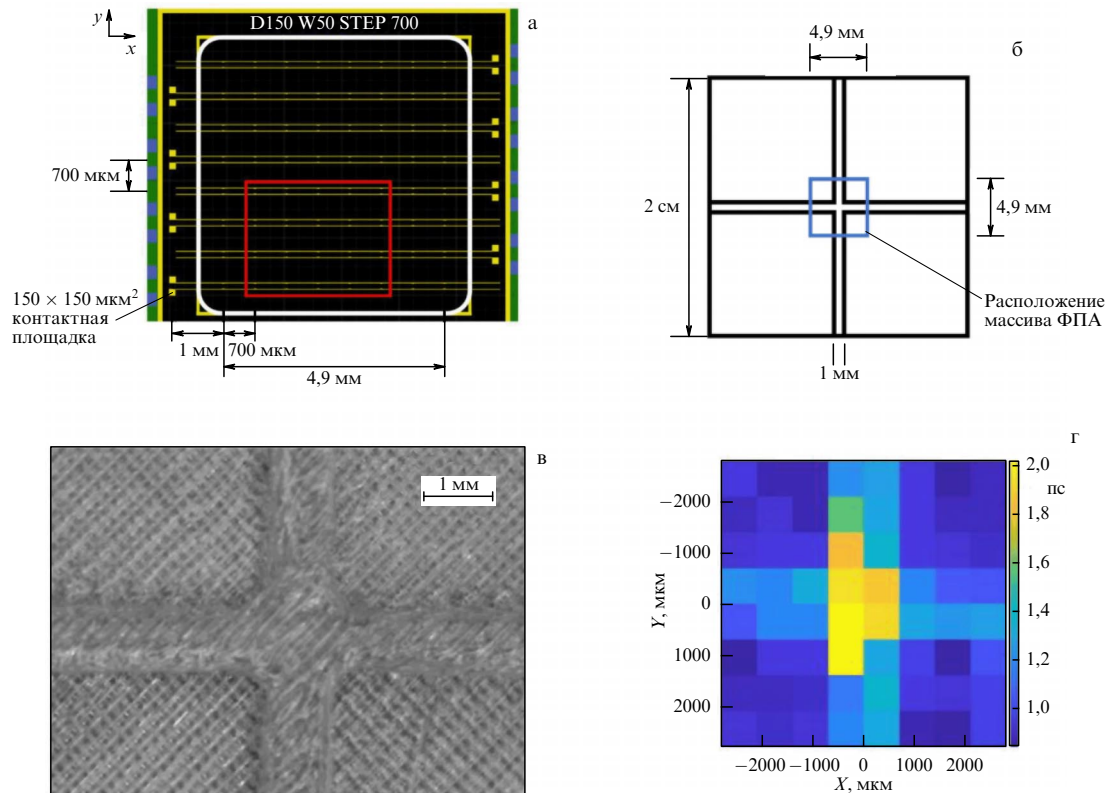


Рис. 8. Матричный ФПА-детектор для ТГц-визуализации [76]: (а) схема массива антенн размером 8×8 пикселей; (б) схема полимерного тестового объекта в форме креста на подложке; (в) микроскопия тестового объекта; (г) ТГц-изображение тестового объекта.

ограничение — значительное время, затрачиваемое на регистрацию одного изображения, достигающее нескольких минут или даже десятков минут [180]. Поэтому поиск путей повышения скорости регистрации ТГц-изображений, вплоть до реального масштаба времени, ведётся с момента появления методов ТГц-визуализации. Существующие подходы к решению этой проблемы можно условно разделить на две категории:

- системы визуализации на базе матричных ТГц-детекторов либо систем развёртки ТГц-пучка [181, 182] в сочетании со скоростными детекторами;
- системы визуализации на основе однопиксельных детекторов и принципов кодирующей апертуры, исключаяющие растровое сканирование [183].

К числу инновационных детекторов, используемых в первой категории изображающих систем, относятся микроболометрические [184, 185] или пироэлектрические приёмники [186], матрицы из приборов с зарядовой связью [187], детекторы на основе полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов в канале [188] и др. Однако в этих случаях регистрируется только интенсивность ТГц-поля, а информация о фазе теряется. Перспективным подходом, позволяющим уменьшить время сбора данных с сохранением информации как об амплитуде, так и фазе ТГц-волн, является использование массивов ФПА. В работе [76] предложен матричный 64-пиксельный детектор (8×8 элементов) на основе двумерного массива ФПА (рис. 8а), работающий в составе ТГц-импульсного спектрометра в сочетании с пространственно-временным модулятором света. В данном детекторе одновременно считывается электрический сигнал с каждого из 8 пикселей в строке, причём модулятор света позволяет зондировать фемтосекундным лазерным пучком опре-

делённую антенну в пределах этой строки. Другими словами, строка и столбец пикселя в массиве антенн выбираются электрическим и оптическим считыванием соответственно. В рассматриваемой работе в качестве одного из объектов ТГц-визуализации выступала "фазовая маска", полученная по методу трёхмерной полимерной печати и имеющая форму пластикового креста толщиной 700 мкм на подложке толщиной 700 мкм. На рисунке 8б, в показаны схема такой маски и микроскопия её центральной части, а на рис. 8г крест отчётливо виден на распределении амплитуды ТГц-волны, зарегистрированной матричным ФПА-детектором. В текущей геометрии матричного ФПА-детектора расстояние между соседними элементами (пикселями) в массиве и, соответственно, разрешение ТГц-визуализации составляло 700 мкм. Альтернативный подход к регистрации пространственно-временного профиля ТГц-импульса заключается в использовании широкоапертурных электрооптических детекторов в сочетании с матричными приёмниками пробного лазерного пучка [189–191].

Вычислительные методы ТГц-визуализации на основе однопиксельных детекторов и кодирующих апертур вызывают всё больший интерес. В них предполагается последовательное введение в пространство между объектом и однопиксельным детектором набора транспарантов, преобразующих комплексную амплитуду ТГц-волны [192]. Априорное знание геометрии транспарантов позволяет восстановить изображение объекта по наблюдаемым сигналам детектора, причём для этого требуется число транспарантов, меньшее, чем число пикселей в восстановленном изображении [193, 194]. Одна из первых работ в области ТГц-визуализации с кодирующей апертурой датирована 2008 г. [195], где для восстановления изображения

размером 32×32 пикселя авторам потребовалось всего 300 транспарантов. В работе [196] с помощью данного принципа достигнута кадровая частота 6 Гц регистрации изображений 32×32 пикселя, т.е. метод позволил приблизить ТГц-визуализацию к реальному масштабу времени. В то же время методы вычислительной ТГц-визуализации на основе кодирующих апертур характеризуются специфическими шумами и искажениями изображений, связанными с решением обратных задач, что ограничивает их практическую применимость.

3.1.1. Конфокальная терагерцевая микроскопия. Для повышения разрешающей способности, контраста и увеличения отношения сигнала к шуму в системах ТГц-визуализации также применяется принцип конфокальной микроскопии. Впервые предложенный М. Minsky в работе [197] для микроскопии оптического диапазона, позднее он был адаптирован и для ТГц-визуализации. Принцип конфокальной микроскопии заключается в использовании точечной диафрагмы, размещаемой в фокальной плоскости объектива. Диафрагма блокирует поток рассеянного излучения, не совпадающий с излучением от сечения образца сопряжённой конфокальной плоскостью объектива, что улучшает контраст и разрешающую способность не только в фокальной плоскости, но и по глубине образца. Первое экспериментальное исследование по применению конфокальной диафрагмы в ТГц-диапазоне было проведено авторами работы [198]. В ней использовалась классическая схема ТГц-спектрометра по типу "накачка – зондирование" на основе ФПА из полуизолирующего GaAs; при этом в область промежуточного фокуса оптической системы была помещена конфокальная диафрагма. Анализируя специально изготовленный тестовый трёхмерный образец, позволяющий определить как пространственное разрешение, так и селективность ТГц-изображения по глубине, авторы продемонстрировали, что использование конфокальной диафрагмы существенно увеличивает контраст изображения и позволяет получить разрешение не хуже чем $\lambda/4$.

В дальнейших работах метод конфокальной ТГц-микроскопии применялся с использованием непрерывного лазера. В частности, в работе [199] в качестве источника использовался газовый CH_3OH лазер с оптической накачкой, излучающий на частоте 2,52 ТГц ($\lambda = 118,9$ мкм). Латеральное разрешение в системе составило 310 мкм, что в полтора раза превосходит разрешающую способность традиционной системы, использующей ту же оптическую схему (для сравнения — 460 мкм). Кроме того, авторы оценили осевую разрешающую способность по глубине, которая составила 400 мкм. В работе [200] впервые в качестве источника использовался квантово-каскадный лазер с частотой генерации 2,9 ТГц. Латеральное и осевое разрешение составило 70 мкм и 400 мкм соответственно, с существенным усилением контраста по сравнению с традиционной схемой. Пример полученного изображения в схеме конфокальной микроскопии представлен на рис. 9.

В работе [201] создали двухосевой конфокальный микроскоп с осевым разрешением 670 мкм, работающий на частоте 2,52 ТГц. Двухосевая схема за счёт пересечения оптических осей осветителя и приёмника обеспечивает лучшую разрешающую способность по сравнению с одноосевой схемой, а также позволяет увеличить расстояние до объекта. По результатам исследования разре-

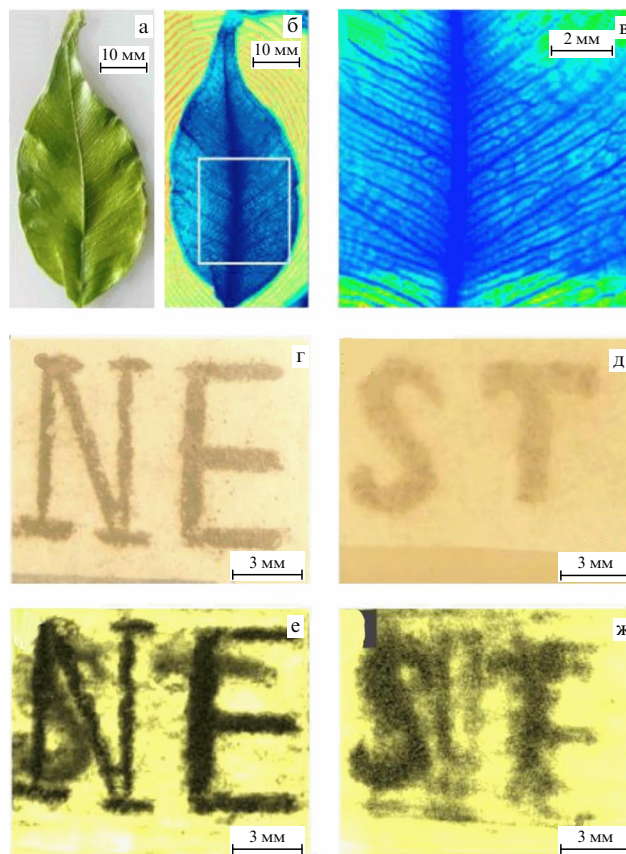


Рис. 9. Результаты исследований: (а) оптическая фотография зелёного листа; (б) высококонтрастное ТГц КМ-изображение этого листа с чётко различимыми жилками. Записано в разрешении 90×160 пикселей; (в) увеличенное изображение выделенной белым областью на рис. б, записанное с увеличенным разрешением 200×200 пикселей; (г, д) оптические фотографии двух бумажных листов с нарисованными карандашом символами. Для дальнейшего исследования из листов составлен объект, в котором (г) находится соосно над (д) на расстоянии 1,2 мм; (е, ж) изображение объекта, полученное методом конфокальной ТГц-микроскопии, при фокусировке на переднюю и заднюю плоскость соответственно. Разрешение изображений 120×100 пикселей [200].

шение в поперечном и продольном направлении составило 353 мкм и 314 мкм соответственно.

В качестве конфокальной диафрагмы может использоваться не только отверстие малого диаметра. В работе [202] была представлена система, где сфокусированный ТГц-пучок падает на диэлектрическую кубовидную линзу. При прохождении излучения через такую линзу на выходе образуется так называемая субволновая фотонная струя (фотонный джет) [203]. На характерной частоте $0,125$ ТГц размер струи на выходе линзы составил $0,55\lambda$, в то время как в работе [204] результат был улучшен до $(0,39 - 0,41)\lambda$. Из недавних публикаций нужно выделить теоретическую работу [205], где использовалась безлинзовая схема ТГц-визуализации на основе конфокальных волноводов. Вместо фокусирующих линз в работе использовались пустотелые волноводы с малыми потерями, представляющие собой полый цилиндрический полимерный каркас, внутренняя полость которого была покрыта алюминиевой фольгой. Помимо простоты изготовления, волноводы обеспечивают дополнительную субволновую фокусировку с предельным разрешением $0,5\lambda$ на частоте 0,1 ТГц.

3.2. Терагерцевая томография

Как и в случае с другими методами томографических исследований, ТГц-томография подразумевает восстановление внутренней структуры трёхмерного объекта. Рассмотрим два принципиально разных вида ТГц-томографии:

- времяпролётная, основанная на анализе эхо-сигналов (импульсных откликов) при отражении ТГц-импульсного излучения от слоистых объектов;
- компьютерная, основанная на анализе пропускания ТГц-излучения объектом при различных ракурсах измерений с применением преобразования Радона.

3.2.1. Времяпролётная. Метод ТГц-импульсной спектроскопии позволяет напрямую профилировать глубину многослойных структур. При падении на такую структуру ТГц-импульса волна отражается от границ раздела так, что результирующий отражённый сигнал состоит из серии импульсов, соответствующих различным границам раздела (рис. 10). Анализ волновых форм по времени прилёта с разрешением $\sim 10 - 100$ фс позволяет изучать структуру образца послойно и оценивать положение границ раздела с микрометровой точностью. Кроме того, анализируя мгновенную амплитуду отражённого поля, можно решать лидарные обратные задачи и восстанавливать профили показателя преломления и коэффициента поглощения излучения по глубине образца [206].

Первые работы в области ТГц-времяпролётной томографии заключались в определении расстояния до объекта в ТГц-диапазоне [207]. Например, на рис. 11 из работы [208] показаны результаты ТГц-времяпролётной томографии бритвенного лезвия, лежащего на металлической поверхности, в виде карт задержек отражённого ТГц-импульса и его максимальной амплитуды для каждой точки объекта. На томографическом изображении слева различимы отдельные отражающие поверхности и характерные элементы лезвия, в то время как на амплитудном изображении справа отдельные поверхности неразличимы из-за близкого коэффициента отражения и отсутствия фазовой информации.

В работе [209] получены изображения компьютерной дискеты, на которых различимы её составные части: передняя и задняя часть корпуса, магнитный диск и металлическая втулка. В работе [210] данный метод применялся для детектирования дефектов типа "непроклей" в объёме полимерного композиционного материала и определения глубины их залегания.

Перспективное приложение ТГц-времяпролётной томографии рассмотрено в работе [211]. Авторы исследовали дефекты в пенной теплоизоляции космического шаттла, что принципиально важно для безопасности космических полётов. Подобная среда обладает низкими плотностью и коэффициентом поглощения; она чрезвычайно трудно исследуется с помощью традиционных ультразвуковых и рентгеновских методов. В свою очередь, благодаря высокой чувствительности к малейшим изменениям ТГц оптических свойств материала, времяпролётная томография позволила определить как воздушные полости в его объёме, так и отслоения материала на исследуемых участках. В работе [212], используя широкополосный источник ТГц-импульсов на основе нелинейного кристалла 4-dimethylamino-N-methylstilbazolium tosylate, возбуждаемого лазерными импульсами длитель-

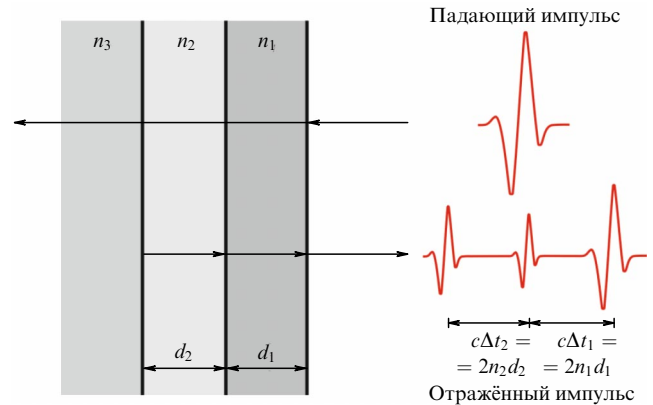


Рис. 10. Схема отражения ТГц-импульса от многослойной диэлектрической среды.

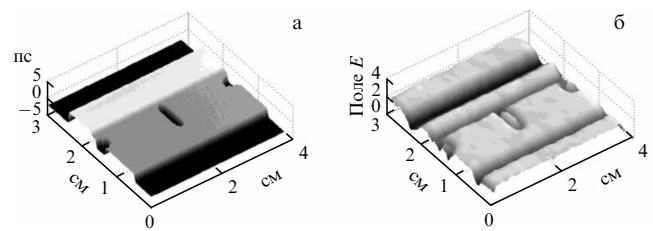


Рис. 11. ТГц-времяпролётная томография бритвенного лезвия на металлической поверхности [208]: (а) анализ времени прилёта отражённых ТГц-импульсов; (б) анализ максимальной амплитуды отражённых ТГц-импульсов.

ностью всего 17 фс, в сочетании с деконволюцией ТГц-импульсных сигналов, авторы получили томографическое изображение многослойной структуры со слоем GaAs толщиной всего 2 мкм (рис. 12).

В работе [213] предложен метод математической обработки сигналов ТГц времяпролётной томографии для анализа оптически тонких слоёв, для которых отношение толщины слоя к показателю преломления меньше половины длины волны излучения. При столь малой толщине отражённые от разных слоёв ТГц-импульсы накладываются друг на друга, что делает невозможным точное определение времени прилёта импульса. Для решения этой проблемы авторы предложили метод деконволюции временных сигналов с помощью авторегрессионной спектральной экстраполяции, основанной на модифицированном методе ковариантности. Метод позволяет достичь ещё большего разрешения при анализе тонких многослойных структур.

3.2.2. Компьютерная. Для компьютерной томографии в ТГц-диапазоне, в целом, применяются те же принципы, что и для рентгеновской, а именно: регистрируется серия двумерных теневых (в геометрии "на пропускание") изображений объекта, вращающегося вокруг своей оси. Затем на основе преобразования Радона [214, 215] решается обратная задача компьютерной томографии и восстанавливается трёхмерное изображение, отражающее распределение локального коэффициента ТГц-поглощения. Важно отметить, что, в отличие от рентгеновского диапазона, показатели преломления объектов исследования существенно отличаются от свободного пространства ($n > 1,0$), что приводит к рефракции ТГц-излучения на границах раздела. Этот эффект крайне трудно

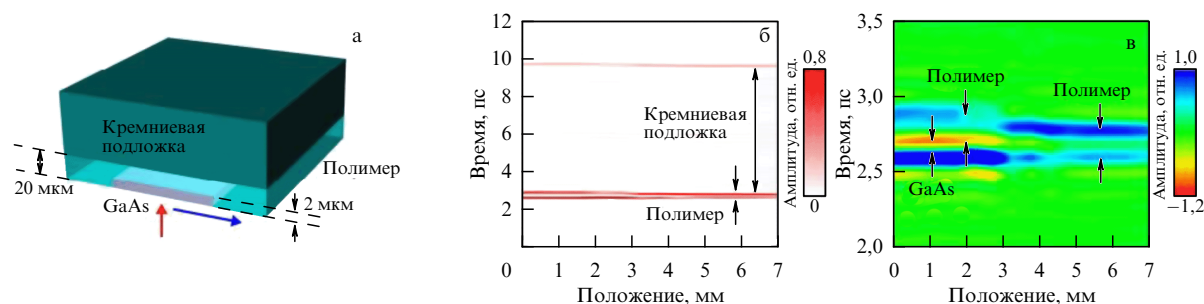


Рис. 12. ТГц времяпролётная томография полупроводниковой структуры со слоем GaAs толщиной 2 мкм [212]: (а) схема полупроводниковой структуры; (б) и (в) ТГц томографическое изображение и его увеличенная область со слоем GaAs.

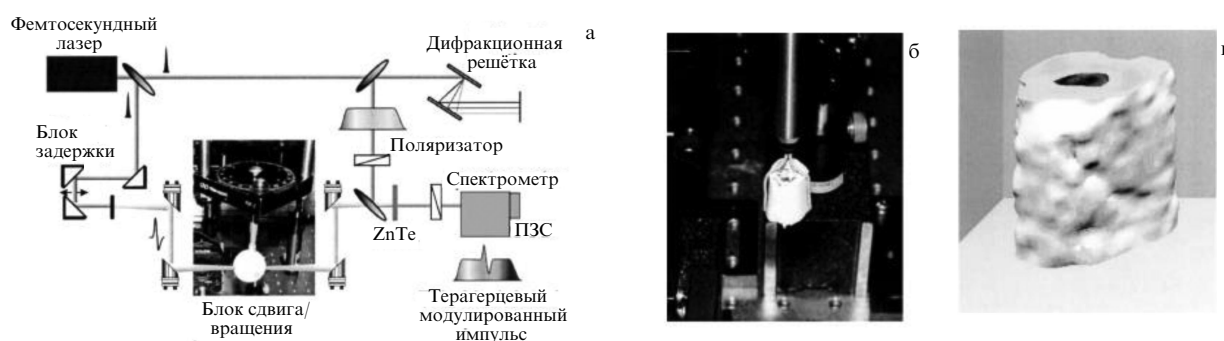


Рис. 13. ТГц компьютерная томография кости индюка *ex vivo* [216]: (а) схема экспериментальной установки на базе ТГц-импульсного спектрометра; (б) фотография образца; (в) ТГц-томограмма.

учесть при решении обратной задачи компьютерной томографии, что приводит к искажению результирующих ТГц-термограмм, а также значительно ограничивает круг сред, которые могут быть изучены с помощью данного метода. Более того, данный метод неприменим для исследования непрозрачных (сильнопоглощающих) диэлектрических сред в ТГц-диапазоне, включая биологические ткани и другие водосодержащие объекты.

Впервые ТГц компьютерная томография реализована в работе [216], где в качестве объекта исследования авторы использовали фрагмент кости индюка *ex vivo*. Регистрировалось прохождение широкополосного ТГц-импульсного излучения через образец при различных ракурсах, а для реконструкции ТГц-томограммы применён алгоритм обратного проецирования с фильтрацией, причём входными данными для него выступала амплитуда ТГц-импульсов. На рисунке 13 показаны экспериментальная система и пример восстановления трёхмерного изображения. Для формирования такой ТГц-томограммы потребовалось растровое сканирование объекта ТГц-пучком (100×100 точек) с множества ракурсов.

В работе [217] методом ТГц компьютерной томографии исследовались тестовые объекты в виде полистирольной ёмкости, внутри которой помещались различные материалы: металл, тефлон, глюкоза и лактоза. С использованием сфокусированного пучка ТГц-импульсного излучения внутренняя структура ёмкости изучена с разрешением до 0,4 мм. Более того, ТГц компьютерная томография позволила дифференцировать различные материалы по характеру восстановленных спектров их поглощения.

В работе [218] ТГц компьютерная томография применена для неразрушающего контроля сажевых фильтров двигателей внутреннего сгорания, имеющих вид ячеистой керамической структуры. Сперва изучены ТГц

спектральные характеристики чистого фильтра и сажи, после чего разработан метод оценки количества сажи в загрязнённом фильтре на основе ТГц-спектров. Затем снимались зависимости пропускания ТГц-излучения фильтрами от частоты и угла падения. Используя диод Ганна в качестве источника излучения с частотой 65 ГГц, методом ТГц-компьютерной томографии получены трёхмерные изображения фильтра с чётко видимыми заполненными сажей полостями (рис. 14).

В работе [219] быстродействие ТГц компьютерной томографии было значительно повышено за счёт использования мощного источника ТГц-импульсов на базе кристалла LiNbO_3 (напряжённость ТГц поля до 7 кВ см^{-1}). Суммарное время регистрации ТГц-изображений для томографической реконструкции составило 6 мин.

Для повышения эффективности методов ТГц компьютерной томографии обработка ТГц-изображений и решение обратной задачи были дополнены нейросетевыми методами [220, 221]. Нейросеть позволяет обработать ТГц-изображения (проекции), представленные как в пространственно-временной, так и в пространственно-частотной областях, после чего преобразование Радона применяется для реконструкции ТГц-томограммы. На рис. 15 показан пример регистрации ТГц-томограммы системой, дополненной нейросетью.

Работа [222] посвящена исследованию внутренних дефектов высоковольтных кабелей с помощью ТГц компьютерной томографии. В ней используется частотно-модулированная система визуализации с непрерывным источником излучения. Линейное сканирование с осевым вращением позволяет набрать трёхмерный массив данных и построить трёхмерное изображение кабеля. Изображение позволяет чётко характеризовать воздушные и водяные полости в полиэтиленовой изоляции, а также

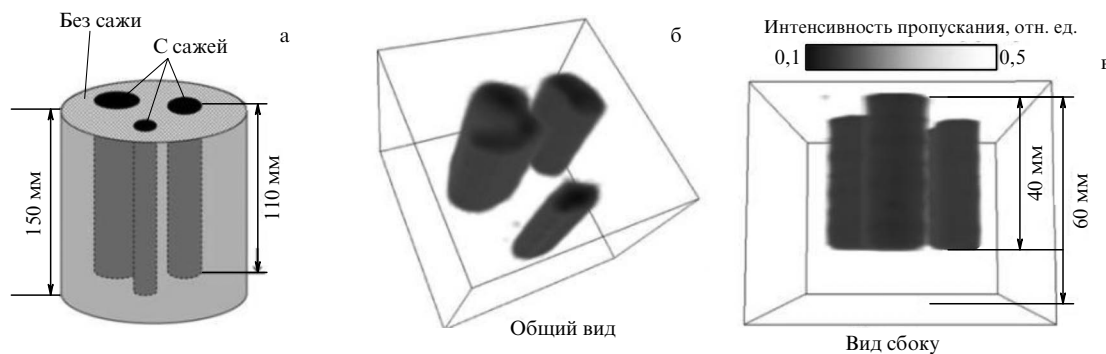


Рис. 14. ТГц компьютерная томография сажевых фильтров двигателей внутреннего сгорания [218]: (а) схема сажевого фильтра с тремя полостями, заполненными сажей; (б), (в) ТГц-томограммы фильтра.

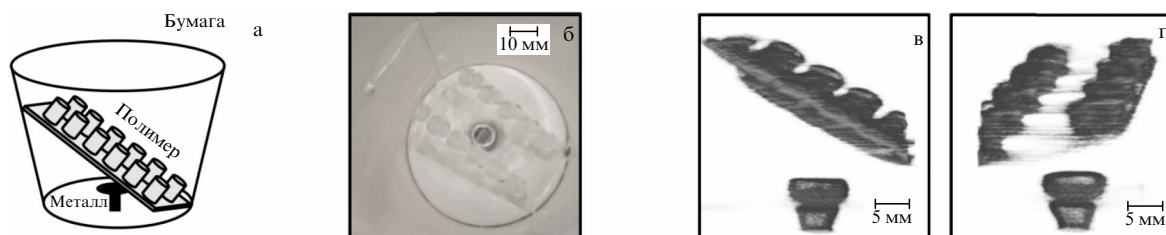


Рис. 15. ТГц компьютерная томография, дополненная нейросетевыми методами [220]: (а) схема и (б) фотография тестового объекта, состоящего из бумажной ёмкости, полимерного блока и металлического винта; (в), (г) ТГц-томограммы тестового объекта.

оценить перекрученность многожильного провода внутри и разрывы отдельных жил. Последующий анализ изображений с применением машинного обучения может автоматизировать контроль качества продукции при массовом производстве.

3.3. Ближнепольная терагерцевая сканирующая микроскопия

Все описанные выше методики ТГц визуализации работают в режиме дальнего поля и используют дифракционно-ограниченные линзовые или зеркальные оптические системы, поэтому их пространственное разрешение ограничено дифракционным пределом Аббе ($\approx 0,5\lambda$ при фокусировке в свободном пространстве). Преодолеть этот фундаментальный физический предел можно с помощью различных методов сканирующей зондовой ближнепольной оптической микроскопии.

Первые экспериментальные работы в области ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии проведены ещё в 1990-х годах [223, 224]. С тех пор предложены различные схемы построения таких систем, основанные на различных типах ближнепольных зондов: субволновых апертурах [225–228], кантилеверах (металлических иглах) [229–231] электрооптических зондах [232, 233] или миниатюрных фотопроводящих ТГц-детекторах [234, 235].

3.3.1. Системы на базе субволновых апертур. В пилотных работах по ТГц ближнепольной микроскопии для ограничения размера ТГц-пятна использовалась субволновая апертура [223], аналогично известным методам из видимого [236, 237] и ИК [238] диапазонов. Апертура в данном случае представляла собой заострённый конусный металлический наконечник с субволновым отверстием на узком конце, при этом разрешение в регистрируемом изображении определяется размером отверстия. Хотя меньший диаметр апертуры d обеспечивает боль-

шую разрешающую способность, энергетические характеристики такого микроскопа (например, отношение сигнала к шуму в регистрируемых изображениях) резко спадают с уменьшением d [239–241].

Изучены различные геометрии субволновой апертуры. В работе [242] авторы предлагают использовать в качестве ближнепольной динамической апертуры лазерный пучок, сфокусированный на исследуемом образце для локального изменения его проводимости, при этом пространственное разрешение метода определяется остротой фокусировки лазерного пучка. При исследовании металлического рисунка на подложке GaAs достигнуто разрешение < 50 мкм. В работе [243] разрешение до $\sim \lambda/100$ получено на частоте 1 ТГц, размер апертуры составлял 3 мкм. Диаметр апертуры определяет частоту излучения, которое может быть пропущено через неё. Минимальная частота пропускания называется частотой отсечки ν_0 , ниже которой начинается существенное затухание сигнала [244]. Разработаны несколько подходов, обеспечивающих возможность работы на частотах ниже ν_0 . Авторы работы [245] использовали плазмонный волновод на основе двух металлических пластин для обеспечения разрешения до $\lambda/250$. В работе [246] предложен зонд из двух игл, за счёт поверхностных плазмонных мод обеспечивающий разрешение ТГц-визуализации до 10 мкм. В работе [247] предложена апертура с повышенным пропусканием на частотах ниже ν_0 . Авторы работы [248] создали апертурный зонд из пластика в форме усечённого конуса, обеспечивающий разрешение ТГц-визуализации до 6 мкм на 0,11 ТГц, или $\lambda/450$.

Субволновая апертура может использоваться совместно с субволновым ТГц-приёмником. В работах [226, 241] апертура изготовлена и расположена в непосредственной близости к детектирующей области ФПА. В данном случае ФПА более чувствительна к слабому полю затухающих волн, распространяющихся через апертуру. При растровом сканировании объекта такой апертурой раз-

решение достигло 7 мкм на 0,2 ТГц, или $\lambda/200$. В работе [249] также ближнепольная апертура комбинировалась с ФПА-детектором, причём антенна включала в себя брэгговский отражатель $\text{AlAs}/\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ под фотопроводящим слоем LT-GaAs и массив нанополос из золота на поверхности фотопроводника. Эта конструкция позволила продемонстрировать субволновое разрешение до 2 мкм на 1 ТГц, или $\lambda/150$.

Идея интеграции ближнепольного зонда с детектором была развита в работе [250]. Для детектирования использовался термоэлектрический механизм в канале полевого транзистора, состоящего из асимметричных электродов и канала между ними из нанонити InAs . Эта идея была опробована для ТГц-визуализации в работе [228], где была изготовлена система сверхчувствительной субволновой визуализации, включающая упомянутый детектор, апертуру диаметром 18 мкм и интерферометрическую оптическую систему на основе ТГц-квантово-каскадного лазера. Достигнутая минимальная детектируемая мощность составила 7,6 нВт.

3.3.2. Безапертурная ближнепольная терагерцевая микроскопия. Разработанный в 1990-х годах метод сканирующей зондовой ближнепольной оптической микроскопии на базе субволнового рассеивающего кантилевера [251, 252] транслирован в ТГц-диапазон в 2000-х годах [253, 254]. Кантилевер (заострённый металлический зонд) удерживается вблизи поверхности образца на расстоянии порядка радиуса закругления зонда [230, 231] и освещается сфокусированным ТГц-пучком. Условия рассеяния ТГц-поля на конце кантилевера зависят от его близости к объекту и от локальных оптических и структурных свойств объекта. Рассеянное на кантилевере поле регистрируется в непосредственной близости от него [253] либо в дальней зоне. Для повышения отношения сигнала к шуму в регистрируемых сигналах зонд колеблется в направлении нормали к поверхности объекта на небольшой частоте (~ 100 Гц), на которой затем осуществляется демодуляция ТГц-сигнала с использованием принципов синхронного детектора.

Для физической интерпретации данных этого вида ТГц-микроскопии чаще всего используется модель, где система кантилевер–поверхность объекта образует рассеиватель Ми [255, 256]. В рамках теории Ми зонд рассматривается в качестве простого сферического рассеивателя, находящегося над плоской поверхностью. Этот подход впервые используется авторами работы [257], на основании квазиэлектростатической теории описывающими взаимодействие между поляризуемой сферой, которой аппроксимирован зонд, и её наведённым поверхностными зарядами изображением в образце. Хотя такая модель даёт адекватные интерпретации данных ближнепольной микроскопии в видимом и ИК-диапазонах, авторы работы [255] отмечают, что она не согласуется с полученными ими данными. Для объяснения предлагается модель, в которой наконечник зонда рассматривается не в качестве рассеивателя Ми, а как дипольная антенна, резистивно и индуктивно связанная с падающим ТГц-излучением. Похожая модель используется в работе [258] для объяснения относительно слабого затухания амплитуды ближнего поля при увеличении зазора между наконечником зонда и поверхностью. Сравнение различных моделей друг с другом проводят авторы работы [259]. К. Моон и др. в работах [260, 261] предложили но-

вую аналитическую теорию, обеспечивающую превосходное согласование с экспериментальными результатами. В ней зонд аппроксимирован не просто как одиночный точечный диполь, а как непрерывное распределение диполей по её объёму, которое обычно и заменяется для упрощения точечным диполем. В.Н. Трухин и др. в работе [262] исследовали процессы рассеяния импульсного ТГц-излучения на металлических зондах ближнепольного микроскопа, происходящие в том числе при увеличении амплитуды модуляции в вертикальном направлении зонда. Авторами было показано, что в процессе рассеяния плоской электромагнитной волны на металлическом зонде важную роль играет возбуждение дифракционных краевых волн на границе перехода свет–тень. Поскольку при увеличении амплитуды колебаний зонда сигнал на частоте модуляции его амплитуды за счёт фазовой модуляции может быть сравним с ТГц-ближнепольным сигналом [263], то для исследования эффекта взаимодействия ближнепольной компоненты электрического поля с объектом вблизи зонда необходимо модулировать амплитуду колебаний зонда такой величины, при которой вклад фазовой модуляции при регистрации ТГц-ближнепольного сигнала был бы минимальным. Важно, что пространственное разрешение ТГц-сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии на базе металлического кантилевера определяется радиусом закругления наконечника зонда и его расстоянием от поверхности образца. Обе величины могут быть гораздо меньше ТГц-длины волны, а разрешение ТГц-визуализации может достигать $10^{-3} - 10^{-4} \lambda$.

Прямое детектирование ТГц-поля, рассеянного кантилевером, применялось в работе [253], где в качестве детектора использовался электрооптический кристалл GaP с ориентацией $\langle 100 \rangle$ с расположенным на нём образцом. Неподвижный наконечник зонда за счёт рассеяния во всех направлениях создаёт поле с компонентами всех поляризаций. Выбор такого кристалла позволяет сделать систему нечувствительной к падающему ТГц-полю и детектировать только компоненты ближнего поля, ориентированные перпендикулярно к поверхности кристалла. Разрешение такой схемы достигло ~ 8 мкм при работе в полосе частот 0,1–1,5 ТГц. Хотя прямое детектирование за счёт близости детектора к зонду обеспечивает высокое отношение сигнала к шуму, большого распространения данный метод не получил.

На основе схемы с колеблющимся зондом в последнее время были проведены различные исследования. В работе [264] изучались эффекты ближнепольного взаимодействия ТГц-излучения с лентами графена вблизи металлического зонда атомно-силового микроскопа. В работах [265, 266] с помощью ТГц-ближнепольной микроскопии исследовались субволновые металлические наноструктуры в диапазоне частот от ГГц до ТГц, в результате чего было обнаружено, что в этом диапазоне ближнепольный контраст исследуемого объекта чрезвычайно сильно зависит от поперечного размера наноструктуры, в отличие от пространственного разрешения. Также наблюдаемый контраст зависит от соединения наноструктур с массивной заземляющей шиной. Полученные результаты могут быть объяснены с использованием квазиэлектростатического анализа с учётом размеров и геометрии металлических наноструктур.

В работе [267] разработан ТГц-ближнепольный микроскоп на базе бездетекторной лазерной интерферомет-

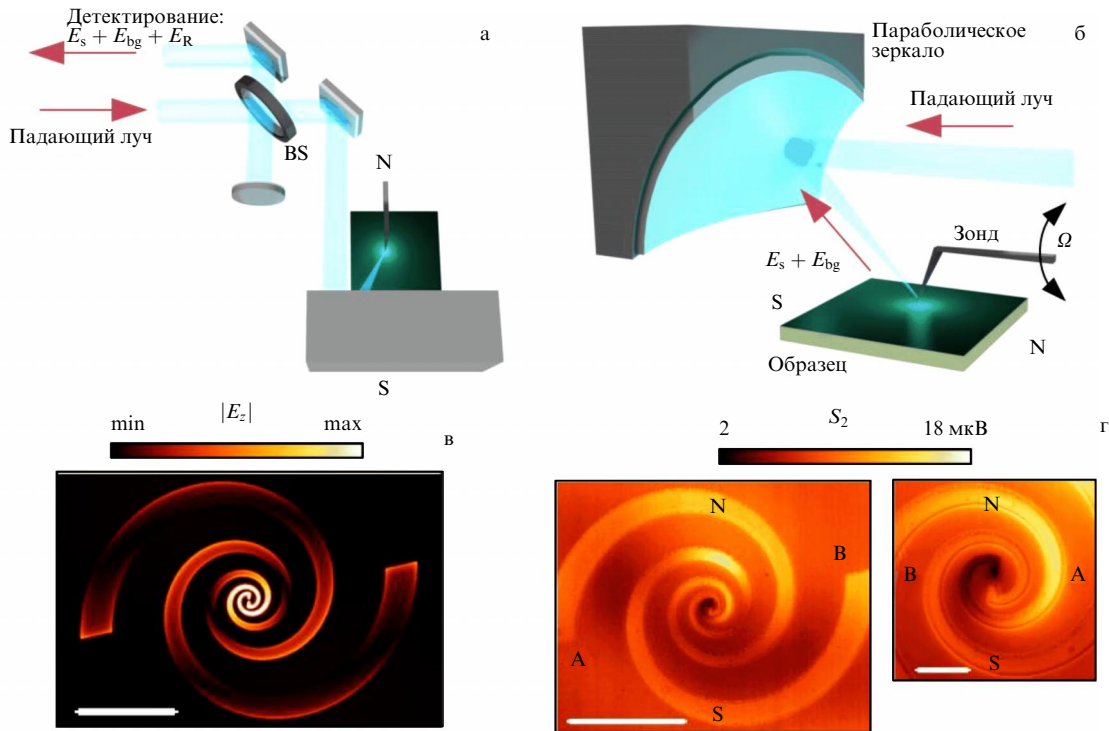


Рис. 16. ТГц ближнепольная микроскопия электрического поля в плечах логарифмической спиральной ФПА [271]. (а) Схема ТГц-микроскопа, где луч газового лазера на метаноле с накачкой CO_2 -лазером на частоте 2,522 ТГц проходит через интерферометр микроскопа и фокусируется параболическим зеркалом на колеблющийся наконечник зонда. Параболическое зеркало также собирает рассеянное излучение в ближнем поле. Оптические сигналы объединяются с опорным плечом интерферометра и регистрируются с помощью InSb болометра на горячих электронах. (б) Вид сбоку на параболическое зеркало, зонд и образец. (в) Расчётное ближнепольное изображение распределения интенсивности электрического поля ($|E_z|^2$) для ФПА с логарифмической спиральной топологией в режиме детектора. Размер масштабной линейки 30 мкм. (г) Экспериментальное изображение распределения электрического поля для ФПА с логарифмической спиральной топологией в режиме детектора, слева — в полном масштабе с длиной масштабной линейки 30 мкм, справа — увеличенная центральная область ФПА с длиной масштабной линейки 5 мкм.

рической системы с обратной связью — полупроводниковый лазер использовался одновременно в качестве источника и фазочувствительного детектора. Такая схема выделяется высокой компактностью, и её реализация позволяет расширить спектр применения ТГц-микроскопии. Установлено, что наилучший результат, с точки зрения отношения сигнала к шуму, обеспечивается в режиме сильной обратной связи. В этом режиме получено ТГц микроскопическое изображение частицы топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,2}\text{Se}_{0,8}$ размером всего 39 нм, имеющего в диапазоне 1,6–2,8 ТГц активные фотонные моды [268].

До настоящего времени визуализация отдельных малых биологических объектов, таких как молекула белка, представляла собой нетривиальную задачу, в том числе благодаря слабому обратному рассеянию ими ТГц-волн. В работе [269] эта задача решена с помощью графеновой подложки с высоким коэффициентом отражения, на которой располагалась молекула, а также высокоэффективного платинового ближнепольного зонда. Таким образом получено топографическое и ТГц ближнепольное изображение одиночной молекулы иммуноглобулина G и молекул ферритина размером в несколько нанометров.

Авторы работы [270] предложили схему ТГц ближнепольного микроскопа, в которой в качестве источника используется квантово-каскадный лазер на 4,2 ТГц, а в качестве приёмника — фотодетектор на квантовых ямах с резонансным поглощением на частоте источника. Высокое быстродействие такого детектора важно при высо-

кой скорости модуляции потока мощности ТГц-пучка колеблющимся зондом. С помощью этого ТГц-микроскопа получены изображения наноструктур с пространственным разрешением 95 нм, или $\approx \lambda/752$. В работе [271] исследовалась возможность изучать методом ТГц ближнепольной микроскопии фотонные моды в микрорезонаторах. Получены ближнепольные изображения распределения электрического поля в плечах логарифмической спиральной ФПА (рис. 16г) в режиме фотовозбуждения на частоте 2,5 ТГц. Результаты оказались неожиданными из-за асимметрии в распределении поля, чего не наблюдалось в расчётном распределении (рис. 16в). Авторы пришли к выводу, что интерпретация ТГц микроскопических изображений локального электрического поля нетривиальна, а результат визуализации сильно зависит от положения зонда.

Уникальными для ближнепольной ТГц-визуализации являются работы R. Stantchev и др. с применением хорошо изученного в классической дальнепольной визуализации метода однопиксельного детектора [272] и их дальнейшее развитие с имплементацией алгоритма сжатого считывания [273]. В [272] авторы проецировали меняющийся во времени оптический трафарет большой интенсивности ($> 100 \text{ мкДж см}^{-2}$) на кремниевую подложку толщиной 115 мкм, которая пространственно модулировала проходящее ТГц импульсное излучение. Объект исследования располагался с обратной стороны подложки, а одноэлементный детектор фиксировал прошедший ТГц-импульс в дальней зоне в зависимости от сформир-

рованной в плоскости объекта кодирующей маски. Получены изображения печатной платы с субволновым разрешением ≈ 100 мкм на 0,75 ТГц, или $\approx \lambda/4$. В работе [273] использовалась аналогичная схема измерений, за исключением толщины кремниевой подложки, которая составляла 6 мкм. Ультратонкая подложка позволила достичь разрешения ≈ 9 мкм на 0,75 ТГц, или $\approx \lambda/45$.

3.3.3. Микроскопия на основе эффекта твердотельной иммерсии. Другим методом ближнепольной визуализации является микроскопия на основе эффекта твердотельной иммерсии. Данный подход впервые был предложен в 1990 г. для оптических систем видимого и ближнего ИК-диапазонов [274, 275] и недавно был реализован в системах ТГц-диапазона [276, 277]. Эффект твердотельной иммерсии позволяет повысить пространственное разрешение оптической системы путём фокусировки пучка электромагнитного излучения на малом расстоянии ($\sim \lambda$) позади иммерсионной линзы, обладающей высоким показателем преломления [278]. Иммерсионная линза, как правило, выполняется в виде усечённой сферы и располагается так, что сходящийся пучок падает концентрично её сферической поверхности [279]. Таким образом, не происходит рефракции лучей в иммерсионной линзе, а повышение пространственного разрешения достигается за счёт фокусировки пучка в ближней зоне на задней грани линзы. Благодаря высокому показателю преломления линзы n_{st} на границе раздела иммерсионная линза – объект высокоапертурная часть пучка претерпевает полное внутреннее отражение (ПВО) ($\theta_{TIR} \leq \theta \leq \theta_{max}$, где θ_{TIR} — критический угол ПВО, θ_{max} — апертурный угол), что сопровождается возбуждением эванесцентных волн, которые, интерферируя с низкоапертурной частью пучка ($\theta < \theta_{TIR}$), претерпевающей обычное френелевское отражение, образуют результирующую каустику оптической системы (рис. 17а). Преимуществом данного подхода, по сравнению с методами сканирующей зондовой микроскопии, является высокая энергетическая эффективность благодаря отсутствию субволновых диафрагм и кантилеверов, тогда как про-

странственное разрешение ТГц-микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии может достигать $0,15\lambda$ [276, 280], что сравнимо с некоторыми системами сканирующей зондовой микроскопии. Как правило, данный метод применяется в сочетании с поточечным сканированием поверхности объекта [276, 278], однако были также предложены системы, регистрирующие ТГц-изображения в широком поле зрения [281].

Ранее была показана перспективность применения ТГц-микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии для неразрушающего контроля [280], а также в биомедицине [278, 282]. Результаты ТГц-визуализации различных типов биологических объектов и тканей позволили различить их субволновые особенности и структуру. В частности, данный метод позволил получить ТГц-изображения жировых клеток и их скоплений в соединительной фиброзной ткани молочной железы [278], а также структуры интактного мозга крысы и модели глиомы 101,8 (рис. 17в, е) [283, 284]. Кроме того, предложен метод анализа изображений ТГц-микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии, который позволил оценивать распределение показателя преломления объекта на основе регистрируемой интенсивности непрерывного ТГц-излучения [285]. На рисунке 17г, ж показан пример оценки распределения показателя преломления интактного мозга и модели глиомы 101,8 в мозге крысы *ex vivo* по данным ТГц-микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии на длине волны $\lambda = 500$ мкм.

Поскольку разрешение оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии зависит от показателя преломления иммерсионной линзы [286], то перспективным путём развития данного метода является применение новых материалов для её изготовления. Например, в работе [287] для изготовления иммерсионной линзы использован композиционный материал из спекаемых порошков полипропилена и диоксида титана (TiO_2), который позволил достигнуть разрешения $0,2\lambda$. Применение композиционных материалов позволяет управлять оптическими свойствами иммерсионной линзы, а следовательно, изменять характеристики системы.

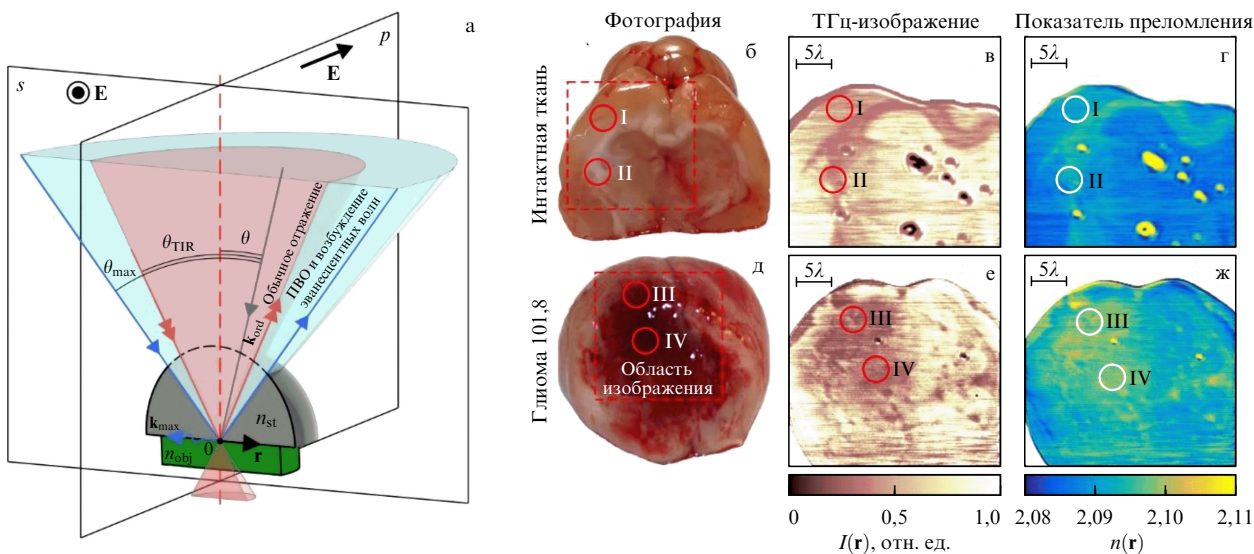


Рис. 17. (а) Схема фокусировки ТГц-пучка в оптической системе на основе эффекта твердотельной иммерсии [279]; (б–г) фотография, ТГц-изображение и распределение показателя преломления интактной ткани мозга крысы *ex vivo*, полученные при помощи ТГц-микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии; (д–ж) аналогичные изображения для модели глиомы 101,8 в мозге крысы [285].

4. Заключение

В работе представлен обзор результатов по мультиспектральной визуализации, которая стала возможна благодаря развитию современной оптоэлектронной компонентной базы и, в частности, оптико-ТГц преобразователям и основанным на них системам импульсной ТГц-спектроскопии. Рассмотрены преобразователи на следующих физических принципах: ускорение носителей заряда в полупроводниках при использовании фотопроводящих антенн и методы повышения их эффективности, а также генерация ТГц-излучения в р-і-п-диодах с использованием нелинейных сред или газоразрядной плазмы.

Проанализированы наиболее актуальные методы визуализации в ТГц-диапазоне и приведены результаты исследований. Для методов ТГц-визуализации на основе классических оптических систем с разрешением, ограниченным дифракцией, помимо актуальных результатов рассмотрены подходы по ускорению времени получения изображения за счёт однопиксельного детектирования или сжатого считывания. Представлены результаты применения подхода конфокальной микроскопии в ТГц-диапазоне. В разделе, посвящённом реконструкции трёхмерных изображений объектов в ТГц-диапазоне, описаны томографические методы визуализации. Они включают в себя времяпролётную томографию, позволяющую профилировать глубину многослойных структур, и компьютерную томографию на основе адаптированного к импульсной ТГц-спектроскопии хорошо известного преобразования Радона. Приведён принцип действия, и описаны существующие проблемы и результаты визуализации с помощью ближнепольной ТГц сканирующей зондовой микроскопии (за дифракционным пределом Аббе) на базе субволновых апертур, а также более продвинутой безапертурной ближнепольной микроскопии. Рассмотрен метод микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии.

Благодарности. Работа проводилась при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № 075-15-2020-790.

Список литературы

1. Yu C et al. *Quant. Imaging Med. Surg.* **2** (1) 33 (2012) <https://doi.org/10.3978/j.issn.2223-4292.2012.01.04>
2. Globisch B et al. *J. Appl. Phys.* **121** 053102 (2017)
3. Kohlhaas R B et al. *Appl. Phys. Lett.* **114** 221103 (2019)
4. Yachmenev A E et al. *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.* **66** 100485 (2020)
5. Singh A et al. *Light Sci. Appl.* **9** 30 (2020)
6. Kohlhaas R B et al. *Appl. Phys. Lett.* **117** 131105 (2020)
7. Yang S-H et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **4** 575 (2014)
8. Carr G L et al. *Nature* **420** 153 (2002)
9. Gorshunov B et al. *Int. J. Infrared Millim. Waves* **26** 1217 (2005)
10. Booske J H et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1** 54 (2011)
11. Ramian G *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **318** 225 (1992)
12. Eisele H *Electron. Lett.* **46** 422 (2010)
13. Asada M, Suzuki S *Sensors* **21** 1384 (2021)
14. Williams B S *Nat. Photon.* **1** 517 (2007)
15. Khalatpour A et al. *Nat. Photon.* **15** 16 (2021)
16. Martin Y C, Wickramasinghe H K J. *Appl. Phys.* **91** 3363 (2002)
17. Lee Y-S *Principles of Terahertz Science and Technology* (New York: Springer, 2009)
18. Kafka J D, Watts M L, Pieterse J-W J *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 2151 (1992)
19. Auston D H *Appl. Phys. Lett.* **26** 101 (1975)
20. Auston D H, Smith P R *Appl. Phys. Lett.* **43** 631 (1983)
21. Ключков А Н и др. *Оптика и спектроскопия* **128** 1004 (2020); Klochkov A N et al. *Opt. Spectrosc.* **128** 1010 (2020)
22. Krotkus A J. *Phys. D* **43** 273001 (2010)
23. Малевич В Л *Физика и техника полупроводников* **40** 160 (2006); Malevich V L *Semiconductors* **40** 155 (2006)
24. Tani M et al. *Appl. Opt.* **36** 7853 (1997)
25. Tani M et al. *Meas. Sci. Technol.* **13** 1739 (2002)
26. Look D C *Thin Solid Films* **231** 61 (1993)
27. Lewis R A J. *Phys. D* **52** 433001 (2019)
28. Gupta S et al. *Appl. Phys. Lett.* **59** 3276 (1991)
29. Zamdmer N et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 2313 (1999)
30. Liu T-A, Tani M, Pan C-L J. *Appl. Phys.* **93** 2996 (2003)
31. Mangeney J J. *Infrared Millim. Terahertz Waves* **33** 455 (2012)
32. Johnson M B, McGill T C, Paulter N G *Appl. Phys. Lett.* **54** 2424 (1989)
33. Castro-Camus E et al. *Opt. Express* **15** 7047 (2007)
34. Arlauskas A et al. *Appl. Phys. Express* **5** 022601 (2012)
35. Yachmenev A E, Khabibullin R A, Ponomarev D S J. *Phys. D* **55** 193001 (2022)
36. Glinksiy I A et al. *Nanotechnol. Russia* **17** (Suppl. 1) S24 (2022)
37. Sethi S, Bhattacharya P K J. *Electron. Mater.* **25** 467 (1996)
38. Fernandez Olvera A D J et al. *Opt. Express* **25** 29492 (2017)
39. Nandi U et al. *Opt. Lett.* **45** 2812 (2020)
40. Gorodetsky A, Bazieva N, Rafailov E U J. *Appl. Phys.* **125** 151606 (2019)
41. Gorodetsky A et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **29** 8500505 (2023)
42. Kruczek T et al. *Appl. Phys. Lett.* **101** 081114 (2012)
43. Leyman R R et al. *Laser Photon. Rev.* **10** 772 (2016)
44. Yadav A et al., in *2022 Intern. Conf. Laser Optics, ICLO 2022, St. Petersburg, Russian Federation, 20–24 June 2022, Proc. (St. Petersburg: IEEE, 2022)* <https://doi.org/10.1109/ICLO54117.2022.9840021>
45. Gorodetsky A, Leite I T, Rafailov E U *Appl. Phys. Lett.* **119** 111102 (2021)
46. Takazato A et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 101119 (2007)
47. Suzuki M, Tonouchi M *Appl. Phys. Lett.* **86** 051104 (2005)
48. Chimot N et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 083519 (2006)
49. Chen Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **72** 439 (1998)
50. Kohlhaas R B et al. *Opt. Lett.* **43** 5423 (2018)
51. Dietz R J B et al. *Opt. Express* **19** 25911 (2011)
52. Dietz R J B et al. *Appl. Phys. Lett.* **103** 061103 (2013)
53. Ponomarev D S et al. *J. Appl. Phys.* **125** 151605 (2019)
54. Richter P-H et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **10** 167 (2020)
55. Näser A et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 479 (1995)
56. Kohlhaas R B et al. *Appl. Phys. Lett.* **112** 102101 (2018)
57. Kuznetsov K A et al. *Nanomaterials* **12** 3779 (2022)
58. Siebert K J et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **43** 1038 (2004)
59. Loata G C et al. *Appl. Phys. Lett.* **91** 232506 (2007)
60. Loata G C et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 052101 (2007)
61. Budiarto E et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 1839 (1996)
62. Rodriguez G, Taylor A J *Opt. Lett.* **21** 1046 (1996)
63. Yoneda H et al. *Appl. Opt.* **40** 6733 (2001)
64. Xu M et al. *Appl. Phys. Lett.* **103** 251114 (2013)
65. Yardimci N T, Lu H, Jarrahi M *Appl. Phys. Lett.* **109** 191103 (2016)
66. Yardimci N T, Jarrahi M *Sci. Rep.* **7** 42667 (2017)
67. Yardimci N T et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 251102 (2018)
68. Burford N M, El-Shenawee M O *Opt. Eng.* **56** 010901 (2017)
69. Lavrukhin D V et al. *Semicond. Sci. Technol.* **34** 034005 (2019)
70. Chernomyrdin N V et al. *J. Appl. Phys.* **131** 123103 (2022)
71. Park S-G, Melloch M R, Weiner A M *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 810 (1999)
72. Lavrukhin D V et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **11** 417 (2021)
73. Ponomarev D et al., in *2022 IEEE Photonics Society Summer Topicals Meeting Series, Cabo San Lucas, Mexico, 11–13 July 2022 (Piscataway, NJ: IEEE, 2022)* p. 1, <https://doi.org/10.1109/SUM53465.2022.9858202>
74. Castro-Camus E et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 254102 (2005)
75. Makabe H et al. *Opt. Express* **15** 11650 (2007)
76. Li X, Jarrahi M *2020 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp.* 91 (2020) <https://doi.org/10.1109/IMS30576.2020.9224022>
77. Henri R et al. *IEEE Access* **9** 117691 (2021)
78. Guerboukha H et al. *Proc. SPIE PC11975 PC1197502* (2022) <https://doi.org/10.1117/12.2612076>
79. Пономарев Д С и др. *Письма в ЖТФ* **48** (23) 11 (2022) <http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2022.23.53944.19332>; Ponomarev D S et al. *Tech. Phys. Lett.* **48** (12) 8 (2022)
80. Зенченко Н В и др. *Российский технологический журн.* **11** (2) 50 (2023)
81. Jarrahi M *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **5** 391 (2015)
82. Lepeshov S et al. *Laser Photon. Rev.* **11** 1600199 (2017)
83. Yachmenev A E et al. *Opt. Eng.* **59** 061608 (2019)

84. Ebbesen T W et al. *Nature* **391** 667 (1998)
85. Yardimci N T, Turan D, Jarrahi M *APL Photon.* **6** 080802 (2021)
86. Ponomarev D S et al. *Opt. Lett.* **47** 1899 (2022)
87. Lepeshov S et al. *Sci. Rep.* **8** 6624 (2018)
88. Berry C W et al. *Nat. Commun.* **4** 1622 (2013)
89. Ponomarev D S et al. *Opt. Lett.* **48** 1220 (2023)
90. Lavrukhin D V et al. *AIP Adv.* **9** 015112 (2019)
91. Li X, Yardimci N T, Jarrahi M *AIP Adv.* **7** 115113 (2017)
92. Berry C W, Hashemi M R, Jarrahi M *Appl. Phys. Lett.* **104** 081122 (2014)
93. Lu P-K, Turan D, Jarrahi M *Opt. Express* **28** 26324 (2020)
94. Nika D L et al. *Appl. Sci.* **9** 1442 (2019)
95. Zhao Z et al. *Plasmonics* **15** 263 (2020)
96. Aieta F et al. *Nano Lett.* **12** 4932 (2012)
97. Jahani S, Jacob Z *Nat. Nanotechnol.* **11** 23 (2016)
98. Mitrofanov O et al. *APL Photon.* **3** 051703 (2018)
99. Siday T et al. *Nano Lett.* **19** 2888 (2019)
100. Wang K et al. *Opt. Express* **28** 19144 (2020)
101. Khorshidi M, Dadashzadeh G *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **38** 609 (2017)
102. Cheng C et al. *Appl. Sci.* **9** 2524 (2019)
103. Ren D et al. *Opt. Lett.* **44** 4666 (2019)
104. Ilyakov I E et al. *Opt. Lett.* **46** 3360 (2021)
105. Klatt G et al. *Opt. Express* **18** 4939 (2010)
106. Apostolopoulos V, Barnes M E *J. Phys. D* **47** 374002 (2014)
107. Пономарев Д С и др. *Физика и техника полупроводников* **51** 535 (2017); Ponomarev D S et al. *Semiconductors* **51** 509 (2017)
108. Трухин В Н и др. *Письма в ЖТФ* **48** (3) 51 (2022); Trukhin V N et al. *Tech. Phys. Lett.* **48** (2) 42 (2022)
109. Hwang J-S et al. *Opt. Express* **15** 5120 (2007)
110. Trukhin V N et al. *Appl. Phys. Lett.* **106** 252104 (2015)
111. Трухин В Н и др. *ФТП* **50** 1587 (2016); Trukhin V N et al. *Semiconductors* **50** 1561 (2016)
112. Johnston M B et al. *Phys. Rev. B* **65** 165301 (2002)
113. Bacon D R et al. *Opt. Express* **28** 17219 (2020)
114. Du Y et al. *J. Mater. Sci. Mater. Electron.* **32** 6425 (2021)
115. Singh A et al. *ACS Photon.* **5** 2718 (2018)
116. Darrow J T et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 1607 (1992)
117. Kim D S, Citrin D S *Appl. Phys. Lett.* **88** 161117 (2006)
118. Erskine D J, Taylor A J, Tang C L *Appl. Phys. Lett.* **45** 1209 (1984)
119. Benjamin S D, Othonos A, Smith P W E *Electron. Lett.* **30** 1704 (1994)
120. Benjamin S D et al. *Appl. Phys. Lett.* **68** 2544 (1996)
121. Truchin V N, Andrianov A V, Zinov'ev N N *Phys. Rev. B* **78** 155325 (2008)
122. Cohen M L, Chelikowsky J R *Electronic Structure and Optical Properties of Semiconductors* (Springer Ser. in Solid-State Sciences, Vol. 75) (Berlin: Springer-Verlag, 1988)
123. Požela J, Reklaitis A *Solid-State Electron.* **23** 927 (1980)
124. Dong C et al. *Multi-Energy Appl. Sci.* **10** 7 (2019)
125. Alfaro-Gomez M, Castro-Camus E *Appl. Phys. Lett.* **110** 042101 (2017)
126. Dreyhaupt A et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 121114 (2005)
127. Park S-G et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 1257 (1999)
128. Rodriguez G, Saceres S R, Taylor A J *Opt. Lett.* **19** 1994 (1994)
129. Dekorsy T et al. *Phys. Rev. B* **47** 3842 (1993)
130. Jepsen P U, Jacobsen R H, Keiding S R *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 2424 (1996)
131. Piao Z, Tani M, Sakai K *Jpn. J. Appl. Phys.* **39** 96 (2000)
132. Castro-Camus E, Lloyd-Hughes J, Johnston M B *Phys. Rev. B* **71** 195301 (2005)
133. Emadi R, Safian R, Nezhad A Z *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **23** 8400309 (2017) <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2016.2616448>
134. Saeedkia D, Safavi-Naeini S *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18** 1457 (2006)
135. Saeedkia D, Safavi-Naeini S *J. Lightwave Technol.* **26** 2409 (2008)
136. Lisauskas A et al. *Appl. Phys. Lett.* **98** 091103 (2011)
137. Preu S et al. *J. Appl. Phys.* **109** 061301 (2011)
138. Lu P-K et al. *Nanophotonics* **11** 2661 (2022)
139. Xu L et al. *Appl. Phys. Lett.* **59** 3357 (1991)
140. Xu L et al. *Appl. Phys. Lett.* **62** 3507 (1993)
141. Ishibashi T et al., in *Ultrafast Electronics and Optoelectronics, Technical Digest, March 17–19, 1997, Incline Village, Nevada* (Washington, DC: Optical Society of America, 1997) p. UC3
142. Ishibashi T et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** 6263 (1997)
143. Ishibashi T, Ito H *J. Appl. Phys.* **127** 031101 (2020)
144. Ito H et al. *Semicond. Sci. Technol.* **20** S191 (2005)
145. Wun J-M et al., in *Optical Fiber Communications Conf. and Exhibition, OFC, 22–26 March 2015, Los Angeles, CA, USA* (Washington, DC: Optical Society of America, 2015) p. M3C.6
146. Döhler G H et al. *Semicond. Sci. Technol.* **20** S178 (2005)
147. Preu S et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 212115 (2007)
148. Auston D, Glass A M, Ballman A A *Phys. Rev. Lett.* **28** 897 (1972)
149. Leitenstorfer A et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 1516 (1999)
150. Hu B B et al. *Appl. Phys. Lett.* **56** 506 (1990)
151. Ilyakov I E et al. *Opt. Lett.* **42** 1704 (2017)
152. Huang W R et al. *J. Mod. Opt.* **62** 1486 (2015)
153. Nagai M et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 3974 (2004)
154. Huber R et al. *Appl. Phys. Lett.* **76** 3191 (2000)
155. Wilke I, Sengupta S "Nonlinear optical techniques for terahertz pulse generation and detection: optical rectification and electrooptic sampling", in *Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications* (Ed. S L Dexheimer) (Boca Raton, FL: CRC Press, 2008) Ch. 2
156. Hauri C P et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 161116 (2011)
157. Jazbinsek M et al. *Appl. Sci.* **9** 882 (2019)
158. Esaulkov M et al. *Optica* **2** 790 (2015)
159. Clough B, Dai J, Zhan X-C *Mater. Today* **15** 50 (2012)
160. Thomson M D, Blank V, Roskos H G *Opt. Express* **18** 23173 (2010)
161. Dai J, Liu J, Zhang X-C *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **17** 183 (2011)
162. Hamster H et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2725 (1993)
163. Dai J et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1** 274 (2011)
164. Dai J, Xie X, Zhang X-C *Phys. Rev. Lett.* **97** 103903 (2006)
165. Hu B B, Nuss M C *Opt. Lett.* **20** 1716 (1995)
166. Amenabar I, Lopez F, Mendikute A *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **34** 152 (2013)
167. Zhong S *Front. Mech. Eng.* **14** 273 (2019)
168. True J et al. *Opt. Eng.* **60** 060901 (2021)
169. Jördens C et al. *Polymer Testing* **29** 209 (2010)
170. Park S-H, Jang J-W, Kim H-S *J. Micromech. Microeng.* **25** 095007 (2015)
171. Ryu C-H et al. *Compos. Struct.* **156** 338 (2016)
172. Oh G-H et al. *Compos. Sci. Technol.* **157** 67 (2018)
173. Charron D M et al. *Anal. Chem.* **85** 1980 (2013)
174. Ding L et al. *J. Appl. Spectrosc.* **85** 1143 (2019)
175. Shi L et al. *J. Mol. Model.* **26** 25 (2020)
176. Черкасова О П и др. *Оптика и спектроскопия* **128** 852 (2020); Cherkasova O P et al. *Opt. Spectrosc.* **128** 855 (2020)
177. Zaytsev K I et al. *J. Opt.* **22** 013001 (2020)
178. Nikitkina A I et al. *J. Biomed. Opt.* **26** 043005 (2021)
179. Chen X et al. *Chem. Phys. Rev.* **3** 011311 (2022)
180. Zhang X-C *Phys. Med. Biol.* **47** 3667 (2002)
181. Busch S et al. *Opt. Lett.* **37** 1391 (2012)
182. Yee D-S et al. *Opt. Express* **23** 5027 (2015)
183. Zanutto L et al. *Opto-Electron. Adv.* **3** 200012 (2020)
184. Nemoto N et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **6** 175 (2016)
185. Zolliker P et al. *Sensors* **21** 3757 (2021)
186. Yang J, Ruan S, Zhang M *Chin. Opt. Lett.* **6** 29 (2008)
187. Jiang Z, Zhang X-C *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2644 (1999)
188. Al Hadi R et al. *IEEE J. Solid-State Circuits* **47** 2999 (2012)
189. Smye S W et al. *Phys. Med. Biol.* **46** R101 (2001)
190. Katletz S et al. *Opt. Express* **19** 23042 (2011)
191. Roussel E et al. *Light Sci. Appl.* **11** 14 (2022)
192. Augustin S et al. *Sci. Rep.* **8** 4886 (2018)
193. Donoho D L *IEEE Trans. Inform. Theory* **52** 1289 (2006)
194. Candes E J, Romberg J, Tao T *IEEE Trans. Inform. Theory* **52** 489 (2006)
195. Chan W L et al. *Appl. Phys. Lett.* **93** 121105 (2008)
196. Stantchev R I et al. *Nat. Commun.* **11** 2535 (2020)
197. Minsky M *Scanning* **10** (4) 128 (1988) <https://doi.org/10.1002/sca.4950100403>
198. Зиновьев Н Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **88** 567 (2008); Zinov'ev N N et al. *JETP Lett.* **88** 492 (2008)
199. Salhi M A, Pupeza I, Koch M J *Infrared Millim. Terahertz Waves* **31** 358 (2010) <https://doi.org/10.1007/s10762-009-9590-7>
200. Siciliani De Cumis U et al. *Opt. Exp.* **20** 21924 (2012)
201. Li Q et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **33** 637 (2016)
202. Nguyen Pham H H et al. *APL Photon.* **2** 056106 (2017)
203. Luk'yanchuk B S et al. *Opt. Mater. Express* **7** 1820 (2017)
204. Minin I V, Minin O V *Opt. Quantum Electron.* **49** 326 (2017)
205. Yu T et al. *Opt. Commun.* **459** 124896 (2020)
206. Zaytsev K I et al. *Opt. Eng.* **52** 068203 (2013)
207. Lash A A, Yundev D N *Int. J. Infrared Millim. Waves* **5** 489 (1984)
208. Zhang X-C *Philos. Trans. R. Soc. A* **362** 283 (2004)
209. Mittleman D M et al. *Opt. Lett.* **22** 904 (1997)
210. Yakovlev E V et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **5** 810 (2015)
211. Zhong H et al. *IEEE Sensors J.* **5** 203 (2005)
212. Takayanagi J et al. *Opt. Express* **17** 7533 (2009)
213. Zhai M et al. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **41** 926 (2020)

214. Ólafsson G, Quinto E T (Eds) *The Radon Transform, Inverse Problems, and Tomography: American Mathematical Society Short Course, January 3–4, 2005, Atlanta, Georgia* (Proc. of Symp. in Applied Mathematics, Vol. 63) (Providence, RI: American Mathematical Society, 2006)
215. Otani J, Mukunoki T, Obara Y *Soils Found.* **40** 111 (2000)
216. Ferguson B et al. *Opt. Lett.* **27** 1312 (2002)
217. Brahm A et al. *Appl. Phys. B* **100** 151 (2010)
218. Shibuya T et al. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **32** 716 (2011)
219. Jewariya M et al. *Opt. Express* **21** 2423 (2013)
220. Hung Y-C et al. *Opt. Express* **30** 22523 (2022)
221. Lecun Y et al. *Proc. IEEE* **86** 2278 (1998)
222. Zhenwei Z et al. *Front. Phys.* **10** 893145 (2022)
223. Hunsche S et al. *Opt. Commun.* **150** 22 (1998)
224. Hunsche S et al. *IEICE Trans. Electron.* **E81-C** (2) 269 (1998)
225. Mair S, Gompf B, Dressel M *Appl. Phys. Lett.* **84** 1219 (2004)
226. Mitrofanov O et al. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **7** 600 (2001)
227. Mitrofanov O et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **6** 382 (2016)
228. Giordano M C et al. *Optica* **5** 651 (2018)
229. Eisele M et al. *Nat. Photon.* **8** 841 (2014)
230. Chen H-T et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 267401 (2004)
231. Huber A J et al. *Nano Lett.* **8** 3766 (2008)
232. Kumar N et al. *Opt. Express* **20** 11277 (2012)
233. Blanchard F et al. *Opt. Express* **20** 19395 (2012)
234. Bhattacharya A, Gómez Rivas J *APL Photon.* **1** 086103 (2016)
235. Bitzer A et al. *Opt. Express* **19** 2537 (2011)
236. Betzig E et al. *Science* **251** 1468 (1991)
237. Betzig E, Finn P L, Weiner J S *Appl. Phys. Lett.* **60** 2484 (1992)
238. Keilmann F *Infrared Phys. Technol.* **36** 217 (1995)
239. Bethe H A *Phys. Rev.* **66** 163 (1944)
240. Bouwkamp C J *Philips Res. Rep.* **5** 321 (1950)
241. Mitrofanov O et al. *Appl. Phys. Lett.* **77** 3496 (2000)
242. Chen Q et al. *Opt. Lett.* **25** 1122 (2000)
243. Macfaden A J et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 011110 (2014)
244. Bansal R (Ed.), Sadiku M N O et al. (Contrib.) *Fundamentals of Engineering Electromagnetics* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2006)
245. Zhan H, Mendis R, Mittleman D M *Opt. Express* **18** 9643 (2010)
246. Mitrofanov O, Renaud C C, Seeds A J *Opt. Express* **20** 6197 (2012)
247. Liu S, Mitrofanov O, Nahata A *Opt. Express* **24** 2728 (2016)
248. Wang N, Chang T, Cui H-L *Appl. Opt.* **60** 6308 (2021)
249. Mitrofanov O et al. *ACS Photon.* **2** 1763 (2015)
250. Mitrofanov O et al. *Sci. Rep.* **7** 44240 (2017)
251. Zenhausern F, O'Boyle M P, Wickramasinghe H K *Appl. Phys. Lett.* **65** 1623 (1994)
252. Zenhausern F, Martin Y, Wickramasinghe H K *Science* **269** 1083 (1995)
253. van der Valk N C J, Planken P C M *Appl. Phys. Lett.* **81** 1558 (2002)
254. Chen H-T, Kersting R, Cho G C *Appl. Phys. Lett.* **83** 3009 (2003)
255. Cho G C et al. *Semicond. Sci. Technol.* **20** S286 (2005)
256. von Ribbeck H-G et al. *Opt. Express* **16** 3430 (2008)
257. Knoll B, Keilmann F *Opt. Commun.* **182** 321 (2000)
258. Adam A J L, van der Valk N C J, Planken P C M *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 1080 (2007)
259. Cvitkovic A, Ocelic N, Hillenbrand R *Opt. Express* **15** 8550 (2007)
260. Moon K et al. *Opt. Express* **19** 11539 (2011)
261. Moon K et al. *Appl. Phys. Lett.* **101** 011109 (2012)
262. Трухин В Н, Самойлов Л Л, Хорьков Д П *Письма в ЖЭТФ* **96** 899 (2012); Trukhin V N, Samoxlov L L, Khor'kov D P *JETP Lett.* **96** 807 (2013)
263. Трухин В Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **93** 134 (2011); Trukhin V N et al. *JETP Lett.* **93** 119 (2011)
264. Алексеев П А и др. *Письма в ЖТФ* **46** (15) 29 (2020); Alekseev P A et al. *Tech. Phys. Lett.* **46** 756 (2020)
265. Chen X et al. *ACS Photon.* **7** 687 (2020)
266. Pizzuto A et al. *Opt. Express* **29** 15190 (2021)
267. Pogna E A A et al. *APL Photon.* **6** 061302 (2021)
268. Richter W, Becker C R *Phys. Status Solidi B* **84** 619 (1977)
269. Yang Z et al. *Small* **17** 2005814 (2021)
270. Qiu F et al. *iScience* **25** 104637 (2022)
271. Thomas L et al. *ACS Appl. Mater. Interfaces* **14** 32608 (2022)
272. Stantchev R I et al. *Sci. Adv.* **2** (6) e1600190 (2016)
273. Stantchev R I et al. *Optica* **4** 989 (2017)
274. Mansfield S M, Kino G S *Appl. Phys. Lett.* **57** 2615 (1990)
275. Terris B D et al. *Appl. Phys. Lett.* **65** 388 (1994)
276. Chernomyrdin N V et al. *Appl. Phys. Lett.* **110** 221109 (2017)
277. Choi D-H et al. *Sensors* **21** 6990 (2021)
278. Chernomyrdin N V et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 111102 (2018)
279. Chernomyrdin N V et al. *Appl. Phys. Lett.* **120** 110501 (2022)
280. Chernomyrdin N V et al. *Opt. Eng.* **59** 061605 (2019)
281. Ma D et al. *Appl. Opt.* **61** 7861 (2022)
282. Черномырдин Н В и др. *Оптика и спектроскопия* **126** 642 (2019); Chernomyrdin N V et al. *Opt. Spectrosc.* **126** 560 (2019)
283. Kucheryavenko A S et al. *Biomed. Opt. Express* **12** 5272 (2021)
284. Chernomyrdin N V et al. *Opto-Electron. Adv.* **6** 220071 (2023)
285. Chernomyrdin N V et al. *Optica* **8** 1471 (2021)
286. Zhelnov V A et al. *Opt. Express* **29** 3553 (2021)
287. Chapdelaine Q et al. *Opt. Mater. Express* **12** 3015 (2022)

Optical-to-terahertz switches: state of the art and new opportunities for multispectral imaging

D.S. Ponomarev^(1,2,3,*), A.E. Yachmenev⁽¹⁾, D.V. Lavruchin^(1,2), R.A. Khabibullin^(1,3), N.V. Chernomyrdin⁽²⁾, I.E. Spektor⁽²⁾, V.N. Kurlov⁽⁴⁾, V.V. Kveder⁽⁴⁾, K.I. Zaytsev⁽²⁾

⁽¹⁾ V.G. Mokerov Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics, Russian Academy of Sciences, Nagorny proezd 7, 117105 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119333 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

⁽⁴⁾ Osipyan Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Akademika Osipyan 2, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation

E-mail: (*) ponomarev_dmitr@mail.ru

Compact and cost-effective spectrometers and imaging systems in the terahertz (THz) frequency range based on optical-THz photoconductive converters of ultrashort laser pulses (photoconductive antennas — PCAs) are actively being developed and widely used to solve fundamental and applied problems in a variety of fields of science and technology. This high activity of research and development is associated with the PCAs' reliability and compact size, the easy scalability of a single element to 1D and 2D arrays, and PCAs' ability to provide a wide spectral range and high dynamic range of recorded THz signals without cooling. Recently, systems for multi-pixel detection of THz radiation based on matrix PCA detectors, designed to greatly increase the speed of THz imaging, have been of particular interest. This review presents the latest trends in the development of PCA-based THz devices, PCA-based methods of THz pulsed spectroscopy and imaging, as well as alternative approaches to THz pulse recording and THz imaging.

Keywords: THz radiation, sources and detectors of THz pulses, semiconductors, THz imaging, time-domain THz spectroscopy, photoconductive antennas, low-temperature grown GaAs, InAlAs/InGaAs superlattice heterostructures, ultrashort pulse generation, near-field THz microscopy, solid-immersion microscopy, THz tomography, multispectral THz imaging

PACS numbers: **07.57** – c, **42.30**.Wb, **84.40** – x

Bibliography — 287 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (1) 2–22 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.07.039503>

Received 24 November 2022, revised 4 July 2023

Physics – Uspekhi **67** (1) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.07.039503>