

## Устойчивость формирования изображения с использованием терагерцу относительно сдвига пучка

О. Г. Поддубская<sup>1)</sup>, А. В. Новицкий<sup>\*</sup>, О. В. Минин<sup>×°</sup>, И. В. Минин<sup>×°∇</sup>

<sup>+</sup> Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, 220006 Минск, Беларусь

<sup>\*</sup> Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь

<sup>×</sup> Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

<sup>°</sup> Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108 Новосибирск, Россия

<sup>∇</sup> Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, “Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники”, 630108 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 31 марта 2024 г.

После переработки 9 апреля 2024 г.

Принята к публикации 9 апреля 2024 г.

Экспериментально продемонстрирован эффект смещения изображения при асимметричном облучении диэлектрической сферы гауссовым терагерцевым пучком в системах терагерцевого имиджинга. На основе численных расчетов, выполненных с использованием операторной теории рассеяния, было показано искривление области локализации электромагнитного поля вблизи теневой поверхности диэлектрической сферы при ее смещении относительно центра перетяжки гауссова пучка, приводящие к формированию так называемого “фотонного крючка”, свойства которого зависят от поляризации и частоты падающего излучения. Экспериментально продемонстрирована возможность достижения пространственного разрешения уровня  $0.38\lambda$  в исследуемом диапазоне. Полученные результаты могут использоваться для повышения разрешающей способности коммерческих сканирующих терагерцевых систем.

DOI: 10.31857/S1234567824090052, EDN: KEPNIG

**Введение.** В последние два десятилетия наблюдается значительный прогресс в освоении и внедрении терагерцевого (ТГц) диапазона (0.1–10 ТГц, длина волны  $\lambda$  от 3 мм до 30 мм). Так, впервые экспериментально полученное в начале прошлого века [1], ТГц излучение находит широкое применение в медицине, в системах неразрушающего контроля и безопасности [2], при разработке нового поколения средств коммуникации и высокоскоростной передачи данных (5G и 6G) [3–5]. Благодаря низкой энергии фотона (1 ТГц соответствует энергии порядка 4 мэВ) ТГц волны демонстрируют неионизирующий характер взаимодействия с веществом, свободно проходят через неполярные диэлектрики и сильно поглощаются металлами и полярными диэлектриками [6]. Более того, низкоэнергетические резонансы многих сложных органических молекул, колебательные и вращательные спектры полимеров, лежат в ТГц диапазоне [7–9], что, в свою очередь, открывает широкие перспективы с точки зрения будущего развития техно-

логий дистанционного сканирования, имиджинга и спектроскопии [10].

Пространственное разрешение большинства современных ТГц сканирующих систем ограничено дифракционным пределом, зависящим как от рабочей длины волны, так и от реализации самой системы в целом. На практике генерируемое ТГц излучение зачастую фокусируется на образце с использованием выпуклых полимерных линз или внеосевых параболических зеркал с металлическим покрытием [11]. Последние особенно интересны так как они практически не вносят потерь, при этом, внеосевая геометрия обеспечивает максимально возможное фокусное расстояние и отсутствие паразитной засветки [12]. Однако, следует отметить, что числовая апертура (NA) стандартной оптики зачастую не превышает величины 0.5 [6, 13]. В результате пространственное разрешение таких оптических систем сравнимо с длиной волны  $\lambda$ , что для частоты 1 ТГц составляет порядка 300 мкм, и, как следствие, ограничивает их возможности с точки зрения анализа как объектов с малыми поперечными размерами, так и пространственно-неоднородных материалов.

<sup>1)</sup>e-mail: paddubskaya@gmail.com

Как было показано ранее [14–17], одним из эффективных подходов, позволяющих существенно увеличить пространственное разрешение существующих ТГц систем, является локализация электромагнитного поля вблизи поверхности образца за счет взаимодействия падающего излучения с диэлектрическими объектами, пространственные размеры которых составляют  $2\lambda - 20\lambda$ . В результате дифракции на таких диэлектрических частицах вблизи их теневой поверхности формируются протяженные области повышенной интенсивности, так называемые “фотонные струи” в оптике (или “тераструи” в ТГц диапазоне) [18]. Так, например, в работах [19–21] было показано, что минимальная ширина пучка в области перетяжки “фотонной струи” для мезоразмерных и недиссипативных частиц (называемых иногда “суперлинзой”) может достигать  $\sim \lambda/3$ , что значительно превышает пространственное разрешение “классических” дифракционно-ограниченных ТГц систем.

Следует отметить, что параметры как “фотонной струи”, так и “тераструи”, чувствительны к размерам и геометрической форме частицы, к ее структурному составу и диэлектрическим свойствам, свойствам окружающей среды [22, 23]. В работе [24] нами впервые экспериментально продемонстрирована корреляция между ТГц спектром прохождения диэлектрической сферы и качеством изображений, полученных на разных частотах. В частности, рассматривая рассеяние гауссова ТГц пучка на тефлоновой сфере, диаметр которой сравним с радиусом перетяжки, было показано, что изображения с максимальным контрастом наблюдаются вблизи минимума в спектре прохождения шарика. В этой связи, с практической точки зрения, немаловажным становится вопрос влияния положения диэлектрической сферы относительно центра ТГц пучка и влияния его смещения на качество регистрируемых изображений. Подобные исследования нам не известны в литературе. В настоящей работе мы заполняем образовавшуюся нишу, проводя анализ влияния нарушения симметрии системы относительно оси симметрии сферической “суперлинзы” на качество и структуру полученных в ТГц частотном диапазоне изображений.

**Методика эксперимента.** Схема экспериментальной установки ТГц спектрометра с временным разрешением (T-Spec, EKSPILA, Вильнюс, Литва) представлена на рис. 1а. В качестве источника оптического излучения выступал фемтосекундный лазер, генерирующий оптические импульсы с длиной волны 1064 нм, длительностью 145 фс и выходной мощностью 85 мДж. Далее, основной импульс линейно-

поляризованного лазерного излучения при помощи светоделительной пластинки BS1 делится на два пучка (55:45), первый из которых использовался для возбуждения ТГц излучения (линза L1 фокусирует излучение на эмиттере), в то время как второй служит для регистрации амплитуды и фазы прошедшего сигнала (для фокусировки излучения накачки на детекторе используется линза L2). В системе предусмотрено две линии задержки: быстродействующая и медленная. Линия быстрого сканирования позволяет осуществлять сбор данных в реальном времени со скоростью порядка 10 спектров в секунду. Дополнительная медленная линия задержки расширяет окно сканирования с 110 до 220 пс. В качестве эмиттера и детектора ТГц волн использовались фотопроводящие антенны, построенные на основе полупроводниковых структур GaAs, выращенных при низкой температуре. Генерируемое линейно-поляризованное ТГц излучение, в котором распределение электромагнитного поля в поперечном сечении хорошо аппроксимируется функцией Гаусса, позволяет проводить сканирование в частотном диапазоне 0.1–1 ТГц.

Фокусировка ТГц импульсов субпикосекундной длительности на образце проводилась с использованием двух внеосевых параболических зеркал (M4 и M5). Для перемещения образца в плоскости ( $x, y$ ), перпендикулярно оптической оси падающего пучка, и записи временного спектра в каждой точке (картирование образца), в системе предусмотрены две скрещенные моторизованные линии линейного перемещения (рис. 1а), управление которыми осуществляется с помощью специально разработанного программного обеспечения. Для улучшения соотношения сигнал/шум в каждой точке сканирования проводилось дополнительное усреднение по 8 выборкам. Преобразование сигнала из временной области в частотную осуществлялось с использованием алгоритмов быстрого преобразования Фурье. Под спектром пропускания, регистрируемом на эксперименте, понимается отношение интенсивности сигнала с образцом к интенсивности сигнала без образца.

Оценка апертуры ТГц пучка в фокальной плоскости параболических зеркал M4-M5 проводилась с использованием методики, детально рассмотренной в [25]. В частности, анализ интенсивности прошедшего сигнала в зависимости от положения тонкой металлической диафрагмы относительно центра пучка и его поляризации позволяет сделать вывод, что средний диаметр пучка в области перетяжки уменьшается с частотой и составляет порядка 2.3–1.5 мм в частотном диапазоне 0.2–1 ТГц. Асимметрия пучка

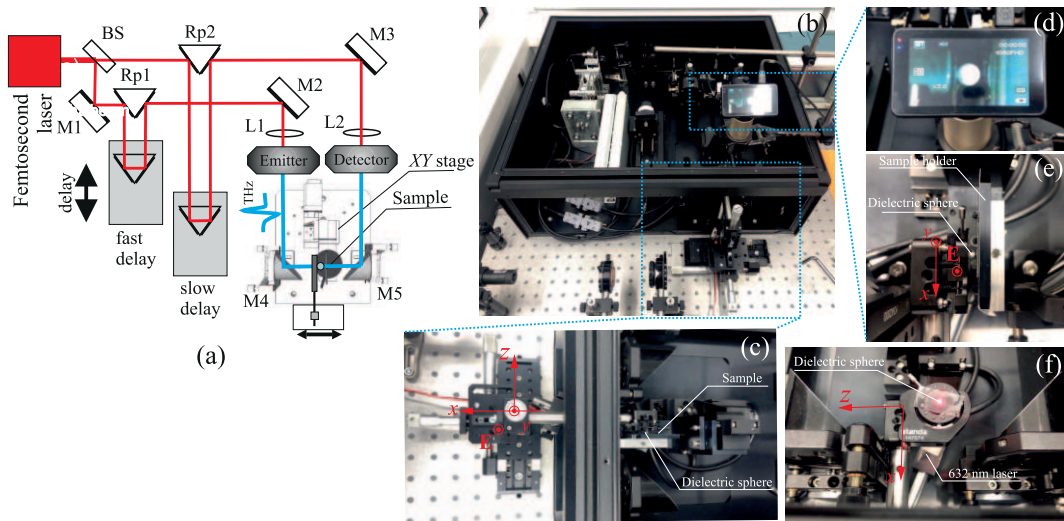


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a), (b) – Оптическая схема и вид сверху экспериментальной установки время-разрешенного ТГц спектрометра Т-Спек (EKSPLA, Вильнюс, Литва). Отдельно вынесены изображение трехкоординатного линейного транслятора (c), который служит для точного позиционирования диэлектрической сферы относительно ТГц пучка и поверхности образца, и увеличенное изображение экрана камеры (d), используемой для визуального контроля положения сферы относительно образца. (e) и (f) – Ирисовая диафрагма с диэлектрической сферой по центру

в плоскости  $(x, y)$  зависит от частоты и в целом не превышает 10 %.

Для улучшения качества полученного ТГц изображения за счет эффектов, связанных с формированием высоколокализованных областей (“тераструи”), в системе использовалась фторопластовая (polytetra fluoroethylene или PTFE) сфера диаметром  $d \sim 2.3$  мм, которая размещалась в непосредственной близости от поверхности образца (рис. 1d и e). Выбор сферической формы прежде всего обусловлен простотой изготовления такой фокусирующей частицы, геометрия и качество поверхности которой контролировалось оптическими методами (оптический микроскоп Olympus VX 43, оснащенный 100x и 5x объективами). В рамках данной работы не учитываются эффекты, вызванные дополнительным рассеянием ТГц излучения на неровностях поверхности, поскольку измеренная шероховатость поверхности составляла не более 15–30 мкм [26]. Точное позиционирование диэлектрической сферы относительно поверхности образца, а также центра перетяжки фокусирующих параболических зеркал проводилось с использованием трехкоординатного линейного транслятора (рис. 1c), оснащенного микрометрическими винтами (минимальный шаг перемещения составляет 10 мкм). В качестве держателя сферы использовалась ирисовая диафрагма (максимальная апертура 15 мм) с 632 нм лазером для точного позиционирования в ее центре (рис. 1e и f).

В наших экспериментах ТГц импульс распространялся через диэлектрическую сферу непосредственно перед взаимодействием с образцом. Сигнал, прошедший через систему, регистрировался в дальней зоне (расстояние от сферы до детектора  $r \gg \lambda$ ) [27].

Для количественной оценки влияния дополнительной фокусирующей частицы на величину пространственного разрешения сканирующей системы в качестве тестового образца использовалась  $\text{SiO}_2$  пластинка толщиной 0.5 мм, на поверхности которой методами фотолитографии (MLA100, Heidelberg Instruments Mikrotechnik, Германия) формировалась структура в виде чередующихся прозрачных и непрозрачных, сходящихся сегментов (рис. 2a, внешний диаметр составляет 3 мм). В литературе подобная структура носит название “Звезда Сименса” [28] и широко используется для оценки величины пространственного разрешения оптических систем в различных частотных диапазонах [29–31].

**Результаты и обсуждение.** На рисунке 2 представлены ТГц изображения металлической структуры на  $\text{SiO}_2$  подложке, полученные без (рис. 2b) и при наличии (рис. 2c и d) PTFE сферы в пучке. Видно, что диэлектрическая частица позволяет существенно улучшить пространственное разрешение системы в целом. При этом стандартным критерием оценки величины разрешения с использованием выбранного тестового образца является оценка длины хорды сегмента минимальной окружности, построенной в

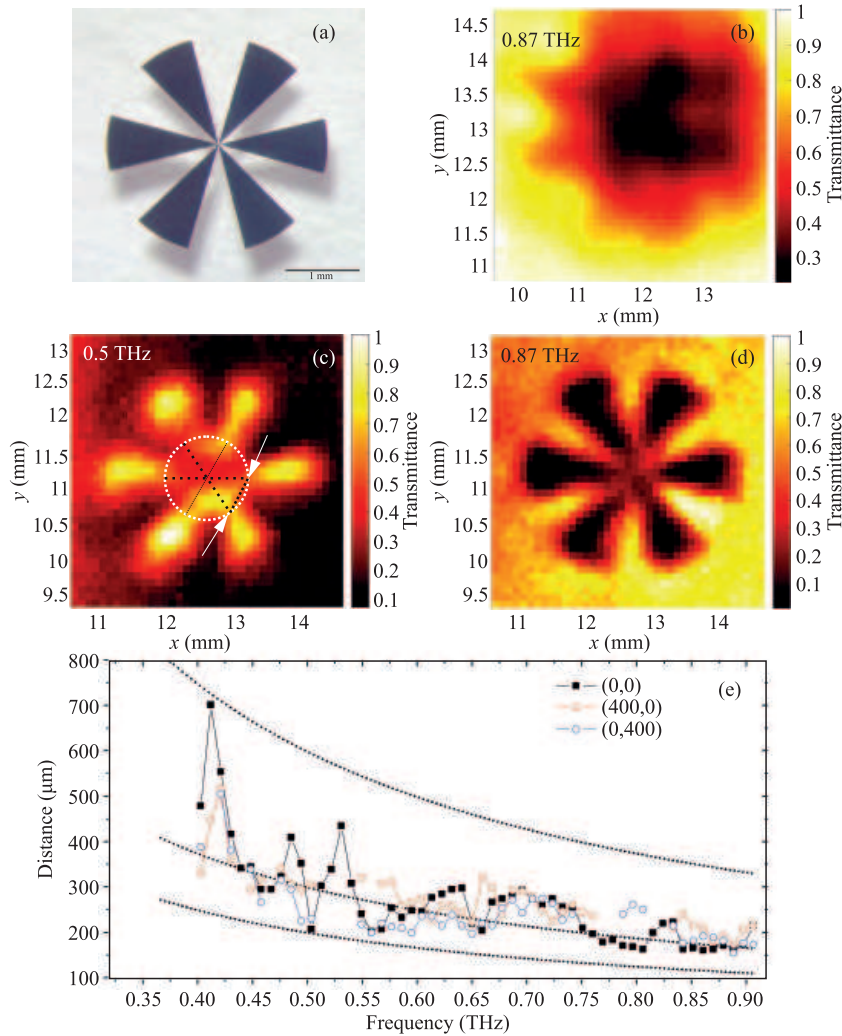


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Оптическое изображение тестового образца SiO<sub>2</sub> пластинки с металлической структурой на поверхности (“звезды Сименса”). ТГц изображения тестовой структуры, полученные на частоте 0.87 ТГц без (b) и с диэлектрической сферой в пучке (d), соответственно. Для системы с диэлектрической сферой также представлено ТГц изображение тестовой структуры записанное на частоте 0.5 ТГц (c). Размер изображений составляет 4 × 4 мм<sup>2</sup>. Шаг сканирования вдоль осей  $x$  и  $y$  выбирался равным 102 мкм, расстояние между поверхностью сферы и образцом составляло 200 мкм. (e) – Частотная зависимость длины хорды минимальной окружности, построенной в центральной части изображений тестовой структуры

центральной части изображения (см. рис. 2c). Очевидно, что пространственное разрешение системы существенно зависит от частоты падающего электромагнитного излучения. На рисунке 2e (черная кривая) представлена экспериментально полученная частотная зависимость пространственного разрешения ТГц спектрометра, сопряженного с РТФЕ сферой в качестве фокусирующей частицы, из анализа которой можно сделать вывод, что минимальное значение разрешения соответствует частоте 0.5 ТГц и составляет порядка  $0.38\lambda$ , что, в свою очередь, близко к теоретическому пределу  $0.33\lambda$  [20].

Как было отмечено выше, с практической точки зрения, немаловажным фактором, влияющим на основные характеристики “тераструктуры” и, как результат, на качество полученного изображения, является положение диэлектрической сферы относительно центра перетяжки ТГц пучка. В рамках данной работы для моделирования рассеяния электромагнитной волны на сферической частице использовалась модель линейно-поляризованного гауссова пучка в паракиальном приближении, электрическое поле которого можно представить в следующем виде:

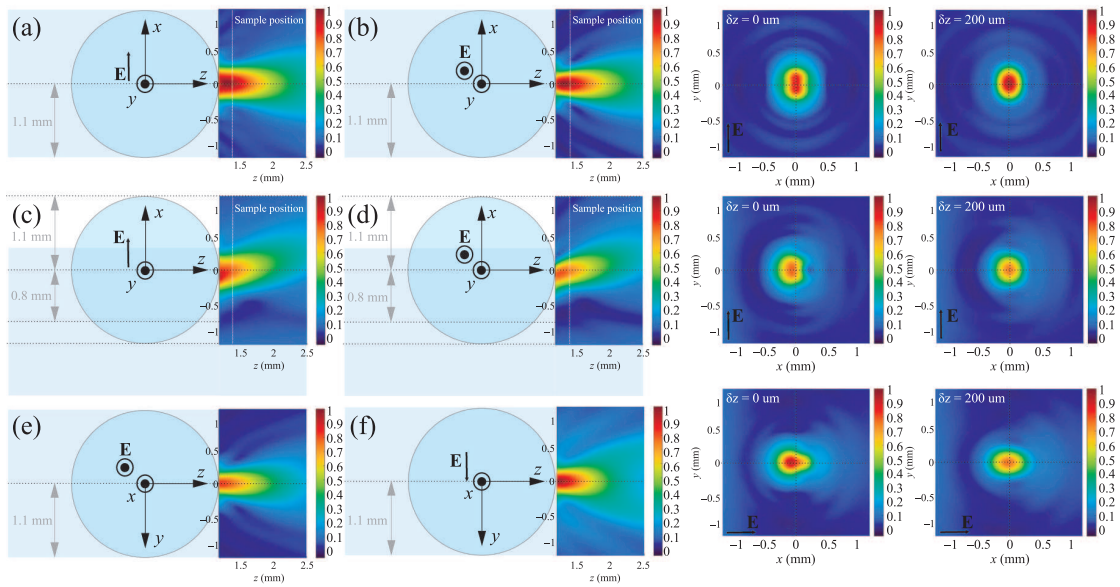


Рис. 3. (Цветной онлайн) Распределение амплитуды рассеянного поля ( $|E|$ , отн. ед.) вблизи поверхности диэлектрической сферы, рассчитанное на частоте 0.7 ТГц для двух случаев: (a), (b) – диэлектрическая сфера расположена в центре ТГц пучка и (c)–(f) – диэлектрическая сфера смещена на величину 800 мкм ( $\sim 0.34d$ ) вдоль оси  $x$ . Распределение рассеянного поля в плоскости  $(x, y)$ , перпендикулярной направлению распространения падающей электромагнитной волны, для  $\delta z = 0$  мкм и  $\delta z = 200$  мкм: диэлектрическая сфера (g) расположена в центре ТГц пучка и (h), (i) смещена на 800 мкм вдоль оси  $x$ . Все расчеты выполнены для двух взаимно ортогональных направлений поляризации падающей электромагнитной волны. Шаг дискретизации вдоль вертикальной и горизонтальной осей составлял 54 мкм

$$E = A \frac{w_0^2}{w_0^2 + 2iz/k_0} \exp\left(ik_0z - \frac{\rho^2}{w_0^2 + 2iz/k_0}\right), \quad (1)$$

где  $\rho$  – полярная координата в поперечном сечении пучка,  $z$  – продольная координата,  $A$  – поле в точке ( $\rho = 0, z = 0$ ),  $k_0 = 2\pi f/c$  – волновой вектор в вакууме,  $f$  – частота,  $c$  – скорость света,  $w_0$  – радиус перетяжки гауссова пучка.

Рассмотрим рассеяние ТГц волны, поле которой определяется уравнением (1), на диэлектрической сфере. Центр декартовой системы координат выбирался таким образом, чтобы он совпадал с центром сферы. Для расчета рассеянного поля использовалась так называемая операторная теория, впервые предложенная в работе [32] и зарекомендовавшая себя при изучении оптических сил, действующих на однородные [33] и неоднородные частицы [34]. В основе теории лежит симметрия рассеивающего объекта, позволяющая свести уравнения Максвелла к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для соответствующих электрических и магнитных полей, фундаментальное решение которых может быть записано в виде произведения эволюционного оператора (четырёхмерной матрицы) и четырёхмерного вектора тангенциальных полей в начальной точке. Применение граничных условий позволя-

ет вычислить векторную величину амплитуды рассеянного поля. Следует отметить, что рассмотренный подход применим для произвольного падающего поля.

Распределение поля, рассчитанное вблизи поверхности диэлектрической сферы, для случая падения на ее поверхность излучения частотой  $f = 0.7$  ТГц, представлено на рис. 3. В расчетах радиус перетяжки гауссова ТГц пучка  $w_0$  полагался равным 1.1 мм, диаметр  $d$  и показатель преломления  $n$  сферы 2.3 мм и 1.47 [35], соответственно, что исходно близко к параметрам эксперимента. Показатель преломления окружающей среды выбирался равным 1. Падающий ТГц импульс распространялся вдоль положительного направления оси  $z$ . Расчеты проводились для случаев  $x$ - и  $y$ -поляризованного излучения. Из представленных данных (рис. 3а–f) видно, что непосредственно за сферой, облученной гауссовым пучком, диаметр которого сравним с диаметром сферы ( $2w_0 = d$ ), формируется область повышенной интенсивности  $I \sim |E|^2$  – “тераструк”. Полуширина струи на половине максимума интенсивности (FWHM – *full width at half maximum*) в фокусе составляет  $0.70\lambda$  и  $0.56\lambda$  для случаев  $x$ - и  $y$ -поляризованной волны соответственно. Заметим, что в рамках данной работы

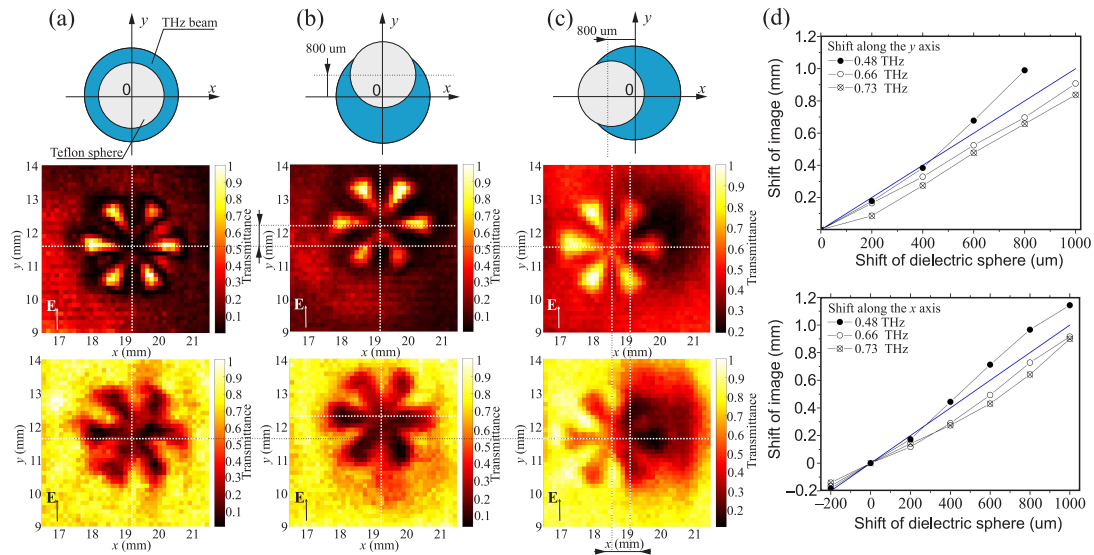


Рис. 4. (Цветной онлайн) Изображения структуры “звезды Сименса” на SiO<sub>2</sub> подложке, полученные при помощи ПТФЕ сферы диаметром 2.3 мм, размещенной в ТГц пучке. Слева направо: (а) – диэлектрическая сфера расположена в центре перетяжки гауссова ТГц пучка; (б) – положение сферы смещенно на 800 мкм (0.35*d*) вдоль оси *y* относительно центра перетяжки гауссова ТГц пучка; (с) – положение сферы смещенно на 800 мкм (0.35*d*) вдоль оси *x* относительно центра перетяжки гауссова ТГц пучка. Размер изображений составляет 4 × 4 мм. Шаг сканирования вдоль осей *x* и *y* выбирался равным 102 мкм, расстояние между поверхностью сферы и образцом составляло 200 мкм. (d) – Смещение центра “звезды Сименса” ( $\delta_{\text{image}}$ ) в зависимости от величины смещения ПТФЕ сферы ( $\delta_{\text{sphere}}$ ) и частоты *f*. Верхний график соответствует  $\delta_{\text{sphere}} \parallel E$ , нижний  $\delta_{\text{sphere}} \perp E$ . Синяя кривая на графиках соответствует условию  $\delta_{\text{image}} = \delta_{\text{sphere}}$

мы не ставили себе цель получить “тераструктуру” с минимальным диаметром перетяжки, поскольку демонстрируем только особенности изображения на основе такого локализованного поля. Анализ распределения интенсивности в плоскости (*x*, *y*), перпендикулярной направлению распространения пучка непосредственно вблизи поверхности сферы (*z* = 1.15 мм, случай  $\delta z = 0$  на рис. 3г), наглядно демонстрирует вывод об асимметрии “тераструктуры” относительно направления поляризации падающего излучения [36]. Следует отметить, что такая асимметрия становится менее выраженной при смещении плоскости (*x*, *y*) вдоль оси *z* (рис. 3г, случай  $\delta z = 200$  мкм).

Смещение сферы относительно центра перетяжки ( $\delta_{\text{sphere}}$ ) приводит к тому, что ее поверхность освещается не полностью (в общем случае нарушается осевая симметрия системы), что, в свою очередь, вызывает искривление области локализации поля и приводит к формированию “фотонного крючка” [37]. На рисунках 3с–f представлено распределение поля, рассчитанное для *x*- и *y*-линейно поляризованного падающего ТГц излучения. В обоих случаях смещение сферы  $\delta_{\text{sphere}}$  составляло 800 мкм ( $\sim 0.34d$ ) вдоль *x*-направления. Следует отметить, что все представленные на рис. 3 распределения нормированы на максимум амплитуды рассеянного по-

ля для случая положения сферы в центре пучка  $\delta_{\text{sphere}} = 0$ . Из анализа полученных зависимостей видно, что (i) результатом смещения шарика является искривление “тераструктуры” в направлении центра частицы, что эквивалентно соответствующему смещению ТГц пучка и на эксперименте должно проявляться как смещение экспериментально-регистрируемого изображения ( $\delta_{\text{image}}$ ). При этом (ii) максимум интенсивности в фокусе “фотонного крючка” для системы со смещенным шариком падает.

Ранее [38] нами уже демонстрировалась возможность генерации “фотонного крючка”, используя металлическую маску, закрывающую часть волнового фронта падающей на диэлектрический цилиндр электромагнитной волны. Такой дополнительный экран в системе приводит к переотражению излучения и перераспределению рассеянного поля как внутри диэлектрической частицы, так и вблизи ее поверхности, что, при определенных условиях, может приводить к усилению поля в фокусе “фотонного крючка”. Однако, как было показано в рамках данной работы (данные не представлены), такой подход приводит к существенному ухудшению качества изображений, регистрируемых на определенных частотах.

Из анализа профиля “фотонного крючка” в плоскости  $(x, y)$  (рис. 3h и i) можно отметить, что смещение перпендикулярно направлению поляризации ( $\delta_{\text{sphere}} \perp E$ ,  $y$ -поляризованная волна на рис. 3h) приводит к уширению пучка, что, в свою очередь, должно повлиять на разрешения сканирующей системы в целом. При смещении сферы вдоль направления поляризации ( $\delta_{\text{sphere}} \parallel E$ ,  $x$ -поляризованная волна на рис. 3i) существенного уширения пучка не происходит. При этом, независимо от поляризации падающего ТГц излучения, смещение частицы приводит к сдвигу фокуса рассеянного поля вдоль оси  $z$  по направлению к поверхности сферы, и, как следствие, уменьшению глубины фокусировки системы в целом (рис. 3).

Для демонстрации рассмотренных выше эффектов на рис. 4 представлены экспериментально полученные изображения “звезды Сименса” для случаев смещения РТФЕ сферы  $\delta_{\text{sphere}}$  на величину 800 мкм вдоль оси  $y$  (рис. 4b, совпадает с направлением поляризации падающего пучка) и вдоль оси  $x$  (рис. 4c, перпендикулярно направлению поляризации падающего пучка). Видно, что смещение диэлектрической сферы приводит к смещению изображения, что качественно хорошо согласуется с результатами численных расчетов, и тем самым является экспериментальным доказательством формирования “фотонного крючка” вблизи поверхности сферы. На рисунке 4d представлены зависимости смещения изображения центра “звезды Сименса”  $\delta_{\text{image}}$  от величины смещения шарика  $\delta_{\text{sphere}}$ , измеренные для двух перпендикулярных направлений. Из анализа последних можно сделать вывод, что в первом приближении смещение шарика приводит к пропорциональному смещению изображения ( $\delta_{\text{image}} \sim b\delta_{\text{sphere}}$ ), при этом коэффициент пропорциональности  $b$ , в общем случае  $\neq 1$ . Очевидно, что  $b$  должен зависеть как от положения образца относительно сферы ( $\delta z > d$ ), так и от частоты падающего излучения  $f$ . Последнее обусловлено частотной зависимостью положения фокуса “фотонной струи” (см. [24, 22]).

Асимметрия изображения “звезды Сименса” вдоль оси  $y$ , которая отчетливо проявляется в центральной области структуры, хорошо согласуется с общей асимметрией “фотонного крючка”, рассмотренной выше (рис. 3), и может выступать в качестве критерия расположения тестового объекта вблизи фокуса такой диэлектрической линзы. Измеренные частотные зависимости пространственного разрешения для случаев смещения шарика  $\delta_{\text{sphere}} = 400$  мкм вдоль  $x$  и вдоль  $y$  представлены на рис. 2e (красная и синяя кривые, соответственно), и позволяют сделать

вывод, что такое смещение фокусирующей частицы не приводит к существенному ухудшению разрешения сканирующей системы в целом. Однако, следует отметить появление дополнительных “артефактов” при  $\delta_{\text{sphere}} > 400$  мкм ( $\sim 0.17d$ ) (рис. 4d и c), наложение которых с основным изображением приводит к потере контраста на определенных частотах.

Для наглядности на рис. 5a–d представлены изображения тестовой структуры, записанные на частоте 0.8 ТГц в зависимости от  $\delta_{\text{sphere}}$  РТФЕ сферы вдоль оси  $x$  относительно центра перетяжки гауссова ТГц пучка. Соответствующие численные расчеты распределения поля представлены на рис. 5e и f, из анализа которых можно выделить наличие дополнительного слабоинтенсивного пучка, распространяющегося симметрично относительно центра падающего излучения (в наших обозначениях центр перетяжки соответствует координате  $x = -0.8$  мм, и на графике (рис. 5f) отмечен вертикальной пунктирной линией), природа которого связана с интерференцией рассеянного поля и неперекрывающейся частицей волнового фронта падающей ТГц волны. Представленные на рис. 5 экспериментальные данные, полученные при помощи ближнепольной локализации, и за счет дополнительной асимметрии системы, вызванной смещением диэлектрической частицы, хорошо согласуются с результатами численных расчетов. Действительно, вертикальные пунктирные линии на рис. 5a–d соответствуют центру исходного гауссова пучка, относительно этих линий наблюдается зеркальная симметрия двух изображений.

**Заключение.** Настоящая работа является логическим продолжением ранее начатых работ, связанных с анализом практической возможности использования идеологии “тераструк” для получения субволнового разрешения в существующих ТГц системах. В частности, в рамках данной работы, было показано, что смещение фокусирующей сферической частицы относительно центра гауссова пучка в плоскости, перпендикулярной его распространению, приводит к искривлению “тераструк” и формированию “фотонного крючка”, что, в свою очередь, отражается в смещении экспериментально полученных ТГц изображений. Важно отметить, что в общем случае величина смещения изображения зависит от частоты. В свою очередь, анализ частотных зависимостей пространственного разрешения позволяет сделать вывод, что искривление пространственной формы тераструк не приводит к существенному ухудшению качества полученных изображений, однако существует предельная вели-

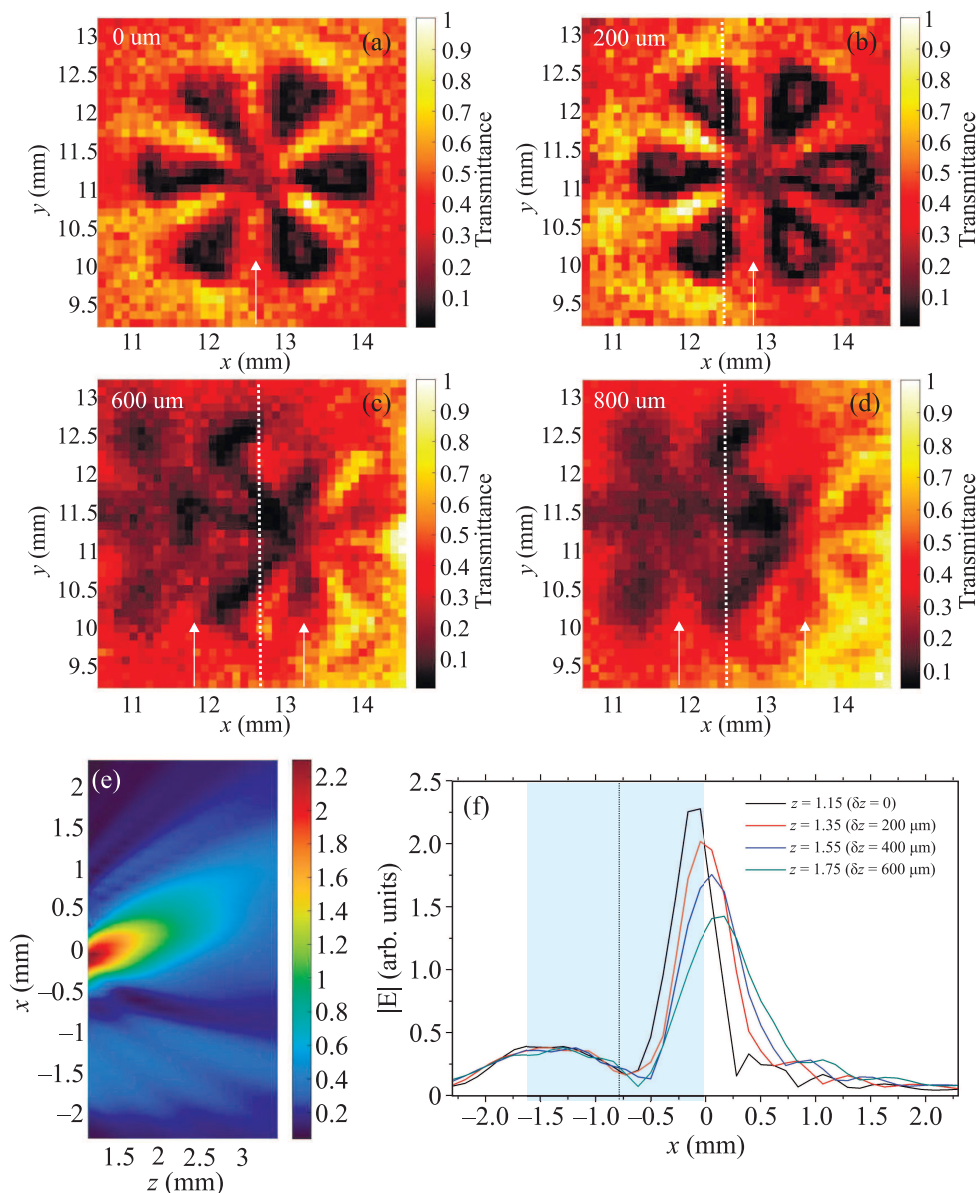


Рис. 5. (Цветной онлайн) Изображения структуры “звезды Сименса” на частоте 0.8 ТГц в зависимости от смещения  $\delta_{\text{sphere}}$  вдоль оси  $x$  относительно центра перетяжки гауссова ТГц пучка: (a) –  $\delta_{\text{sphere}} = 0$  мкм; (b) –  $\delta_{\text{sphere}} = 200$  мкм; (c) –  $\delta_{\text{sphere}} = 600$  мкм; (d) –  $\delta_{\text{sphere}} = 800$  мкм. Расстояние между поверхностью сферы и образцом, принималось равным 200 мкм. Размер изображения составляет  $4 \times 4$  мм. Стрелками отмечены изображения, полученные при помощи “тераструи” и за счет неперекрывающейся сферической части пучка. (e) – Распределение амплитуды рассеянного поля вблизи поверхности диэлектрической сферы, рассчитанное на частоте 0.8 ТГц. График (f) отражает срезы распределения электрического поля вдоль оси  $x$ , полученные для различных  $z$ . В расчете диаметр сферы  $d$  и диаметр перетяжки  $2w_0$  гауссова пучка полагались равными 2.3 и 1.5 мм, соответственно. Расчеты выполнены для случая  $\delta_{\text{sphere}} = 800$  мкм и  $y$  – поляризации поля. Шаг дискретизации вдоль горизонтальной и вертикальной осей составлял 120 и 56 мкм, соответственно

чина, определяющаяся отношением диаметра ТГц пучка и геометрического размера фокусирующей частицы, ограничивающая возможность проведения гиперспектрального сканирования с использованием такой системы из-за появления дополнительных

артефактов. Таким образом, экспериментально было продемонстрировано, что предложенная методика достаточно проста в реализации и позволяет существенно повысить разрешающую способность коммерчески доступных сканирующих ТГц



систем, что, безусловно, расширит область их применения.

**Финансирование работы.** Работа выполнена в рамках программы повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета, а также при частичной поддержке проекта Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф23МЭ-023 (2021-2025 г.)). А. В. Новицкий также выражает благодарность программе научных исследований “Конвергенция – 2025” (задание 2.1.02.1).

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. Glagolewa-Arkadiewa, *Nature* **113**, 640 (1924).
2. Y. H. Tao, A. J. Fitzgerald, and V. P. Wallace, *Sensors* **20**, 1424 (2020).
3. A. Leitenstorfer, A. S. Moskalenko, T. Kampfrath et al. (Collaboration), *J. Phys. D: Appl. Phys.* **56**, 223001 (2023).
4. Y. Huang, Y. Shen, and J. Wang, *Engineering* **22**, 106 (2023).
5. K. Yamada, Y. Samura, O. V. Minin, A. Kanno, N. Sekine, J. Nakajima, I. V. Minin, and S. Hisatake, *Frontiers in Communications and Networks* **2**, 2673 (2021).
6. Н. В. Черномырдин, А. О. Щадько, С. П. Лебедев, И. Е. Спектор, В. Л. Толстогузов, А. С. Кучерявенко, К. М. Малахов, Г. А. Командин, В. С. Горелик, К. И. Зайцев, *Оптика и спектроскопия* **124**, 420 (2018).
7. T. R. Globus, D. L. Woolard, T. Khromova, T. W. Crowe, M. Bykhovskaia, B. L. Gelmont, J. Hesler, and A. C. Samuels, *Journal of Biological Physics* **29**, 89 (2003).
8. Y. Huang, X. Yang, and J. Li, *J. Appl. Polym. Sci.* **140**, e54737 (2023).
9. P. Kuzel and H. Nemes, *Adv. Opt. Mater.* **8**, 1900623 (2020).
10. О. В. Минин, И. В. Минин, *Квантовая электроника* **52**, 13 (2022).
11. N. Chopra and J. Lloyd-Hughes, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **44**, 981 (2023).
12. C. Bruckner, G. Notni, and A. Tunnermann, *Optik* **121**, 113 (2010).
13. Y. H. Lo and R. Leonhardt, *Opt. Express* **16**, 15991 (2008).
14. A. Pimenov and A. Loidl, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4122 (2003).
15. D.-H. Choi, J.-H. Shin, I.-M. Lee, and K. H. Park, *Sensors* **21**, 1424 (2021).
16. D.-H. Choi, M. Kim, D. W. Park, E. S. Lee, and I.-M. Lee, *Optics & Laser Technology* **174**, 110557 (2024).
17. H. H. Nguyen Pham, S. Hisatake, O. V. Minin, T. Nagatsuma, and I. V. Minin, *APL Photonics* **2**, 056106 (2017).
18. V. Pacheco-Peña, M. Beruete, I. V. Minin, and O. V. Minin, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 084102 (2014).
19. A. Mandal and V. R. Dantham, *J. Opt. Soc. Am. B* **37**, 977 (2020).
20. A. Heifetz, S.-C. Kong, A. V. Sahakian, A. Taflove, and V. Backman, *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience* **6**, 1979 (2009).
21. A. Mandal, P. Tiwari, P. K. Upputuri, and V. R. Dantham, *Sci. Rep.* **12**, 173 (2022).
22. L. Yue, Z. Wang, B. Yan, J. N. Monks, Y. Joya, R. Dhama, O. V. Minin, and I. V. Minin, *Annalen der Physik* **532**, 2000373 (2020).
23. A. L. S. Cruz, C. M. B. Cordeiro, and M. A. R. Franco, *Proc. SPIE* **9634**, 963412 (2015).
24. A. G. Paddubskaya, N. I. Valynets, A. V. Novitsky, I. V. Minin, and O. V. Minin, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **57**, 145104 (2024).
25. S. Hunsche, M. Koch, I. Brener, and M. C. Nuss, *Opt. Commun.* **150**, 22 (1998).
26. R. Chen, J. Lin, P. Jin, M. Cada, and Y. Ma, *Photonic nanojets generated by rough surface micro-cylinders*, in *2015 IEEE 28th Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering (CCECE)*, Halifax, NS, Canada (2015), p. 1393; doi: 10.1109/CCECE.2015.7129483.
27. M. Kerker, *The scattering of light and other electromagnetic radiation*, John Wiley and Sons Inc, N.Y. (1969), 688 p.
28. A. Orych, *The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences* **XL-1/W4**, 391 (2015).
29. R. I. Stantchev, B. Sun, S. M. Horne, P. A. Hobson, G. M. Gibson, M. J. Padgett, and E. Hendry, *Sci. Adv.* **2**, e1600190 (2016).
30. R. I. Stantchev, D. B. Phillips, P. Hobson, S. M. Horne, M. J. Padgett, and E. Hendry, *Optica* **4**, 989 (2017).
31. S.-C. Chen, L.-H. Du, K. Meng, J. Li, Z.-H. Zhai, Q.-W. Shi, Z.-R. Li, and L.-G. Zhu, *Opt. Lett.* **44**, 21 (2019).
32. A. Novitsky and L. Barkovsky, *Phys. Rev. A* **77**, 033849 (2008).
33. A. Novitsky, C.-W. Qiu, and H. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 203601 (2011).

34. A. Novitsky, A. S. Shalin, and A. V. Lavrinenko, *Phys. Rev. A* **95**, 053818 (2017).
35. F. D'Angelo, Z. Mics, M. Bonn, and D. Turchinovich, *Opt. Express* **22**, 12475 (2014).
36. T. Uenohara, Y. Mizutani, and Y. Takaya, *Precision Engineering* **60**, 274 (2019).
37. O. V. Minin and I. V. Minin, *The Photonic Hook: From Optics to Acoustics and Plasmonics*, Springer, Cham, Switzerland (2021).
38. I. V. Minin, O. V. Minin, C.-Y. Liu, H.-D. Wei, Y. E. Geints, and O. Karachevsky, *Opt. Lett.* **45**, 4899 (2020).