

## Сочетание полого сапфирового волновода и иммерсионной линзы для ТГц эндоскопии сверхвысокого разрешения

© А.С. Кучерявенко<sup>1</sup>, В.А. Желнов<sup>1</sup>, Н.В. Черномырдин<sup>2</sup>, В.Н. Курлов<sup>1</sup>, К.И. Зайцев<sup>2</sup>, Г.М. Катыба<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН,  
142432 Черноголовка, Россия

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
119991 Москва, Россия

e-mail: ans.kucher@mail.ru

Поступила в редакцию 07.02.2023 г.

В окончательной редакции 13.02.2023 г.

Принята к публикации 16.02.2023 г.

Развитию методов терагерцовой (ТГц) визуализации препятствует низкое пространственное разрешение традиционных дифракционно-ограниченных изображающих систем главным образом из-за большой длины волны используемого излучения (от единиц  $\text{mm}$  до десятков  $\mu\text{m}$ ). Для решения указанной проблемы нами предложен новый метод ТГц-эндоскопии с субволновым пространственным разрешением, который предназначен для исследования труднодоступных областей живых организмов *in vivo*. В качестве волновода используется полая сапфировая трубка с покрытием из политетрафторэтилена, в которой реализован антирезонансный принцип передачи излучения. Для субволновой локализации излучения на выходе волновода использовалась линза на основе эффекта твердотельной иммерсии. Геометрические параметры волновода и иммерсионной линзы оптимизированы для обеспечения высоких оптических характеристик в заданном диапазоне длин волн и обеспечения наилучшей фокусировки. Разработаны и изготовлены две иммерсионные линзы из сапфира и кремния, которые затем устанавливались на плоскопараллельные окна, закрепляемые на заднем торце волновода. Исследование распределения интенсивности поля на теневой стороне системы „волновод–линза“ выявило диаметр фокального пятна  $\simeq 0.2\lambda$  в случае изготовления линзы из сапфира и  $\simeq 0.3\lambda$  в случае изготовления линзы из кремния на длине волны  $\lambda = 500 \mu\text{m}$ , что существенно превышает предел Аббе. Это согласуется с нашими численными прогнозами и демонстрирует перспективность применения предложенного эндоскопа для измерений с субволновым разрешением.

**Ключевые слова:** терагерцовое излучение, терагерцовая визуализация, эндоскопия, субволновое пространственное разрешение, дифракционный предел Аббе, эффект твердотельной иммерсии.

DOI: 10.21883/OS.2023.06.55925.123-23

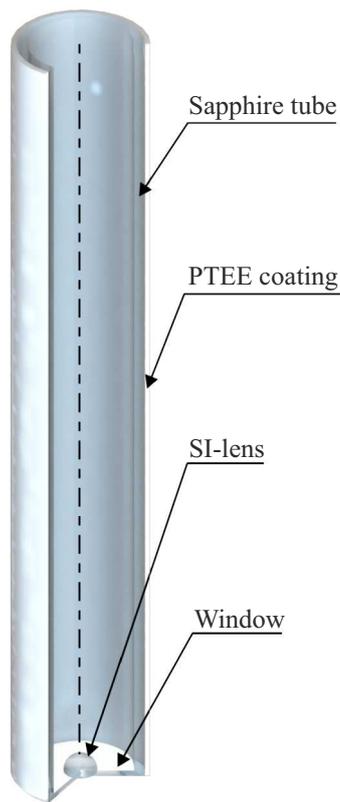
### Введение

Различные приложения использующие терагерцовое (ТГц) излучение имеют потенциал применения в различных социально и промышленно важных областях [1], таких как медицинская диагностика [2] и терапия [3], неразрушающий контроль материалов [4], контроль качества лекарств [5] и продуктов питания [6], а также задачах, связанных с обеспечением безопасности [7]. Однако, несмотря на стремительное развитие ТГц технологий, их возможности в значительной степени ограничены рядом проблем элементной базы ТГц оптики, среди которых мы остановимся на двух основных.

Первая проблема — отсутствие коммерчески доступных волноводов и волокон для доставки излучения указанного диапазона к труднодоступным объектам исследования и/или воздействия [8]. К настоящему времени существует достаточно большой перечень конструкций, использующих различные физические механизмы передачи излучения, например плоскопараллельные [9] или трубчатые [10] металлические волноводы, полимерные антирезонансные или фотонно-кристаллические

волноводы [11,12], волокна со ступенчатым показателем преломления [13], пористые волокна [14] и плазмонные волноводы [15,16]. Однако во многом передача ТГц излучения на значительные расстояния с их помощью затруднена вследствие большой дисперсии, потерь излучения при распространении либо потерь излучения при вводе/выводе. Кроме того, многие волноводы не всегда обладают достаточной технологической надежностью, а также имеют низкую тепловую, радиационную и химическую устойчивость [17]. Эти факторы усложняют практическое применение ТГц волноводов, например измерение труднодоступных объектов в медицине или промышленности [17,18].

Чтобы решить эту проблему, ранее было предложено использовать для передачи ТГц излучения профилированные кристаллы сапфира, выращенные методом выращивания с пленочной подпиткой при краевом ограничении роста (*edge-defined, film-fed growth (EFG)*) [19]. Сочетание уникальных физико-химических свойств сапфира (высокий показатель преломления и сравнительно низкий коэффициент поглощения в ТГц диапазоне, высокая механическая прочность, химическая



**Рис. 1.** Схема ТГц эндоскопа на основе полого антирезонансного волновода. На выходе волновода установлено плоскопараллельное окно, на котором закреплена иммерсионная линза.

инертность, термическая и радиационная стойкость) с возможностью выращивания из расплава профилированных кристаллов со сложной геометрией поперечного сечения и оптическим качеством кристаллов в объёме и на поверхности делает такие сапфировые волноводы отличным дополнением элементной базы ТГц диапазона. В наших прошлых работах были разработаны и изготовлены полые сапфировые антирезонансные [20] и фотонно-кристаллические [17] волноводы для передачи излучения с малыми потерями, гибкие волокна [21,22] и волоконные жгуты [23,24] для проведения визуализации с субволновым разрешением.

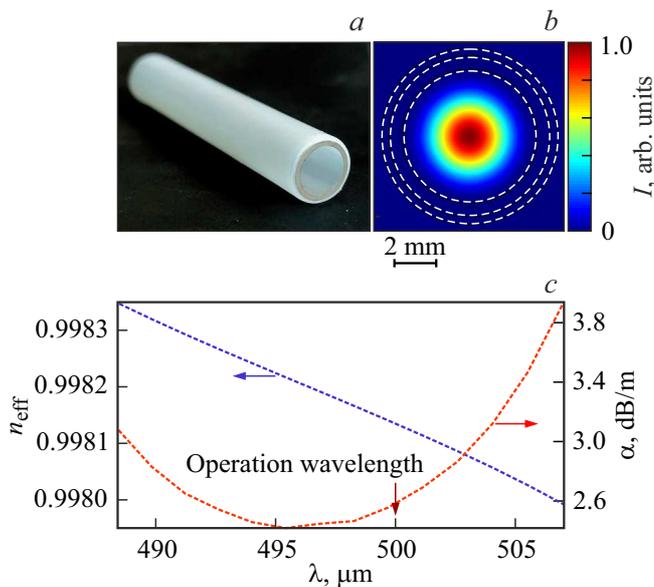
Второй проблемой является низкое пространственное разрешение традиционных линзовых и зеркальных фокусирующих оптических элементов, которое подчиняется дифракционному пределу пространственного разрешения (так называемый предел Аббе). Даже для дифракционно-ограниченной ТГц оптической системы с максимально высокой числовой апертурой пространственное разрешение  $\approx 0.5\lambda$  (где  $\lambda$  — длина волны излучения в свободном пространстве) и обычно составляет несколько сотен микрон (или даже несколько миллиметров) из-за больших длин волн в ТГц диапазоне [25].

В настоящий момент существует несколько методов ТГц визуализации с пространственным разреше-

нием, превышающим предел Аббе. Например, сканирующая зондовая ближнепольная микроскопия в ТГц диапазоне способна различать неоднородности поля с сильно субволновым пространственным разрешением ( $\sim 10^{-3} - 10^{-4}\lambda$ ) [26,27]. К сожалению, данные методы имеют ограниченное поле зрения, малую скорость работы и крайне низкую энергоэффективность, а значит требуют применения мощных источников и чувствительных детекторов ТГц излучения. Метод твердотельной иммерсии является хорошей альтернативой ближнепольным сканирующим зондам, так как обеспечивает компромисс между разрешением, скоростью работы и энергоэффективностью [28–30]. Последние результаты свидетельствуют о возможности определять распределение оптических свойств образца по фокальной плоскости с разрешением до  $0.15\lambda$ . А благодаря отсутствию в оптической схеме субволновых элементов (таких как зонды и диафрагмы) достигается значительно большая энергоэффективность, чем в ближнепольных методах визуализации.

Целью настоящей работы являлась разработка и апробация нового метода ТГц эндоскопии, обладающего пространственным разрешением, превышающим предел Аббе. Схема ТГц эндоскопа, сочетающего в себе возможность передачи излучения с малыми потерями при помощи сапфирового волновода и локализацию волноводных мод на выходе SI-линзой (solid immersion (SI) lens), показана на рис. 1. Линза находится с внутренней стороны волновода и закреплена в центре плоскопараллельного окна. Волновод изготовлен из сапфировой ( $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ) трубки с политетрафторэтиленовым (PTFE) покрытием [31]. В качестве материалов для изготовления комплекса „SI-линза–плоскопараллельное окно“ выбирались материалы с высоким показателем преломления и, одновременно, с низким поглощением: высокоомный кремний (high-resistivity float-zone silicon — HRFZ-Si) и сапфир ( $n_{\text{HRFZ-Si}} \approx 3.41$  и  $n_{\text{sapphire}} \approx 3.07$  для частоты  $\nu = 1$  THz). Распределение интенсивности ТГц поля на выходе эндоскопа регистрировалось при помощи сканирующей системы, где в качестве источника непрерывного излучения использовалась лампа обратной волны (ЛОВ) с максимальной выходной мощностью при длине волны падающего излучения  $\lambda = 500 \mu\text{m}$ .

Результаты проведенных измерений свидетельствуют, что на выходе ТГц эндоскопа формируется фокальное пятно интенсивности с пространственными размерами  $\approx 0.2\lambda$ , что согласуется с численными прогнозами и оправдывает его возможности по получению субволнового пространственного разрешения. Разработанный эндоскоп обладает большими перспективами использования в исследованиях мягких биологических тканей и агрессивных сред.



**Рис. 2.** Полый антирезонансный ТГц волновод на основе сапфировой трубки с PTFE покрытием. (а) Фотография волновода. (б) Интенсивность моды  $I \propto |E|^2$  в поперечном сечении волновода при  $\lambda = 500 \mu\text{m}$ . (с) Данные численного моделирования методом FDE по эффективному показателю преломления  $n_{\text{eff}}$  и потерям при распространении  $\alpha$  (по мощности) основной моды.

## Разработка и изготовление ТГц волновода на основе полый сапфировой трубки

Для задач ТГц эндоскопии требовалось найти компромисс между минимизацией размеров всей системы (в частности, диаметра волновода) и сохранением энергоэффективности. В целях оптимизации поперечного сечения антирезонансного волновода на основе сапфировой трубки с полимерным покрытием была проведена серия численных расчётов волноводных характеристик для различных вариантов геометрии сечений. В результате была выбрана сапфировая трубка с внутренним и внешним диаметрами 6.3 и 7.6 mm соответственно, ось с кристалла сапфира направлена параллельно оптической оси волновода, а толщина PTFE-покрытия составляет 0.4 mm. При указанных геометрических параметрах волновод будет передавать излучение в квазиодномодовом режиме, что позволит при моделировании учитывать только фундаментальную моду. Полимерное покрытие представляет собой термоусадочную трубку, для обеспечения равномерного и плотного прилегания оболочки к поверхности сапфира заготовка выдерживалась 30 min в муфельной печи при температуре 350°C.

Отметим, что аналогичный по структуре антирезонансный волновод был описан в нашей ранее работе [20], поэтому мы не будем подробно останавливаться на процессе изготовления такой трубки методом EFG.

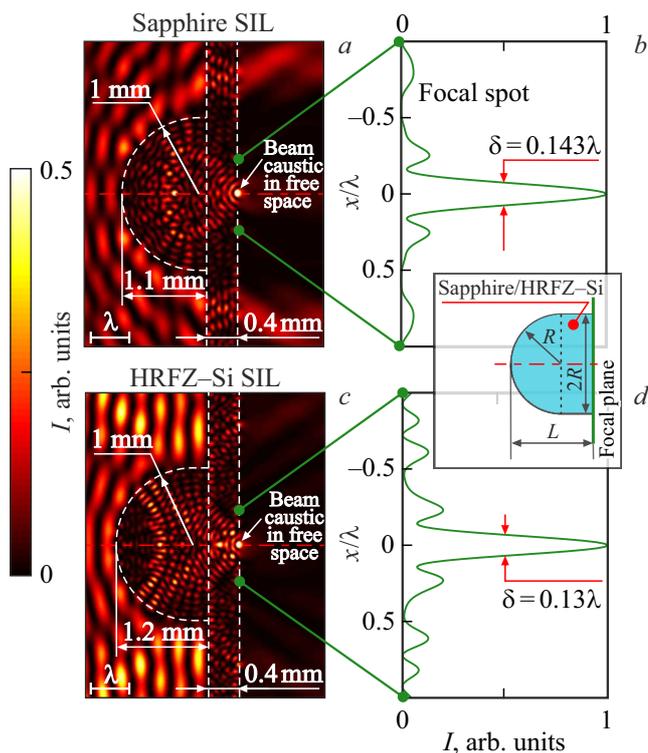
На рис. 2, а показана фотография изготовленного волновода длиной 50 mm, а на рис. 2, б — распределение интенсивности фундаментальной моды  $I \propto |E|^2$  (где  $E$  — вектор электрического поля) в сечении волновода.

На рис. 2, с представлены результаты численного моделирования оптических характеристик фундаментальной моды волновода, полученные с использованием конечно-разностного метода собственных мод (finite-difference eigenmode — FDE) [32] в программе ANSYS Mode. Показаны зависимости эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}}(\lambda)$  (действительная часть комплексного показателя преломления) и коэффициента затухания по интенсивности  $\alpha(\lambda)$  для фундаментальной моды. Моделирование проводилось с учетом как ТГц оптических свойств сапфира, так и различных технологических ограничений, налагаемых вследствие использования метода EFG. Двухлучепреломление в кристаллах сапфира было учтено путем определения диэлектрических свойств среды в тензорном виде, однако, как видно из рис. 2, б, практически вся энергия моды локализована в полном канале, что минимизирует влияние анизотропии кристалла на свойства волновода [17,19,33].

При распространении ТГц волны от ЛОВ-генератора ( $\lambda = 500 \mu\text{m}$ ) потери составляют  $\alpha \simeq 2.6 \text{ dB/m}$ , что позволяет считать такой волновод слабопоглощающим. Также отметим, что мода имеет довольно большую площадь ( $> \lambda^2$ ), а распределение поля имеет гауссов характер (интенсивность моды монотонно спадает от оптических осей), что позволило нам моделировать SI-линзу с диаметром не более 2–3 mm независимо от волновода и считать падающую на фокусирующий элемент волну плоской. Учитывая вышеизложенное, можно сделать вывод, что уровень интенсивности сигнала, передаваемого по волноводу с относительно небольшой длиной (в нашем случае  $l = 50 \text{ mm}$ ), будет достаточным для успешной регистрации распределения поля на выходе волновода.

## Разработка конструкции SI-линзы

SI-линза представляет собой полусферу, совмещенную с цилиндром (так называемая геометрия типа „пуля“), где радиус сферической поверхности равен  $R$ , диаметр цилиндра  $2R$ , а общая толщина  $L$ . Такая геометрия выбрана для большей простоты изготовления иммерсионного элемента. Процесс взаимодействия SI-линзы с плоской ТЕМ-поляризованной волной моделировался методом конечных разностей во временной области (finite-difference time domain — FDTD) [34]. Для снижения вычислительной сложности мы прибегли к моделированию цилиндрических (2D) оптических элементов с поперечным сечением, равным поперечному сечению аксиально-симметричных элементов (3D), и рассмотрели рассеянное поле с ТМ-поляризацией. В [34] такая двумерная аппроксимация дала вполне релевантные предсказания для трехмерных систем SI-линз.



**Рис. 3.** FDTD-моделирование СИ-линз из сапфира и кремния при  $\lambda = 500 \mu\text{m}$ . (a, c) Интенсивность поля  $I \propto |\mathbf{E}|^2$  в осевом сечении СИ-линз из сапфира и кремния, (b, d) фокальное пятно на теневой стороне (в свободном пространстве) соответственно.

По итогам серии FDTD-моделирования была проведена оптимизация геометрических параметров СИ-линзы. Сначала для геометрии типа „пуля“ (вставка на рис. 3) была исследована зависимость пространственного разрешения от радиуса сферической поверхности и основания  $R$  и толщины  $L$ . Поскольку предполагается закреплять СИ-линзу в центре плоскопараллельного окна на выходе волновода, то далее проверялось влияние такого окна на разрешение системы. А именно проводилась дополнительная серия расчетов, в котором толщина СИ-линз была уменьшена на некоторую величину и наращена до исходной величины  $L$  плоскопараллельным окном из того же материала. На рис. 3 представлены данные FDTD-моделирования распределения интенсивности ТГц поля  $I \propto |\mathbf{E}|^2$  в осевом сечении доработанной конструкции СИ-линз (рис. 3, a, c) и фокальном пятне на теневой стороне СИ-линзы из сапфира и кремния соответственно (рис. 3, b, d). В качестве пространственного разрешения  $\delta$  рассматривался диаметр фокального пятна за линзой ( $\delta$  равен полной ширине пика интенсивности на уровне половинной амплитуды (FWHM)).

На рис. 4 представлены результаты оптимизации геометрии СИ-линзы из сапфира и кремния при длине волны падающего излучения  $\lambda = 500 \mu\text{m}$ . Радиус линзы  $R$  рассматривался в пределах от 0.1 до 5 mm и введенная толщина  $L/(2R)$  от 0.2 до 1 (рис. 4, a, c). По

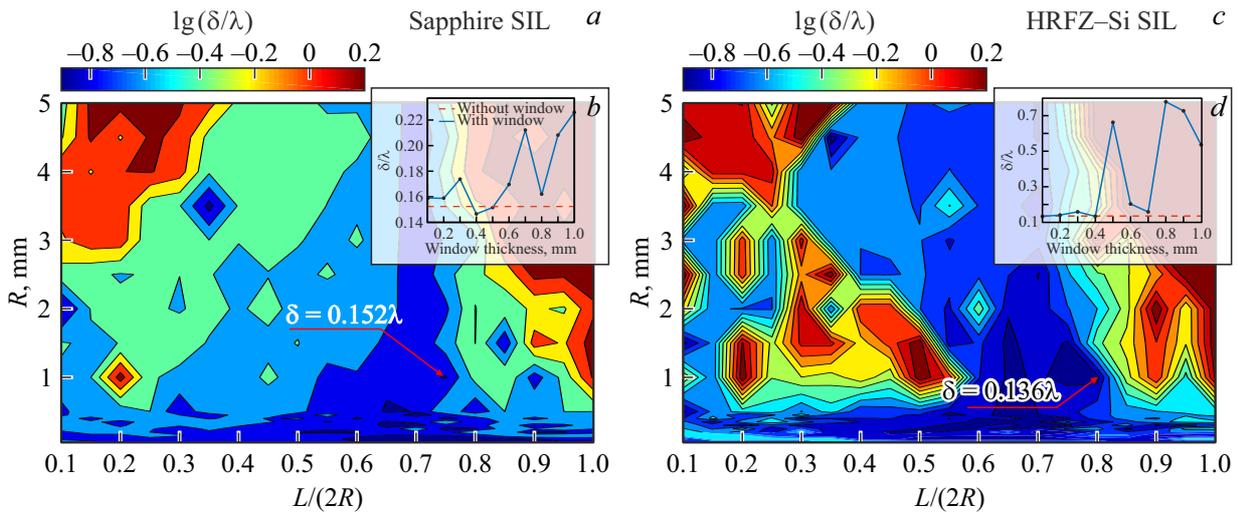
результатам численного анализа как СИ-линза из HRFZ-Si с параметрами  $R = 1 \text{ mm}$  и  $L = 1.6 \text{ mm}$ , так и СИ-линза из сапфира с  $R = 1 \text{ mm}$  и  $L = 1.5 \text{ mm}$  продемонстрировали фокусировку излучения в очень маленькое фокальное пятно, расположенное сразу за линзой, а значит, рекордно низкое пространственное разрешение ( $\delta_{\text{HRFZ-Si}} = 0.136\lambda$  и  $\delta_{\text{Sapphire}} = 0.152\lambda$ ). При этом обе линзы имеют диаметр 2 mm — достаточно малый, чтобы поместиться внутри волновода. Их также можно изготовить обычной механической обработкой массивного кристалла. На панелях рис. 4, b, d показаны результаты исследования зависимости пространственного разрешения  $\delta$  от толщины плоскопараллельного окна при помощи FDTD-моделирования. Как было указано ранее, толщина комплекса „линза–окно“ оставалась неизменной, а толщина окна варьировала от 0.1 до 1 mm. Красной штриховой линией показана величина разрешения  $\delta$  для исходной иммерсионной линзы. Как для сапфировой, так и для кремниевой СИ-линз, уменьшение толщины линзы на 0.4 mm и дополнение ее плоскопараллельным окном до исходной толщины позволило еще сильнее уменьшить каустику пучка, формируемую на задней поверхности плоскопараллельных окон.

Таким образом, из результатов проведенного численного анализа следует, что использованные конфигурации СИ-линз являются оптимальными и обеспечивают субволновую локализацию поля на небольшом расстоянии позади эндоскопа ( $\ll \lambda$ ), где фокальная плоскость практически совпадает с задней (плоской) поверхностью СИ-линз.

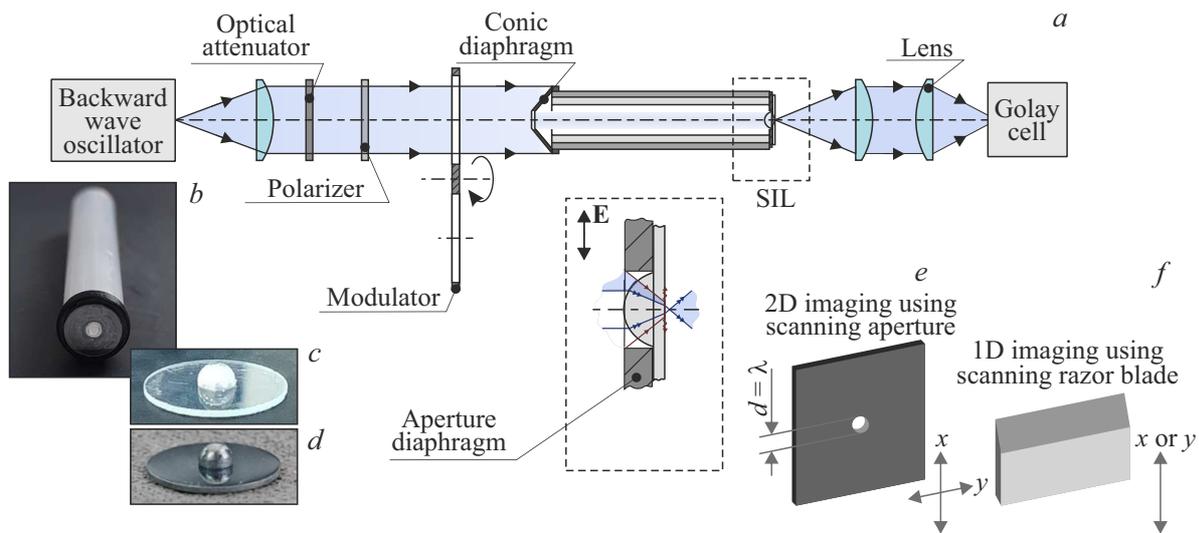
### Экспериментальная характеристика пространственного разрешения ТГц эндоскопа

Для экспериментального определения разрешающей способности изображающей системы на основе разработанного ТГц эндоскопа и ЛОВ собрана экспериментальная установка, схема которой показана на рис. 5, a. В качестве детектора прошедшей интенсивности была выбрана ячейка Голея (оптоакустический приемник). Для модуляции интенсивности проходящей ТГц волны применялся механический чоппер. Для визуализации распределения поля в фокальной плоскости (непосредственно за плоскопараллельным окном) применялась сканирующая диафрагма с диаметром  $\lambda$ .

Следует отметить, что предлагаемая экспериментальная изображающая система будет обладать пространственным разрешением, равным диаметру сканирующей диафрагмы, т.е. будет равной  $\lambda$ . Этого недостаточно для количественной оценки размеров субволнового фокального пятна (и, соответственно, функции рассеяния точки системы). Для этой цели использовалась другая схема измерения, предполагающая 1D-сканирование при помощи тестового объекта с резким изменением



**Рис. 4.** Численная FDTD-оптимизация SI-линз формы „пуля“ при  $\lambda = 500 \mu\text{m}$ . (a, c) Разрешение SI-линз из сапфира и кремния  $\delta$  как функция радиуса  $R$  и нормированной толщины  $L/(2R)$ , нормированное на длину волны излучения  $\lambda$ ; (b, d) Разрешение SI-линз из сапфира и кремния  $\delta$ , нормированное на длину волны излучения  $\lambda$  в зависимости от толщины, замещаемой на плоскопараллельное окно. Красный маркер на (a, c) показывает разрешение геометрий SI-линз, выбранных для дальнейших экспериментов.

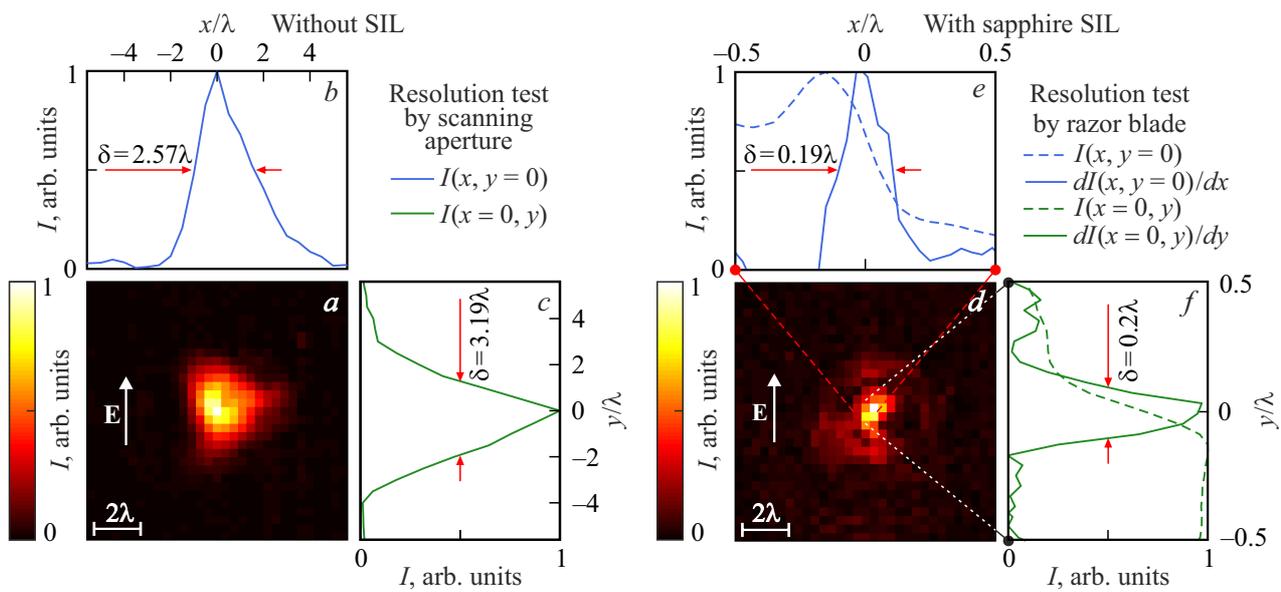


**Рис. 5.** (a) Схема экспериментальной установки для проверки разрешающей способности ТГц эндоскопа, работающая в режиме „на пропускание“. (b-d) Фотографии ТГц эндоскопа с SI-линзой, установленной в полимерный держатель-диафрагму, и отдельно сапфировой и кремневой SI-линз после склеивания полусферы и окна. (e-f) Иллюстрация двух подходов к визуализации интенсивности ТГц поля на выходе ТГц эндоскопа с использованием сканирующей диафрагмы и металлического острого лезвия соответственно.

пространственного распределения коэффициента отражения [23,24,28,29,34].

Разработанные SI-линзы были изготовлены и соединены с волноводом (рис. 5, b). Вначале линзы были прикреплены к плоскопараллельным окнам с помощью полистирольного клея (рис. 5, c, d), затем на получившиеся сборки монтировались апертурные диафрагмы, изготовленные из проводящего полимера на 3D-принтере и имеющие внутренний диаметр немного больший, чем диаметр SI-линзы (рис. 5, b). Внешний край диафрагмы представляет собой цилиндр с диаметром в

точности равным внешнему диаметру волновода (нужен как фиксатор на торце волновода для фокусирующего элемента). Диафрагма необходима для перекрытия периферийной части фундаментальной моды (и мод высших порядков) и более простой процедуры замены линз в процессе экспериментов. Также возможны и другие варианты сборки комплекса „линза-окна“ на торце волновода: приклеивание окна к торцу или изготовление монолитного комплекса „трубка-окно“ непосредственно в процессе выращивания кристалла сапфира методом EFG [35].



**Рис. 6.** Визуализация интенсивности ТГц поля  $I(x, y)$  за ТГц эндоскопом. (a–c) Интенсивность поля за волноводом без SI-линзы, а также его поперечные сечения вдоль осей  $OX$  и  $OY$ , полученные сканированием апертурой диаметром  $\lambda$ . (d) Интенсивность поля непосредственно за выходным торцом ТГц эндоскопа, полученное сканированием апертурой диаметром  $\lambda$ . (f, g) Поперечные сечения интенсивности поля ( $I(x)$  и  $I(y)$ ) вдоль осей  $OX$  и  $OY$ , полученные сканированием металлическим лезвием, а также предполагаемые функции рассеяния точки ( $dI(x)/dx$  и  $dI(y)/dy$ ).

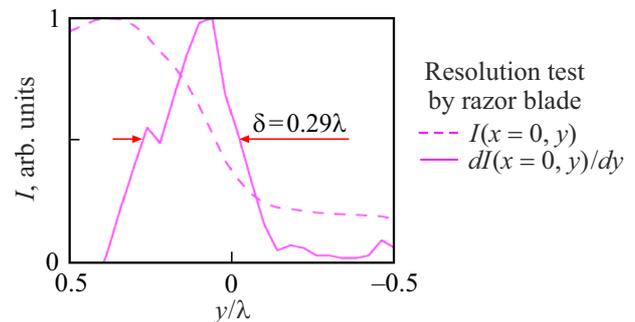
Для проверки величины пространственного разрешения эндоскопа, предсказанного в ходе численного моделирования, а также визуализации распределения интенсивности на выходном торце эндоскопа использовались методы 2D- и 1D-визуализации.

В случае 2D-визуализации растровое сканирование волнового фронта в фокальной плоскости осуществлялась диафрагмой диаметром  $\lambda$ , которая была жестко закреплена на ячейке Голя и перемещалась вместе с ней на линейных моторизированных платформах с программным управлением (рис. 5, e).

В случае 1D-сканирования в фокальной плоскости в направлении параллельном либо перпендикулярном поляризации падающей волны перемещалось металлическое лезвие. Ячейка Голя была расположена неподвижно и фиксировала изменение интенсивности прошедшего излучения в зависимости от положения лезвия (рис. 5, f). По величине зарегистрированной первой производной интенсивности поля в зависимости от координаты острия лезвия (т.е. функции рассеяния точки изображающей системы) можно сделать вывод о пространственных размерах фокального пятна.

На рис. 6, a показано экспериментальное 2D-изображение интенсивности ТГц поля  $I(x, y)$  непосредственно за задним торцом волновода без линзы, а на панелях (b, c) приведены поперечные сечения в перпендикулярном ( $OX$ ) и параллельном ( $OY$ ) направлениях относительно поляризации излучения соответственно.

Как и было предсказано ранее (рис. 2, b), для „пустого“ волновода интенсивность основной моды монотонно спадает от центра к периферии поперечного



**Рис. 7.** Сечение  $OY$  интенсивности поля за системой волновод-кремниевая SI-линза ( $I(y)$ ), полученное сканированием металлическим лезвием, а также предполагаемая функция рассеяния ( $dI(y)/dy$ ).

сечения, а размеры моды на полувысоте составляют  $\approx 3\lambda$  (рис. 6, b, c). Эти результаты подтвердили способность антирезонансного волновода с полой сердцевиной передавать излучение с длиной волны  $\lambda$ . Но очевидно, что волновод в отсутствие SI-линзы не подходит для задач, где требуется фокусировка излучения в пятно субволнового размера.

На рис. 6, d приведено экспериментально зарегистрированное изображение ТГц поля непосредственно за эндоскопом. Визуализация проводилась при помощи сканирующей диафрагмы. На этом изображении видно значительно более локальное пятно интенсивности, что подтверждает, что фундаментальная мода сфокусирована с помощью SI-линзы. Однако полученное таким образом

ТГц изображение ограничено разрешающей способностью сканирующей апертуры с диаметром  $\lambda$ , что в  $\geq 5$  раз превышает ожидаемое субволновое разрешение изображающей системы.

Для количественной оценки параметров фокального пятна SI-линзы проведено 1D-сканирование металлическим лезвием [23,24,28,29,34]. Функция рассеяния системы определена как первые производные сечений интенсивности ТГц поля вдоль осей  $OX$  и  $OY$ , проходящих через центральный максимум (рис. 6, *f, g*, рис. 7, *b, c*).

В случае SI-линзы, изготовленной из сапфира, фокальное пятно имеет субволновые размеры — т.е.  $0.19\lambda$  и  $0.2\lambda$  в направлениях  $OX$  и  $OY$  соответственно, что в целом согласуется с численными предсказаниями (рис. 3, *d*). Наблюдаемое расхождение  $< 25\%$  между предсказаниями моделирования и экспериментальными данными может возникать из-за расхождений физических процессов в реальной 3D-оптической системе по сравнению с 2D-моделируемой оптической системой, влияния переотражений поля от плоскопараллельного окна и стенок волновода, а также остаточными несоответствиями экспериментальной установки.

Несмотря на наблюдаемое  $\approx 15$ -кратное увеличение разрешения для волновода в случае использования сапфировой SI-линзы, результирующая энергетическая эффективность системы падает из-за френелевского отражения от поверхности окна и затухания излучения в сапфире. Действительно, интегральная мощность пучка за волноводом падает, однако наблюдается практически одинаковая пиковая интенсивность в малой области вокруг оптической оси для волновода без (рис. 6, *a*) и с сапфировой SI-линзой (рис. 6, *d*). Отношение сигнал-шум (signal-to-noise ratio, SNR) для ТГц эндоскопа с сапфировой SI-линзой составляет  $\approx 65$  (рис. 6, *d*), что в  $\approx 1.6$  раза меньше по сравнению с волноводом без установленной на него SI-линзы (рис. 6, *a*).

На рис. 7 показано сечение интенсивности, полученное 1D-сканированием, и предполагаемая функция рассеяния кремниевой SI-линзы; оценка пространственного разрешения показала  $\delta = 0.29\lambda$ , что превышает предел Аббе, но отличается более чем в 2 раза от предсказаний моделирования. Для эндоскопа с SI-линзой из кремния мы обнаружили сильное снижение величины SNR, что не позволило нам провести 2D-визуализацию распределения интенсивности поля в фокальной плоскости. Вероятно, для данной геометрии необходима более высокая точность изготовления SI-линзы и плоскопараллельного окна, а также дополнительная коррекция стоячих волн, возникающих между задней поверхностью плоскопараллельного окна и металлическими элементами (сканирующей диафрагмой или металлическим острым лезвием).

## Заключение

Разработанный ТГц эндоскоп имеет потенциал для различных ТГц применений, включая зондирование и

использование в агрессивных условиях внешней среды [17,19,35]. Однако перед его внедрением в этих сложных областях необходимо решить ряд исследовательских и инженерных задач. Разрешение, энергоэффективность и спектральная рабочая полоса нашего эндоскопа могут быть улучшены за счет оптимизации волновода и геометрии SI-линз. Например, его энергетическая эффективность может быть повышена как за счет дальнейшей оптимизации геометрии волновода, так и за счет применения антиотражающих покрытий SI-линз или микроструктур (для уменьшения френелевских потерь) [36]. Кроме того, результаты моделирования свидетельствуют, что сохраняется области высокого разрешения при увеличении диаметра линзы  $R$  до единиц мм. Это открывает возможности для увеличения энергоэффективности эндоскопа. Наконец, для разработки систем ТГц зондирования представляется важным объединить разработанный эндоскоп с устройствами на принципах непрерывной или импульсной ТГц спектроскопии для дистанционной количественной оценки оптических свойств аналита [30], в то время как для задач ТГц терапии необходимо испытывать его совместно с мощными источниками ТГц излучения [3].

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

## Список литературы

- [1] H. Guerboukha, K. Nallappan, M. Skorobogatiy. *Adv. Opt. Photonics*, **10** (4), 843 (2018). DOI: 10.1364/AOP.10.000843
- [2] Z. Yan, L.-G. Zhu, K. Meng, W. Huang, Q. Shi. *Trends Biotechnol.*, **40** (7), 816 (2022). DOI: 10.1016/j.tibtech.2021.12.002
- [3] O.P. Cherkasova, D.S. Serdyukov, E.F. Nemova, A.S. Ratushnyak, A.S. Kucheryavenko, I.N. Dolganova, G. Xu, M. Skorobogatiy, I.V. Reshetov, P.S. Timashev, I.E. Spektor, K.I. Zaytsev, V.V. Tuchin. *J. Biomed. Opt.*, **26** (09), (2021). DOI: 10.1117/1.JBO.26.9.090902
- [4] C.D. Stoik, M.J. Bohn, J.L. Blackshire. *Opt. Express*, **16** (21), 17039 (2008). DOI: 10.1364/OE.16.017039
- [5] S. Zhong, H. Shen, Y.-C. Shen, J.A. Zeitler, L. Ho, M. Evans, P.T. Taday, M. Pepper, T. Rades, K.C. Gordon, R. Muller, P. Kleinebudde. In: *2009 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IEEE, 2009)*, vol. 12, p. 1–2. DOI: 10.1109/ICIMW.2009.5324630
- [6] J.A. Zeitler, P.F. Taday, D.A. Newnham, M. Pepper, K.C. Gordon, T. Rades. *J. Pharmacy and Pharmacology*, **59** (2), 209 (2007). DOI: 10.1211/jpp.59.2.0008
- [7] K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, H. Inoue. *Opt. Express*, **11** (20), 2549 (2003). DOI: 10.1364/oe.11.002549
- [8] Md.S. Islam, C.M.B. Cordeiro, M.A.R. Franco, J. Sultana, A.L.S. Cruz, D. Abbott. *Opt. Express*, **28** (11), 16089 (2020). DOI: 10.1364/OE.389999
- [9] M. Mbonye, R. Mendis, D.M. Mittleman. *Appl. Phys. Lett.*, **95** (23), 233506 (2009). DOI: 10.1063/1.3268790

- [10] G. Xie, Y. Zhong, G. Li, C. She, X. Lu, F. Yue, S. Liu, C. Jing, Y. Cheng, J. Chu. *Results Phys.*, **19**, 103534 (2020). DOI: 10.1016/j.rinp.2020.103534
- [11] S.R. Andrews. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, **47** (37), 374004 (2014). DOI: 10.1088/0022-3727/47/37/374004
- [12] G. Xu, K. Nallappan, Y. Cao, M. Skorobogatiy. *Sci. Rep.*, **12** (1), 4551 (2022). DOI: 10.1038/s41598-022-08334-6
- [13] S.P. Jamison, R.W. McGowan, D. Grischkowsky. *Appl. Phys. Lett.*, **76** (15), 1987 (2000). DOI: 10.1063/1.126231
- [14] B. Ung, A. Mazhorova, A. Dupuis, M. Roze, M. Skorobogatiy. *Opt. Express*, **19** (26), B848 (2011). DOI: 10.1364/OE.19.00B848
- [15] K. Wang, D.M. Mittleman. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22** (9), 2001 (2005). DOI: 10.1364/JOSAB.22.002001
- [16] Y. Cao, K. Nallappan, G. Xu, M. Skorobogatiy. *Nature Communications*, **13** (1), 4090 (2022). DOI: 10.1038/s41467-022-31590-z
- [17] G.M. Katyba, K.I. Zaytsev, N. V Chernomyrdin, I.A. Shikunova, G.A. Komandin, V.B. Anzin, S.P. Lebedev, I.E. Spektor, V.E. Karasik, S.O. Yurchenko, I.V. Reshetov, V.N. Kurlov, M. Skorobogatiy. *Adv. Opt. Mater.*, **6** (22), 1800573 (2018). DOI: 10.1002/adom.201800573
- [18] B. You, D.J. Monk, D.R. Walt, Z. Yang, M. Zhang, Y. Liao, Q. Tian, Q. Li, Y. Zhang, Z. Zhuang, E. Fabry, A. Albertazzi, A.C. Hofmann, A.V. Fantin, J.M.C. Santos, J.Y. Lu, C.M. Chiu, C.C. Kuo, C.H. Lai, H.C. Chang, Y.J. Hwang, C.L. Pan, C.K. Sun. *Opt. Exp.*, **24** (16), 18013 (2016). DOI: 10.1364/OE.24.018013
- [19] G.M. Katyba, K.I. Zaytsev, I.N. Dolganova, N.V. Chernomyrdin, V.E. Ulitko, S.N. Rossolenko, I.A. Shikunova, V.N. Kurlov. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, **67** (3), 100523 (2021). DOI: 10.1016/j.pcrysgrow.2021.100523
- [20] G.M. Katyba, P.A. Chizhov, V.N. Kurlov, I.N. Dolganova, S.V. Garnov, K.I. Zaytsev, V.V. Bukin. *Opt. Express*, **30** (3), 4215 (2022). DOI: 10.1364/OE.447060
- [21] G.M. Katyba, D.G. Melikyants, N.V. Chernomyrdin, V.N. Kurlov, K.I. Zaytsev. *Opt. Eng.*, **60** (08), (2021). DOI: 10.1117/1.OE.60.8.082010
- [22] D.S. Ponomarev, D.V. Lavrukhin, N.V. Zenchenko, T.V. Frolov, I.A. Glinskiy, R.A. Khabibullin, G.M. Katyba, V.N. Kurlov, T. Otsuji, K.I. Zaytsev. *Opt. Lett.*, **47** (7), 1899 (2022). DOI: 10.1364/OL.452192
- [23] K.I. Zaytsev, G.M. Katyba, N.V. Chernomyrdin, I.N. Dolganova, A.S. Kucheryavenko, A.N. Rossolenko, V.V. Tuchin, V.N. Kurlov, M. Skorobogatiy. *Adv. Opt. Mater.*, **8** (18), 2000307 (2020). DOI: 10.1002/adom.202000307
- [24] G.M. Katyba, M. Skorobogatiy, D.G. Melikyants, N.V. Chernomyrdin, A.N. Perov, E.V. Yakovlev, I.N. Dolganova, I.E. Spektor, V.V. Tuchin, V.N. Kurlov, K.I. Zaytsev. *Phys. Rev. Appl.*, **18** (3), 034069 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.18.034069
- [25] Y.H. Lo, R. Leonhardt. *Opt. Express*, **16** (20), 15991 (2008). DOI: 10.1364/OE.16.015991
- [26] N.C.J. Van Der Valk, P.C.M. Planken. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (9), 1558 (2002). DOI: 10.1063/1.1503404
- [27] A.J. Huber, F. Keilmann, J. Wittborn, J. Aizpurua, R. Hillenbrand. *Nano Lett.*, **8** (11), 3766 (2008). DOI: 10.1021/nl802086x
- [28] N.V. Chernomyrdin, A.S. Kucheryavenko, G.S. Kolontaeva, G.M. Katyba, I.N. Dolganova, P.A. Karalkin, D.S. Ponomarev, V.N. Kurlov, I.V. Reshetov, M. Skorobogatiy, V.V. Tuchin, K.I. Zaytsev. *Appl. Phys. Lett.*, **113** (11), 111102 (2018). DOI: 10.1063/1.5045480
- [29] N.V. Chernomyrdin, M. Skorobogatiy, D.S. Ponomarev, V.V. Bukin, V.V. Tuchin, K.I. Zaytsev. *Appl. Phys. Lett.*, **120** (11), 110501 (2022). DOI: 10.1063/5.0085906
- [30] N.V. Chernomyrdin, M. Skorobogatiy, A.A. Gavdush, G.R. Musina, G.M. Katyba, G.A. Komandin, A.M. Khorokhorov, I.E. Spektor, V.V. Tuchin, K.I. Zaytsev. *Optica*, **8** (11), 1471 (2021). DOI: 10.1364/OPTICA.439286
- [31] M.A. Duguay, Y. Kokubun, T.L. Koch, L. Pfeiffer. *Appl. Phys. Lett.*, **49** (1), 13 (1986). DOI: 10.1063/1.97085
- [32] Z. Zhu, T. Brown. *Opt. Express*, **10** (17), 853 (2002). DOI: 10.1364/OE.10.000853
- [33] K.I. Zaytsev, G.M. Katyba, V.N. Kurlov, I.A. Shikunova, V.E. Karasik, S.O. Yurchenko. *IEEE Trans. Terahertz. Sci. Technol.*, **6** (4), 576 (2016). DOI: 10.1109/TTHZ.2016.2555981
- [34] N.V. Chernomyrdin, V.A. Zhelnov, A.S. Kucheryavenko, I.N. Dolganova, G.M. Katyba, V.E. Karasik, I.V. Reshetov, K.I. Zaytsev. *Opt. Eng.*, **59** (06), 061605 (2019). DOI: 10.1117/1.oe.59.6.061605
- [35] G.M. Katyba, K.I. Zaytsev, I.N. Dolganova, I.A. Shikunova, N.V. Chernomyrdin, S.O. Yurchenko, G.A. Komandin, I.V. Reshetov, V.V. Nesvizhevsky, V.N. Kurlov. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, **64** (4), 133 (2018). DOI: 10.1016/j.pcrysgrow.2018.10.002
- [36] A.A. Bushunov, M.K. Tarabrin, V.A. Lazarev. *Laser Photon. Rev.*, **15** (5), 2000202 (2021). DOI: 10.1002/LPOR.202000202