

## ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГИПЕРЛИНЗЫ С СУБВОЛНОВЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ ДЛЯ ТГц ВОЛН

Ив.А. Фаняев<sup>1</sup>, Иг.А. Фаняев<sup>2</sup>, С.А. Хахомов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины

<sup>2</sup>Университет Гёттеборга

## PARAMETRIC ANALYSIS OF A CYLINDRICAL HYPERLENS WITH SUBWAVELENGTH RESOLUTION FOR THZ WAVES

I.A. Fanyaev<sup>1</sup>, I.A. Faniayeu<sup>2</sup>, S.A. Khakhomov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Francisk Skorina Gomel State University

<sup>2</sup>University of Gothenburg

**Аннотация.** Предложена модель и проведен параметрический анализ геометрических параметров цилиндрической гиперлинзы с помощью численного моделирования для терагерцовых волн. Исследованы зависимости формирования изображения от двух щелей с субволновым разрешением в зависимости от количества слоев, толщины слоев диэлектрика и металла, радиуса и толщины гиперлинзы. Найдены оптимальные параметры гиперлинзы для формирования качественного изображения с субволновым разрешением в ближней и дальней зонах.

**Ключевые слова:** гиперлинза, параметризация, численное моделирование, ТГц диапазон.

**Для цитирования:** Фаняев, Ив.А. Параметрический анализ цилиндрической гиперлинзы с субволновым разрешением для ТГц волн / Ив.А. Фаняев, Иг.А. Фаняев, С.А. Хахомов // Проблемы физики, математики и техники. – 2022. – № 3 (52). – С. 48–55. – DOI: [https://doi.org/10.54341/20778708\\_2022\\_3\\_52\\_48](https://doi.org/10.54341/20778708_2022_3_52_48). – EDN: ELSIUA

**Abstract.** Using numerical simulation for THz waves, a design has been proposed and a parametric analysis of the geometrical parameters of the cylindrical hyperlens has been carried out. The dependences of image formation from two slits with subwavelength resolution on the number of layers, the thickness of the dielectric and metal layers, the radius and thickness of the hyperlens have been studied. The optimal parameters of the hyperlens for the formation of a high-quality image with subwavelength resolution in the near and far fields have been found.

**Keywords:** hyperlens, parametrization, numerical simulation, THz range.

**For citation:** Fanyaev, I.A. Parametric analysis of a cylindrical hyperlens with subwavelength resolution for THz waves / I.A. Fanyaev, I.A. Faniayeu, S.A. Khakhomov // Problems of Physics, Mathematics and Technics. – 2022. – № 3 (52). – P. 48–55. – DOI: [https://doi.org/10.54341/20778708\\_2022\\_3\\_52\\_48](https://doi.org/10.54341/20778708_2022_3_52_48) (in Russian). – EDN: ELSIUA

### Введение

Оптические и терагерцовые метаматериалы, как разновидность недавно появившихся искусственных материалов, представляют уникальные возможности в управлении электромагнитными волнами, которые могут быть использованы для большого количества новых устройств [1]–[3]. Среди различных типов метаматериалов, предложенных и продемонстрированных на сегодняшний день, есть один класс высокоанизотропных метаматериалов, которые демонстрируют гиперболическую дисперсию в зависимости от их эффективных электрических и магнитных тензоров. Такие гиперболические метаматериалы (ГММ) достигли сверханизотропного предела традиционного одноосного кристалла и привели к резким изменениям в поведении распространения света [4]–[6]. По сравнению с другими метаматериалами, такими как хиральные [7], состоящими из  $\Omega$ -элементов [8] или

основанными на разъемном кольцевом резонаторе [9], [10], ГММ обладают преимуществами относительной простоты изготовления на терагерцовых и оптических частотах, широкополосных нерезонансных и трехмерных объемных откликах, а также гибкой перестройкой частоты.

С момента предложения «идеальных линз» [11], [12] интенсивно исследуются способы получения изображения со сверхвысоким разрешением с помощью специально разработанных метаматериалов, таких как оптические суперлинзы и гиперлинзы [13]–[15]. Большой прорыв произошел с разработкой гиперлинз, которые могут увеличивать субдифракционные объекты и в разы превышать дифракционный предел, адиабатически сжимая латеральный волновой вектор. Гиперболическая дисперсия гиперлинз демонстрирует сильную анизотропию, что позволяет информации, ограниченной субдифракцией, распространяться в дальнем поле. Обычно гиперлинза

использует цилиндрическую или сферическую геометрию для увеличения субволновых характеристик отображаемых объектов, так что эти характеристики превышают дифракционный предел на выходе гиперлинзы, которые могут быть обработаны обычной оптикой [16]–[18]. Таким образом, цилиндрические или сферические гиперлинзы можно использовать для получения изображений сверхвысокого разрешения в дальнем поле, превышающего дифракционный предел.

В данной работе предложена компьютерная модель цилиндрической гиперлинзы с субволновым разрешением, состоящая из чередующихся слоев антимонида индия и кремния в терагерцовом диапазоне частот. Проведен параметрический анализ с помощью численного моделирования для нахождения зависимостей напряженности электрического поля от геометрических параметров гиперлинзы. Исследованы зависимости формирования изображения в зависимости от количества слоев, толщины слоев диэлектрика и металла, радиуса и толщины гиперлинзы. Найдены оптимальные параметры гиперлинзы для формирования качественного изображения с субволновым разрешением в ближних и дальних полях для частоты 2,25 ТГц. Предложенная модель гиперлинзы может стать хорошей многофункциональной основой для новых устройств в ТГц диапазоне.

### 1 Модель цилиндрической гиперлинзы

Классические ГММ состоят из чередующихся металлических/диэлектрических многослойных структур. Однако имеются значительные трудности с его реализацией в низкотерагерцовом диапазоне. Известно, металлы не могут быть использованы для гиперлинз из-за большой диэлектрической проницаемости, что приводит к чрезвычайно низкому пропусканию. Это обстоятельство требует поиска альтернативных материалов. Такими альтернативами могут быть некоторые полупроводники, обладающие диэлектрическими свойствами, подобными металлам в видимом диапазоне. Одним из перспективных полупроводников для терагерцового диапазона может быть антимонид индия (InSb). Этот материал может быть использован в качестве эффективного металла в многослойных ТГц гиперлинзах. Диэлектрическая проницаемость InSb в терагерцовом режиме может быть описана моделью Друде [19]:

$$\epsilon_{InSb} = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m^*}, \quad (1.1)$$

$$n = 5,76 \cdot 10^{20} T^{1,5} e^{-0,13/k_B T}, \quad (1.2)$$

где  $\omega$  – угловая частота терагерцовых волн,  $\epsilon_{\infty} = 15,68$  – константа, представляющая высокочастотную предельную диэлектрическую проницаемость, а  $\gamma = 0,1\pi$  ТГц – скорость электронного

затухания. Плазменная частота  $\omega_p$  связана с концентрацией свободных носителей  $n$  и эффективной массой носителей  $m^* = 0,015m_e$ , где  $m_e$  – масса электрона,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T = 290$  К – температура в градусах Кельвина,  $n$  дается в единицах  $см^{-3}$ . В качестве диэлектрического слоя гиперлинзы используется кремний (Si) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{Si} = 11,69$ . Для определения зависимости гиперболической дисперсии от диэлектрических проницаемостей предлагаемой гиперлинзы используются следующие выражения для эффективной среды субволновой анизотропной многослойной структуры InSb / Si [20]:

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon_{InSb}\epsilon_{Si}}{(1-p)\epsilon_{InSb} + p\epsilon_{Si}}, \quad (1.3)$$

$$\epsilon_{\theta} = p\epsilon_{InSb} + (1-p)\epsilon_{Si}, \quad (1.4)$$

где  $\epsilon_r$  – диэлектрическая проницаемость в направлении  $r$ , а  $\epsilon_{\theta}$  – диэлектрическая проницаемость в плоскости  $\theta$  (в цилиндрических координатах),  $\epsilon_{Si} = 11,69$  – диэлектрическая проницаемость кремния,  $p = t_{InSb} / (t_{InSb} + t_{Si})$  – коэффициент заполнения металла (отношение заполнения), где  $t_{InSb}$  и  $t_{Si}$  – толщины слоев InSb и Si. Коэффициент заполнения металла является одним из основных параметров оптимизации для достижения максимальной интенсивности прохождения затухающих волн через ГММ. На рисунке 1.1 показано схематическое изображение предлагаемой цилиндрической гиперлинзы со структурными параметрами и материалами, использованными в моделировании.

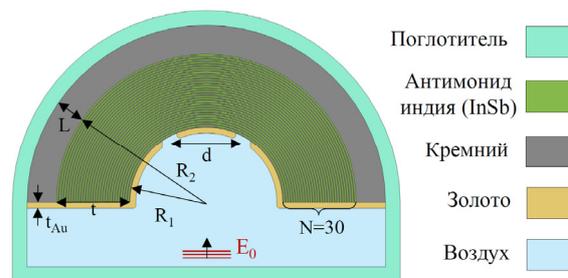


Рисунок 1.1 – Схематическое изображение цилиндрической гиперлинзы со структурными параметрами и материалами

Предлагаемый ГММ представляет собой полуцилиндр, состоящий из 30 пар (количество взято для примера) слоев InSb / Si с толщиной  $t$ , внутренним  $R_1$  и внешним  $R_2$  радиусом соответственно. ГММ расположен на кремниевой подложке толщиной  $L = 300$  мкм. Нижняя часть гиперлинзы покрыта золотой пленкой (Au) толщиной  $t_{Au} = 4$  мкм. Эта пленка имеет две щели шириной 10 мкм, разделенные расстоянием  $d = 50$  мкм, которые служат двумя источниками электромагнитного излучения. Гиперлинза возбуждается падающей плоской волной с ТМ

модой (вектор напряженности электрического поля  $E_0 = 1$  В/м колеблется в плоскости линзы). Вся модель окружена идеальным поглощающим слоем для предотвращения нежелательных отражений от границ гиперлинзы.

При моделировании гиперболических структур близких к практической реализации необходимо учитывать свойства материалов в ТГц диапазоне. Как говорилось ранее, существует лишь несколько материалов, которые имеют подходящую плотность носителей для того, чтобы их плазменная частота находилась в терагерцовом диапазоне, и поэтому их можно использовать вместо металла в гиперболических структурах. В качестве металла мы используем InSb с диэлектрическими проницаемостями, описанными уравнениями (1.1) и (1.2). Зависимость диэлектрической проницаемости в диапазоне частот с 1 до 3 ТГц показаны на рисунке 1.2, а). Видно, что InSb проявляет свойства металлов до 2,45 ТГц, а после – диэлектриков. Следовательно, рабочий диапазон частот ограничивается до частоты 2,45 ТГц. На рисунке 1.2, б) показаны частотные зависимости действительной и мнимой частей радиальной и азимутальной диэлектрической проницаемости InSb / Si цилиндрической гиперлинзы, полученные с помощью уравнений (1.3) и (1.4).

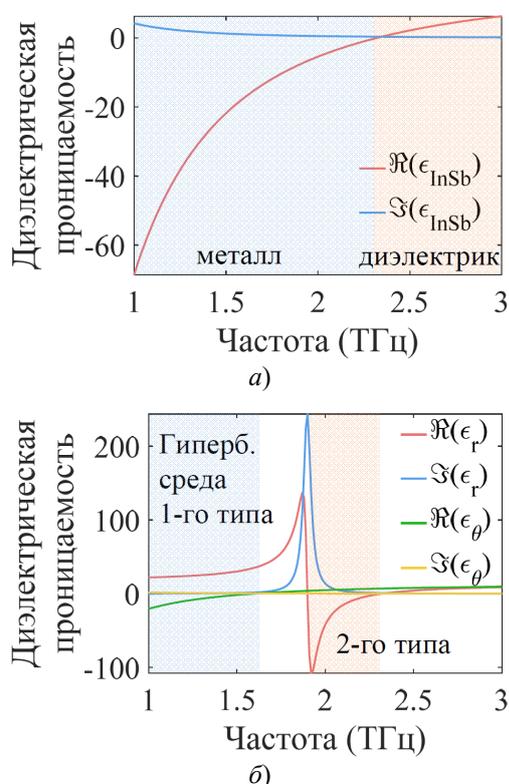


Рисунок 1.2 – Частотная зависимость действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости антимонид индия (а) и InSb / Si многослойной гиперлинзы (б) в ТГц

Как известно, для получения гиперболической среды, необходимо, чтобы  $\Re(\epsilon_r)\Re(\epsilon_\theta) < 0$ . Существует два типа гиперболических сред: когда  $\Re(\epsilon_\theta) < 0$ , называют первого типа и  $\Re(\epsilon_\theta) > 0$ ,  $\Re(\epsilon_r) < 0$  – второго типа. Из рисунка 1.2, б) видно, что первый тип гиперболической среды цилиндрической линзы лежит в области низких частот и обладает более широкополостными свойствами, в то время как второй тип находится в более узкой полосе частот. Второй тип является более предпочтительным для гиперлинзы, поскольку имеет большее значение волнового вектора. Следовательно, рабочий диапазон частот InSb / Si цилиндрической гиперлинзы находится в диапазоне от 1,95 до 2,45 ТГц.

## 2 Параметрический анализ гиперлинзы

Основными геометрическими параметрами гиперлинзы, которые влияют на формирование изображения с субволновым разрешением, являются коэффициент заполнения металла, количество слоев InSb / Si, внутренний радиус гиперлинзы и ее толщина (или разница внешнего и внутреннего радиусов  $R_2 - R_1$ ). Все результаты, приведенные ниже, показаны для частоты 2,25 ТГц, поскольку предварительные данные моделирования показали наибольшую интенсивность электрического поля в зависимости от коэффициента заполнения металла. В общем случае частота может быть и другая, находящаяся в пределах рабочей полосы частот 1,95–2,45 ТГц, при этом оптимальные параметры гиперлинзы будут отличаться от представленных в данной работе. Однако следует отметить, что характер зависимостей электрических полей от тех или иных геометрических параметров гиперлинзы на разных частотах будут одинаковыми.

На рисунке 2.1 показаны зависимости напряженности электрического поля в ближней и дальней зонах в зависимости от количества слоев InSb / Si в цилиндрической гиперлинзе. На рисунке 2.1, а) показаны зависимости напряженности электрического поля по длине дуги, находящейся на расстоянии  $L$  от гиперлинзы от коэффициента заполнения металла  $p$  в ближней зоне при количестве слоев  $N = 10, 20, 30, 40$  и  $50$  соответственно. Из графиков следует, что максимальная интенсивность электрического поля равна при коэффициентах заполнения  $p = 0,35$  и  $p = 0,65$ . Видно, чем ниже коэффициент заполнения металла, тем хуже формируется изображение от двух щелей, появляется центральный нежелательный пик. Также напряженность электрического поля двух лучей, проходящих через цилиндрическую гиперлинзу, немного возрастает с увеличением количества слоев. На рисунке 2.1, б) показаны зависимости напряженности электрического поля от коэффициента заполнения металла  $p$  и азимутального угла  $\phi$  в дальней зоне.

Наблюдается такая же тенденция зависимости интенсивности электрического поля, как и в ближней зоне. На рисунке 2.1, в) показаны распределения напряженности электрического поля во всей структуре при разном количестве слоев и коэффициенте заполнения металла  $p = 0,65$ . Отчетливо видны два пика напряженности электрического поля, которые исходят от падающей плоской волны, проходящей через две щели в золотой пленке и выходящих через цилиндрическую гиперлинзу. На рисунке 2.1, з) показаны зависимости напряженности электрического поля по длине дуги для  $p = 0,65$  при разном

количестве слоев  $N$ . Видно, что интенсивность поля практически не возрастает при количестве слоев более 30. Это же следует и из диаграммы направленности в дальней зоне, показанной на рисунке 2.1, д). На рисунке 2.1, е) показаны зависимости максимальной интенсивности электрического поля от количества слоев в ближнем и дальнем поле. Напряженность электрического поля в дальней зоне увеличена в 50 раз для наглядности. Из графиков следует, что достаточно 30 слоев InSb / Si в гиперлинзе, чтобы получить качественное изображение с субволновым разрешением.

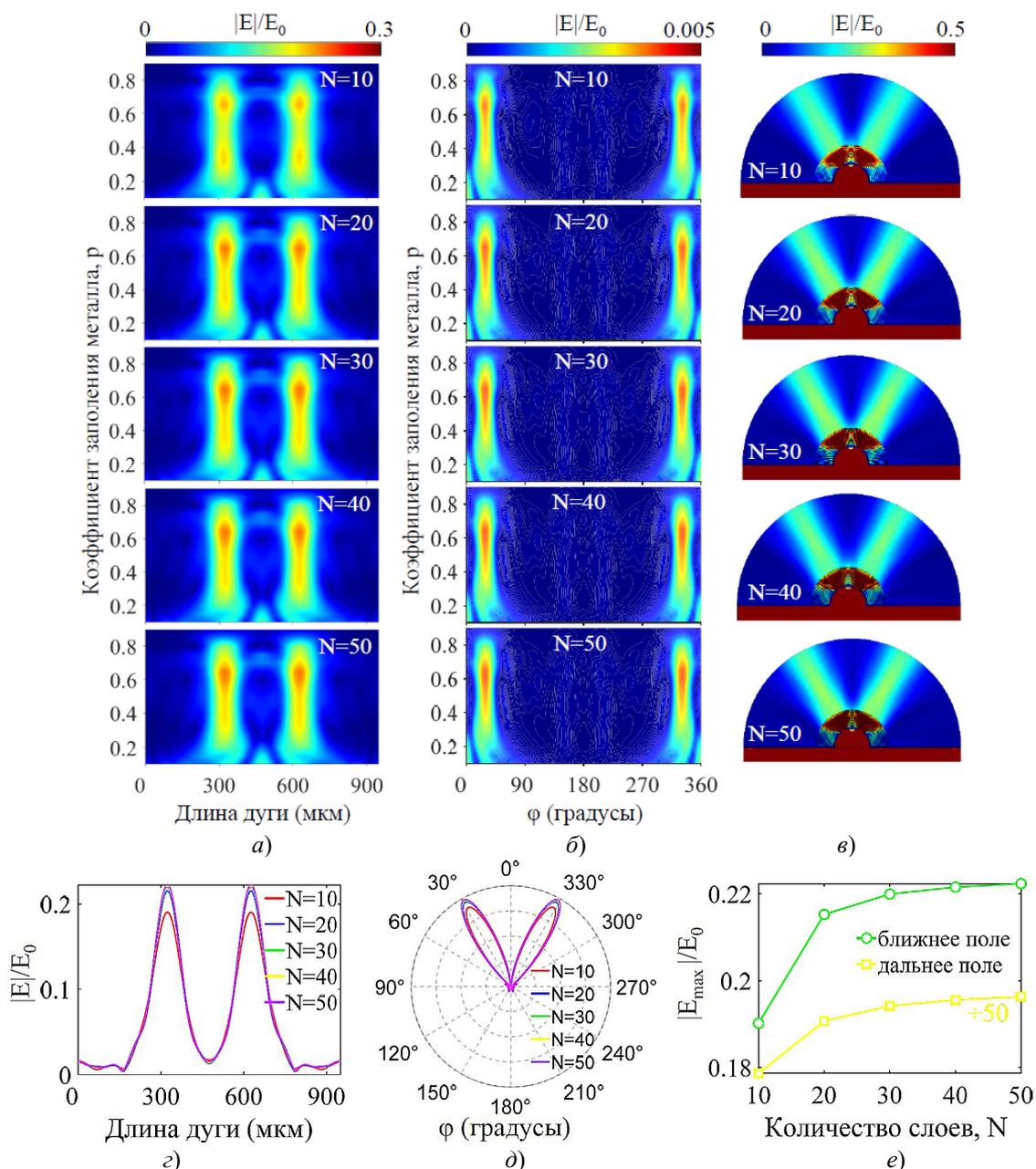


Рисунок 2.1 – Зависимости напряженности электрического поля при различном количестве слоев  $N$  гиперлинзы от а) коэффициента заполнения металла по длине дуги в ближней зоне; б) коэффициента заполнения металла от азимутального угла  $\phi$  в дальней зоне; в) распределения напряженности электрического поля во всей структуре; з) распределения интенсивности электрического поля по длине дуги; д) диаграммы направленности; е) зависимость максимальной интенсивности поля от количества слоев

Далее исследуется зависимость электрических полей от внутреннего радиуса гиперлинзы  $R_1$ . Расстояние между гиперлинзой и дугой  $L$  остается постоянным при изменении внутреннего радиуса  $R_1$ , поэтому меняется длина дуги, на которой измеряется напряженность электрического поля. На рисунке 2.2, а) показаны зависимости напряженности электрического поля по длине дуги от коэффициента заполнения металла в ближней зоне при внутреннем радиусе гиперлинзы  $R_1 = 50, 100, 150, 200$  и  $250$  мкм соответственно. Из графика видны два ярко выраженных пика напряженности электрического поля

для радиусов  $R_1 = 50$  мкм,  $p = 0,65$  и  $R_1 = 100$  мкм,  $p = 0,4$ . Однако, как следует из рисунка 2.2, б), появляется нежелательный центральный пик (при  $\varphi = 0^\circ$ ) напряженности электрического поля в дальней зоне для гиперлинзы радиусом 100 мкм. Это говорит о том, что оптимальный внутренний радиус гиперлинзы равен 50 мкм. Это же следует и из распределения напряженности электрического поля во всей структуре (рисунок 2.2, в). Распределения интенсивности электрического поля по длине дуги при  $p = 0,65$  показаны на рисунке 2.2, з). Видно, что такая же максимальная интенсивность поля достигается при  $R_1 = 100$  мкм,

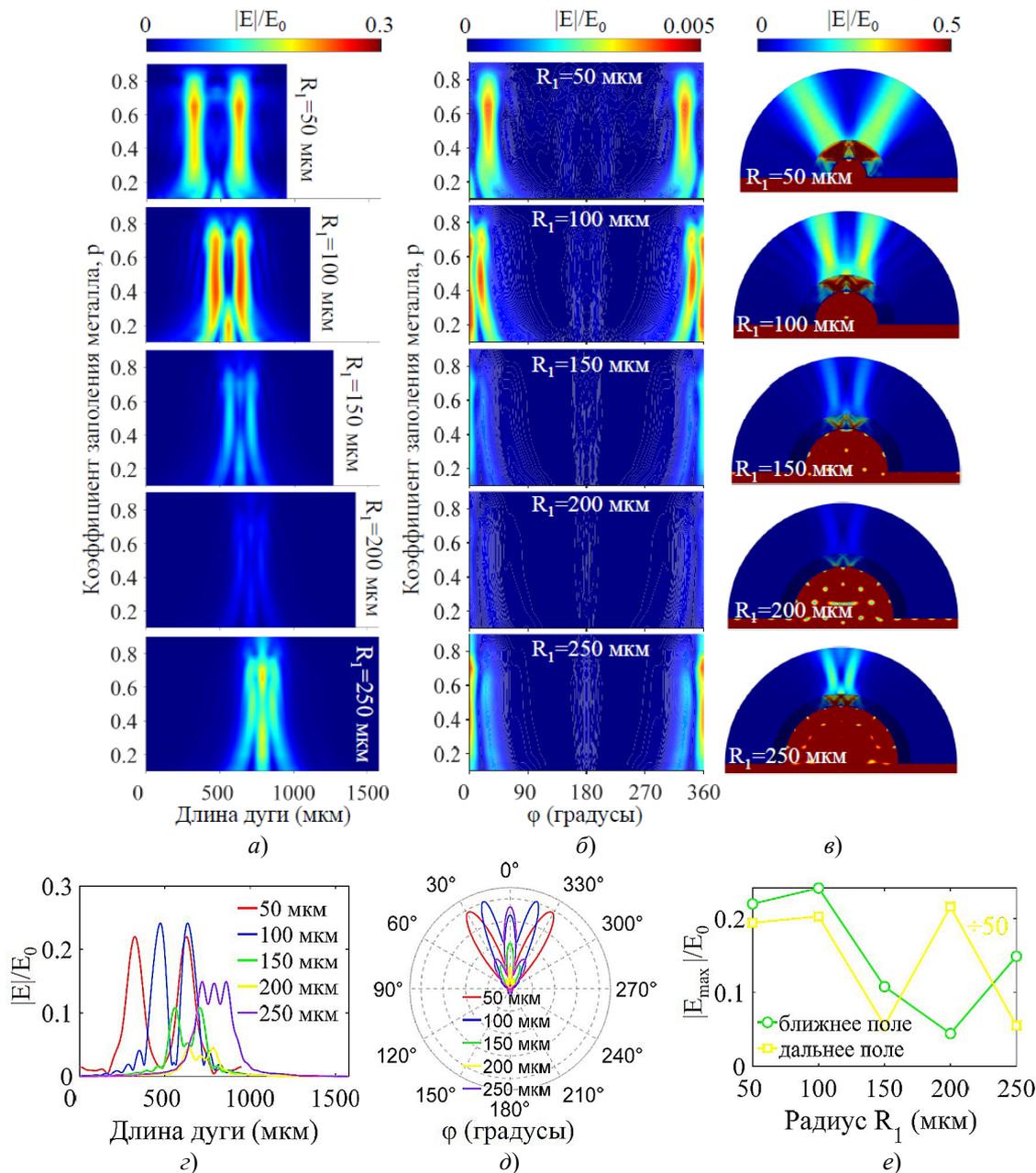


Рисунок 2.2 – Зависимости электрического поля при различном внутреннем радиусе  $R_1$  гиперлинзы от а) коэффициента заполнения металла по длине дуги в ближней зоне; б) азимутального угла  $\varphi$  в дальней зоне; в) распределения напряженности электрического поля в структуре; г) распределения интенсивности электрического поля по длине дуги при  $p = 0,65$ ; д) диаграмма направленности; е) зависимость максимальной интенсивности электрического поля на длине дуги от внутреннего радиуса гиперлинзы

однако расстояние между двумя пиками (разрешение гиперлинзы) значительно меньше, чем для оптимального радиуса. Из диаграммы направленности на рисунке 2.2, д) следует, что только гиперлинза с радиусом 50 мкм имеет два главных лепестка и не имеет побочных лепестков, что соответствует распределению электрического поля от двух щелей. На рисунке 2.2, е) показаны зависимости максимальной интенсивности электрического поля от внутреннего радиуса  $R_1$  в ближнем и дальнем поле. Из приведенных зависимостей явной тенденции в изменении напряженности электрического поля не выявлено.

Можно сделать вывод о том, что оптимальным радиусом цилиндрической InSb / Si гиперлинзы с количеством слоев  $N = 30$  является  $R_1 = 50$  мкм.

На рисунках 2.3, а) и б) показаны зависимости напряженности электрического поля по длине дуги в ближней зоне и азимутального угла в дальней зоне от коэффициента заполнения металла. Из графиков видно, что наилучшее распределение электрического поля в ближней и дальней зонах при толщинах равных 40 и 50 мкм. Максимальная интенсивность поля для  $t = 40$  мкм достигается при  $p = 0,55$ , в то время как для  $t = 50$  мкм коэффициент заполнения металла

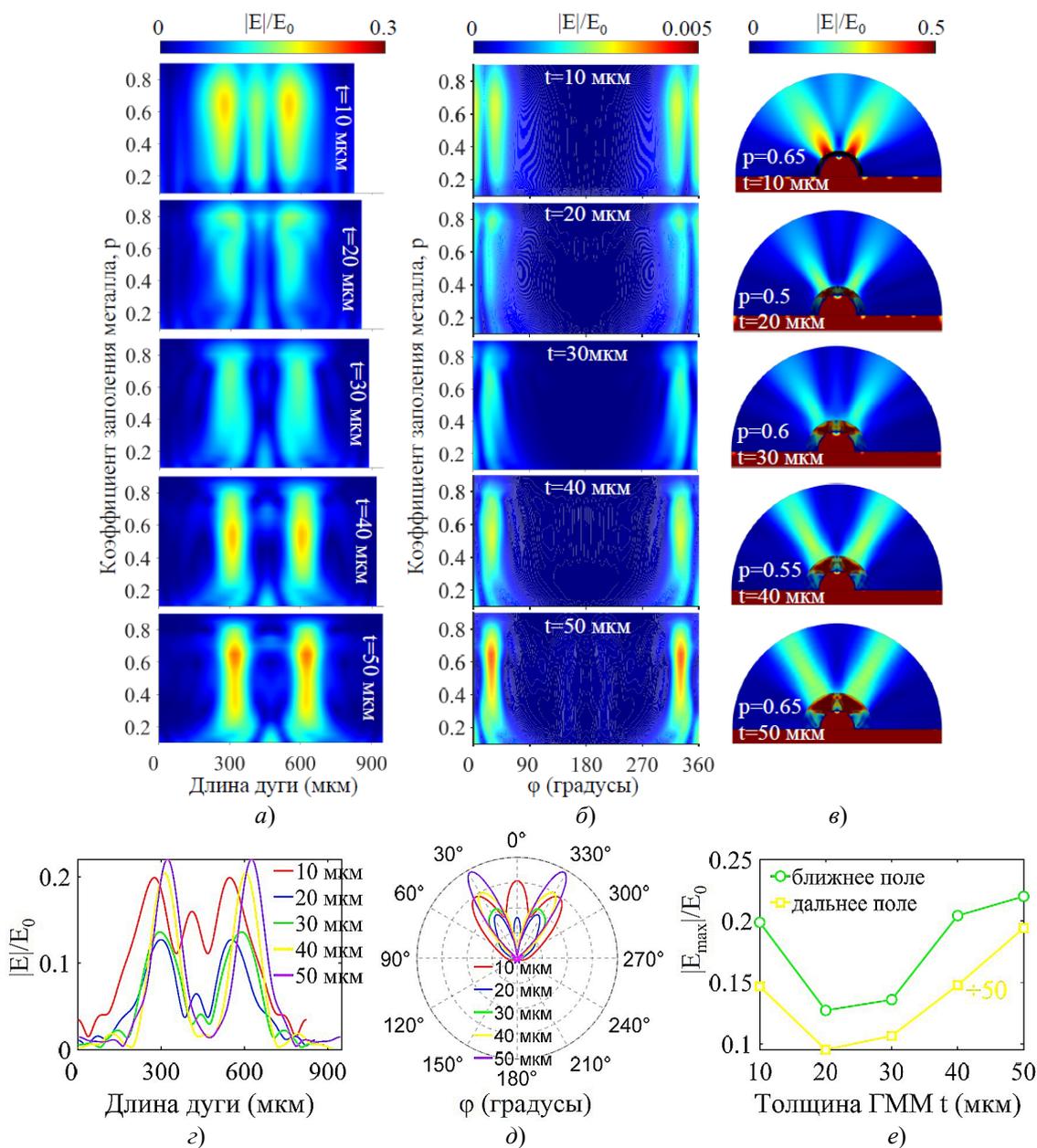


Рисунок 2.3 – Зависимости электрического поля при различной толщине  $t$  гиперлинзы от а) коэффициента заполнения металла по длине дуги в ближней зоне; б) азимутального угла  $\phi$  в дальней зоне; в) распределения напряженности электрического поля в структуре; г) распределения интенсивности электрического поля по длине дуги; д) диаграмма направленности; е) зависимость максимальной интенсивности электрического поля на длине дуги от толщины  $t$  гиперлинзы

равен  $p = 0,65$ . То же самое наблюдается для распределения электрического поля во всей гиперлинзе (рисунок 2.3, з). Необходимо отметить, что коэффициент заполнения металла для каждой толщины является разным, в чем состоит отличие от результатов, приведенных ранее. Это означает, что оптимальное формирование пучков от двух щелей сильно зависит от толщины и коэффициента заполнения металла. На рисунке 2.3, з) показаны распределения интенсивности электрического поля по длине дуги при различной толщине гиперлинзы и таких же коэффициентах заполнения металла как на рисунке 2.3, в). Видно, что максимальная интенсивность электрического поля и лучшее разрешение достигается при толщине гиперлинзы 50 мкм. Такие же результаты наблюдаются и из диаграммы направленности для разных толщин, показанной на рисунке 2.3, д). Максимальная напряженность электрического поля в ближней и дальней зоне имеет одинаковую зависимость, как следует из рисунка 2.3, е). В итоге наилучший результат имеет гиперлинза с толщиной  $t = 50$  мкм и коэффициентом заполнения металла  $p = 0,65$ .

### 3 Результаты оптимизированной гиперлинзы

Исходя из параметрического анализа цилиндрической InSb / Si гиперлинзы можно сделать вывод о том, что напряженность электрического поля в ближней и дальней зоне незначительно возрастает с увеличением числа слоев более 30. Внутренний радиус гиперлинзы существенно влияет на формирование электрических полей от двух щелей. Наилучшим результатом является наименьший выбранный радиус 50 мкм. Стоит отметить, что результаты могут быть значительно улучшены практически для любого радиуса гиперлинзы за счет изменения частоты и коэффициента заполнения металла, поскольку внутренний и внешний радиус гиперлинзы сдвигают рабочий диапазон частот. Также толщина гиперлинзы сильно влияет на эффективность формирования изображения, поскольку в этом случае меняется внешний радиус гиперлинзы и одновременно коэффициент заполнения металла, т.е. отношение толщины InSb к Si. Оптимальная толщина гиперлинзы равна 50 мкм.

Результаты моделирования гиперлинзы с оптимизированными параметрами  $N = 30$ ,  $R_1 = 50$  мкм,  $t = 50$  мкм,  $p = 0,65$  показаны на рисунке 3.1. График зависимости напряженности электрического поля по длине дуги показан на рисунке 3.1, а). Видны два четких пика на расстоянии 300 мкм друг от друга, сформированные от двух щелей, при этом нет никаких побочных пиков. Аналогичный результат наблюдается в дальней зоне, исходя из диаграммы направленности, изображенной на рисунке 3.1, б). Видны два главных лепестка и практически никаких побочных.

Из распределения напряженности электрического поля в гиперлинзе показанной на рисунке 3.1, в), видно, что поле усиливается внутри линзы и формирует на выходе два явно выраженных пучка. Это говорит о том, что предложенная гиперлинза при возбуждении падающей волной очень качественно формирует субволновое изображение, представленное двумя щелями, расстояние между которыми 50 мкм на частоте 2,25 ТГц.

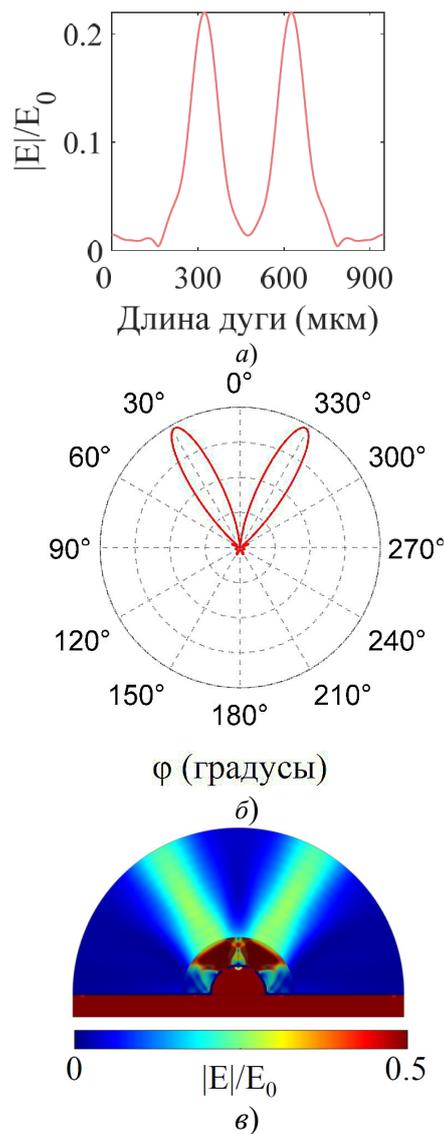


Рисунок 3.1 – Результаты моделирования гиперлинзы с оптимизированными параметрами  $N = 30$ ,  $R_1 = 50$  мкм,  $t = 50$  мкм,  $p = 0,65$ :  
 а) распределение интенсивности электрического поля по длине дуги,  
 б) диаграмма направленности,  
 в) распределение напряженности электрического поля в гиперлинзе

### Заключение

Предложена модель цилиндрической гиперлинзы второго типа, состоящая из чередующихся слоев InSb и Si, которая имеет рабочий диапазон

частот от 1,95 до 2,45 ТГц. С помощью компьютерного моделирования проведен параметрический анализ геометрических параметров цилиндрической гиперлинзы, в результате которого были определены оптимальные параметры для наиболее эффективного формирования изображения от двух щелей с субволновым разрешением. Показано, что для формирования качественного изображения гиперлинзой на частоте 2,25 ТГц достаточно иметь 30 слоев InSb / Si с радиусом 50 мкм и толщиной 50 мкм. Дизайн предложенной гиперлинзы с оптимальными параметрами может найти потенциальное применение в визуализации изображения и зондировании со сверхвысоким разрешением для терагерцового диапазона.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Smith, D.R.* Metamaterials and negative refractive index / D.R. Smith, J.B. Pendry, M.C. Wiltshire // *Science*. – 2004. – Vol. 305, № 5685. – P. 788–792.
2. *Zheludev, N.I.* The road ahead for metamaterials. / N.I. Zheludev // *Science*. – 2010. – Vol. 328, № 5978. – P. 582–583.
3. *Soukoulis, C.M.* Optical metamaterials – more bulky and less lossy / C.M. Soukoulis, M. Wegener // *Science*. – 2010. – Vol. 330, № 6011. – P. 1633–1634.
4. *Quantum nanophotonics using hyperbolic metamaterials* / C.L. Cortes, W. Newman, S. Moleisky, Z. Jacob // *Journal of Optics*. – 2012. – Vol. 14, № 6. – P. 063001.
5. *Poddubny, A.* Hyperbolic metamaterials / A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Y. Kivshar // *Nature photonics*. – 2013. – Vol. 7, № 12. – P. 948–957.
6. *Drachev, V.P.* Hyperbolic metamaterials: new physics behind a classical problem / V.P. Drachev, V.A. Podolskiy, A.V. Kildishev // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21, № 12. – P. 15048–15064.
7. *Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media* / I.V. Lindell, A. Sihvola, S. Tretyakov, A. Viitanen. – Artech House, 1994. – 332 p.
8. *Radiation of circularly polarized microwaves by a plane periodic structure of  $\Omega$  elements* / I. Semchenko, S. Khakhomov, M. Podalov, S. Tretyakov // *Journal of Communications Technology and Electronics*. – 2007. – Vol. 52, № 9. – P. 1002–1005.
9. *Terahertz magnetic response from artificial materials* / Yen T.J. [et al.] // *Science*. – 2004. – Vol. 303, № 5663. – P. 1494–1496.

10. *Midinfrared resonant magnetic nanostructures exhibiting a negative permeability* / S. Zhang [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 94, № 3. – P. 037402.

11. *Pendry, J.B.* Negative refraction makes a perfect lens / J.B. Pendry // *Physical Review Letters*. – 2000. – Vol. 85. – P. 3966–3969.

12. *Garcia, N.* Left-handed materials do not make a perfect lens / N. Garcia, M. Nieto-Vesperinas // *Physical Review Letters*. – 2002. – Vol. 88, № 20. – P. 207403.

13. *Jacob, Z.* Optical hyperlens: far-field imaging beyond the diffraction limit / Z. Jacob, L.V. Alekseyev, E. Narimanov // *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14, № 18. – P. 8247–8256.

14. *Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects* / Z. Liu [et al.] // *Science*. – 2007. – Vol. 315, № 5819. – P. 1686–1686.

15. *Zhang, X.* Superlenses to overcome the diffraction limit / X. Zhang, Z. Liu // *Nature Materials*. – 2008. – Vol. 7, № 6. – P. 435–441.

16. *Spherical hyperlens for two-dimensional sub-diffraction imaging at visible frequencies* / J. Rho [et al.] // *Nature Communications*. – 2010. – Vol. 1. – P. 1–5.

17. *Efficient and wide spectrum half-cylindrical hyperlens with symmetrical metallo-dielectric structure* / Y. Wang [et al.] // *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* – 2012. – Vol. 107. – P. 31–34.

18. *Металинзы для получения изображений с субволновым разрешением* / К.В. Барышникова [и др.] // *Успехи физических наук*. – 2022. – № 192 (4). – С. 386–412.

19. *Howells, S.C.* Transient terahertz reflection spectroscopy of undoped InSb from 0.1 to 1.1 THz / S.C. Howells, L.A. Schlie // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – Vol. 69. – P. 550–552.

20. *Agranovich, V.M.* Notes on crystal optics of superlattices / V.M. Agranovich, V.E. Kravtsov // *Solid State Communications*. – 1985. – Vol. 55. – P. 85–90.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, договор Ф22КИ-016.

Поступила в редакцию 17.08.2022.

#### Информация об авторах

Фаняев Иван Александрович – к.т.н., доцент  
 Фаняев Игорь Александрович – к.ф.-м.н.  
 Хахомов Сергей Анатольевич – д.ф.-м.н., доцент