

УДК 537.874.7, 537.86.029.65/.79

С. А. Кузнецов¹⁻³, **А. В. Аржанников**^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

²Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

³Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН
«Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники»
пр. Акад. Лаврентьева, 2/1, Новосибирск, 630090, Россия

SAKuznetsov@nsm.nsu.ru, Arzhannikov@phys.nsu.ru

**ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ
УЛЬТРАТОНКИХ РЕЗОНАНСНЫХ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ
ДЛЯ БОЛОМЕТРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ
СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ***

Проведен теоретический анализ и оптимизация характеристик ультратонких частотно-резонансных поглотителей на основе искусственных импедансных поверхностей, которые имеют перспективу использования в качестве радиационно-чувствительных слоев селективных болометрических детекторов субмиллиметрового диапазона длин волн. Прослежено влияние формы резонансных элементов и проводимости их металлизации на такие ключевые параметры ультратонких поглотителей, как добротность резонанса поглощения и отношение длины волны поглощаемого излучения к толщине поглотителя, а также к характерному размеру элементарной ячейки импедансной поверхности.

Ключевые слова: резонансный поглотитель, импедансная поверхность, болометрический детектор, субмиллиметровые волны, терагерцовое излучение.

Введение

Исторически сложилось так, что расположенный на стыке широко используемых диапазонов инфракрасного и микроволнового излучения интервал терагерцовых частот (0,1–10 ТГц) интенсивно осваивается только в последнее десятилетие [1–8]. Процесс освоения этого интервала частот стимулируется тем, что терагерцовое излучение необычайно перспективно для решения ряда

задач в рамках фундаментальных и прикладных исследований. Так, именно на терагерцовый диапазон приходится вращательные и колебательные частоты большинства молекул и сложных молекулярных образований, а также характеристические энергии и энергии фазовых переходов многих веществ и материалов. Отсюда следует принципиальная необходимость освоения терагерцового диапазона для спектроскопических исследований применительно к таким областям

* Работа поддержана Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания «ГЗ – проект № 3002» (теоретический анализ) и Российским научным фондом в рамках проекта № 14-12-01037 (моделирование в ANSYS HFSS™).

Кузнецов С. А., Аржанников А. В. Электродинамическая оптимизация ультратонких резонансных поглотителей для болометрических детекторов субмиллиметрового диапазона // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 4. С. 5–20.

знаний, как физика, химия, биология и медицина. Низкая величина кванта энергии терагерцовых волн исключает радиационное разрушение даже сложных молекул, что оказывается привлекательным для использования потоков этого излучения в новых биохимических технологиях. В то же время высокая проникающая способность терагерцового излучения по сравнению с инфракрасным излучением делает его перспективным для интроскопии объектов включая неинвазивную медицинскую диагностику. При этом малая длина волны (от 3 мм до 30 мкм) позволяет обеспечить значительно более высокое пространственное разрешение интроскопического изображения по сравнению с миллиметровым СВЧ-диапазоном.

Важно отметить, что в настоящий момент в мире сложилась ситуация, когда источники терагерцового излучения в большей степени удовлетворяют практическим потребностям, чем приемники. Созданы мощные перестраиваемые терагерцовые генераторы, такие как лазеры на свободных электронах, гиротроны, лазеры на каскадных квантовых переходах и др. (см. [8]). Эти источники позволяют освещать объекты исследования широкими пучками излучения, что для их регистрации требует использования двумерных матричных приемников. При решении задач терагерцовой радиометрии, интро- и рефлектоскопии исследователи на практике зачастую сталкиваются с неразрешимыми трудностями, поскольку в настоящий момент отсутствуют терагерцовые матричные приемники, оптимально сочетающие критерии высокой чувствительности, быстродействия (возможность работы в реальном времени), крупноформатности, удобства эксплуатации и сравнительно низкой стоимости. Среди наиболее перспективных подходов к созданию крупноформатных матричных приемников и систем визуализации изображений ТГц-диапазона, работающих в реальном времени (real-time THz-imaging), следует выделить неохлаждаемые болометрические детекторы на основе матрицы оптоакустических преобразователей (микроячеек Голея) и оптической системы считывания [9; 10], а также болометрические детекторы, использующие принцип ТГц \rightarrow ИК конверсии [11]. Указанные детекторы являются гибкими к выбору рабочей длины и не имеют принци-

пальных ограничений на размер рабочей матрицы. Ключевая проблема при создании болометрического матричного детектора ТГц-излучения заключается в необходимости использовать в рабочих ячейках его матрицы поглощающий слой, обладающий требуемой частотной (и при необходимости поляризационной) селективностью с близким к единице коэффициентом поглощения в резонансной полосе частот. При этом для обеспечения высокой чувствительности и быстродействия болометрической ячейки поглощающий слой должен иметь малую теплоемкость и соответственно малую толщину d , что выдвигает на первый план задачу создания так называемого «ультратонкого» поглотителя, т. е. поглотителя, удовлетворяющего критерию $\lambda/d \gg 1$, где λ – рабочая длина волны. Такие поглотители принципиально отличаются от традиционно применяемых в радарной технике поглотителей типа Salisbury, Jaumann, Dallenbach [12] на основе четвертьволновых слоев, рассматриваемых как неприемлемо «толстые» для болометрических приложений.

В данной работе демонстрируется, что указанная задача может быть эффективно решена с привлечением концепции искусственных импедансных или высокоимпедансных поверхностей (ИИП или ВИП). Последние были первоначально разработаны применительно к технике низкопрофильных СВЧ-антенн, где в отличие от болометрических приложений использовался режим малых энергетических потерь [13–16]. Ультратонкие ИИП-поглотители, именуемые здесь также как сверхтонкие селективно-поглощающие фильтры, могут при определенных условиях тоже рассматриваться как некоторый подкласс электромагнитных метаматериалов [16; 17]. Последние, в частности, были рассмотрены в ряде работ американской группы проф. Падильи [18–20], где типичные значения λ/d составляли ~ 20 – 30 . В настоящем исследовании проведен углубленный параметрический анализ различных конфигураций ИИП-поглотителей с возможностью достижения значений $\lambda/d \sim 40$ – 200 при одновременном управлении шириной полосы поглощения. Последнее оказывается очень востребованным при создании спектрально-селективных болометрических матриц (по аналогии с чувствительными к цвету RGB-матрицами оптических камер). Наряду со спектральной селектив-

ностью нами также демонстрируется возможность создания ИИП-поглотителей с сильной чувствительностью к поляризации входного пучка. Интеграция таких поглотителей в болометрические ТГц-матрицы позволяет повысить контраст регистрируемых изображений с возможностью выделения объектов, не видимых в неполяризованном излучении [21].

Принцип построения ультратонких резонансных поглотителей с использованием концепции искусственных импедансных поверхностей

Идея достижения близкого к 100 % коэффициента поглощения, совместимого с условием $\lambda/d \gg 1$, основана на эффекте максимизации значения электрического поля вблизи поверхности ИИП при ее облучении плоской электромагнитной волной. Для рассмотрения данного эффекта удобно далее использовать понятие импеданса поверхности Z , который равен по определению отношению тангенциальных компонент электрического E и магнитного H полей вблизи поверхности: $Z = E / H$ (здесь подразумевается, что поле у поверхности есть суперпозиция полей падающей и отраженной от ИИП волн). Согласно теории передаю-

щих линий [22], амплитудный коэффициент отражения от поверхности связан с ее импедансом следующей формулой:

$$\rho = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}, \tag{1}$$

где $Z_0 = 377 \Omega$ – импеданс свободного пространства, из которого на ИИП падает электромагнитная волна.

В случае отражения волны от простого металлического проводника, тангенциальное электрическое поле у поверхности металла обращается в нуль, в то время как магнитное удваивается (в сравнении с полем в падающей волне), поэтому сплошной проводник имеет низкий поверхностный импеданс ($Z \ll Z_0$), что, согласно (1), соответствует коэффициенту отражения $\rho = -1$ или фазе отражения $\pm\pi$ (рис. 1, а). В этом случае пучность электрического поля формируется на расстоянии $\lambda/4$ от металлической поверхности, так что поглощение энергии может быть эффективно реализовано только внесением материала с соответствующими диэлектрическими или омическими потерями в указанную область пространства. Как отмечалось выше, такого рода поглотители на основе четвертьволновых поглощающих слоев хорошо известны в радарной технике [12], однако являются неприемлемо «толстыми» для болометрических применений.

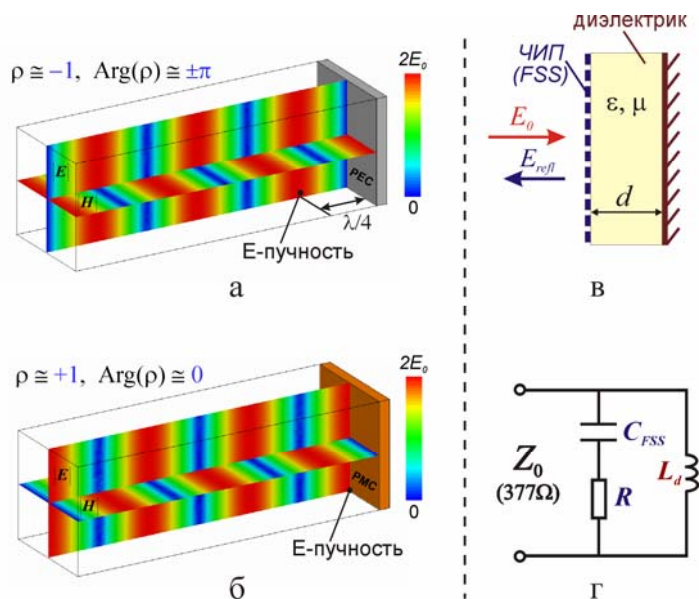


Рис. 1. Иллюстрация пространственного распределения поля для предельных случаев импедансных поверхностей, облучаемых нормально падающей электромагнитной волной: а – $Z = 0$ (идеальный электрический проводник, PEC); б – $Z = \infty$ (идеальный магнитный проводник, PMC). Структура (в) и простейшая модель эквивалентной LCR-цепочки (г) для ИИП-поглотителя на основе частотно-избирательной поверхности емкостного типа

В случае поверхности с высоким импедансом (режим ВИП: $Z \gg Z_0$), коэффициент отражения становится близким к +1, т. е. фаза отраженной волны не меняется, и на поверхности происходит удвоение электрического поля и зануление магнитного (рис. 1, б). Именно благодаря максимизации (удвоению) поверхностного электрического поля из режима ВИП вытекает возможность достижения полного, или близкого к 100 %, поглощения падающей электромагнитной волны. Это достигается, если диссипативные потери на поверхности таковы, что импеданс поверхности равен импедансу свободного пространства: $Z = Z_0$, что соответствует значению $\rho = 0$, согласно (1). Данный режим, строго говоря, отличается от режима ВИП и называется режимом искусственной импедансной поверхности (ИИП), работающей в режиме поглотителя. С учетом мнимой и действительной частей поверхностного импеданса условие $Z = Z_0$ записывается как

$$\operatorname{Re}(Z) = Z_0, \quad \operatorname{Im}(Z) = 0. \quad (2)$$

Для реализации ИИП-поглотителя может быть эффективно использована ВИП традиционной для антенной техники конфигурации, выполненной в виде однослойной субволновой частотно-избирательной поверхности (ЧИП, или, согласно англоязычной литературе, frequency selective surface, FSS [23]), которая создается на поверхности диэлектрической подложки (grounded dielectric), полностью металлизированной с обратной стороны (рис. 1, в). В рамках теории передающих линий, импеданс такой ИИП представляет собой импеданс параллельно соединенных импеданса ЧИП Z_{FSS} и импеданса «заземленного» диэлектрического слоя Z_d :

$$Z = \frac{Z_{FSS} \cdot Z_d}{Z_{FSS} + Z_d}. \quad (3)$$

При условии малости толщины диэлектрика в сравнении с длиной волны $d/\lambda \ll 1$ импеданс диэлектрического слоя является чисто индуктивным и пропорционален толщине [13; 14; 24]:

$$Z_d \cong j\omega L_d \cong j\omega Z_0 \mu d/c, \quad (4)$$

где ω – круговая частота падающей волны, μ – относительная магнитная проницаемость диэлектрического слоя ($\mu \approx 1$ в тера-

герцовом диапазоне), c – скорость света. Существенно далее, что топологический рисунок ЧИП выбирается таким образом, чтобы ее импеданс был емкостным. Если для простоты пренебречь его индуктивной компонентой и принять диссипативные потери равными нулю, то Z_{FSS} может быть записан через распределенную погонную емкость ЧИП:

$$Z_{FSS} \cong 1/j\omega C_{FSS}. \quad (5)$$

Например, для ЧИП из тонких электрически разделенных металлических пластин квадратной формы (metallic patches) погонная емкость дается следующим выражением [24]:

$$C_{FSS} = (\varepsilon + 1) \frac{D}{\pi} \ln \left[\frac{1}{\sin(\frac{\pi w}{2D})} \right],$$

где D – латеральный период расположения «патчей» в плоскости ЧИП, w – зазор между соседними «патчами». Подстановка далее выражений (4)–(5) в формулу (3) дает

$$Z = \frac{j\omega L_d}{1 - \omega^2 L_d C_{FSS}}. \quad (6)$$

Из (6) можно видеть, что на резонансной частоте $\omega_{res} = 1/\sqrt{L_d C_{FSS}}$ импеданс ВИП обращается в бесконечность, что соответствует максимизации поверхностного электрического поля при выполнении критерия «ультратонкости» $\lambda/d \gg 1$. Введением омических потерь в металлизированный рисунок ЧИП или диэлектрических потерь в подстилающую диэлектрическую подложку можно далее вывести импеданс ИИП в режим реализации условий (2), обеспечив тем самым селективное поглощение падающей волны. В рамках метода эквивалентных LCR-цепочек учет диссипации энергии осуществляется введением в LC-модель ВИП-структуры некоторого дополнительного параметра – активного сопротивления R , включенного последовательно или параллельно с реактивными элементами L и C .

Отметим особенность ИИП-поглотителей, несомненно, важную для реализации мультиспектральных болометрических детекторов с высокой дискриминацией соседних частотных каналов. На примере простейшей ВИП с ЧИП чисто емкостного типа можно показать, что относительная ширина полосы ВИП-резонанса, обычно определяемого из условия $|\operatorname{Arg}[\rho(\omega_{res} \pm \frac{1}{2}\Delta\omega_{res})]| = \pi/2$, равна

$$\frac{\Delta\omega_{res}}{\omega_{res}} \cong \frac{1}{Z_0} \cdot \sqrt{\frac{L_d}{C_{FSS}}} \cong 2\pi \cdot \frac{d}{\lambda},$$

откуда следует, что «ультратонкость» ИИП-поглотителя ($d/\lambda \ll 1$) автоматически обеспечивает сравнительную узость спектральной полосы поглощения. Кроме того, как показывает приведенный ниже электродинамический анализ, толщина подстилающего диэлектрика d (она же фактическая толщина ИИП-поглотителя) оказывается пропорциональной $d \sim R^\alpha$, где показатель степени $\alpha \cong 0,5 \div 1$. Таким образом, уменьшение значения диссипативного параметра R (за счет использования материалов с малыми удельными потерями) автоматически приводит к падению толщины поглотителя. Ввиду указанных причин в настоящей работе мы использовали в качестве диэлектрической подложки полипропиленовую пленку, как материал с низким тангенсом диэлектрических потерь ($n \approx 1,5, \tan\delta \leq 10^{-3}$), а в качестве металлизации ЧИП – высокопроводящий слой на основе алюминия ($\sigma \approx \approx 2 \cdot 10^7$ См/м). Как показывает анализ, при использовании полипропилена поглощение энергии падающей волны происходит почти полностью в металлизированном рисунке ЧИП.

Проведем теперь анализ селективных характеристик ИИП-поглотителей более подробно.

Параметрический анализ электродинамических характеристик ультратонких резонансных поглотителей

Рассмотрение в рамках моделей эквивалентных LCR-цепочек

Рассмотрим вначале важный случай, когда ЧИП, образующая ИИП-поглотитель, имеет чисто емкостный импеданс. Полагая, что диссипация энергии происходит только в металлическом слое ЧИП, импеданс такой ЧИП «с омическими потерями» является импедансом последовательного соединения погонной емкости C_{FSS} и некоторого активного сопротивления параметра R (рис. 1, з):

$$Z_{FSS} \cong 1/j\omega C_{FSS} + R.$$

В этом случае спектральная зависимость реальной и действительной частей полного

импеданса ИИП выражается в следующем виде:

$$\text{Re}(Z) = \frac{C_{FSS}^2 L_d^2 R \omega^4}{1 + C_{FSS} \omega^2 [C_{FSS} R^2 + L_d (C_{FSS} L_d \omega^2 - 2)]},$$

$$\text{Im}(Z) = \frac{L_d \omega + C_{FSS} L_d (C_{FSS} R^2 - L_d) \omega^3}{1 + C_{FSS} \omega^2 [C_{FSS} R^2 + L_d (C_{FSS} L_d \omega^2 - 2)]}.$$

Подстановка данных выражений в условия (2) и их последующее совместное решение дает следующую зависимость оптимального значения индуктивности диэлектрической подложки L_d и частоты резонансного поглощения ω_{res} от диссипативного параметра R :

$$L_d = C_{FSS} R Z_0,$$

$$\omega_{res} = \frac{1}{C_{FSS} \sqrt{(Z_0 - R) R}}.$$

Анализ профиля спектрального контура коэффициента поглощения $A(\omega) = 1 - |\rho(\omega)|^2$ дает следующие значения для левой $\omega_{res,l}$ и правой $\omega_{res,r}$ границ контура по уровню 0,5:

$$\omega_{res,l} = \frac{1}{C_{FSS} \sqrt{(Z_0 - R + 2\sqrt{Z_0 R}) R}},$$

$$\omega_{res,r} = \frac{1}{C_{FSS} \sqrt{(Z_0 - R - 2\sqrt{Z_0 R}) R}}.$$

Учитывая, что $L_d \cong Z_0 d/c$, и полагая $R \ll Z_0$, найдем следующие формулы для оптимальной толщины, резонансной частоты и относительной ширины полосы поглощения для ИИП-поглотителя емкостного типа:

$$d = C_{FSS} c \cdot R,$$

$$\omega_{res} \approx \frac{1}{C_{FSS} \sqrt{Z_0 R}} \approx \sqrt{\frac{c}{Z_0 C_{FSS} d}}, \quad (7)$$

$$\frac{\Delta\omega_{res}}{\omega_{res}} \cong 2 \cdot \sqrt{\frac{R}{Z_0}} \cong 4\pi \cdot \frac{d}{\lambda}.$$

Можно, в частности, видеть, что для чисто «емкостного» поглотителя относительная ширина полосы поглощения прямо пропорциональна его толщине.

В общем случае импеданс реальной ЧИП может содержать большой индуктивный член. Это соответствует, например, случаю ЧИП с топологией ячеек в виде кольцевых металлических элементов, проявляющих

заметную погонную индуктивность L_{FSS} . Для такого поглотителя LCR -модель представлена на рис. 2.

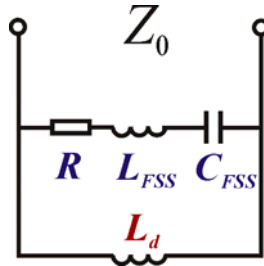


Рис. 2. Эквивалентная LCR -модель поглотителя с учетом индуктивности ЧИП

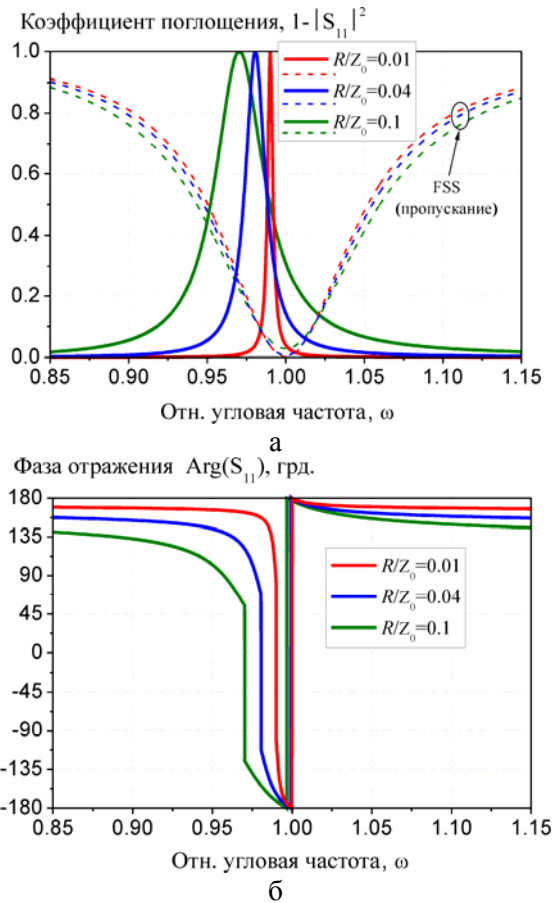


Рис. 3. Результаты модельных расчетов спектрального профиля коэффициента поглощения (а) и фазы коэффициента отражения (б) при различных значениях диссипативного параметра (R/Z_0) для ИИП-поглотителя LC -типа

Опуская громоздкие промежуточные выкладки, приведем итоговые результаты аналитической оценки оптимальной толщины LC -поглотителя, его резонансной частоты

полного поглощения и относительной ширины контура поглощения по уровню 0,5:

$$d \approx \frac{c}{\omega_{FSS}} \sqrt{\frac{R}{Z_0}},$$

$$\omega_{res} \approx \omega_{FSS} \left(1 - \frac{\Delta\omega_{FSS}}{\omega_{FSS}} \cdot \sqrt{\frac{R}{Z_0}} \right) \approx \omega_{FSS} \left(1 - 2\pi \cdot \frac{\Delta\omega_{FSS}}{\omega_{FSS}} \cdot \frac{d}{\lambda} \right), \quad (8)$$

$$\frac{\Delta\omega_{res}}{\omega_{res}} \cong 4 \cdot \frac{\Delta\omega_{FSS}}{\omega_{FSS}} \cdot \frac{R}{Z_0} \cong 16\pi^2 \cdot \frac{\Delta\omega_{FSS}}{\omega_{FSS}} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2,$$

где

$$\omega_{FSS} \cong \frac{1}{\sqrt{L_{FSS} C_{FSS}}}$$

и

$$\frac{\Delta\omega_{FSS}}{\omega_{FSS}} \approx \frac{Z_0}{2} \sqrt{\frac{C_{FSS}}{L_{FSS}}}$$

есть соответственно частота и относительная ширина «собственного» LC -резонанса ЧИП (безотносительно присутствия диэлектрической подложки). Можно видеть, что в отличие от чисто «емкостного» поглотителя учет собственной индуктивности ЧИП приводит к квадратичному закону изменения относительной ширины полосы поглощения с ростом толщины диэлектрической подложки.

Отметим, что формулы (7) и (8) удобны для выполнения относительно быстрых оценок селективных характеристик резонансных поглотителей по известным значениям параметров L_{FSS} , C_{FSS} , R одиночной ЧИП.

На рис. 3 приведены результаты модельных расчетов профиля полосы поглощения для ИИП-поглотителя LC -типа при различных значениях отношения R/Z_0 на примере случая $\omega_{FSS} \cong 1$, $\Delta\omega_{FSS}/\omega_{FSS} \cong 0,1$. В отсутствие металлизированной диэлектрической подложки такая ЧИП имеет полосу режекции на частоте $\omega_{FSS} \cong 1$. Можно видеть, что при использовании данной ЧИП в составе поглотителя резонанс поглощения реализуется ниже частоты LC -резонанса ЧИП, при этом величина его смещения и ширина полосы поглощения увеличиваются с ростом диссипативного параметра R/Z_0 (см. также

формулы (8)). Отметим, что при прохождении через максимум поглощения фаза коэффициента отражения проходит через 0, как это и отмечалось при рассмотрении режима высокоимпедансной поверхности.

Моделирование поглотителей в пакете ANSYS HFSS

Поглотители на основе емкостных металлических «патчей». Модели эквивалентных цепочек обеспечивают лишь приближенное (полукачественное) описание основных селективных особенностей ультратонких поглотителей ввиду наличия сильных ближнеполевых эффектов высшего порядка, которые трудно рассматривать в рамках цепочечных моделей. Корректный электродинамический анализ селективных характеристик ИИП-поглотителей оказывается возможным только при использовании 3-мерных пакетов электродинамического моделирования класса ANSYS HFSS™.

Рассмотрение электродинамических особенностей ИИП-поглотителей в режиме «ультратонкости» целесообразно начать с классической ВПП-конфигурации на базе ЧИП с емкостными металлическими «патчами» квадратной формы (рис. 4). При моделировании рассмотрим пример изотропной ЧИП с латеральной периодичностью расположения «патчей» в плоскости ЧИП $g = 300$ мкм.

Рисунок 4 иллюстрирует характерные спектральные характеристики оптимизированных поглотителей для случая «межпатчевого» зазора 30 мкм при различных значениях проводимости металла: последовательно сверху вниз представлены зависимости энергетического коэффициента отражения $|S_{11}|^2$, коэффициента поглощения $A = 1 - |S_{11}|^2$ и фазы отражения $\text{Arg}(S_{11})$ соответственно. Приводимые здесь и далее результаты расчетов относятся к случаю полипропиленовой подложки при толщине металлизации 0,4 мкм. Последняя соответствует типичному значению толщины металлизированных слоев ЧИП и обратной металлизации полипропиленовой пленки, используемого нами на этапе технологической реализации. Из рис. 4 можно видеть, что уменьшение проводимости приводит к ожидаемым эффектам уширения резонанса поглощения и его монотонного смещения в область низких частот. Как и в режиме

ВПП, максимум поглощения при оптимальной толщине диэлектрической подложки соответствует прохождению фазы отражения через ноль.

На рис. 5, а показаны зависимости резонансной частоты ω_{res} и оптимальной толщины поглотителя d , соответствующих 100 %-му поглощению ($|S_{11}|^2$ менее -50 дБ) от величины проводимости металлизированного слоя ЧИП. Для наглядности рассмотрены

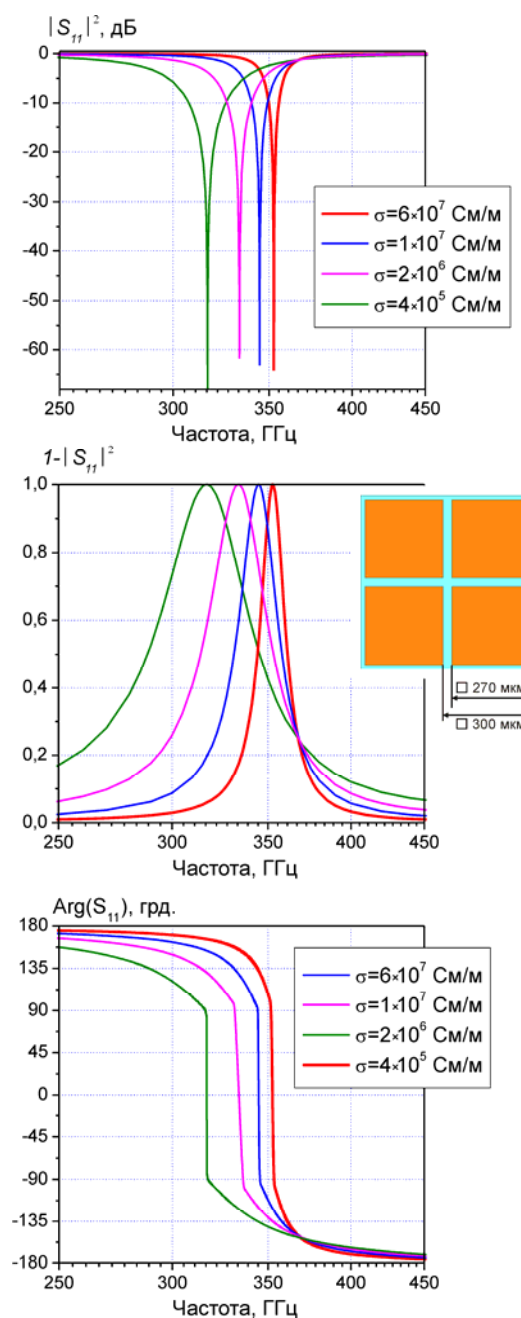


Рис. 4. Пример спектральных характеристик поглотителей с ЧИП на основе емкостных «патчей» при различных значениях проводимости металла σ (моделирование в пакете ANSYS HFSS™)

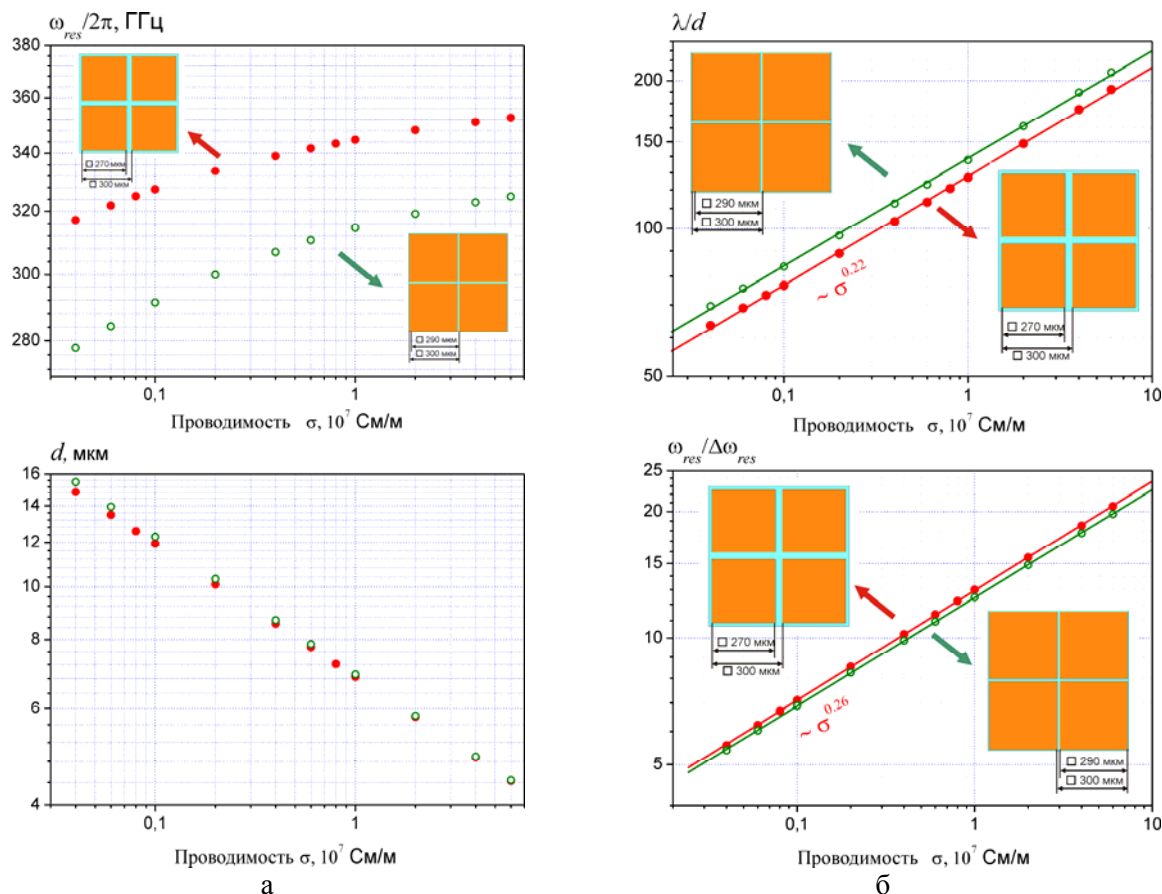


Рис. 5. Зависимости резонансной частоты ω_{res} и оптимальной толщины поглотителя d , соответствующих 100%-му поглощению, от величины проводимости металлизированного слоя ЧИП (а); отношение резонансной длины волны λ , соответствующей максимуму поглощения, к толщине поглотителя d , а также добротности резонанса поглощения $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ как функции проводимости металлизированного слоя ЧИП (б). Показано сравнение двух ЧИП на основе емкостных металлических «патчей» с трехкратно различающейся величиной «межпатчевого» зазора

случаи ЧИП с величиной «межпатчевого» зазора 30 и 10 мкм. Как и следовало ожидать, уменьшение зазора приводит к увеличению взаимной емкости между соседними «патчами» и соответствующему понижению частоты резонанса согласно соотношениям (7).

Построение зависимостей λ/d и добротности частотного резонанса $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ как функции проводимости σ (рис. 5, б) выявляет степенную зависимость следующего характера:

$$\lambda/d \sim \sigma^{0.22},$$

$$\omega_{res}/\Delta\omega_{res} \sim \sigma^{0.26}.$$

Обратим внимание, что при высоких значениях проводимости ($\sigma \geq 10^7$ См/м) величина λ/d необычайно высока (130÷200) при значениях добротности 12÷20.

Необходимо также отметить, что, как следует из рис. 6, сопоставление полученного в численном моделировании параметра $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ с отношением λ/d выявляет некоторое отклонение от линейной зависимости, вытекающей из описанной выше LCR-модели (см. соотношения (7)). Так, при изменении проводимости в диапазоне $4 \cdot 10^5 \div 6 \cdot 10^7$ См/м величина $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ меняется в среднем пропорционально $(\lambda/d)^{1,18}$, демонстрируя зависимости $(\lambda/d)^{1,33}$ и $(\lambda/d)^{1,1}$ при низких и высоких значениях σ соответственно. Причина указанного дискрипанса аналитических расчетов и численного моделирования кроется, по-видимому, в проявлении не учитываемого в аналитике эффекта ближнеполевого взаимодействия ЧИП со сплошным металлическим слоем, нанесенным на обратную сторону диэлектрической подложки. В режиме «ультратонкости»

высшие еванесцентные гармоники поля предположительно могут усиливать индуктивную компоненту импеданса ИИП.

Резюмируя особенности ультратонких ИИП-поглотителей с ЧИП на основе емкостных металлических «патчей», отметим следующее. Как будет показано, при равной латеральной периодичности поглотителя на изотропных «патчах» в сравнении с ЧИП альтернативных топологических конфигураций показывают наибольшие значения параметра ультратонкости λ/d . Вместе с этим применительно к терагерцовому диапазону для рассмотренных «патч»-поглотителей характерные толщины имеют масштаб нескольких микрометров. При использовании полипропиленовых подложек это требует высокой точности выдерживания их толщины вдоль рабочей поверхности поглотителя, что является трудно реализуемым на практике. Другая, отчасти негативная, особенность «патч»-поглотителей заключается в том, что добротность их резонанса потенциально ограничена на уровне ≤ 20 . Это не позволяет рекомендовать такие поглотители для использования в качестве радиационно-чувствительного слоя болометрической ячейки, когда требуется более сильная частотная дискриминация. Наконец, прямой расчет параметра субволновости поглотителя, определяемого как отношение резонансной длины волны λ в максимуме поглощения к латеральному периоду g расположения топологических ячеек в плоскости ЧИП, выявляет его низкие значения: $\lambda/g \sim 3$ (рис. 7). В задачах минимизации поперечного размера фоточувствительного пикселя матрицы болометрического детектора до пространственного масштаба порядка λ , указанное значение параметра субволновости оценивается как недостаточно низкое для обеспечения эффективной работы ИИП-поглотителя.

Поглотители на основе ЧИП альтернативных топологических конфигураций. Для увеличения параметра субволновости ультратонкого поглотителя, равно как и для демонстрации возможности управления шириной полосы резонансного поглощения, рассмотрим эффекты модификации характеристик поглотителя при изменении топологического рисунка ЧИП.

Начнем с рассмотрения случая ЧИП на основе анизотропных емкостных «патчей». На рис. 8 приведена расчетная диаграмма свя-

зи параметра субволновости λ/g , а также добротности резонанса поглощения $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ с параметром «ультратонкости» поглотителя λ/d при изменении ширины металлического «патча» вдоль горизонтальной оси. Приведенные зависимости получены для случая проводимости $\sigma = 4 \cdot 10^7$ См/м и относятся к фундаментальному резонансу поглощения, соответствующему возбуждению вертикально, как показано на рисунке, поляризованной электромагнитной волной (нормальное падение).

На рис. 8 цифры на кривых соответствуют номеру топологии с геометрией элемен-

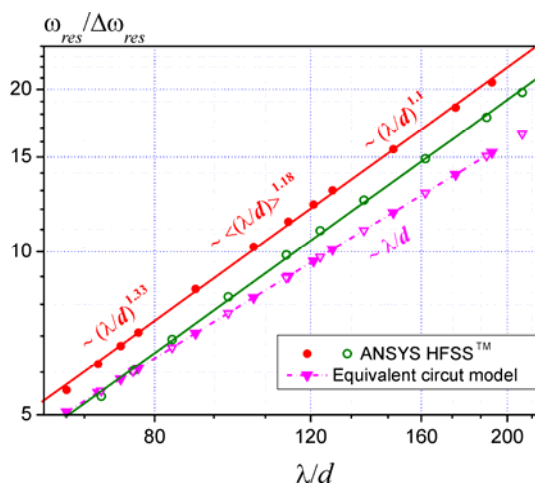


Рис. 6. Сопоставление зависимости $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}(\lambda/d)$, полученной в численном моделировании, с аналогичной зависимостью по методу эквивалентных цепочек

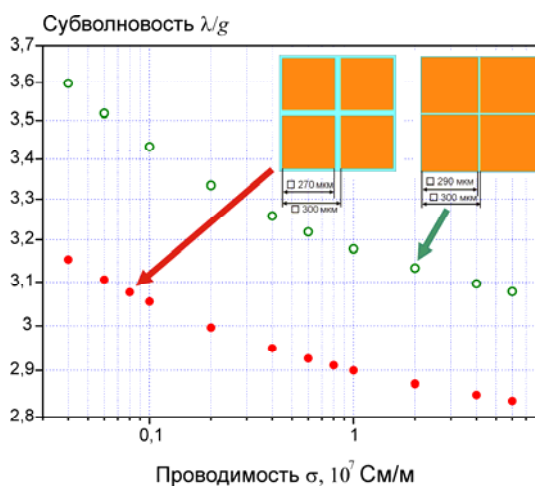


Рис. 7. Зависимость параметра субволновости ЧИП на основе емкостных металлических «патчей» от величины проводимости металла. Показано сравнение двух ЧИП с трехкратно различающейся величиной «межпатчевого» зазора

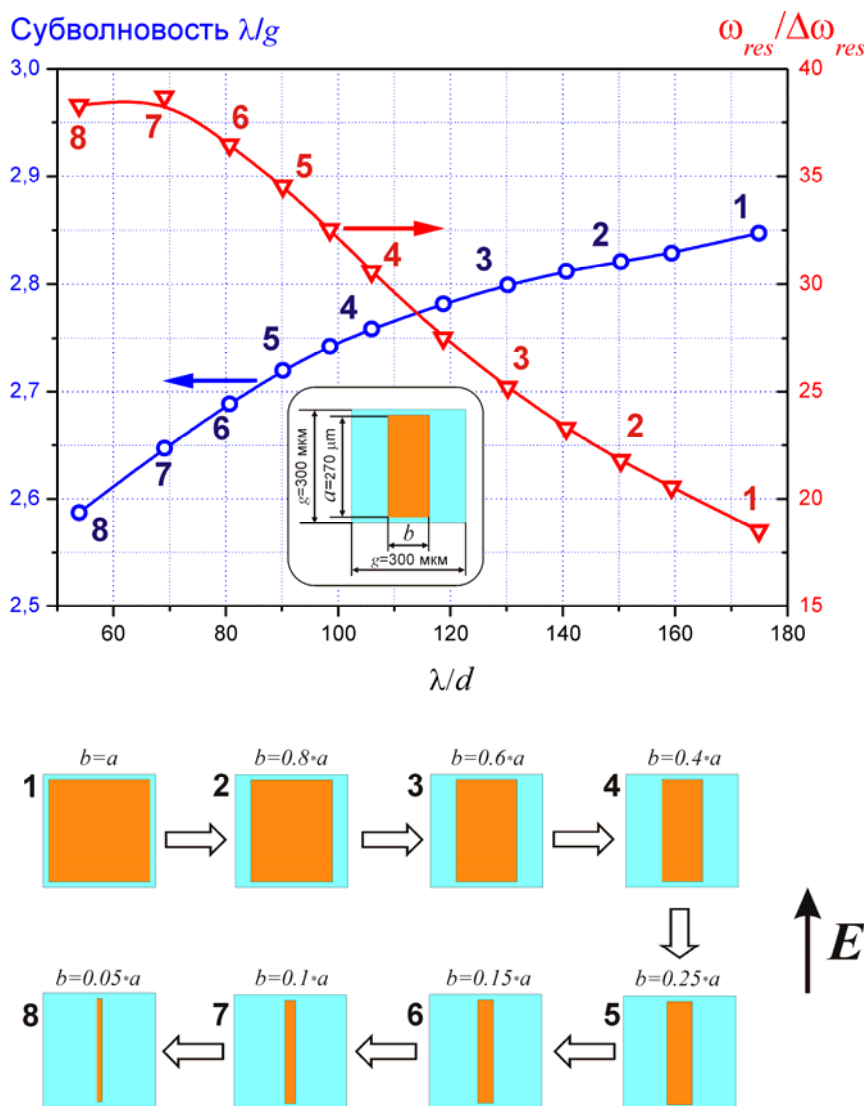


Рис. 8. Диаграмма связи параметра субволновости λ/g и добротности резонанса поглощения $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ с параметром «ультратонкости» λ/d при изменении ширины металлического «патча» вдоль горизонтальной оси

тарной ячейки ЧИП, показанной на рисунках снизу. Из приведенных зависимостей можно видеть, что при уменьшении ширины «патча» относительная толщина поглотителя увеличивается при одновременном сужении полосы поглощения. Данный эффект находится в согласии с соотношениями (8) и обусловлен возрастанием индуктивности «патча» L_{FSS} при уменьшении его поперечного сечения и сопровождаемым увеличением фактора омических потерь R , а также падением взаимной емкости C_{FSS} между соседними «патчами». При этом любопытно, что быстрый характер спада C_{FSS} приводит к монотонному смещению частоты резонанса

в область высоких частот ($\omega_{res} \sim 1/\sqrt{C_{FSS}}$), соответствуя падению параметра субволновости. Последнее, как отмечалось выше, ограничивает применение «патчевых» ЧИП в болометрических поглотителях.

Необходимое увеличение параметра субволновости ИИП-поглотителя может быть получено, согласно соотношениям (8), за счет понижения частоты ω_{FSS} собственного LC-резонанса ЧИП. Поскольку

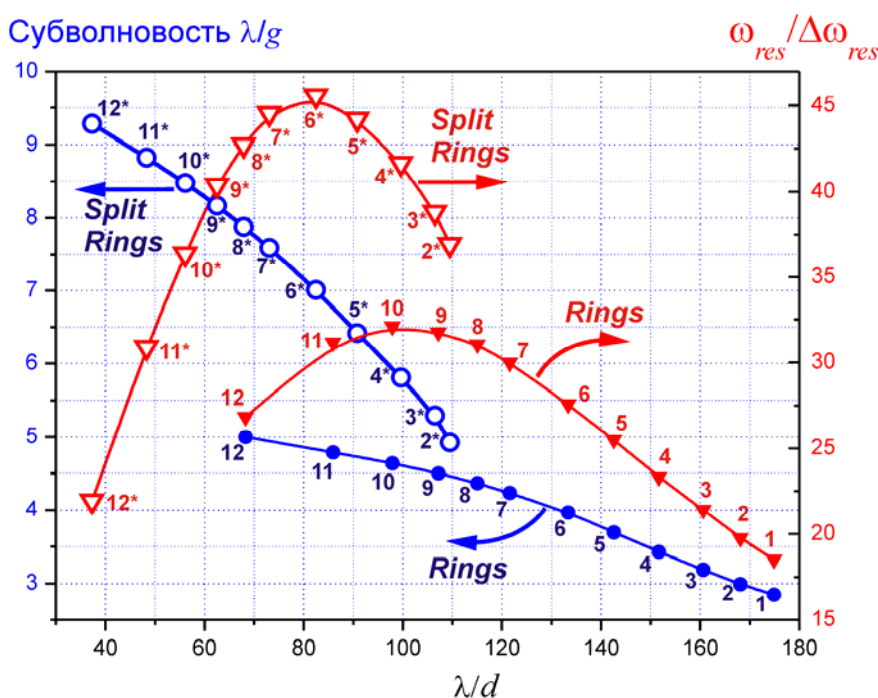
$$\omega_{FSS} \cong 1/\sqrt{L_{FSS}C_{FSS}},$$

то уменьшение ω_{FSS} может быть реализовано посредством усиления погонной индук-

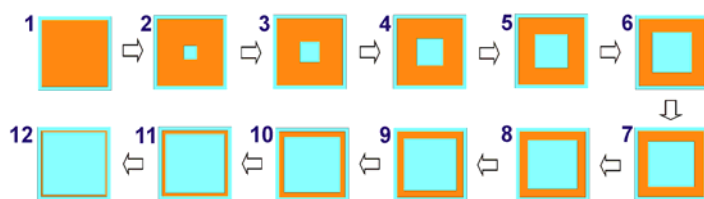
тивности L_{FSS} или емкости C_{FSS} ЧИП. На рис. 9 показано изменение характеристик поглотителя при плавной трансформации топологии «патча» в топологию простого и расщепленного колец. При одинаковых геометрических размерах (и соответственно близкой индуктивности L_{FSS}) собственная емкость расщепленного кольца оказывается выше емкости замкнутого кольца за счет наличия дополнительной емкости в области расщепления. Для приведенного примера топологического морфинга это позволяет поднять величину λ/g до значений не менее

9, а добротность $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ до 45 при сохранении параметра «ультратонкости» λ/d на уровне $40 \div 80$ (см. рис. 9). Обратим также внимание на то, что при монотонном уменьшении ширины кольца селективность поглощения сначала возрастает, однако начиная с некоторого значения снова падает вследствие увеличения омических потерь, приводящих к уменьшению добротности LCR-контура.

Построение функциональных зависимостей параметров λ/d и $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ от величины проводимости σ подтверждает их сте-



Rings:



Split Rings:

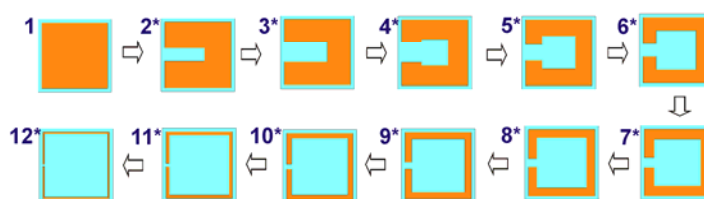


Рис. 9. Диаграмма связи параметра субволновости λ/g и добротности резонанса поглощения $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ с параметром «ультратонкости» λ/d при морфинге топологии «патча» в топологию замкнутого кольца (rings) и топологию расщепленного кольца (split rings)

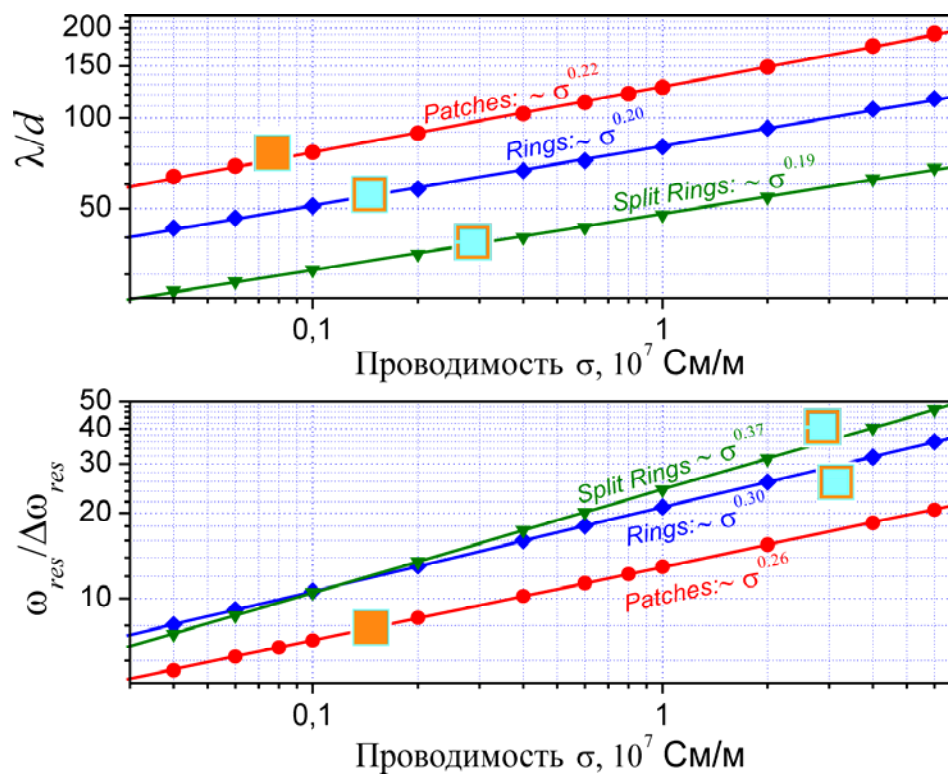


Рис. 10. Сравнение зависимости параметров «ультратонкости» λ/d и добротности $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ от величины проводимости металлизации для ЧИП на основе металлических «патчей» и ЧИП на базе кольцевых элементов

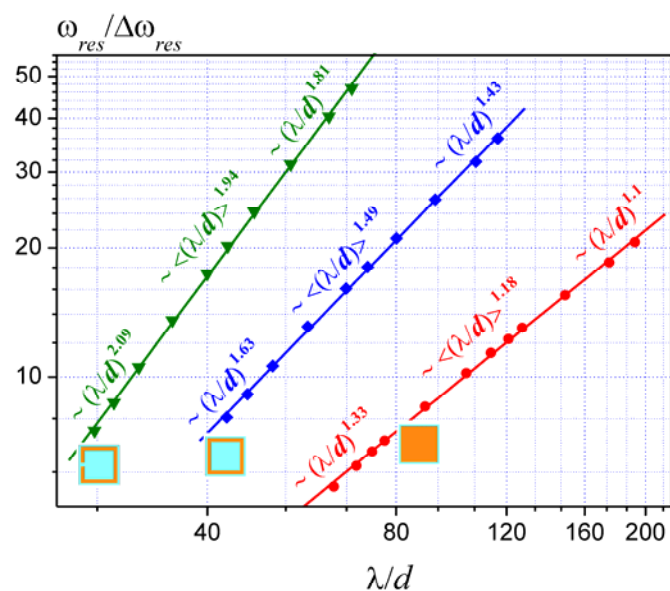


Рис. 11. Сопоставление зависимостей $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}(\lambda/d)$ для ЧИП на основе металлических «патчей» и ЧИП на базе кольцевых элементов

пенной характер (рис. 10), выявленный ранее для «патчевого» поглотителя, однако в сравнении с последним кольцевые элементы обеспечивают несколько более быстрый рост для $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ (σ) и более медленный – для λ/d (σ).

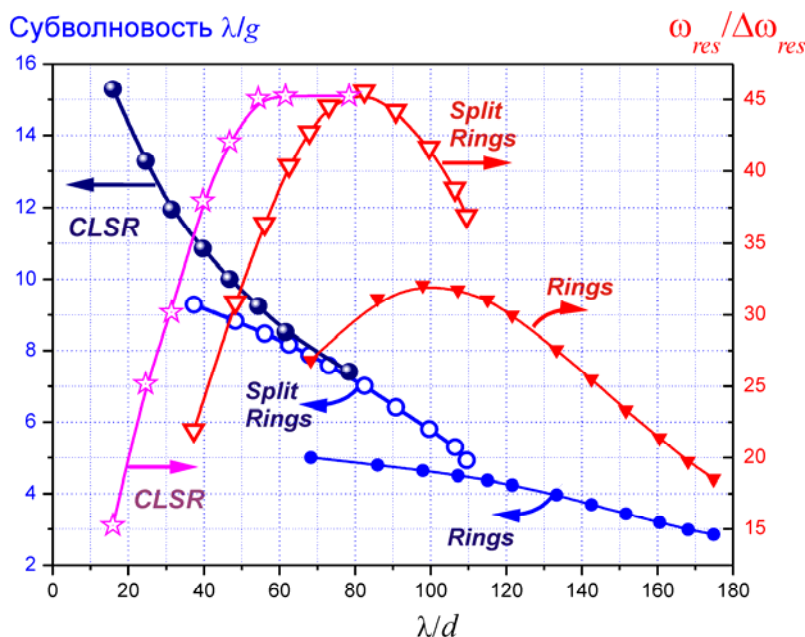
Сопоставление зависимостей $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ (λ/d) для ЧИП на основе металлических «патчей» и ЧИП на базе кольцевых элементов (рис. 11) показывает, что в случае сплошных металлических колец степень пропорциональности $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ величине (λ/d) лежит в диапазоне 1,63–1,43, в то время как в случае разомкнутых колец она приходится на интервал 2,09–1,81. В последнем случае результат близок к квадратичной зависимости, следующей из аналитических формул (8).

В заключение отметим, что характеристики ИИП-поглотителя на базе ЧИП с расщепленными кольцами могут быть допол-

нительно модифицированы путем перехода к топологии CLSR – расщепленных колец с дополнительной емкостной нагрузкой в области расщепления (рис. 12). Это позволяет, в частности, повысить значения параметра субволновости.

Выбор топологического рисунка ЧИП для практической реализации болометрического детектора. На основе проведенного выше электродинамического анализа в качестве наиболее перспективных кандидатов для использования в многоспектральном болометрическом детекторе нами были выбраны ЧИП с топологией расщепленных колец, в общем случае допускающих модификацию по типу CLSR.

На рис. 13 приведены топология микрорисунка (с указанием геометрических размеров в микрометрах) и расчетные характеристики трех различных поглотителей, оптимизированных на резонансное погло-



Capacitively-Loaded Split Rings (CLSR):

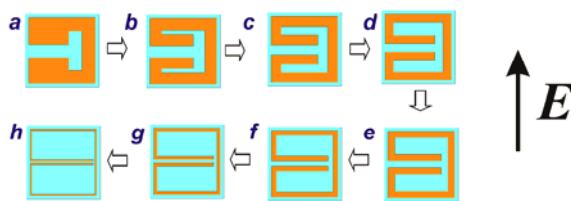


Рис. 12. Диаграмма связи параметра субволновости λ/g и добротности резонанса поглощения $\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ с параметром «ультратонкости» λ/d для поглотителей на основе ЧИП с кольцевыми резонансными элементами. В сравнении с рис. 9 добавлена конфигурация CLSR

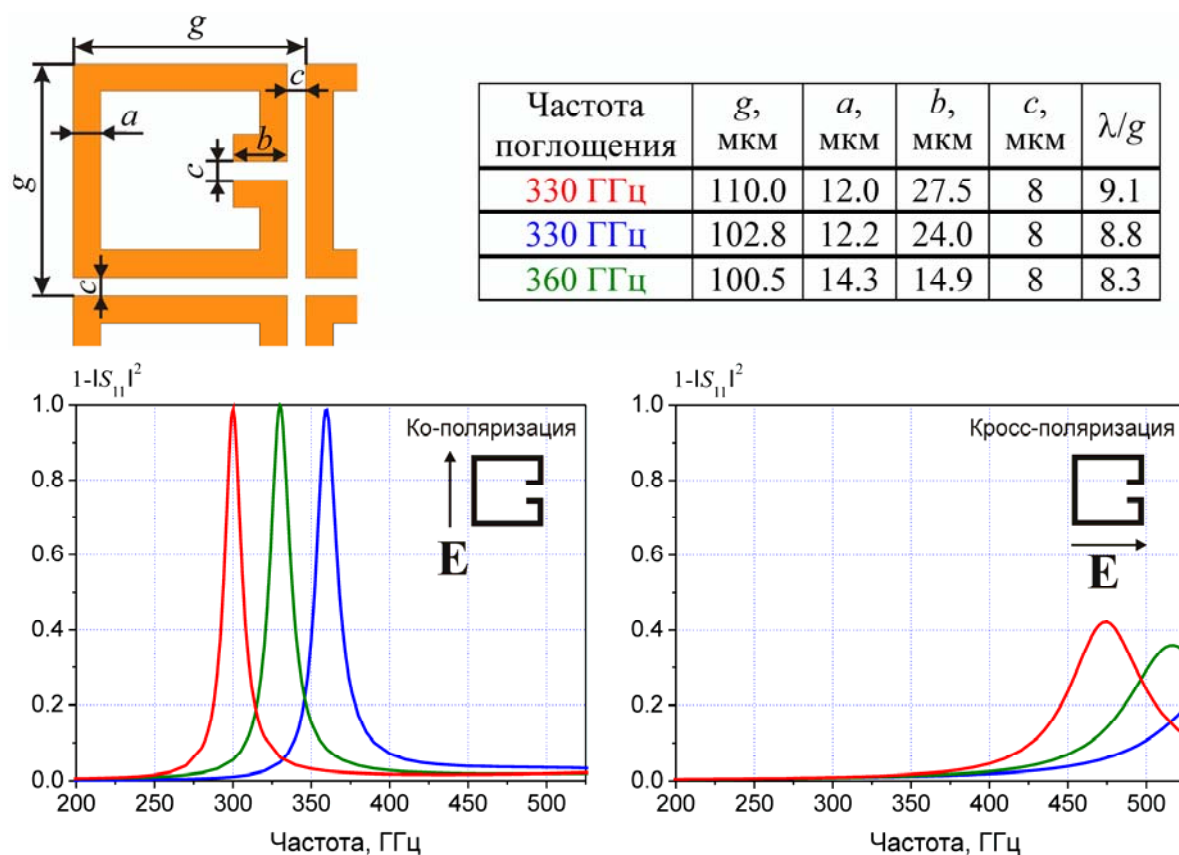


Рис. 13. Расчетные топологические параметры и селективные характеристики трех различных поглотителей, предназначенных для использования в экспериментальном прототипе мультиспектрального болометрического детектора

щение кополяризованной волны. Эти три поглотителя предназначены для использования на частотах 300, 330, и 360 ГГц при относительной ширине полосы резонанса 4,5%. Поглотители рассчитаны для случая полипропиленовой подложки с толщиной 20 мкм, что для указанных частот приблизительно соответствует значению параметра «ультратонкости» λ/d , равному 50, 45 и 41 и величине параметра субволновости $\lambda/g \sim \sim 8-9$. Отметим, что в силу анизотропии топологии расщепленного кольца указанные поглотители имеют хорошую чувствительность к излучению в пределах рабочей полосы частот только с линейной поляризацией, направленной поперек зазора расщепленного кольца. Выбор в пользу поляриза-

ционно-селективного поглотителя оказывается полезным в случае создания матричного детектора, обладающего одновременно и частотным, и поляризационным разрешением.

Заключение

Проведенный электродинамический анализ ультратонких резонансных поглотителей на основе искусственных импедансных поверхностей позволяет прийти к следующим выводам.

Поглотители с «патчевыми» элементами потенциально обеспечивают наибольшие значения параметра ультратонкости λ/d , но они имеют наименьшие значения как доб-

ротности резонанса поглощения, так и субволновости ячеек по сравнению с поглотителями альтернативных топологических конфигураций.

При практической реализации селективных болометрических детекторов субмиллиметрового диапазона с минимальным поперечным размером болометрического пикселя и максимально возможной дискриминацией по частоте, в полной мере обоснованным является переход от поглотителей с «патчевыми» элементами к поглотителям на расщепленных кольцевых резонаторах. Такой переход позволяет поднять значение параметра субволновости втрое при одновременном уменьшении ширины полосы поглощения более чем в 2 раза.

Список литературы

1. *Yun-Shik L.* Principles of Terahertz Science and Technology. Springer, 2009.
2. *Siegel P. H.* Terahertz technology // IEEE Trans. MTT. 2002. Vol. 50. No 3. P. 910–928.
3. *Mittleman D.* Sensing with Terahertz Radiation. Berlin: Springer-Verlag, 2003.
4. *Dexheimer S. L.* (ed.) Terahertz Spectroscopy, Principles and Applications. CRC Press, 2008.
5. *Woolard D. L., Loerop W. R., Shur M. S.* (eds.) Terahertz Sensing Technology. Vol. 1, 2 // Selected Topics in Electronics and Systems. 2003. Vol. 30, 32.
6. *Siegel P. H.* Terahertz technology in biology and medicine // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 2004. Vol. 52. No. 10. P. 2438–2447.
7. *Siegel P. H.* THz instruments for space // IEEE Trans. Antennas Propag. 2007. Vol. 55. No. 11. P. 2957–2965.
8. *Siegel P. H.* Terahertz technology // IEEE Trans. MTT. 2002. Vol. 50. No 3. P. 910–928.
9. *Gelfand A. V. et al.* Uncooled matrix IR detector based on optoacoustic cells and optoelectronic reading system // Opt. Memory & Neural Networks. 2009. Vol. 18. No. 1. P. 25–28.
10. *Kuznetsov S. A. et al.* Implementation of Novel Type of IR-THz Receivers Based on Matrix Structures of Optoacoustic Cells // Proc. of the 40th European Microwave Conf. 2010. P. 61–64.
11. *Kuznetsov S. A., Paulish A. G., Gelfand A. V., Lazorskiy P. A., Fedorinin V. N.* Bolometric THz-to-IR converter for terahertz imaging // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99. P. 023501.
12. *Vinoy K. J., Jha R. M.* Radar absorbing materials: from theory to design and characterization. Kluwer Academic Publishers, 1996.
13. *Sievenpiper D.* High-impedance electromagnetic surfaces: PhD. Dissertation, Univ. California, Dept. Elect. Eng., Los Angeles, CA, 1999.
14. *Balanis C. A.* Modern Antenna Handbook. Wiley-Interscience, 2008.
15. *Engheta N., Ziolkowski R. W.* Electromagnetic Metamaterials: Physics and Engineering Explorations. Wiley and IEEE Press, 2006.
16. *Capolino F.* Theory and Phenomena of Metamaterial. CRC Press, 2009.
17. *Engheta N., Ziolkowski R. W.* Electromagnetic Metamaterials: Physics and Engineering Explorations. Wiley and IEEE Press, 2006.
18. *Hu Tao et al.* Highly flexible wide angle of incidence terahertz metamaterial absorber: Design, fabrication, and characterization // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 78. No. 24. P. 241103.
19. *Liu X. et al.* Infrared Spatial and Frequency Selective Metamaterial with Near-Unity Absorbance // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 104. P. 207403.
20. *Padilla W., Liu X.* Perfect electromagnetic absorbers from microwave to optical // Optical Design & Engineering, SPIE Newsroom. 2010. 10.1117/2.1201009.003137. P. 1–3.
21. *Yemelyanov K. M., Lin S.-S., Pugh E. N., Jr., Engheta N.* Polarization Imaging and Remote Sensing // Applied Optics. 2006. Vol. 45. Special issue. P. 5504.
22. *Pozar D. M.* Microwave engineering // N. Y.: Wiley, 1998.
23. *Munk B.* Frequency Selective Surfaces: Theory and Design. N. Y.: Wiley, 2000.
24. *Luukkonen O., Costa F., Simovski C. R., Monorchio A., Tretyakov S. A.* A Thin Electromagnetic Absorber for Wide Incidence Angles and Both Polarizations // IEEE Trans. Antennas Propag. 2009. Vol. 57. No. 10. P. 3119–3125.

S. A. Kuznetsov¹⁻³, **A. V. Arzhannikov**^{1,2}

¹ *Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russia*

² *Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
11 Acad. Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russia*

³ *Institute of Semiconductor Physics SB RAS
Novosibirsk Branch "TDIAM"
2/1 Acad. Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russia*

SAKuznetsov@nsm.nsu.ru, Arzhannikov@phys.nsu.ru

**ELECTROMAGNETIC OPTIMIZATION
OF ULTRA-THIN RESONANT ABSORBERS FOR BOLOMETRIC DETECTORS
OF THE SUBMILLIMETER-WAVE RANGE**

We present the results of theoretical analysis and characteristics optimization for ultra-thin resonant absorbers based on artificial impedance surfaces, which are promising for using as the radiation-sensitive layers in selective bolometric detectors operating in the range of submillimeter waves. The key parameters of the ultra-thin absorbers, such as the absorption resonance Q-factor, the ratio of the peak absorptivity wavelength to the absorber thickness and the impedance surface unit cell size, are traced versus a geometric shape of the resonant elements and their electrical conductivity.

Keywords: resonant electromagnetic absorber, impedance surface, bolometric detector, submillimeter waves, terahertz radiation