

Голеницкий Кирилл Юрьевич

Поверхностные оптические состояния в слоистых средах

Специальность 01.04.10 —
«физика полупроводников»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном учреждении науки «Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук».

Научный руководитель:

Богданов Андрей Андреевич, кандидат физико-математических наук, доцент, федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН», научный сотрудник сектора «Теории оптических и электрических явлений в полупроводниках»

Научный консультант:

Аверкиев Никита Сергеевич, доктор физико-математических наук, профессор, федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН», заведующий сектором «Теории оптических и электрических явлений в полупроводниках»

Официальные оппоненты:

Тиходеев Сергей Григорьевич, доктор физико-математических наук, профессор, федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», профессор физического факультета

Новицкий Андрей Викторович, доктор физико-математических наук, профессор, Белорусский государственный университет, профессор кафедры теоретической физики и астрофизики

Ведущая организация:

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

Защита состоится 25 марта 2021 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета ФТИ 34.01.02 при ФТИ им. А. Ф. Иоффе по адресу: 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А. Ф. Иоффе и на сайте института <http://www.ioffe.ru/>.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26, ученому секретарю диссертационного совета ФТИ 34.01.02.

Автореферат разослан DD mmmmmmm2021 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
ФТИ 34.01.02,
д-р физ.-мат. наук

Сорокин Лев Михайлович

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Поверхностные электромагнитные волны (поверхностные оптические состояния) привлекают внимание большого числа исследователей из разных областей науки, таких как физика конденсированного состояния, оптика, радиофизика и химия (фотокатализ). Это особый тип волн, распространяющийся вдоль границы между двумя средами и локализованный на ней или вблизи неё, что означает уменьшение интенсивности волны при удалении от границы. Их уникальные свойства, такие как сильная чувствительность к параметрам контактирующих сред, локализация полей вблизи границы раздела, возможность гибкого управления дисперсией за счёт наноструктурирования поверхности, находят применение в устройствах нанопотоники, биологических сенсорах, нелинейной оптике и в других областях.

На настоящий момент известно и хорошо исследовано большое число типов поверхностных электромагнитных волн [1; 2]. Наиболее широко изученными являются поверхностные плазмон-поляритоны, распространяющиеся вдоль границы между металлом и диэлектрическим материалом. Развитие технологий изготовления наноструктур, в частности, состоящих из большого числа слоёв с толщиной меньше и/или порядка длины волны, позволяет создавать искусственные материалы с заданным электромагнитным откликом в необходимом диапазоне частот (оптическом или инфракрасном). Это открывает безграничные возможности для исследования поверхностных волн, которые не могут быть реализованы в природных материалах.

Наиболее простыми примерами наноструктурированных сред являются периодические структуры (сверхрешётки, фотонные кристаллы), состоящие из слоёв различных материалов, например диэлектриков, металлов, полупроводников, сверхпроводников. Поверхностные электромагнитные волны на границах таких структур активно исследуются [3–6; A1]. Сами слои могут быть структурированы на масштабах меньших чем длина волны и период структуры и представляют собой среду с эффективной диэлектрической проницаемостью. В определённых случаях главные компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости могут быть разного знака, например в случае гиперболических метаматериалов [7], что приводит к гиперболической дисперсии волн в слоях. Подобные периодические многомасштабные структуры называются «photonic hypercrystals» [8; 9].

Для изотропных материалов отрицательность диэлектрической проницаемости одной из контактирующих сред является необходимым условием для распространения поверхностной волны. Однако, поверхностные волны, предсказанные М. И. Дьяконовым в 1988 году [10] и впоследствии названные его именем, являются примером волны, распространяющейся вдоль границы между средами с положительной диэлектрической проницаемостью. При этом как минимум один из диэлектриков должен быть анизотропным. Отличительная особенность волн Дьяконова — избирательность по направлениям распространения

в плоскости границы раздела. Малость анизотропии диэлектрической проницаемости природных материалов в оптической области частот, а также сильная зависимость углов распространения от соотношения между диэлектрическими проницаемостями, приводит к существенным трудностям при попытках их экспериментального исследования [11; 12]. Исследование новых конфигураций как с метаматериалами, так и с природными кристаллами, допускающих распространение поверхностных волн Дьяконова, и разработка методов их возбуждения являются актуальными задачами этой области.

Целью диссертационной работы является теоретическое исследование поверхностных электромагнитных волн в искусственных структурированных средах из материалов с анизотропией и/или пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости.

Научная новизна и практическая значимость работы заключается в том, что:

1. Впервые исследованы поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы и вдоль слоёв периодической слоистой структуры с анизотропными проводящими слоями.
2. Исследовано влияние пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости материала микрорезонатора на дисперсию дополнительных продольных приповерхностных волн.
3. Впервые исследованы поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы периодической слоистой структуры на основе кремния и оксида цинка, легированного алюминием, с гиперболической дисперсией диэлектрической проницаемости в инфракрасном диапазоне длин волн.
4. Впервые предложен экспериментальный метод возбуждения и исследования поверхностных волн Дьяконова, распространяющихся вдоль границы между двумя одинаковыми анизотропными диэлектрическими кристаллами со скрещенными оптическими осями.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Вдоль поверхности, перпендикулярной оси роста сверхрешётки, состоящей из чередующихся проводящих слоёв с анизотропной плазменной частотой и диэлектрических слоёв, в диапазоне частот, где сверхрешётка является метаматериалом, может распространяться новый тип поверхностных электромагнитных волн.
2. В микрорезонаторах из материалов с пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости существуют прижатые к поверхности электромагнитные моды продольной поляризации, аналогичные модам шепчущей галереи в диэлектрических микрорезонаторах.
3. На поверхности периодической слоистой структуры из Si и ZnO:Al (AZO), являющейся метаматериалом, в ограниченном диапазоне направлений в плоскости, перпендикулярной слоям, распространяются

поверхностные (дьяконовские) плазмоны гибридной поляризации в области длин волн 4–14 мкм.

4. Эффект конверсии поляризации при отражении электромагнитных волн в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения позволяет доказать существование поверхностных волн Дьяконова на границе одинаковых анизотропных кристаллов со скрещенными оптическими осями.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на научных семинарах ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого; международных научных конференциях «Nanostuctures: Physics and Techonlogy» (Санкт-Петербург, 2013), «Физика.СПб» (Санкт-Петербург, 2013), «Novel Trends in Physics of Ferroics» (Санкт-Петербург, 2017).

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 8 печатных изданиях, из которых 5 изданы в научных журналах рекомендованных ВАК и индексируемых базами Web of Science, Scopus, 3 — в тезисах докладов.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы. Каждая глава состоит из собственного введения, основной части и заключения. Диссертация содержит 121 страницу текста, включая 33 рисунка. Список цитируемой литературы содержит 177 наименований.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность проведённых исследований, формулируется цель, ставятся задачи, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава работы посвящена теоретическому описанию поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границы одномерной периодической структуры, состоящей из слоёв диэлектрика и анизотропных проводящих слоёв. В §1.1 приводится обзор исследований, посвящённых поверхностным волнам, распространяющимся вдоль границы одномерного фотонного кристалла и однородной среды. Одними из основных типов поверхностных волн для границы металл-диэлектрического фотонного кристалла являются таммовские поверхностные плазмон-поляритоны [13] и поверхностные волны Тамма [14].

§1.2 посвящен методике поиска собственных поверхностных электромагнитных волн на границе двух периодических слоистых структур с учётом анизотропии диэлектрической проницаемости слоёв. Метод основан на теории матриц переноса в анизотропных средах со стандартными граничными условиями для электромагнитных полей. Он позволяет определить границы разрешённых и стоп-зон в бесконечных периодических слоистых структурах,

определить законы дисперсии поверхностных волн на границах полубесконечных структур и вычислять коэффициенты отражения и прохождения через структуры конечного размера.

Модель полубесконечной слоистой структуры с анизотропными проводящими слоями описана в §1.3. Рассмотрена граница между диэлектриком с проницаемостью ε_a и полубесконечной периодической слоистой металл-диэлектрической структурой (МДС) с анизотропными проводящими слоями (Рис. 1а). Период структуры равен $d = d_m + d_i$, где d_m — толщина проводящих слоёв, d_i — толщина слоёв диэлектрика с проницаемостью ε_i . Тензор диэлектрической проницаемости анизотропных проводящих слоев рассматривается в форме Друде—Лоренца с анизотропной плазменной частотой

$$\hat{\varepsilon}_m(\omega) = \text{diag} \{ \varepsilon_{\perp}(\omega), \varepsilon_{\parallel}(\omega), \varepsilon_{\parallel}(\omega) \}, \quad (1)$$

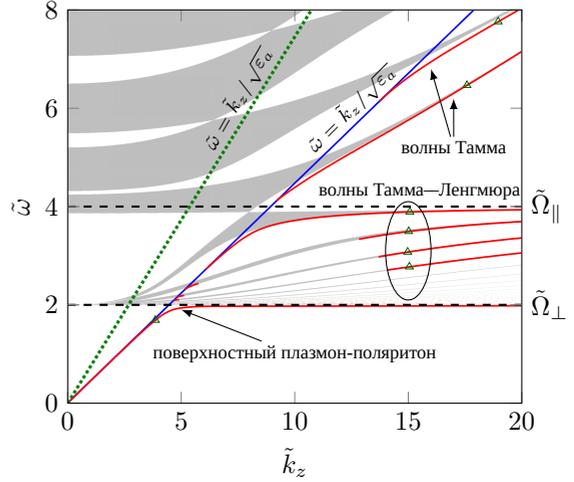
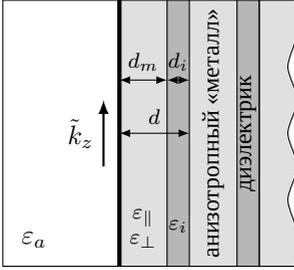
где компоненты тензора зависят от частоты

$$\varepsilon_{\alpha} = \varepsilon^{\infty} \left(1 - \frac{\Omega_{\alpha}^2}{\omega(\omega + i\gamma_{\alpha})} \right), \alpha = \perp, \parallel. \quad (2)$$

Ω_{α} — анизотропная плазменная частота проводящего слоя, γ_{α} — обратное время затухания. Символы \perp, \parallel соответствуют направлениям вдоль нормали к слоям и вдоль границы между слоями.

В §1.4 проведён подробный анализ зонной структуры и дисперсии поверхностных волн в случае изотропных проводящих слоёв $\Omega_{\perp} = \Omega_{\parallel} = \Omega$ и анизотропных слоёв, когда $\Omega_{\perp} > \Omega_{\parallel}$ и $\Omega_{\perp} < \Omega_{\parallel}$. В случае изотропной плазменной частоты $\hat{\varepsilon}_m(\omega) = 0$ при $\omega = \Omega$. На этой частоте в каждом проводящем слое существуют продольные волны, также называемые плазменными волнами или волнами Ленгмюра. Для этих волн характерно отсутствие магнитного поля $\mathbf{H} = \mathbf{B} = \mathbf{0}$. В этом случае стандартные нулевые граничные условия для электрического поля \mathbf{E} на границах слоёв металла приводят к тому, что в каждом слое диэлектрика $\mathbf{E} = \mathbf{D} = \mathbf{0}$ и также $\mathbf{H} = \mathbf{B} = \mathbf{0}$. Это можно интерпретировать как отсутствие связи между продольными волнами в различных проводящих слоях. Так в каждом слое металла распределение поля \mathbf{E} может быть выбрано произвольным образом, удовлетворяющим нулевым граничным условиям. Что в свою очередь означает вырождение волн Ленгмюра по распределениям поля в каждом слое. В общем случае можно выбрать такое распределение \mathbf{E} , которое убывает при удалении от границы периодической структуры, но из-за нулевой групповой скорости $v_g = d\omega/dk_z$ эти волны не относят к поверхностным.

В случае анизотропной плазменной частоты $\Omega_{\perp} \neq \Omega_{\parallel}$ для некоторых продольных волн вырождение снимается. В работе [9] показано, что в диапазоне частот между Ω_{\perp} и Ω_{\parallel} появляется серия разрешённых и стоп-зон. При этом в каждой стоп-зоне имеется одно поверхностное состояние на границе полубесконечной структуры [A2]. Выбранная модель диэлектрической проницаемости анизотропных слоёв приводит к бесконечному числу зон. В реальных структурах это число будет ограничиваться пространственной дисперсией диэлектрической



а) Эскиз структуры

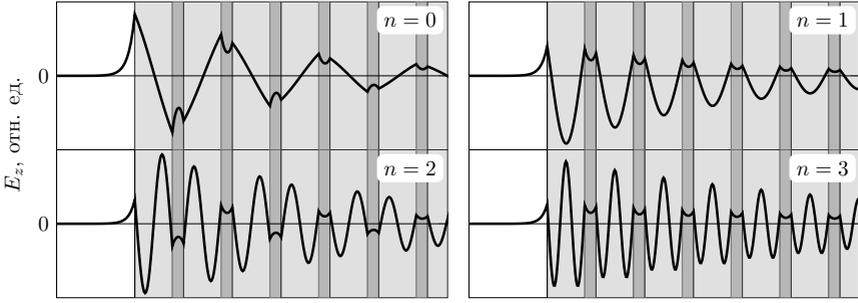
б) Зонная структура и дисперсия поверхностных волн. Серым цветом показаны разрешённые зоны.

$\tilde{\omega} = \omega d/c$, $\tilde{k}_z = k_z d$, d — период фотонного кристалла. Параметры структуры: $\varepsilon_i = 1.8$, $\varepsilon^\infty = 9.5$, $\varepsilon_a = 5$, $d_m/d = 0.77$, $\tilde{\Omega}_\perp = 2$, $\tilde{\Omega}_\parallel = 4$. Синяя линия соответствует световому конусу в диэлектрике с проницаемостью ε_a .

Рис. 1 — Эскиз полубесконечной слоистой МДС с анизотропными проводящими слоями и её зонная структура с дисперсией поверхностных волн.

проницаемости $\hat{\varepsilon}_m$ при больших k_z и потерями $\gamma_\alpha \neq 0$. Новые поверхностные состояния названы поверхностными волнами Тамма—Ленгмюра из-за большого сходства с объёмными плазмонами (волнами Ленгмюра) и поверхностными волнами Тамма. Эти волны имеют ТМ поляризацию с $\mathbf{H} \neq \mathbf{0}$. Из-за анизотропии $\hat{\varepsilon}_m$ электрическое поле $\mathbf{E} \neq \mathbf{0}$ на границах проводящих слоёв и, таким образом, проникает в диэлектрические слои.

На рисунке 16 представлен численный расчёт зонной структуры и дисперсии поверхностных волн $\omega(k_z)$ для фотонного кристалла с $\Omega_\perp < \Omega_\parallel$ без учёта поглощения $\gamma_\alpha = 0$ [A2], где k_z — волной вектор вдоль слоёв. Серыми областями изображены разрешённые зоны в бесконечной МДС. Сплошными линиями — законы дисперсии поверхностных волн на границе полубесконечного фотонного кристалла. Для примера изображены только первые 4 моды поверхностных волн Тамма—Ленгмюра. Поверхностные волны с частотой $\omega \lesssim \min(\Omega_\perp, \Omega_\parallel)$ — это коллективные поверхностные плазмон-поляритоны на границах проводящих и диэлектрических слоёв. Для частот $\omega > \max(\Omega_\perp, \Omega_\parallel)$ диэлектрическая проницаемость проводящих слоёв положительная, и МДС представляет собой распределённый брэгговский отражатель (РБО). Известно, что на границе полубесконечного РБО могут распространяться поверхностные волны Тамма, если $\varepsilon_a < \max(\varepsilon^\infty, \varepsilon_i)$.



Анизотропным проводящие слои изображены светло-серым цветом. Диэлектрические — тёмно-серым цветом.

Рис. 2 — Распределение компоненты электрического поля E_z для первых четырёх поверхностных волн Тамма—Ленгмюра $n = 0, \dots, 3$ для точек (k_z, ω) , отмеченных треугольниками на рисунке 16.

Поверхностные волны Тамма—Ленгмюра могут иметь как положительную дисперсию (рис. 16), так и отрицательную в случае $\Omega_{\perp} < \Omega_{\parallel}$. Общее число мод на частоте ω и различными k_z в рассмотренной модели бесконечно [A2], что соответствует бесконечной плотности состояний в диапазоне частот между $\Omega_{\perp}, \Omega_{\parallel}$. Это согласуется с бесконечной плотностью состояний в гиперболических метаматериалах [7], для которых $\varepsilon_{\perp}(\omega)\varepsilon_{\parallel}(\omega) < 0$ в некотором диапазоне частот ω . Для рассматриваемой модели проводящих слоёв (2) это соотношение выполняется в диапазоне частот, где существуют поверхностные волны Тамма—Ленгмюра. В реальных структурах степень вырождения как волн Ленгмюра, так и волн Тамма—Ленгмюра, ограничена и связана с существованием пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости $\varepsilon_m(\omega, k)$ при $k_z \gg \omega/c$.

Распределение поля для поверхностных волн Тамма—Ленгмюра осциллирует в проводящих слоях и экспоненциально убывает в диэлектрических (Рис. 2). По числу локальных максимумов распределения E_z может быть присвоен номер n каждой моде, сохраняющийся вдоль кривой дисперсии $\omega_n(k_z)$. Подобное распределение поля характерно и для волн Ленгмюра, но с нулевыми граничными условиями $E_z = 0$ на поверхности проводящих слоев.

В §1.5 проведён анализ влияния слабого поглощения $\gamma_{\alpha} \neq 0$ (2) на длину распространения поверхностных волн Тамма—Ленгмюра. В приближении $\gamma_{\perp} = \gamma_{\parallel} = \gamma$ и $\text{Re} \varepsilon_{\perp, \parallel} \gg \text{Im} \varepsilon_{\perp, \parallel}$ получено аналитическое выражение для характерной длины распространения поверхностных волн Тамма—Ленгмюра

$$\chi(\omega) \equiv \frac{\text{Re} k_z}{\text{Im} k_z} = \frac{2}{\gamma\omega} \left| \frac{(\omega^2 - \Omega_{\perp}^2)(\omega^2 - \Omega_{\parallel}^2)}{\Omega_{\perp}^2 - \Omega_{\parallel}^2} \right|. \quad (3)$$

Для мод с $n \gg 1$ выражение (3) хорошо согласуется с проведённым численным расчётом $\chi(\omega)$ из уравнения дисперсии поверхностных волн с учётом поглощения [A2].

Спектр и дисперсия поверхностных волн Тамма—Ленгмюра может быть исследован по спектрам отражения p -поляризованных волн от конечной структуры в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения. Моделированию спектров отражения посвящен §1.6. В работе [A2] проведено численное моделирование экспериментальных спектров отражения $R(\omega)$ при различных углах падения от конечной МДС с 25 периодами. Показано, что множества минимумов в спектре отражения соответствуют различным собственным волнам в структуре, в том числе и поверхностным. Группы близко расположенных минимумов отвечают разрешённой зоне в бесконечной МДС. Глубокие одиночные минимумы между этими группами связаны с поверхностными волнами. В диапазоне частот между Ω_{\perp} и Ω_{\parallel} эти минимумы однозначно связаны с поверхностными волнами Тамма—Ленгмюра.

Вторая глава посвящена теоретическому исследованию влияния пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости среды на возможность существования новых поверхностных волн на её границе, в частности продольным модам шепчущей галереи [A3]. В §§2.1–2.2 изложены введение и теория распространения волн в средах с пространственной дисперсией. В большинстве случаев пространственная дисперсия слабая, что позволяет её пренебречь или рассматривать в качестве возмущения. Для частот ω близких к частотам характерных возбуждений в среде, как например край фундаментального поглощения, плазменные возбуждения в металлах, оптические фононы, зависимость диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ от волнового вектора \mathbf{k} может играть существенную роль. Это приводит к появлению дополнительных волн в среде [15]. Они могут быть как поперечными, так и продольными, что определяется материальными соотношениями, устанавливающими связь между вектором электрической индукции \mathbf{D} и вектором электрического поля \mathbf{E} .

При рассмотрении границы среды, в которой возможно распространение дополнительных волн, стандартных граничных условий недостаточно для получения соотношений между амплитудами всех волн. В этом случае вводят дополнительные граничные условия [15], которые снимают эту неопределённость. Вопрос о виде этих условий в общем случае нетривиален и связан с микроскопическим механизмом пространственной дисперсии проницаемости вблизи границы между средами.

В §2.3 рассматривается резонатор из изотропной негиротропной среды с пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости. Для негиротропной среды в первом ненулевом приближении по \mathbf{k} наиболее общий вид связи между \mathbf{D} и \mathbf{E} задается соотношением

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0(\omega)\mathbf{E} - \alpha_{\perp}(\omega) \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \alpha_{\parallel}(\omega) \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_0(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость без учёта пространственной дисперсии, $\alpha_{\perp}(\omega), \alpha_{\parallel}(\omega)$ описывают нелокальность поперечного и продольного диэлектрического отклика. При рассмотрении собственных волн в такой среде представляется возможным разделить волны продольной и поперечной поляризации. Дополнительных волн поперечной поляризации в этом случае не появляется. В качестве примера рассмотрен шарообразный микрорезонатор из такой среды [A3]. В диэлектрических резонаторах $\varepsilon_0(\omega) > 0$ существует спектр мод поперечной поляризации, которые также называются модами шепчущей галереи (МШГ). При учёте пространственной дисперсии их собственная частота $\omega_{t,n}$ сдвигается и может быть определена из уравнения

$$(\omega_{t,n}^0)^2 = \frac{\omega_{t,n}^2}{1 + \alpha_{\perp}(\omega_{t,n})\omega_{t,n}^2/c^2}, \quad (5)$$

где $\omega_{t,n}^0$ — собственная частота моды в резонаторе без учёта пространственной дисперсии при $\alpha_{\perp}(\omega) = 0$.

Волны продольной поляризации существуют не всегда, условие их существования в среде с дисперсией (4) определяется неравенством $\varepsilon_0(\omega)\alpha_{\parallel}(\omega) > 0$. Пусть R — радиус микрорезонатора. Условие отсутствия продольных волн в окружающей резонатор среде позволяет определить собственные частоты мод продольной поляризации в микрорезонаторе $\omega_{l,\ell n}$ из уравнения

$$\frac{\varepsilon_0(\omega_{l,\ell n})}{\alpha_{\parallel}(\omega_{l,\ell n})} R^2 = j_{\ell n}^2, \quad (6)$$

где $j_{\ell n}$ — n -й положительный корень сферической функции Бесселя $j_{\ell}(x)$. Выбранное граничное условие согласуется со стандартными граничными условиями и с дополнительными граничными условиями, рассматриваемыми в литературе [15]. Полученные моды продольной поляризации являются аналогом мод шепчущей галереи в диэлектрических шаровых резонаторах, так как при $\ell \gg 1$ и $n = 1$ они тоже локализованы вблизи границы резонатора, и названы продольными модами шепчущей галереи [A3].

В §2.4 рассматриваются металлические микрорезонаторы, как пример резонатора с продольными МШГ. Существование полученных продольных мод можно связать с существованием плазмона в металлах. При анализе плазмонов необходимо учитывать их затухание, связанное с поглощением в среде. Тогда моды резонатора будут хорошо определены только в случае, если уширение линий в спектре будет меньше, чем межмодовое расстояние. В качестве примера рассматриваются нормальные металлы, для которых при температуре $T = 0$ К у плазменных возбуждений с волновыми векторами $k < \omega_p/v_f$ отсутствует поглощение. Здесь обозначены ω_p — плазменная частота металла и v_f — скорость

электронов на уровне Ферми. Из вида диэлектрической проницаемости в металлах для ω близких к ω_p следует, что в обозначениях (4)

$$\varepsilon_0(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \alpha_{\parallel}(\omega) = \frac{3v_f^2}{5\omega^2} \quad \text{при } k < \frac{\omega_p}{v_f}. \quad (7)$$

Такой вид пространственной дисперсии приводит к спектру продольных мод шепчущей галереи в шарообразном резонаторе:

$$\omega_{l,\ell n} = \sqrt{\omega_p^2 + \frac{3v_f^2 j_{\ell n}^2}{5R^2}}. \quad (8)$$

Моды с номерами $\ell \lesssim \frac{\omega_p R}{v_f}$ не затухают, так как поглощение в металле отсутствует и для них нет радиационных потерь на излучение. Это соответствует диапазону частот $\omega_p < \omega < \sqrt{8/5}\omega_p$. В работе [A3] приводятся характерные значения ℓ для микрорезонаторов из золота с радиусом $R = 500$ нм. Для микрорезонаторов такого размера у продольных мод с $\ell < 450$ отсутствует затухание. Межмодовое расстояние для таких номеров ℓ составляет ≈ 9 мэВ.

Третья глава посвящена исследованию поверхностных электромагнитных волн Дьяконова, распространяющихся вдоль поверхности метаматериала на базе слоистой структуры ZnO:Al (AZO). Метаповерхности и метаматериалы представляют собой удобную платформу для манипуляции свойствами поверхностных волн, в частности, направленностью распространения. В §3.1 приводится обзор работ, посвящённых исследованиям поверхностных волн на метаповерхностях и границах метаматериалов. Когда оптическая ось метаматериала лежит в плоскости границы, то вдоль этой плоскости в определённом диапазоне углов возможно распространение поверхностных волн Дьяконова [10].

В §3.2 анализируется дисперсия волн Дьяконова на границе гиперболического одноосного метаматериала и её отличия от случая одноосного кристалла диэлектрика, описанного в оригинальной статье [10]. Для такой конфигурации оптическая ось одноосной среды лежит в плоскости границы раздела. Волны Дьяконова распространяются в небольшом диапазоне углов $\Delta\varphi$ относительно направления оптической оси в плоскости границы, который существует при условии $\varepsilon_o < \varepsilon < \varepsilon_e$, где $\varepsilon_o, \varepsilon_e$ — компоненты тензора диэлектрической проницаемости одноосной среды, ε — диэлектрическая проницаемость изотропной среды. Для гиперболического метаматериала $\varepsilon_o < 0$, $\varepsilon_e > 0$ условие распространения волн Дьяконова, которые в этом случае также называются дьяконовскими плазмонами, необходимо дополнить условием

$$\varepsilon_o < -\varepsilon. \quad (9)$$

§3.3 посвящён теоретическому анализу описания метаматериала с помощью модели эффективной среды и дисперсии дьяконовских волн в реальной

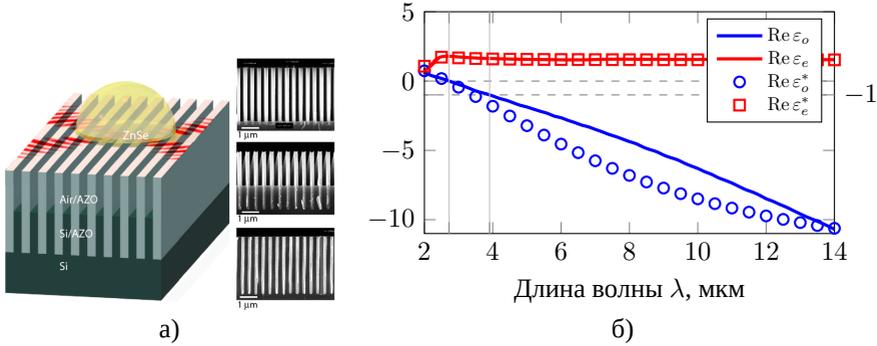


Рис. 3 — а) Схематическое изображения метаматериала на основе легированного алюминием ZnO и Si. В правой части: изображения реальной структуры в сканирующем электронном микроскопе. б) Зависимость компонент тензора диэлектрической проницаемости от длины волны в вакууме. Сравнение приближения эффективной среды $\varepsilon_o, \varepsilon_e$ (10) и экспериментальных данных $\varepsilon_o^*, \varepsilon_e^*$ [A1].

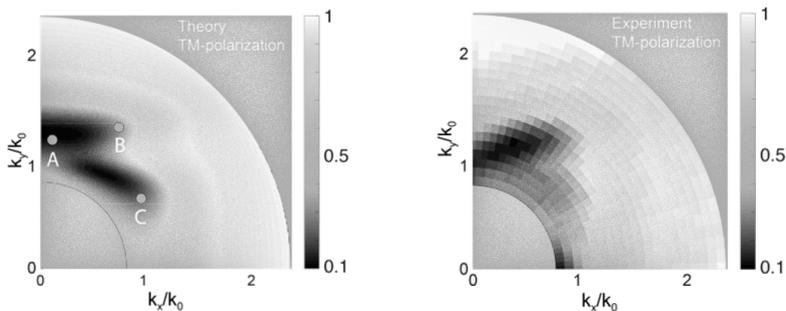
структуре на основе AZO, исследуемой в работах [A1; A4]. Исследуемый метаматериал представляет собой слоистую структуру с периодом $\Lambda = 0.4$ мкм, изображённую на рисунке 3а. Слои AZO чередуются со слоями воздуха или Si. В левой части рисунка 3а показаны изображения сканирующего электронного микроскопа при различной глубине заполнения Si.

В диапазоне длине волн $\lambda \geq 4$ мкм слоистая структура AZO может быть рассмотрена в рамках модели эффективной среды, так как $\Lambda \ll \lambda$. Диэлектрическая проницаемость AZO в диапазоне длин волн 2–16 мкм хорошо описывается моделью Друде—Лоренца (2) с изотропной плазменной частотой. Для выращенных слоёв AZO [A1] плазменная частота составляет $\Omega_{AZO} \approx 150$ ТГц (2 мкм), что соответствует 7% содержанию Al, $\gamma = 50$ –65 ТГц, $\varepsilon^\infty \approx 3.45$. Компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости определяются из соотношений

$$\varepsilon_o = 1 - \xi + \xi \varepsilon_{AZO}(\omega), \quad \frac{1}{\varepsilon_e} = 1 - \xi + \frac{\xi}{\varepsilon_{AZO}(\omega)}, \quad (10)$$

где $\xi \approx 0.4$ — фактор заполнения слоями AZO. На рисунке 3б представлены зависимости (10) от длины волны в вакууме и значения, полученные после обработки экспериментальных данных. $\varepsilon_o \varepsilon_e < 0$ при $\lambda \gtrsim 2.7$ мкм, и рассматриваемый метаматериал является одноосной гиперболической средой [7]. Для длин волн $\lambda \gtrsim 4$ мкм выполняется условие распространения дьяконовских плазмонов (9) на границе воздух—метаматериал.

В §3.4 численно рассчитаны карты отражения при различных углах падения и различных углах поворота плоскости падения относительно оптической оси периодической структуры AZO. На рисунке 4а изображена одна из карт отражения для длины волны излучения $\lambda = 6$ мкм и ТМ-поляризации. При расчёте



а) Численное моделирование

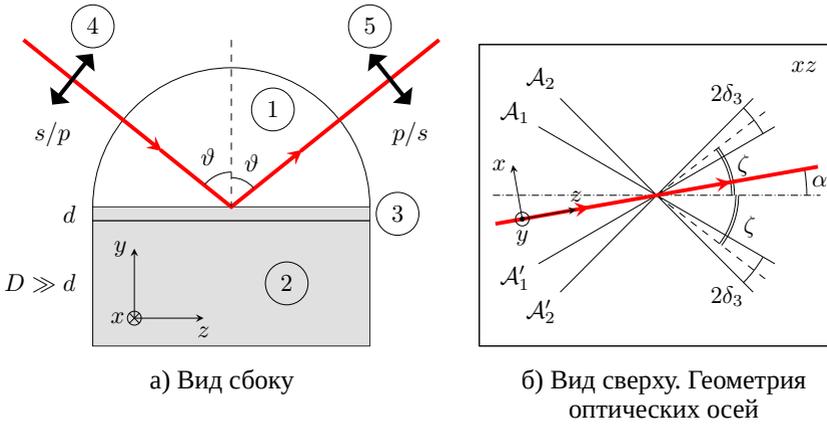
б) Экспериментальные измерения

Точки А,В соответствуют поверхностной волне Дьяконова. Точка С — волноводной моде в плоском волноводе.

Рис. 4 — Карты коэффициента отражения света p -поляризации с длиной волны $\lambda = 6$ мкм в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения с ZnSe призмой от слоистой структуры AZO с воздушной прослойкой 0.5 мкм.

были использованы параметры эффективной среды 10. Углы падения и угол поворота плоскости падения пересчитаны в компоненты волнового вектора \mathbf{k} вдоль границы раздела. Отмеченные точки А и В соответствуют возбуждению поверхностных волн Дьяконова. Для соответствующих \mathbf{k} волны, распространяющиеся вдоль границы структуры AZO, локализованы на границе раздела воздух—метаматериал. Для \mathbf{k} в точке С распределения полей волны локализованы внутри метаматериала, что отвечает волноводной моде. На рисунке 4б представлена карта отражения при той же длине волны $\lambda = 6$ мкм, полученная путём обработки множества экспериментально измеренных спектров отражения при различных углах между плоскостью падения и оптической осью структуры AZO. Видно хорошее согласие теоретического расчёта с экспериментом. Сильную анизотропию коэффициента отражения можно связать с существованием поверхностных волн Дьяконова на границе воздух—метаматериал. В работах [A1; A4] впервые получено экспериментальное подтверждение существования дьяконовских плазмонов на границе метаматериала на основе AZO.

В **четвёртой главе** предложена экспериментальная методика, позволяющая подтвердить существование и исследовать поверхностные электромагнитные волны Дьяконова на границе двух одинаковых анизотропных кристаллов со скрещёнными оптическими осями. В §4.1 приводится обзор работ, посвящённых исследованиям поверхностных волн Дьяконова. Их существование впервые было предсказано в работе [10] для границы раздела одноосного кристалла и изотропного диэлектрика более 30 лет назад. К настоящему времени волны Дьяконова теоретически исследованы для более сложных границ раздела анизотропных сред, как также упоминается в главе 3. В то же время, в литературе



Обозначения: 1 — призма с большим показателем преломления, 2 — анизотропный кристалл, 3 — слой анизотропного кристалла, повёрнутый на угол 2ζ , 4, 5 — поляризаторы. $A_{1,2}$ — оптические оси кристалла 2, $A'_{1,2}$ — оптические оси кристалла 3. Пунктирными линиями изображены биссектрисы.

Рис. 5 — Предлагаемая экспериментальная конфигурация для подтверждения существования поверхностных волн Дьяконова на границе одинаковых анизотропных кристаллов со скрещивающимися оптическими осями.

известно довольно мало экспериментальных работ [12; A4; 16], подтверждающих их существование.

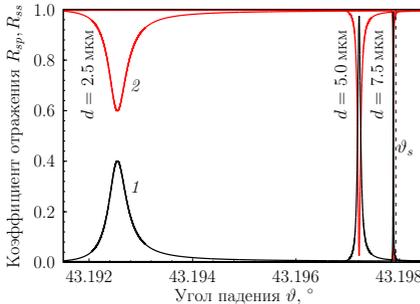
Для каждой конкретной геометрии, допускающей распространение волн Дьяконова, приходится отдельно рассматривать вопрос их возбуждения и обнаружения по особенностям в спектрах отражения или пропускания. Это связано с тем, что волны Дьяконова имеют ограниченный диапазон углов распространения $\Delta\varphi$ в плоскости границы, который сильно зависит от диэлектрических проницаемостей обеих сред. Для природных минералов (TiO_2 , Hg_2Cl_2 , MgF , YVO_4) $\Delta\varphi$ составляет всего несколько градусов для длин волн в оптическом диапазоне [11]. Сильная зависимость положения диапазона $\Delta\varphi$ от диэлектрической проницаемости изотропного диэлектрика используется в работе [12] в качестве одного из доказательств существования волн Дьяконова.

В работах [17–19] теоретически показано существование волн Дьяконова на границе двух одинаковых анизотропных кристаллов со скрещивающимися оптическими осями в плоскости интерфейса. На настоящий момент вопрос их обнаружения в литературе не поднимался. Для подтверждения существования этих волн предлагается использовать методику, предложенную в работе [A5]. Она развивает идеи геометрии нарушенного полного внутреннего отражения для возбуждения поверхностных электромагнитных волн и эффекта конверсии поляризации при отражении света от анизотропных сред.

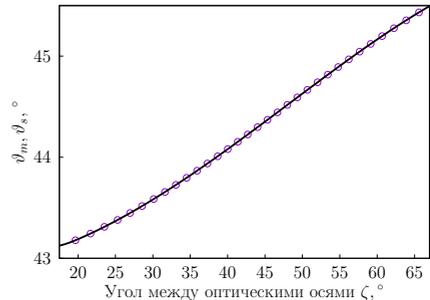
В §4.2 описаны часто используемые способы для возбуждения поверхностных электромагнитных волн и, в частности, подробно рассмотрена одна из

возможных конфигураций для возбуждения волн Дьяконова на границе анизотропных сред со скрещенными оптическими осями. На рисунке 5а приведено её схематическое изображение в разрезе. Конфигурация состоит из: 1 — призма из изотропного диэлектрика с проницаемостью ε_p ; 2, 3 — подложка и слой со скрещенными оптическими осями из одного и того же анизотропного материала; 4, 5 — поляризаторы. Рассмотрен общий случай двухосного анизотропного материала с тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$. Оптические оси подложки $\mathcal{A}_{1,2}$ и слоя $\mathcal{A}'_{1,2}$ лежат в плоскости границы раздела, угол между которыми может варьироваться и составляет 2ζ (Рис. 5б). Плоскость падения проходит через биссектрису между оптическими осями подложки и слоя. Выбранная плоскость не случайна, а соответствует направлению, вдоль которого возможно распространение волн Дьяконова в бесконечной структуре при $\delta_3 < \zeta < \pi/2$ [18; 19], где $2\delta_3$ равен углу между оптическими осями в двухосной среде.

§4.3 посвящен вычислению спектров отражения $R_{ss}(\vartheta)$, $R_{pp}(\vartheta)$ с одинаковыми поляризаторами и спектров $R_{sp}(\vartheta)$, $R_{ps}(\vartheta)$ со скрещенными поляризаторами. При толщине слоя $d = 0$ и углах падения $\vartheta > \vartheta_t(\hat{\varepsilon}, \varepsilon_p, \zeta)$, где ϑ_t соответствует минимальному углу полного внутреннего отражения, эффект конверсии поляризации при отражении не наблюдается $R_{ss}(\vartheta) = R_{pp}(\vartheta) = 1$ и $R_{sp}(\vartheta) = R_{ps}(\vartheta) = 0$. При $d \neq 0$ и углах падения ϑ вблизи ϑ_s наблюдается эффект конверсии поляризации в виде появления максимума $R_{sp}(\vartheta)$ и минимума $R_{ss}(\vartheta)$. На рисунке 6а показаны смоделированные спектры отражения для HeNe лазера с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм в случае анизотропных кристаллов KTiOPO_4 ($\hat{\varepsilon} = (3.1043, 3.1371, 3.4775)$) и ZnSe ($\varepsilon_p = 6.7138$) призмы, используемых в работе [12], при $\zeta = 20^\circ$. Неравенство $\vartheta_s > \vartheta_t$ всегда выполнено, если



а) Смоделированные спектры отражения при угле $\zeta = 20^\circ$



б) Зависимость положения максимумов R_{sp} и ϑ_s от ζ

Обозначения: а) 1 — R_{sp} , 2 — R_{ss} ; б) сплошная линия — ϑ_s (11); круглые маркеры — ϑ_m , положение максимума R_{sp} .

Рис. 6 — Спектры отражения при длине волны $\lambda = 632.8$ нм в конфигурации (рис. 5) для ZnSe призмы и кристаллов KTiOPO_4 и зависимость положения их особенностей от угла ζ .

возможно распространение волны Дьяконова. ϑ_s определяется соотношением

$$k_0 \sqrt{\varepsilon_p} \sin \vartheta_s = q_s(\hat{\varepsilon}, \zeta), \quad (11)$$

где $q_s(\hat{\varepsilon}, \zeta)$ — модуль волнового вектора поверхностной волны Дьяконова, распространяющейся вдоль биссектрисы между оптическими осями, k_0 — модуль волнового вектора в вакууме. С увеличением толщины d пик $R_{sp}(\vartheta)$ сужается (рис. 6а), а его положение максимума стремится к ϑ_s , что позволяет связать эту особенность с существованием поверхностной волны Дьяконова на границе анизотропных кристаллов со скрещенными оптическими осями.

Для подтверждения связи особенностей коэффициента отражения с волнами Дьяконова в работе [12] использовались изотропные среды с разными диэлектрическими проницаемостями. В случае границы между двумя одинаковыми анизотропными кристаллами вместо измерения диапазона углов распространения поверхностной волны предлагается использовать зависимость положения максимума $R_{sp}(\vartheta)$ от угла 2ζ между оптическими осями слоя и подложки. Это позволяет упростить проведение эксперимента, потому что не требуется менять материалы. На рисунке 6б кружками изображена зависимость положения максимума $R_{sp}(\vartheta)$ и сплошной линией зависимость ϑ_s (11) от угла ζ для рассматриваемых материалов. Они хорошо совпадают друг с другом, что подтверждает существование поверхностной волны Дьяконова.

В оптическом диапазоне частот природные минералы имеют слабую анизотропию диэлектрической проницаемости. Это приводит к определённым сложностям, описанным выше, в наблюдении волн Дьяконова на их границах. В работе [A6] предлагается использовать TiO_2 в качестве анизотропного материала для исследования волн Дьяконова. TiO_2 является одноосным кристаллом с сильной анизотропией проницаемости $\hat{\varepsilon} \approx (170, 80)$ в диапазоне длин волн 65–330 мкм [20]. Также в этом диапазоне TiO_2 имеет наименьшие потери, которыми можно пренебречь. Максимальный размер диапазона углов распространения поверхностной волны значительно больше и составляет $\Delta\varphi \approx 12^\circ$ при $\zeta \approx 31^\circ$. Материал призмы должен быть прозрачным и обладать ещё большей проницаемостью в этом диапазоне длин волн, например SrTiO_3 ($\varepsilon_p \approx 300$) [21]. Переход к дальней области инфракрасного диапазона позволяет также увеличить толщину слоя анизотропного материала, что упрощает манипуляции с ним.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. На основе теоретического анализа поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль слоёв полубесконечной периодической слоистой структуры с анизотропными проводящими слоями, показано существование нового типа поверхностной электромагнитной волны, ранее не описанного в литературе. Показано, что этот тип волн имеет свойства как продольных волн Ленгмюра в металлах, так и поверхностных волн Тамма в одномерных фотонных кристаллах. Волны нового типа названы поверхностными волнами Тамма—Ленгмюра.

2. Теоретически показано, что волны Тамма—Ленгмюра могут быть экспериментально исследованы по спектрам отражения от структур с конечным числом периодов в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения.
3. Теоретические исследования влияния пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости среды микрорезонатора на спектр его мод показывают возможность существования незатухающих приповерхностных мод продольной поляризации. В сферических микрорезонаторах эти моды аналогичны широко известным модам шепчущей галереи. Для металлических шарообразных микрорезонаторов рассматриваемые продольные моды имеют частоту больше плазменной частоты металла.
4. Сильную анизотропию коэффициента отражения в диапазоне длин волн 6–14 мкм от метаматериала на основе ZnO, легированного Al, в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения можно связать с существованием поверхностных волн Дьяконова на границе воздух–метаматериал.
5. Предложен метод для экспериментального подтверждения существования поверхностных волн Дьяконова на границе двух одинаковых анизотропных кристаллов со скрещенными оптическими осями. Предложенный метод развивает идеи методов нарушенного полного внутреннего отражения, используемых для возбуждения поверхностных электромагнитных волн, с учётом эффекта конверсии поляризации при отражении от анизотропных сред. Исследование особенностей коэффициентов отражения с конверсией поляризации в зависимости от угла между оптическими осями кристаллов позволяет однозначно связать их с существованием поверхностной волны Дьяконова.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. Midinfrared Surface Waves on a High Aspect Ratio Nanotrench Platform [Text] / O. Takayama, E. Shkondin, A. Bodganov, M. E. A. Panah, K. Golenitskii, P. Dmitriev, T. Repän, R. Malureanu, P. Belov, F. Jensen, A. V. Lavrinenko // ACS Photonics. — 2017. — Oct. — Vol. 4, no. 11. — P. 2899–2907. — DOI: [10.1021/acsphotonics.7b00924](https://doi.org/10.1021/acsphotonics.7b00924).
- A2. Golenitskii, K. Y. Tamm-Langmuir surface waves [Text] / K. Y. Golenitskii, K. L. Koshelev, A. A. Bogdanov // Physical Review A. — 2016. — Oct. — Vol. 94, no. 4. — DOI: [10.1103/physreva.94.043815](https://doi.org/10.1103/physreva.94.043815).
- A3. Продольные моды шепчущей галереи в металлических микрорезонаторах [Текст] / К. Ю. Голеницкий [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 2016. — Т. 104, № 9. — С. 637–639. — Перевод на англ.: Longitudinal whispering-gallery

- modes in metal microcavities [Text] / K. Y. Golenitskii [et al.] // JETP Letters. — 2016. — Vol. 104, no. 9. — P. 615—617. — DOI: [10.1134/S0021364016210116](https://doi.org/10.1134/S0021364016210116).
- A4. Experimental Observation of Dyakonov Plasmons in the Mid-Infrared [Text] / O. Takayama, P. Dmitriev, E. Shkondin, O. Yermakov, M. Panah, K. Golenitskii, F. Jensen, A. Bogdanov, A. Lavrinenko // Semiconductors. — 2018. — Apr. — Vol. 52, no. 4. — P. 442—446. — DOI: [10.1134/s1063782618040279](https://doi.org/10.1134/s1063782618040279).
- A5. *Голеницкий, К. Ю.* Метод детектирования поверхностных волн Дьяконова на границе двух анизотропных сред [Текст] / К. Ю. Голеницкий, Н. С. Аверкиев // Оптика и спектроскопия. — 2016. — Т. 120, № 6. — С. 1013—1016. — DOI: [10.7868/s0030403416060076](https://doi.org/10.7868/s0030403416060076). — Перевод на англ.: *Golenitskii, K. Y.* A method for detecting Dyakonov surface waves at an interface of two anisotropic media [Text] / K. Y. Golenitskii, N. S. Averkiev // Optics and Spectroscopy. — 2016. — Vol. 120, no. 6. — P. 948—951. — DOI: [10.1134/S0030400X16060072](https://doi.org/10.1134/S0030400X16060072).
- A6. *Golenitskii, K. Y.* Far-IR Dyakonov surface waves at the interface TiO₂/TiO₂ [Text] / K. Y. Golenitskii, N. S. Averkiev // Novel Trends in Physics of Ferroics. — 2017.
- A7. *Golenickij, K. U.* New type of surface electromagnetic waves on the interface of anisotropic metal-dielectric superlattice [Text] / K. U. Golenickij, A. A. Bogdanov, R. A. Suris // Nanostructures: Physics and Technology. — 2013.
- A8. *Голеницкий, К. Ю.* Новый тип поверхностных электромагнитных волн на границе металл-диэлектрической сверхрешётки с анизотропными проводящими слоями [Текст] / К. Ю. Голеницкий, А. А. Богданов // Физика.СПб. — 2013.

Список литературы

1. *Polo, J. A.* Surface electromagnetic waves: A review [Text] / J. A. Polo, A. Lakhtakia // Laser & Photonics Reviews. — 2011. — Mar. — Vol. 5, no. 2. — P. 234—246. — DOI: [10.1002/lpor.200900050](https://doi.org/10.1002/lpor.200900050).
2. *Takayama, O.* Photonic surface waves on metamaterial interfaces [Text] / O. Takayama, A. A. Bogdanov, A. V. Lavrinenko // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2017. — Nov. — Vol. 29, no. 46. — P. 463001. — DOI: [10.1088/1361-648X/aa8bdd](https://doi.org/10.1088/1361-648X/aa8bdd).
3. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror [Text] / M. Kaliteevski [et al.] // Physical Review B. — 2007. — Oct. — Vol. 76, no. 16. — P. 165415. — DOI: [10.1103/PhysRevB.76.165415](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.165415).
4. *Булгаков, А. А.* Поверхностные электромагнитные волны на границе раздела двух диэлектрических сверхрешеток [Текст] / А. А. Булгаков, А. В. Мериуц, Е. А. Ольховский // Журнал Технической Физики. — 2004. — Т. 74, № 10. — С. 103—107.

5. Wu, C.-J. Photonic band structure for a superconductor-dielectric superlattice [Text] / C.-J. Wu, M.-S. Chen, T.-J. Yang // *Physica C: Superconductivity*. — 2005. — Nov. — Vol. 432, no. 3/4. — P. 133—139. — DOI: [10.1016/j.physc.2005.07.019](https://doi.org/10.1016/j.physc.2005.07.019).
6. Oblique surface Josephson plasma waves in layered superconductors [Text] / Y. O. Averkov [et al.] // *Physical Review B*. — 2013. — Feb. — Vol. 87, no. 5. — DOI: [10.1103/physrevb.87.054505](https://doi.org/10.1103/physrevb.87.054505).
7. Hyperbolic metamaterials [Text] / A. Poddubny [et al.] // *Nature Photonics*. — 2013. — Dec. — Vol. 7, no. 12. — P. 948—957. — DOI: [10.1038/nphoton.2013.243](https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.243).
8. *Narimanov, E. E.* Photonic Hypercrystals [Text] / E. E. Narimanov // *Physical Review X*. — 2014. — Oct. — Vol. 4, no. 4. — P. 041014. — DOI: [10.1103/PhysRevX.4.041014](https://doi.org/10.1103/PhysRevX.4.041014).
9. *Bogdanov, A. A.* Effect of the anisotropy of a conducting layer on the dispersion law of electromagnetic waves in layered metal-dielectric structures [Text] / A. A. Bogdanov, R. A. Suris // *JETP Letters*. — 2012. — Sept. — Vol. 96, no. 1. — P. 49—55. — DOI: [10.1134/S0021364012130036](https://doi.org/10.1134/S0021364012130036).
10. *D'yakonov, M. I.* New type of electromagnetic wave propagating at the interface [Text] / M. I. D'yakonov // *JETP*. — 1988. — Vol. 67, no. 4. — P. 714—716.
11. Dyakonov Surface Waves: A Review [Text] / O. Takayama [et al.] // *Electromagnetics*. — 2008. — Mar. — Vol. 28, no. 3. — P. 126—145. — DOI: [10.1080/02726340801921403](https://doi.org/10.1080/02726340801921403).
12. Observation of Dyakonov Surface Waves [Text] / O. Takayama [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2009. — Jan. — Vol. 102, no. 4. — P. 043903. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.102.043903](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.043903).
13. Tamm plasmon modes on semi-infinite metallodielectric superlattices [Text] / G. Isić [et al.] // *Scientific Reports*. — 2017. — Dec. — Vol. 7, no. 1. — DOI: [10.1038/s41598-017-03497-z](https://doi.org/10.1038/s41598-017-03497-z).
14. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах [Текст] / А. П. Виноградов [и др.] // *Успехи Физических Наук*. — 2010. — Т. 180, № 3. — С. 249—263. — DOI: [10.3367/UFN.0180.201003b.0249](https://doi.org/10.3367/UFN.0180.201003b.0249).
15. *Агранович, В. М.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов [Текст] / В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. — М. : Наука, 1965. — 376 с.
16. *Pulsifer, D. P.* Observation of the Dyakonov-Tamm Wave [Text] / D. P. Pulsifer, M. Faryad, A. Lakhtakia // *Physical Review Letters*. — 2013. — Dec. — Vol. 111, no. 24. — P. 243902. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.111.243902](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.243902).
17. *Averkiev, N. S.* Electromagnetic waves localized at the interface of transparent anisotropic media [Text] / N. S. Averkiev, M. I. Dyakonov // *Optics and Spectroscopy*. — 1990. — Vol. 68, no. 5. — P. 653—655.

18. *Furs, A. N.* Surface polaritons in symmetry planes of biaxial crystals [Text] / A. N. Furs, V. M. Galynsky, L. M. Barkovsky // Journal of Physics A: Mathematical and General. — 2005. — Aug. — Vol. 38, no. 37. — P. 8083–8101. — DOI: [10.1088/0305-4470/38/37/010](https://doi.org/10.1088/0305-4470/38/37/010).
19. *Polo, J. J. A.* Surface waves at a biaxial bicrystalline interface [Text] / J. J. A. Polo, S. R. Nelatury, A. Lakhtakia // Journal of the Optical Society of America A. — 2007. — Vol. 24, no. 9. — P. 2974. — DOI: [10.1364/josaa.24.002974](https://doi.org/10.1364/josaa.24.002974).
20. Terahertz permittivity of rutile TiO₂ single crystal measured by anisotropic far-infrared ellipsometry [Text] / K. Kanehara [et al.] // Journal of the Ceramic Society of Japan. — 2015. — Vol. 123, no. 1437. — DOI: [10.2109/jcersj2.123.P5-1](https://doi.org/10.2109/jcersj2.123.P5-1).
21. Measurement of the Soft-Mode Dispersion in SrTiO₃ by Terahertz Time-Domain Spectroscopic Ellipsometry [Text] / N. Matsumoto [et al.] // Japanese Journal of Applied Physics. — 2009. — Sept. — Vol. 48, no. 9. — DOI: [10.1143/JJAP.48.09KC11](https://doi.org/10.1143/JJAP.48.09KC11).

Голеницкий Кирилл Юрьевич

Поверхностные оптические состояния в слоистых средах

Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано в печать _____.____._____. Заказ № _____

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.

Типография _____

