

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«УЛЬЯНОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Евсеев Дмитрий Александрович

НАПРАВЛЯЕМЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАНАРНЫХ
НАНОКОМПОЗИТНЫХ И ГРАФЕНОВЫХ СТРУКТУРАХ

Шифр и наименование научной специальности
01.04.05 — Оптика

Диссертация
на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д. ф.-м. н., проф. Семенцов Д.И.

Ульяновск 2020 г.

Оглавление	
Введение	3
Глава 1. Активные материалы и направляемые волны в структурах на их основе.....	12
1.1. Структуры на основе нанокompозита с металлическими наночастицами	12
1.2. Мелкослоистые наноструктуры на основе графена.....	27
1.3. Поверхностные электромагнитные волны (плазмон-поляритоны).....	32
Выводы к главе 1	37
Глава 2. Направляемые волны в планарной структуре на границе нанокompозитов с металлическими включениями	38
2.1. Дисперсия изотропного металлодиэлектрического нанокompозита со сферическими включениями	38
2.2. Поверхностный плазмон-поляритоны на поверхности изотропного металлодиэлектрического нанокompозита со сферическими включениями.....	42
2.3. Поверхностный плазмон-поляритон на границе анизотропного металлодиэлектрического нанокompозита с эллиптическими включениями	59
2.3.1. Ориентация главных осей наночастиц перпендикулярна границе раздела сред.....	60
2.3.2. Ориентация главных осей наночастиц вдоль направления распространения волны ..	68
2.3.3. Ориентация главных осей наночастиц поперек направления распространения волны 75	
Выводы к главе 2	75
Глава 3. Направляемые волны в планарном волноводе на основе нанокompозитов с металлическими включениями	77
3.1. TE поляризация.....	77
3.2. TM поляризация.....	84
Выводы к главе 3	91
Глава 4. Направляемые волны в планарных структурах, содержащих слои графена.....	93
4.1. Дисперсия проводимости монослоя графена и диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры «графен-диэлектрик»	93
4.2. Поверхностный плазмон-поляритон на границе диэлектрика и мелкослоистой структуры «графен-диэлектрик»	101
Выводы к главе 4	117
Глава 5. Направляемые волны в планарных структурах на основе нанокompозитов с металлическими включениями	119
5.1. Моды планарного волновода с эффективной средой «графен-диэлектрик».....	119
5.2. Управление модами тонкого диэлектрического волновода с проводящими обкладками графена	127
Выводы к главе 5	134
Заключение	136
Благодарности.....	138
Литература	139

Введение

Актуальность

В последнее время значительный теоретический и практический интерес представляют поверхностные плазмон-поляритоны, которые распространяются вдоль границы раздела внешней среды и метаматериала с гиперболическим типом дисперсии диэлектрической или магнитной проницаемости. Изучение режимов распространения поверхностных волн вдоль границы таких материалов привело к возникновению такого раздела оптики, как плазмоника. Ее задачей является определение оптимальных условий генерации, распространения и управления дисперсионными свойствами волны посредством физических и геометрических параметров исследуемой структуры. Перспективными направлениями фундаментальных и прикладных исследований в области плазмоники на данный момент являются разработка оптических компьютеров, как альтернативы полупроводниковой техники, синтез пленочных покрытий с отрицательной рефракцией для передачи изображений со сверхразрешением (преодоление критерия Рэлея), создание узкополосных фильтров, поглотителей, резонаторов и поляризаторов, улучшение технических характеристик материалов масок для интерференционной нанолитографии, а также разработка маскировочных покрытий оптического диапазона [1] (предельно малая диэлектрическая проницаемость) и симуляция черных дыр [2] (предельно большая диэлектрическая проницаемость).

Плазмон-поляритоны характеризуются высокой степенью локализации энергии вблизи границы раздела сред, что позволяет более эффективно использовать нелинейные эффекты, например, удвоение частоты излучения при выполнении условия фазового синхронизма для волн основной и удвоенной частоты. В свою очередь плазмон-поляритоны делятся по типу на типичные и нетипичные. Их отличие заключается в направлении распространения волны и направлении переноса энергии вдоль поверхности раздела сред. У типичных плазмонов эти направления совпадают, а у нетипичных – они противоположны.

Для искусственных метаматериалов, поддерживающих распространение

поверхностных волн, обычно характерно наличие в спектре резонансных и фотонных запрещенных зон, обусловленных физическими свойствами составных материалов структуры и их геометрическими пропорциями. Примерами таких структур могут быть металлодиэлектрические наноконпозиты и мелкослоистые структуры «графен-диэлектрик». Графен на данный момент является одним из наиболее перспективных материалов плазмоники и фотоники, так как обладает высокой подвижностью носителей заряда, низкими омическими потерями в широком диапазоне частот и относительно простой технологией изготовления. Благодаря нулевой ширине запрещенной зоны, графен может быть использован для создания узкополосных фильтров, усилителей, генераторов, работающих при комнатной температуре в широком диапазоне частот – от дальнего инфракрасного до ближнего ультрафиолетового.

В настоящее время для ряда прикладных задач уже недостаточно возможностей полупроводниковых лазерных диодов или волоконных лазеров. Необходимость генерации поверхностных плазмон-поляритонов привела к созданию устройства, выполненного на основе графена и названного позже «спазер» [3-7]. А поскольку существует возможность генерации подобных волн, возникает необходимость исследовать структуры, в которых возможно, как распространение таких волн на достаточное расстояние, так и возможность эффективного и предсказуемого управления ими при помощи внешних воздействий [8-11]. В связи с этим важной и актуальной задачей является исследование дисперсионных характеристик собственных поверхностных мод планарных структур на основе металлодиэлектрических наноконпозитов с разными типами нановключений [12-20] и метаматериале на основе чередующихся слоев диэлектрика и графена [8-11, 21-22].

Цель диссертационной работы:

В данной работе представлено исследование характерных особенностей распространения электромагнитных волн поверхностного и волноводного типов вдоль планарных структур. Рассмотрено распространение волн в направляющих структурах с одной и двумя границами раздела. Исследуются два типа

метаматериалов: первый представляет собой металлодиэлектрический нанокомпозит, второй – диэлектрик с параллельными слоями графена. Основное внимание сосредоточено на влиянии резонансной частотной дисперсии метаматериалов на дисперсионные зависимости собственных волн в них. Целью работы является изучение особенностей распространения собственных направляемых волн в неоднородных планарных структурах, выполненных на основе анизотропного металлодиэлектрического нанокомпозита или метаматериала «графен-диэлектрик», заключенных между слоями диэлектриков, а также нахождение оптимальных режимов распространения собственных волн и способов эффективного управления их поведением для нужд плазмоники и фотоники.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Исследование волновых характеристик поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль границы раздела изотропного диэлектрика и анизотропного нанокомпозита, представляющего собой диэлектрическую матрицу с включениями наночастиц серебра.
2. Исследование возможных режимов распространения (волноводных, излучательных и поверхностных мод) собственных ТЕ и ТМ волн в планарной волноводной структуре, состоящей из слоя анизотропного нанокомпозита и обкладок изотропного диэлектрика.
3. Анализ влияния химического потенциала графена на дисперсионные и волновые характеристики поверхностного плазмон-поляритона на границе изотропного диэлектрика и мелкослоистой (в пределе эффективной среды) структуры «графен-диэлектрик».
4. Анализ влияния параметров структуры на дисперсионные и волновые характеристики собственных ТМ волн планарного анизотропного волновода, состоящего из эффективной среды «графен-диэлектрик», помещенной между обкладками диэлектрика.

Научная новизна полученных результатов:

1. Получены выражения для компонент тензора эффективной

диэлектрической проницаемости нанокompозита с анизотропными по форме металлическими наночастицами. Выявлены особенности дисперсионных зависимостей и волновых характеристик поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границы анизотропного нанокompозита и диэлектрика, связанные с формой, ориентацией, размерами и объемной долей наночастиц.

2. Выявлено существование в волноводной структуре с анизотропным нанокompозитом типичных плазмон-поляритонов TE поляризации с единственным плазмонным резонансом и нетипичных плазмон-поляритонов TM поляризации с двумя плазмонными резонансами.
3. Аналитически и численно определено влияние физических свойств и объемной доли графена и диэлектриков в структуре «графен-диэлектрик» в рамках модели эффективной среды в длинноволновом приближении.
4. Обнаружено возникновение поверхностных и волноводных мод TM поляризации в тонкой планарной направляющей структуре «графен-диэлектрик» в области частот, в которой аналогичный диэлектрический волновод никаких волн не поддерживает.

Практическая значимость полученных результатов:

Применение анизотропного металлодиэлектрического нанокompозита и слоистой эффективной среды «графен-диэлектрик» в качестве среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью расширяет возможности оптоэлектроники, фотоники и плазмоники по сравнению с изотропными аналогами. В частности, наличие одинаково ориентированных анизотропных наночастиц внутри нанокompозита позволяет достаточно долго существовать и распространяться внутри структуры нетипичным поверхностным плазмон-поляритонам. Помимо этого, любые анизотропные структуры способны осуществлять дополнительную селекцию собственных волн по поляризации в рабочем спектре. Наличие же изолированных друг от друга слоев графена позволяет поддерживать на каждом из слоев свой собственный наведенный внешним источником электрический потенциал, что вызывает сильную

зависимость дисперсионных характеристик распространяющейся в структуре волны от его величины и знака. Этот факт позволяет эффективно перестраивать пространственное распределение электромагнитного поля волны, а также, ее групповую и фазовую скорости распространения. Основными практическими результатами являются следующие утверждения:

1. Применение анизотропного нанокompозита с металлическими наночастицами эллипсоидальной формы позволяет создать дополнительный плазмонный резонанс в дисперсионном спектре ТМ волны. Благодаря этому становится возможным существование двух типичных и одного нетипичного поверхностного плазмон-поляритона с высокой степенью замедления, длиной пробега и одинаковым направлением распространения и переноса энергии волны вдоль границы раздела сред.
2. Показано искажение спектра волноводных мод ТЕ и ТМ поляризации планарного волновода под влиянием дисперсии эффективной диэлектрической проницаемости анизотропного нанокompозита. Наличие областей аномальной дисперсии приводит сильному замедлению скорости распространения мод вблизи резонансных частот и локализации электромагнитного поля вблизи границ раздела сред.
3. Обнаружена высокая чувствительность плазмон-поляритонов на границе диэлектрика и эффективной среды «графен диэлектрик» к диэлектрической проницаемости внешней среды, что позволяет реализовать газовые сенсоры высокой точности.
4. Установлена возможность эффективного управления частотной дисперсией проводимости графена с помощью внешнего потенциала позволяет создавать на его основе периодические высокочувствительные структуры, решающие задачи замедления, усиления и генерации поверхностных плазмон-поляритонов в широком диапазоне частот

Положения, выносимые на защиту:

1. Анизотропия металлических включений в металлodieлектрическом

нанокompозите приводит к появлению нетипичного поверхностного плазмон-поляритона ТМ поляризации на границе раздела диэлектрика и нанокompозита в диапазоне частот между двумя плазмонными резонансами структуры.

2. В волноводной структуре на основе металлодиэлектрического нанокompозита в непосредственной близости к плазмонному резонансу волноводные моды ТЕ поляризации преобразуются в поверхностные плазмон-поляритоны, амплитуда которых определяется номером моды. Для волноводных ТМ мод такое преобразование происходит на двух резонансных частотах, определяемых анизотропией нановключений.
3. На границе раздела диэлектрик - эффективная среда «графен-диэлектрик» возможно распространение поверхностного плазмон-поляритона и эффективное управление его дисперсионными и волновыми характеристиками за счет изменения химического потенциала графена внешним электрическим полем.
4. Наличие слоев графена в планарной структуре «графен-диэлектрик» позволяет формировать поверхностные волны с различной степенью локализации волновых полей в области частот, в которой волноводные моды диэлектрического планарного волновода той же толщины не реализуются.

Достоверность результатов обеспечена применением широко известных математических методов, приближений и моделей Максвелл-Гарнетта и Винера, а также правильностью предельных переходов к ранее известным результатам, не противоречащим общим физическим представлениям. Полученные в работе результаты сравнивались с результатами работ других авторов, выполненных при решении близких по тематике задач.

Личный вклад в работу заключается в личном воссоздании известных ранее результатов других авторов, получении собственных новых результатов для ранее неисследованных частных случаев рассмотренных в работе задач, освоении и оптимизации используемых математических методов и алгоритмов

численного решения задач с использованием математических пакетов. Автором были написаны и отлажены все расчетные программы, необходимые для получения и дальнейшего анализа и обработки результатов исследования. Совместно с научным руководителем доктором физико-математических наук, профессором Семенцовым Д.И. диссертант непосредственно участвовал в постановке задач, написании научных статей, обсуждении научных результатов, подготовке и представлении докладов на научных конференциях. Значительная часть результатов исследований докладывалась лично автором.

Апробация результатов исследования. Основные результаты работы докладывались на 12 конференциях:

XXII Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», Москва, 2015;

«III Международная конференция "Моделирование структур, строение вещества, нанотехнологии", Тула, 2016»;

«IX Всероссийская научная конференция молодых ученых «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика», Саратов, 2016»;

«XIX Всероссийская молодежная научная школа-семинар «Актуальные проблемы физической и функциональной электроники», Ульяновск, 2016.»;

XXIV Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», Москва, 2017;

«II Научного форума «ТЕЛЕКОММУНИКАЦИИ: ТЕОРИЯ И ТЕХНОЛОГИИ» ТТТ-2017, Казань, 2017»;

«XIX Всероссийская молодежная научная школа-семинар «Актуальные проблемы физической и функциональной электроники», Ульяновск, 2017.»;

XXV Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», Москва, 2018;

XVI Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова («Волны-2018») Можайск, 2018;

XXVI Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», Москва, 2019;

XVII Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова («Волны-2019»), Можайск, 2019;

XXII Всероссийская молодежная научная школа-семинар «Актуальные проблемы физической и функциональной электроники», Ульяновск, 2019.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из пяти глав. Общий объем диссертации 170 страниц, из них 138 страниц текста, включая 72 рисунка. Библиография включает 289 наименований на 32 страницах.

Всего опубликовано 12 научных работ. Из них 9 работ в рецензируемых журналах из списка ВАК, 2 работы, рецензируемые в системе Scopus, а также был получен один патент на полезную модель.

Список публикаций.

1. Плазмон-поляритонные волны на границе диэлектрика и нанокompозита с металлическими включениями / Л. Д. Филатов, Д. Г. Санников, Д. И. Семенцов, [и др.] // Физика твердого тела. – 2014, – Т. 56, вып. 7. – С. 1372-1378. – ISSN 0367-3294. (ВАК)

2. Evseev, D. A. Surface plasmonpolaritons at the interface between dielectric and anisotropic nanocomposite / D. A. Evseev, D. G. Sannikov, D. I. Sementsov // Journal of Communications Technology and Electronics. – 2015. – Vol. 60, №2. – P. 158–165. – ISSN 1064-2269.(ВАК, Scopus)

3. Evseev, D. A. Plasmon polaritons at the boundary between a dielectric and a nanocomposite with metallic inclusions / D. A. Evseev, D. I. Sementsov // The physics of metals and metallography, – 2015, – Vol. 116, № 8. P. 787–794. – ISSN 0031-918X.(ВАК, Scopus)

4. Евсеев, Д. А. Поверхностные плазмон-поляритоны на границе мелкослоистой среды на основе графена / Д. А. Евсеев, Д. И. Семенцов // Физика твердого тела. – 2018. – Т. 60, вып. 3. – С. 609-613. – ISSN 0367-3294.(ВАК)

5. Евсеев, Д. А. Волноводные моды в планарной мелкослоистой структуре «графен-диэлектрик» / Д. А. Евсеев, Д. И. Семенцов // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т. 124, вып. 2, – С. 235-240. – ISSN 0030-4034.(ВАК)

6. Dispersion of bulk waves in a grapheme-dielectric-graphene structure / A.

S. Abramov, D. A. Evseev, I. O. Zolotovskii, [et all] // Optics and spectroscopy. – 2019. – Vol. 126, №. 2. – P. 154-160. – ISSN 0030-400X. (BAK, Scopus)

7. Abramov, A. S. Surface plasmonpolaritons in a graphene–semiconductor–graphene thin film / A. S. Abramiv, D. A. Evseev, D. I. Sementsov // Physics of the solid state. – 2019. – Vol. 61, №. 8. – P. 1502-1508. – ISSN 1063-7834.(BAK, Scopus)

8. Afanas'ev, S. A. Interference of counterpropagating waves in a “graphene–dielectric” planar lamellar structure / S. A. Afanas'ev, D. A. Evseev, D. I. Sementsov // Optics and spectroscopy. – 2019. – Vol. 127, №. 3. – P. 468-474. – ISSN 0030-400X. (BAK)

9. Evseev, D.A. Dispersion of surface waves at the interface between a dielectric and a finely layered ferrite–graphene medium / D. A. Evseev, D. I. Sementsov // Journal of Communications Technology and Electronics. – 2019. – Vol. 64, I. 5. – P 503–509. – ISSN 1064-2269.(BAK, Scopus)

10. Evseev, D. A. Waves in a plane graphene – dielectric waveguide structure / D. A. Evseev, S. V. Eliseeva, D. I. Sementsov, // Eur. Phys. J. Appl. Phys., – 2017, – Vol. 80. – P. 10501–1–10501–6. – ISSN 1286-0042. (Scopus)

11. Abramov, A.S. Dispersion of a surface plasmonpolaritons in a thin dielectric films surrounded by a two graphene layers / A. S. Abramov, D. A. Evseev, D. I. Sementsov // Optik – International Journal for Light and Electron Optics. – 2019. – Vol. 195. – P. 163105–1–163105–10. – ISSN 0030-4026.(Scopus)

12. Патент № 189 437 Российская Федерация, МПК H01L 29/02 (2006.01), G02F1/00 (2006.01). Устройство для управления фазовой и групповой скоростью поверхностной электромагнитной волны инфракрасного диапазона на основе тонкой пленки полупроводника с графеновыми обкладками : № 2018144572 : заявл. 14.12.2018 :опубл. 22.05.2019. Бюл. № 15 / Абрамов А. С., Евсеев Д. И., Семенцов Д. И.; заявитель УлГУ. – 9 с. – Текст: непосредственный.

Глава 1. Активные материалы и направляемые волны в структурах на их основе

В данной главе приведен краткий обзор литературы об основных оптических свойствах металлодиэлектрических наноконпозитов, истории изучения графена и структур на его основе. А также рассмотрены основные уравнения электродинамики для задачи о распространении поверхностных плазмон-поляритонов на одной границе.

Поскольку большинство таблиц в различных источниках с обозначениями характерных частот оптических материалов используют длину волны в вакууме или энергию фотона для удобства восприятия материала предлагается наглядная зависимость длины волны света в вакууме от энергии фотона. Границы диапазонов взяты из источника [23]. В данной работе все дисперсионные зависимости будут построены от энергии фотона.

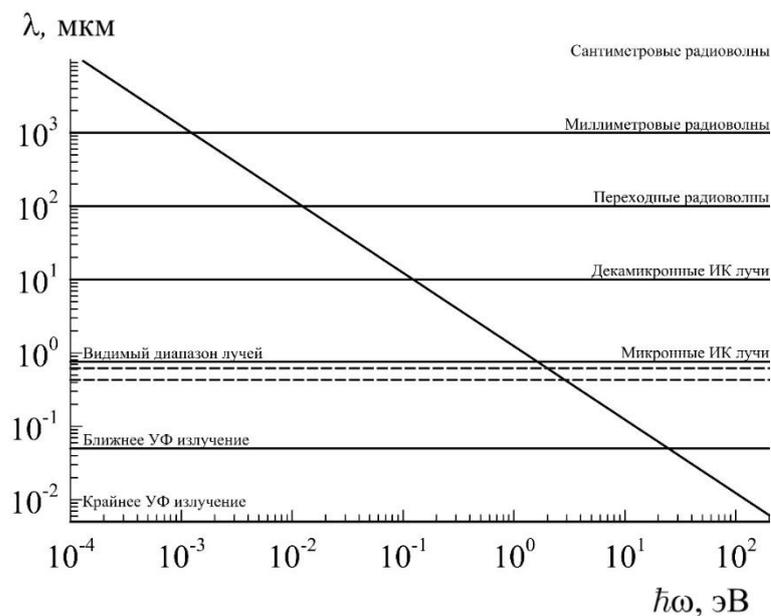


Рис. 1. Логарифмическая зависимость длины электромагнитной волны оптического диапазона в вакууме от энергии фотона

1.1. Структуры на основе наноконпозита с металлическими наночастицами

В последнее время широкое распространение в оптоэлектронике получили планарные структуры, отличающиеся структурной анизотропией или

неоднородностью. Изначально при конструировании таких структур применялись диэлектрические, металлические или полупроводниковые пленки. Постепенно при развитии технологии изготовления тонких пленок однородные материалы были вытеснены более сложными композиционными метаматериалами, такими как левые среды, наноконпозиты, сверхрешетки, фотонные кристаллы и жидкие кристаллы [24-26]. Причем пространственная анизотропия структуры может вызываться как систематической периодичностью расположения слоев или глобул различных материалов, так и внутренней анизотропией кристаллической решетки составных материалов включений. На основе подобных разработок уже реализованы оптические узкополосные фильтры [27], пленочные покрытия для просветления оптических линз [28, 29], управляемые преобразователи излучения [30-32]; пленочные запоминающие устройства на основе эффекта Керра [33-35]; специальные планарные устройства для согласования генерирующих, передающих, усиливающих и принимающих устройств интегральной волоконной оптики [36-38]. Ниже будут рассматриваться задачи исключительно с планарной геометрией, так как они наиболее просто реализуемы на практике и легко поддаются теоретическому описанию.

В ранних работах интенсивно разрабатывалась теория распространения электромагнитных волн наноконпозитных средах [39] и описывались дисперсионные характеристики и зависимости этих сред от типа включений [12, 40-42]. Было показано, что наличие металлических наночастиц эллипсоидальной формы в дефектном слое фотонного кристалла вызывает анизотропию структуры, и как следствие этого, различия частотных и угловых зависимостей коэффициентов пропускания и отражения для р- и s-поляризаций [43]. Одними из перспективных текстурированных материалов являются пористые структуры на кремнии и углероде [44-46], которые находят широчайшее применение в микро- и наноэлектронике. Стремительное уменьшение размеров элементной базы интегральных микросхем предъявляет новые специфические требования к оптическим и механическим характеристикам применяемых материалов, таких

как низкий уровень потерь, низкая концентрация дефектов, низкая диэлектрическая проницаемость подложки, и наоборот, высокая диэлектрическая проницаемость на затворе, а также приблизительно совпадающие шаг решетки соседних разнородных слоев, коэффициенты теплового расширения, теплопроводности. Возрастают требования к обеспечению точности, воспроизводимости параметров элементов нанoeлектроники с целью уменьшения процента брака [44, 47-50]. Классическими задачами математического описания физических свойств неоднородных сред, таких как магнитная, диэлектрическая проницаемости, восприимчивости и электрическая проводимость, исследователи занимались с конца XIX века. И, несмотря на обилие работ по данной тематике и разнообразие предложенных моделей описания неоднородных сред, имеет место недостаток теорий, в которых рассматриваются системы с частично упорядоченными ориентациями включений в их составе [41, 51-55].

Результаты работ [56-64] показывают, что многие существующие материалы являются текстурированными. Это означает, что пространственные ориентации текстуры формы и кристаллографической текстуры их составляющих веществ распределены по некоторому вероятностному закону [12, 40, 65]. Ранее научной группой И. В. Лаврова была построена теория, аналитически описывающая оптические свойства случайно неоднородных сред с текстурой [40, 65-67].

В подробно рассматриваются метаматериалы на основе металлодиэлектрического нанокompозита, в котором в диэлектрической однородной и изотропной матрице располагаются металлические наночастицы различной формы. Подобные среды классифицируются по множеству признаков: по типу материалов (диэлектрические или металлодиэлектрические); по типу наночастиц (их форма и размер); по количеству типов частиц в метаматериале (односортные, многосортные); по распределению наночастиц (упорядоченное, хаотичное, специальное); по ориентации наночастиц, которая в значительной степени определяет анизотропию и киральность эффективной

среды. В зависимости от размеров наночастиц метаматериалы разделяются по рабочим частотным диапазонам. Если размер включений соизмерим с длиной волны оптического излучения и средним расстоянием между включениями, то нанокомпозит представляет собой глобулярный фотонный кристалл, и в тот же нанокомпозит будет представлять собой слабонеоднородную эффективную среду для излучения СВЧ и радиодиапазона из-за малости средней величины неоднородности среды по отношению к длине волны излучения.

Наиболее распространенными подходами для изучения оптических явлений в случайно-неоднородных средах являются различные модификации приближения Максвелла-Гарнетта [68] и эффективной среды (пределы Винера) [69-71]. Моделью Максвелла-Гарнетта обычно описываются среды, состоящие из непрерывной фазы, называемой матрицей, в которую погружены изолированные друг от друга частицы других фаз, выполненных из контрастных по свойствам веществ. К достоинствам модели относится достоверное определение частот резонансных пиков поглощения в системах, состоящих из диэлектрика и металла [60, 72, 73]. Также преимуществом модели Максвелла-Гарнетта является возможность получения, пусть и приближенно, выражения для эффективной диэлектрической постоянной композитной среды в явном виде из достаточно общих предположений о применяемых фазах и их взаимном расположении. Ранее считалось, что приближение Максвелла-Гарнетта не дает достоверные результаты при большой объемной доле включений η , однако, недавние исследования [55] показывают, что верхний порог значения этого параметра может изменяться в широких пределах, вплоть до $1/3$. Такое высокое значение объемной доли включений оправдывает применимость данной математической модели в ряде встречающихся на практике задач [26, 43].

Модель эффективной среды используется для вычисления эффективных оптических характеристик как композитов различного типа с высокой объемной долей включений, так и поликристаллических сред, хотя это будет сопровождаться некоторой сложностью вычислений, по сравнению с приближением Максвелла-Гарнетта [12, 13, 19, 41, 42, 65, 68, 72 74-76].

Например, если эффективная среда обладает анизотропией, то модель для такого метаматериала в итоге приведет к тензорному уравнению, включающему операцию усреднения выражения с обратной матрицей коэффициентов (не путать с материалом матрицы). Это значительно ограничивает диапазон допустимых значений материальных параметров применяемых материалов такие как: плотность распределения наночастиц по объему и плотность распределения ориентаций наночастиц по углам к выделенному направлению. Полученное тензорное уравнение в итоге оказывается аналитически разрешимым лишь в некоторых частных случаях со специальным законом распределения. Хотя это не отменяет важность получаемых решений для метаматериалов с одинаковыми параметрами частиц. Например, определение дисперсионных зависимостей разложением по малому параметру анизотропии в слабо анизотропных кристаллитах позволяет качественно исследовать эффективные характеристики случайно-неоднородной среды, если характеристики отдельных составных материалов заранее известны.

Различные способы вычисления эффективных дисперсионных характеристик неоднородных сред ранее предлагали такие исследователи как Максвелл и Рэлей, позже Винер и Бруггеман. Еще в 1873 году Максвелл [53] получил приближенную формулу электрического сопротивления диэлектрической матрицы со случайно распределенными по объему проводящими шариками, предполагая однородность и малость возмущений электрического поля, вызванных наведенными в сферах токами. Случай упорядоченного расположения проводящих сфер, образующих кубическую решетку, рассмотрел Рэлей [77]. Обобщение теории Рэля на случай сфероидов было выполнено в работе Фрике [78]. Расчётом эффективной проводимости плоскостной структуры со случайными толщинами и порядком слоев занимался Винер [71], аналогичные результаты также получил А. Г. Фокин в работе [67]. Бруггеман [79], а позже Бёттхер [80], решив самосогласованную задачу, определили дисперсию эффективной диэлектрической проницаемости симметричной среды, содержащей внутри себя изолированные сферы двух

сортов. Системы, состоящие всего из двух компонент, также допускают простое преобразование взаимности, то есть смены индексов включений разных сортов. Это дало возможность наиболее успешно продвинуться в исследовании многосортных систем [81-86]. Польдер и Ван Сантен [87] сделали обобщение для случая одинаково ориентированных эллипсоидов, которое будет широко применяться в данной работе. Ландауэр [88] воспроизвел идею самосогласования в работах Бруггемана и Бёттхера для эффективной проводимости, вводя внутрь среды частицы сферической формы двух сортов с различной проводимостью, и дополнительно учел поверхностную поляризацию самих частиц.

Обзорная статья о вышеперечисленных вариантах подхода эффективной среды была выполнена Страудом [89]. В работе [90] метод эффективной среды был применен для определения коэффициента эффективной теплопроводности композитной плёнки. А в работах [91-92] В. И. Оделевский рассмотрел задачу с одинаково ориентированными включениями кубической, призматической и цилиндрической форм. Он поместил эти частицы в однородную изотропную матрицу и рассчитал ее эффективную проводимость. Среди прочих работ данной тематики нужно отметить [73, 93-95]. Финкельберг [96] применяет метод разложения по малому параметру к эмульсии с малой концентрацией сферических капель нескольких сортов. Также свою модель эффективной диэлектрической проницаемости для неконтрастной изотропной мелкодисперсной смеси предложили Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц [97]:

$$\varepsilon_{cm}^{1/3} = \langle \varepsilon^{1/3} \rangle, \quad (1)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по объему. Частный случай для двухкомпонентной смеси сферических частиц на основе предыдущей работы получил Лоуенга:

$$\varepsilon_{cm} = \left(\varepsilon_1^{1/3} + \eta \left(\varepsilon_2^{1/3} - \varepsilon_1^{1/3} \right) \right)^3, \quad (2)$$

где η – объемная доля частиц второго сорта, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – диэлектрические проницаемости частиц каждого сорта. В работе [96] в рамках теории

возмущений с точностью до второго порядка малости по концентрации вычисляется проводимость изотропных нанокомпозитных систем. Хашин и Штрикман на основе вариационного принципа минимизации целевой функции разработали способ определения границ эффективных значений констант неоднородной среды [98, 99]. Хелсинг и Хелте [100] получили общую формулу для эффективной проводимости среды с равномерным распределением ориентаций главных осей эллипсоидальных наночастиц разных сортов. При этом усреднение в рамках приближения среднего поля вкладов анизотропных включений разной ориентации определяет макроскопическую изотропность эффективной среды в целом. Авторы работы [101] применили обобщенный подход эффективной среды Страуда и вычислили эффективную проводимость среды, состоящей из смеси сферических и одинаково ориентированных эллипсоидальных частиц и убедились, что среда из-за при этом не теряет свойства анизотропии. Также существенным вкладом в исследование макроскопических свойств неоднородных материалов являются работы А. Г. Фокина [18, 66, 67, 102-106]. Например, в [102] найдена эффективная диэлектрическая проницаемость многокомпонентного диэлектрика с структурной неоднородностью эллипсоидальной формы. В работе [67] на основе методов функционального анализа разработал метод построения тензора эффективной проводимости неоднородных сред и определил важную роль нулевого уровня флуктуаций. Также были получены обобщения вариационных принципов Хашина-Штрикмана и теоремы Келлера. Применяя модель Макселла-Гарнетта, Леви и Страуд в работе [68] рассчитали эффективную диэлектрическую проницаемость композиционного материала, состоящего из однородной изотропной диэлектрической матрицы и одноосных анизотропных эллипсоидальных включений одного сорта с вероятностным пространственным распределением.

Одним из способов получения эффективных характеристик неоднородных сред является теория перколяции или протекания [60, 107, 108, 109]. Она применяется, когда составляющие структуру вещества радикально отличаются

по свойствам. Этому соответствует случай металлических частиц в диэлектрической матрице. Если объемная доля проводящей фазы мала, то среда в целом тока не проводит, так как проводящие области изолированы друг от друга и под действием внешнего электрического поля способны только поляризоваться. Критическое значение объемной доли обычно называют порогом перколяции. Если интенсивность электрического поля слишком велика, то линейной поляризуемости частиц начинает не хватать для достоверного описания среды. Тогда возникает потребность учета мультипольных моментов и нелинейной поляризации высших порядков, из-за этого востребованной является задача хотя бы оценочного измерения констант разложения эффективной поляризации по степеням напряженности электрического поля в неоднородной среде, не говоря уже о попытках аналитического получения тензоров поляризуемости и проводимости высоких порядков в явном виде [70, 110-118]. В [70] рассмотрена задача вычисления эффективных значений кубических коэффициентов проводимости в нелинейных композитах, т.е. в которых векторы плотности тока и электрического поля связаны соотношением $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E} + a|\mathbf{E}|^2\mathbf{E}$. В [119] предложен общий метод аппроксимации эффективной диэлектрической функции произвольного композита со слабой нелинейностью: $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} + \chi|\mathbf{E}|^2\mathbf{E}$. Предложенные в работах методы являются аналогами решений задач с Керровской нелинейностью.

Значительное количество работ посвящено эффективным проводящим свойствам композиционных материалов в присутствии внешнего магнитного поля [120-123]. Ряд публикаций посвящён метаматериалам, то есть средам с отрицательным [124-127]. Сверхбольшим [127, 128] или малым [13, 129] показателями преломления, сверхпропусканием или гигантским поглощением электромагнитного излучения [130-132]. В работе [133] особое внимание сфокусировано на математических задачах, возникающих при описании сред с отрицательными проницаемостями, и проблемах алгоритмов их решения.

Из рассмотренных выше моделей в длинноволновом приближении

наиболее часто применяются на практике описания текстурированных композитных сред метод Максвелла-Гарнетта [133] и пределы Винера, поскольку они позволяют без математических трудностей приближенно вычислять эффективные диэлектрические проницаемости неоднородных материалов, как говорилось выше. В рамках этого подхода один из компонентов среды, в большинстве случаев количественно преобладающий, следует считать в качестве матрицы, в которую погружены остальные компоненты. Электростатическое поле в такой среде представляется в виде суммы внешнего точно вычисленного однородного поля и малых поправок, вызванных остальными компонентами и электростатическим взаимодействием между ними [134]. Запоздыванием поля при переменном воздействии обычно пренебрегают. Приближение Максвелла-Гарнетта выявляет усредненный эффект этого взаимодействия, но при этом модель пренебрегает неоднородностью поля внутри и на границах контрастных включений. В статье [68] применен этот метод при вычислении тензора эффективной диэлектрической проницаемости метаматериала, который представляет собой однотипные анизотропные эллипсоидальные наночастицы, ориентированные в пространстве по заданному вероятностному закону и помещенные в однородную изотропную диэлектрическую матрицу. Кратко приведем наиболее доступные к восприятию вычисления ниже для случая одноосных включений.

Образец неоднородной среды объемом V помещен в однородное электрическое поле. Образец выполнен из однородной изотропной матрицы с диэлектрической проницаемостью ε_m , в которую погружены эллипсоидальные включения с тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}_s$, причем эти включения не соприкасаются друг с другом. В системе координат $O\xi\eta\zeta$ своих главных осей все тензоры ε_s имеют одну и ту же диагональную матрицу $\hat{\varepsilon}'$ но сами системы $O\xi\eta\zeta$ разных включений имеют разные ориентации \mathbf{g}_s относительно некоторой (лабораторной) системы координат $Oxyz$ (матрицы поворота от $Oxyz$ к $O\xi\eta\zeta$), так что

$$\hat{\varepsilon}_s = \mathbf{g}_s \hat{\varepsilon}' \mathbf{g}_s^T, \quad (3)$$

причём закон распределения ориентаций систем $O\xi\eta\zeta$ главных осей включений в пространстве считается известным.

Ставится задача найти тензор эффективной диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}_{ef}$ данного образца неоднородной среды, определяющийся соотношением

$$\mathbf{D}_0 \equiv \langle \mathbf{D} \rangle = \hat{\varepsilon}_{ef} \langle \mathbf{E} \rangle \equiv \hat{\varepsilon}_{ef} \mathbf{E}_0, \quad (4)$$

где $\mathbf{D}_0, \mathbf{E}_0$ – средние значения электрической индукции и напряжённости электрического поля в среде.

Для начала рассмотрим отдельное эллипсоидальное включение, погруженное в матрицу. Напряженность электрического поля \mathbf{E}_s и электрическая индукция $\mathbf{D}_s = \hat{\varepsilon}_s \mathbf{E}_s$ внутри включения и удовлетворяют уравнению

$$\mathbf{D}_s + 2\varepsilon_m \mathbf{E}_s = 3\varepsilon_m \mathbf{E}_0, \quad (5)$$

а индуцированный дипольный момент сферы равен

$$\mathbf{p}_s = \varepsilon_m a_s^3 (\hat{\varepsilon}_s - \varepsilon_m \mathbf{I}) (\hat{\varepsilon}_s + 2\varepsilon_m \mathbf{I})^{-1} \mathbf{E}_0, \quad (6)$$

где a_s – радиус сферы.

Если образец среды содержит несколько включений, находящихся достаточно далеко друг от друга, чтобы пренебречь их взаимодействием между собой, то усредненная по объему поляризованность среды есть

$$\langle \mathbf{P} \rangle = V^{-1} \sum_s \mathbf{p}_s = \frac{3\varepsilon_m \eta}{4\pi} \left\langle \frac{\hat{\varepsilon}_s - \varepsilon_m \mathbf{I}}{\hat{\varepsilon}_s + 2\varepsilon_m \mathbf{I}} \right\rangle \mathbf{E}_0, \quad (7)$$

где $\eta = \frac{4\pi}{3V} \sum_s a_s^3$ – доля объема, занятая включениями, угловыми скобками обозначено усреднение по ориентациям тензоров $\hat{\varepsilon}_s$ всех включений; \mathbf{I} – единичный тензор.

Однако, если доля включений в общем объеме достаточно велика, среднее поле по системе \mathbf{E}_0 в соотношениях (5), (6), (7) следует заменить на поле \mathbf{E}_m –

среднее поле в матрице, оно же локальное поле Лоренца, действующее на включения, в котором учтено дипольное взаимодействие между различными включениями [42], то есть:

$$\mathbf{D}_s + 2\varepsilon_m \mathbf{E}_s = 3\varepsilon_m \langle \mathbf{E}_m \rangle. \quad (8)$$

А средняя поляризация тогда принимает вид

$$\langle \mathbf{P} \rangle = \frac{3\varepsilon_m \eta}{4\pi} \left\langle \frac{\hat{\varepsilon}_s - \varepsilon_m \mathbf{I}}{\hat{\varepsilon}_s + 2\varepsilon_m \mathbf{I}} \right\rangle_o \langle \mathbf{E}_m \rangle. \quad (9)$$

Связь между \mathbf{E}_0 , $\langle \mathbf{E}_m \rangle$, $\langle \mathbf{E}_s \rangle$ и средним полем внутри включений имеет вид

$$\eta \langle \mathbf{E}_s \rangle + (1 - \eta) \langle \mathbf{E}_m \rangle = \mathbf{E}_0, \quad (10)$$

откуда с учетом (8)

$$\langle \mathbf{E}_m \rangle = \frac{1}{(1 - \eta) \mathbf{I} + 3\eta \varepsilon_m \left\langle \left(\hat{\varepsilon}_s + 2\varepsilon_m \mathbf{I} \right)^{-1} \right\rangle_o} \mathbf{E}_0. \quad (11)$$

Подставив (11) в (9), получим линейную поляризацию

$$\langle \mathbf{P} \rangle = \frac{3\varepsilon_m \eta}{4\pi} \frac{\left\langle \frac{\hat{\varepsilon}_s - \varepsilon_m \mathbf{I}}{\hat{\varepsilon}_s + 2\varepsilon_m \mathbf{I}} \right\rangle}{(1 - \eta) \mathbf{I} + 3\eta \varepsilon_m \left\langle \frac{1}{\hat{\varepsilon}_s + 2\varepsilon_m \mathbf{I}} \right\rangle} \mathbf{E}_0, \quad (12)$$

тогда средняя по объему электрическая индукция оказывается равна

$$\langle \mathbf{D} \rangle \equiv \mathbf{D}_0 = \varepsilon_m \mathbf{E}_0 + 4\pi \langle \mathbf{P} \rangle, \quad (13)$$

где $\langle \mathbf{P} \rangle$ определяется (12). Таким образом, окончательно для $\hat{\varepsilon}_{ef}$ получается:

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_m \mathbf{I} + \frac{3\eta \varepsilon_m \left\langle \frac{\hat{\varepsilon}_s - \varepsilon_m \mathbf{I}}{\hat{\varepsilon}_s + 2\varepsilon_m \mathbf{I}} \right\rangle}{(1 - \eta) \mathbf{I} + 3\eta \varepsilon_m \left\langle \frac{1}{\hat{\varepsilon}_s + 2\varepsilon_m \mathbf{I}} \right\rangle}. \quad (14)$$

Формула (14) и представляет искомую эффективную диэлектрическую проницаемость в рамках приближения Максвелла-Гарнетта для двухкомпонентной смеси из однородной изотропной матрицы и погруженных в нее анизотропных включений эллипсоидальной формы, ориентированных в пространстве по некоторому закону. Для изотропных или равномерно

распределенных по углу наклона анизотропных включений величина $\hat{\varepsilon}_s = \varepsilon_s \mathbf{I}$ перестает зависеть от направления осей и формула Максвелла-Гарнетта для частиц в форме сферы выглядит следующим образом:

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_m \frac{2\varepsilon_m + \varepsilon_s + 2\eta(\varepsilon_s - \varepsilon_m)}{2\varepsilon_m + \varepsilon_s - \eta(\varepsilon_s - \varepsilon_m)} = \varepsilon_m \left(1 + \frac{\eta(\varepsilon_s - \varepsilon_m)}{\varepsilon_m + \frac{1}{3}(1-\eta)(\varepsilon_s - \varepsilon_m)} \right). \quad (15)$$

Вывод выше перечисленных формул взят из работ И.В. Лаврова [12, 39-42, 65, 135]. Также его можно найти в книгах и статьях по теме текстурированных сред и нанокомпозитных метаматериалов [19, 40, 65, 68, 135-138]. В более симметричном виде формула (15) выглядит таким образом:

$$\frac{\varepsilon_{ef} - \varepsilon_m}{\varepsilon_{ef} + 2\varepsilon_m} = \eta \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_m}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_m}. \quad (16)$$

Аналогичным путем можно получить формулы для приближенного описания диэлектрической проницаемости эффективной среды по Бруггеману или Брауну.

$$\eta_s \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{ef}}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_{ef}} + \eta_m \frac{\varepsilon_m - \varepsilon_{ef}}{\varepsilon_m + 2\varepsilon_{ef}} = 0, \quad (17)$$

$$\varepsilon_{ef} = \eta_s \varepsilon_s + \eta_m \varepsilon_m.$$

Рассмотрим частный случай металлодиэлектрического однородного изотропного нанокомпозита. Диэлектрическую проницаемость металла при этом будем описывать в рамках модели Друде-Лоренца. Чтобы среда была изотропной необходимо использовать наночастицы в форме шара. Из классического уравнения движения заряда в потенциальном поле можно получить частотную зависимость диэлектрического отклика проводящей среды на внешнее электромагнитное воздействие [16, 20, 139]:

$$\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega(\gamma_0 + Av_F/a)}, \quad (18)$$

где ε_0 – постоянный вклад кристаллической решетки вещества, учитывающий межзонные переходы связанных электронов, ω_p – плазменная частота электронов проводимости в металле. Экспериментальные исследования и

теоретические соображения [17, 56, 140] показывают, что, если размер наночастиц соразмерен средней длине свободного пробега электронов, то в релаксацию колебательного движения существенный вклад вносят процессы рассеяния электронов на границе раздела контрастных сред. При этом на уровень диэлектрических потерь в (18) начинает сильно влиять радиус наночастиц. Поэтому к коэффициенту релаксации в неограниченном объеме γ_0 следует добавить поправку обратно пропорциональную радиусу наночастицы – Av_F / a , где v_F – скорость электронов на поверхности Ферми, a – характерный размер частиц [16]. Величина коэффициента взаимодействия A обычно определяется из особенностей процесса рассеяния электронов на поверхности наночастиц, но так как общепринятого однозначного метода ее оценки до настоящего времени не существует, обычно полагается считать его равным единице.

На рис. 2 показана частотная зависимость действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости серебра, построенная в рамках модели Друде-Лоренца по формуле (18).

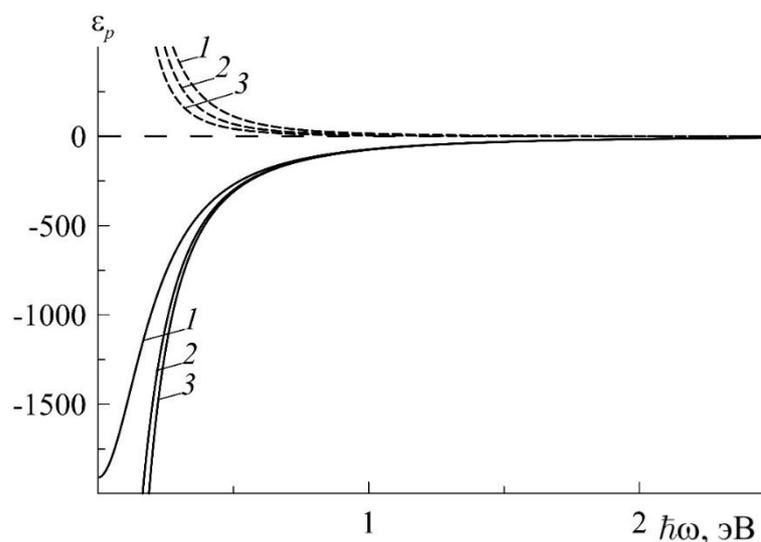


Рис.2. Дисперсионная зависимость действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости металла (серебра) при различном радиусе частиц. Кривые 1, 2, 3 соответствуют различным радиусам наночастиц $a = 5, 10, 20$ нм.

Вклад кристаллической решетки в диэлектрическую проницаемость равен

$\varepsilon_0 = 5$; плазменная частота электронов проводимости
 $\omega_p = 1.36 \cdot 10^{16}$ рад/с ($E_p = 8.97$ эВ); коэффициент релаксации,
 характеризующий поглощение электроном энергии волны, равен
 $\gamma_0 = 3.3 \cdot 10^{13}$ рад/с ($E_{\gamma_0} = 0.02$ эВ); скорость Ферми электронов в серебре
 $v_F = 1.4 \cdot 10^6$ м/с [16]. Из графиков видно, что пространственное ограничение
 электронов внутри наночастиц вызывает усиление поглощения энергии фотонов,
 по сравнению с бесконечным случаем. Также следует отметить, что появляется
 конечное минимальное значение ε'_p при $\omega \rightarrow 0$. Для корректного применения
 модели Максвелла-Гарнетта следует определить границы ее применимости.
 Одним из условий ее применимости является требование, чтобы среднее
 расстояние между частицами было много меньше длины волны излучения.
 Тогда предположим, что металлических частиц в среде достаточно мало, они
 имеют форму шара и их размеры более чем на порядок меньше длины волны
 излучения. Обоснование этого требования проведено во множестве работ,
 например, в [40, 42, 43, 65]. В этом случае наноккомпозит эквивалентен
 изотропному однородному кристаллу с эффективной диэлектрической
 проницаемостью, определенной формулой (15). Из нее видно, что существует
 два основных параметра наноккомпозита, связанных с наночастицами: размер
 частиц a и объемная доля наночастиц η , еще часто называемая фактором
 заполнения. Эти параметры взаимосвязаны друг с другом и не могут быть
 рассмотрены как независимые величины, что показано формулой (7). На размер
 наночастиц существует два ограничения: снизу и сверху. Ограничение снизу
 связано с проявлением квантовых эффектов, когда наночастицу, включающую
 около тысячи атомов, уже нельзя описывать аналогично неограниченной
 металлической среде, как это обычно делается в задачах классической оптики.
 Также характерный размер наночастиц должен превышать длину когерентности
 электронной волны внутри частицы и в пространстве между ними, то есть
 больше 1 нм при абсолютном нуле температуры [128, 141, 142]. Ограничение
 сверху связано с тем, что при классическом подходе наночастица

рассматривается как точечный электрический диполь. В теории Ми, дипольная часть разложения на сферические гармоники преобладает над остальными, если частица меньше длины волны в материале частицы. То есть существует некоторый предельный размер, ниже которого можно ограничиться дипольным приближением [94, 143-145]. Приблизительно этот предел можно записать условием $(k_{ef}a)^2 \ll 1$. Для справедливости применения выбранной модели размер частиц должен быть заключен в пределах $1 \text{ нм} \approx l_{coh} < a < a_0 = 1/k_{ef} = \lambda_0 / 2\pi |n_{ef}|$, где l_{coh} - длина когерентности фотона в среде, a_0 - максимальный размер наночастицы, k_{ef} - максимальное значение волнового вектора волны в среде, λ_0 - длина волны в вакууме, n_{ef} - эффективный показатель преломления в среде на частоте $\nu_0 = c / \lambda_0$. Из подобных соображений также можно определить предельные значения объемной доли наночастиц в единице объема нанокомпозита. Нижний предел определяется требованием однородности эффективной среды, верхний предел ограничен порогом перколяции [44, 46]. В теории Бруггемана этот порог приблизительно равен 0.33, а в симметризованной модели Максвелл-Гарнетта - 0.45. Обоснование таких значений порогов перколяции можно найти в работе Виноградова [133].

Теперь воспользуемся формулой Максвелла-Гарнетта, обобщенной на случай одинаково ориентированных полярных осей наночастиц эллипсоидальной формы. В таком случае эффективная диэлектрическая проницаемость определяется диагональным тензором и его компоненты примут следующий вид [16, 40, 42, 44, 49, 65]:

$$\varepsilon_{ef}^{x,y,z} = \varepsilon_m \left(1 + \frac{\eta(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}{\varepsilon_m + g^{x,y,z}(1-\eta)(\varepsilon_p - \varepsilon_m)} \right), \quad (19)$$

где $g^{x,y,z}$ - геометрический фактор наночастицы вдоль главных осей наночастицы. Определение остальных параметров аналогично формуле (15). Предположим, что все наночастицы имеют симметричную эллипсоидальную

форму тела вращения вокруг полярной оси. Тогда возможны два типа частиц: «игла» и «чешуйка» [15, 16, 40, 42, 44, 143]. Геометрический фактор для направления вдоль полярной оси эллипсоида определяется двумя соотношениями.

$$g^z = \frac{1}{1-\xi^2} \left(1 - \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \arcsin \sqrt{1-\xi^2} \right), \xi < 1, \quad (20)$$

$$g^z = \frac{1}{\xi^2-1} \left(\frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \ln \left(\xi + \sqrt{1-\xi^2} \right) - 1 \right), \xi > 1,$$

где ξ - отношение экваториальной полуоси эллипсоида к полярной. Для двух других направлений геометрический фактор получается из свойства симметрии тела вращения - $g^{x,y} = (1 - g^z) / 2$. При $\xi \rightarrow 1$ все три геометрических фактора стремятся к значению $g^{x,y,z} \rightarrow 1/3$, а тело – к форме шара. При этом каждая частотная дисперсия (19) компонент эффективного диагонального тензора диэлектрической проницаемости аналогична (15). Отличие состоит лишь в величине геометрического фактора наночастицы $g^{x,y,z}$. Подробный вывод этих формул есть в работах И. В. Лаврова [40, 65] и Л. А. Голованя [44], который в свою очередь ссылается на работу [147]. В 2017 году также была опубликована работа, в которой модель эффективной среды обобщена на случай наночастиц произвольной несимметричной формы, произвольных размеров и ориентации [15, 148].

1.2. Мелкосоистые наноструктуры на основе графена

Первые упоминания в научных статьях об исследованиях физических свойств двумерных кристаллов возникли в научной литературе уже в первой трети XX века. Хотя позже в книге [149] авторы Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц сделали заключение, что свободную идеальную двумерную пленку получить невозможно, так как она быстро деформируется и разрушится из-за тепловых флуктуаций атомов независимо от ее температуры. Это обстоятельство охладило научный интерес к исследованиям физических свойств отдельно взятого

графитового монослоя более чем на полвека, что было отмечено Ю. Б. Гайдидеем и В. М. Локтевым в их работе 2006 года об эффекте Холла в слое графена [150]. Впервые графен был получен, последовательным отслаиванием, в 2004 году и описан группой Новоселова и Гейма с соавторами в работе [151]. Стабилизация двумерной плёнки достигалась благодаря тонкому слою диэлектрика оксида кремния, полученная методом молекулярно-пучковой эпитаксии. После серии экспериментов над монослоем графена были измерены проводимость, эффект Шубникова – де Гааза (осцилляции магнетосопротивления), эффект Холла для образцов атомарной толщины. Экспериментальные и теоретические исследования графена и графеноподобных материалов, таких как нитрид бора, продолжается до настоящего времени. Параллельно группа финских химиков составила атлас [152] свойств тонких пленок из различных двумерных химических соединений сорока пяти металлов. Более того существенно продвинулось разработка методов получения таких пленочных материалов как: станен [153-154], титанат бария [155-156], дителлурид вольфрама [157-158], диселенид вольфрама [159].

Опишем основные результаты исследований однослойных углеродных соединений. Графен является двумерным соединением углерода с гексагональной решеткой, толщиной в один атом. Его обратная решётка также является гексагональной, что следует из свойств симметрии. Ее энергетический спектр был рассчитан теоретически в работе [160] в 1947 году, хотя сама работа в большей мере посвящалась изучению свойств кристаллов графита. Исследование показало, что в большинстве случаев монослой графена можно представить, как отделенную от остального кристалла плоскость. В данный момент такой подход является стандартной инструментальной базой для построения теории двумерных кристаллов, которая с отличной точностью предсказывает результаты экспериментальных измерений. Еще в 1947 году П. Уоллес показал, что графит является полуметаллом [160], и было установлено, что в зонной структуре углеродного монослоя также отсутствует запрещённая зона. Более того, оказалось, что энергетический спектр электронов и дырок

линейно зависит от модуля волнового вектора в точках соприкосновения валентной зоны и зоны проводимости. Преимущества графена над существующими материалами широко исследовались и прежде всего потому, что он является строительным материалом для углеродных структур всех других размерностей и его свойства являются основой для более фундаментального расчета свойств графита, фуллеренов и нанотрубок, в том числе, упомянутыми выше учеными в работах [161-164]. Краткий обзор результатов изучения графена можно найти в работе Губина и Ткачева [165], а также большое число обзорных статей и монографий, написанных несколькими научными коллективами, в частности, [4, 163, 164, 166, 167]. Однако до открытия и получения графена наибольший интерес научного мира вызывали разработка теории проводимости и технологии выращивания углеродных нанотрубок, а после вся эта теория для нанотрубок легла в основу модели монослоя графена [160, 163, 168]. Расчетом энергетического спектра графена и некоторых его модификаций также занимались авторы работ [126, 169-181]. Как выяснилось позже, данная модель представляет собой идеальную систему для развития и проверки теоретических моделей в смежных областях физики [11, 34]. Например, линейность спектра позволила построить аналогию с поведением ультрарелятивистских частиц в вакууме. Вместе с развитием технологии производства была разработана методика получения стабильных к изгибной деформации и достаточно совершенных образцов графена, которая представлена в работах [179, 182]. Несколько различных способов выращивания графена подробно описаны в работах [183-185]. Получение образцов дало старт экспериментального изучения кинетических и гальваномагнитных явлений в моноатомных планарных структурах. Было обнаружено существование аномального квантового эффекта Холла, описанного в работах [170, 172, 174, 180, 186-190]. Была вычислена, так называемая, минимальная проводимость графена [166, 173, 178 180, 190]. Математически модель предсказала эффекты, связанные с особым типом рассеяния носителей заряда на потенциальных барьерах. Например, парадокс Клейна, описанный в работах [192, 175]. После

достижения достаточного уровня воспроизводимости слоев графена, благодаря своим кристаллическим и электронным свойствам материал привлек внимание разработчиков микро и наноэлектроники [178, 193, 194]. До настоящего времени активно разрабатываются устройства оптоэлектроники на основе волноводных тонкопленочных слоистых структур с применением слоев графена [22, 195-198], которые являются одним из перспективных инструментов оптоэлектроники [196-199]. Рабочая частота разрабатываемых устройств варьируется от радиодиапазона до видимого диапазона в зависимости от поставленной перед устройством задачи [198, 200-203].

Помимо решения фундаментальных задач физики, способность перестраивать свои физические свойства под действием управляющих электрического и магнитного полей открывает широкие возможности применения материалов с содержанием графена для актуальных практических приложений. Одним из них является сепарация молекул природного газа [204] при его добыче или дальнейшей очистке. Возможность высокой степени фильтрации питьевой воды от органических и неорганических загрязнений [205-207]. Дополнительно имеет место ряд медицинских приложений в исследованиях графена, таких как: транспорт лекарственных препаратов в организме, нейроонкология, нейромониторинг [205, 208-212]. Также в работе [213] предлагается с помощью углеродных нанотрубок прикреплять к тканному материалу катализатор на основе меди [214] для дополнительной дезактивации фосфорорганических боевых отравляющих веществ дермального действия.

Получение явного вида частотной зависимости проводимости монослоя графена и более сложных структур на его основе является достаточно нетривиальной и уже решенной задачей [10, 175, 179, 215-217]. В данной работе будет применяться частотная зависимость проводимости, описанная в работе 2014 года [197]. Проводимость графена по своему механизму предполагается разделенной на внешнюю и внутреннюю, которые имеют следующий вид.

$$\frac{\sigma_{intra}}{\sigma_0} = i \frac{1}{2\pi} \frac{16k_b T}{\hbar\omega} \ln(2 \cosh(\mu / 2k_b T)),$$

$$\frac{\sigma_{inter}}{\sigma_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg}\left(\frac{\hbar\omega - 2\mu}{2k_b T}\right) - i \frac{1}{2\pi} \ln\left(\frac{(\hbar\omega + 2\mu)^2}{(\hbar\omega - 2\mu)^2 + (2k_b T)^2}\right), \quad (21)$$

где $\sigma_0 = e^2 / 4\hbar$ - статическая проводимость графена, e - заряд электрона, \hbar - постоянная планка, k_b - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, ω - частота распространяющейся волны, $\mu = \hbar v_F \sqrt{\pi n_0}$ - химический потенциал носителей заряда в графене, а n_0 и v_F - концентрация носителей заряда и скорость Ферми в графене [218]. Как показано в работах [11, 219], величиной μ можно управлять, прикладывая напряжение к обкладкам из графена. Так, для графена p -типа связь между достаточно небольшим внешним напряжением затвора U_g и химическим потенциалом может быть записана в виде $\mu = e(U_g - ep / c_g - \varphi_0)$, где p - поверхностная концентрация дырок, c_g - емкость единицы площади графена, φ_0 - остаточный электрический потенциал. При этом отрицательное и нулевое значение химического потенциала достигаются за счет приложения обратного и нулевого напряжения [10, 215, 216, 219-221].

В четвертой главе будет проанализировано распространение волны в плоскостойких структурах с содержанием параллельных слоев графена. Такая эффективная среда представляет собой чередующиеся друг за другом тонкие слои изотропного однородного диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ε_d , отделенные друг от друга монослоями графена с проводимостью (21), эффективный диэлектрический вклад которых вдоль слоев графена описывается формулой $\varepsilon_g = i4\pi\sigma / (\omega d_g)$, где $d_g = 0.335$ нм - толщина слоя графена. Если же электрическое поле направлено поперек слоев, то носители заряда смогут покинуть проводящий слой только благодаря туннелированию и в целом будут оказывать влияние лишь на диэлектрический отклик эффективной среды. Пусть все слои графена лежат внутри эффективной среды параллельно границе раздела метаматериала и покровного диэлектрика, то есть током на границах

эффективной среды можно будет пренебречь. Диэлектрическую проницаемость такой структуры приближенно можно описать формулами (22), носящими название пределов Винера. Данная геометрия естественным образом вызывает анизотропию эффективной диэлектрической проницаемости структуры, которую можно описать как набор последовательно соединенных конденсаторов.

$$\begin{aligned}\varepsilon_{xx,yy} &= \frac{\varepsilon_d + \varepsilon_g \theta}{1 + \theta}, \\ \varepsilon_{zz} &= \frac{(\theta + 1)\varepsilon_d \varepsilon_g}{\varepsilon_d \theta + \varepsilon_g}.\end{aligned}\tag{22}$$

1.3. Поверхностные электромагнитные волны (плазмон-поляритоны)

Первые упоминания о возможности существования плазмонов в металлах появились при изучении физики плазмы в тонких пленках металла в работе Д. Пайнса и Д. Бома в 1952 году [224] и в работе Р. Ричи [225]. Поскольку ранее активно изучались законы передачи электромагнитных сигналов по проводным линиям связи и через атмосферу между проводящими поверхностями ионосферы и литосферы Земли, были достаточно хорошо изучены так называемые волны Циннке-Зоммерфельда [222, 223]. Их закон дисперсии линеен и соответствует волне, распространяющейся в неограниченной среде, и поскольку он неотличим в радиодиапазоне от дисперсионной ветви поверхностных плазмон-поляритонов, их существование выявить не удавалось. Первое предсказание поверхностных волн, правда механических, дал Релей [224], впоследствии они были названы его именем. Первоначально, как дифракционный эффект, явление поверхностных волн было экспериментально обнаружено Вудом в 1902 году и названо в его честь аномалиями Вуда [225]. Первичное успешное истолкование полученных результатов в 1941 году дал Фано [226]. Все эти события дали толчок развитию новой области электродинамики – плазмоники. Она и сейчас чрезвычайно востребована, так

как представляет собой направление фотоники [227], в котором исследуется возбуждение, распространение и взаимодействие поверхностных плазмон-поляритонов между собой и с веществом [228-232].

Плазмон-поляритон представляет собой нелокализованное когерентное колебание носителей заряда на плоской или сферической поверхности вместе с возбужденной им электромагнитной волной, которая его всегда сопровождает. Для существования поверхностного плазмона необходимо, чтобы по обе стороны границы раздела были материалы с диэлектрической или магнитной проницаемостью противоположного знака. Исторически первые исследования плазмон-поляритонов выполнялись на пленках металлов [132, 232-236]. Они были доступны и просты в изготовлении, а также они отлично подходили для экспериментов. Из-за высокой плазменной частоты носителей заряда большинство чистых металлов и имеют характерный блеск, вызванный равномерным по частоте отражением электромагнитных волн. В частности, алюминиевые пленки отлично подходит для генерации плазмонов в ультрафиолетовой области. Также прекрасно себя показали такие металлы как золото, медь и серебро. Они, благодаря квантовым переходам соответствующим видимому спектру излучения, покрывали в исследованиях весь диапазон частот от видимого света до среднего инфракрасного излучения. Благодаря тому, что у этих металлов плазменная частота носителей заряда ниже, они поглощают энергию света неравномерно по частоте и в итоге в отраженном свете выглядят окрашенными. Это легко показать аналитически, используя формулу Друде-Зоммерфельда (18). Если частота фотонов недостаточно большая, то свободные носители заряда в металле успевают экранировать электромагнитное поле и отразить его обратно, в противном случае при высокой частоте излучения электроны не успевают это сделать, и волна получает возможность проникнуть вглубь среды и иногда почти не поглотиться. Уже после, вместо металлов по мере появления пленок достаточного качества стартовали аналогичные исследования на полупроводниках, так как благодаря квантовым переходам в валентной зоне тонкие пленки полупроводника также будут выборочно

поглощать электромагнитное излучение и выглядеть окрашенными. В итоге после открытия и разработки технологии производства тонких пленочных гетероструктур начались исследования поверхностных плазмон-поляритонов на границах метаматериалов различного состава и конструкции, «левых средах» [237] и, в последствии, металлодиэлектрических нанокompозитах [68, 206].

Существуют две основных схемы возбуждения плазмон-поляритонов на границе раздела сред. Это схема Кречмана с применением дифракционной решетки [238] или дефекта на поверхности, и схема Отто с применением зазора между призмой и поверхностью [239]. Поскольку электромагнитное поле поверхностного плазмон-поляритона локализуется вблизи границы раздела сред очень сильно, в граничащих средах вблизи поверхности часто возникают нелинейные эффекты, которые экспериментально были обнаружены в различных материалах и описаны в работах [68-70, 86, 113, 118, 119, 233, 240-255]. В основном при описании выявленных эффектов авторы ограничивались рамками кубической нелинейной поляризации типа Керра [256-258].

Рассмотрим простейший случай распространения линейного поверхностного плазмон-поляритона на границе полубесконечного изотропного однородного диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ϵ_c и полубесконечного однородного изотропного металла с дисперсией диэлектрической проницаемости, описываемой формулой (18), при $A=0$, так как это не изолированная частица, а гладкая бесконечная в плоскости поверхность. Тогда пользуясь уравнениями Максвелла [53, 138], запишем компоненты электромагнитного поля волны в виде гармонической функции

$$(\mathbf{E}, \mathbf{H}) \propto A(z) e^{i(\omega t - \beta x)}, \quad (23)$$

где ω - частота электромагнитной волны, β - константа распространения волны, $A(z)$ - амплитуда поля волны. Поскольку на бесконечном удалении от границы раздела сред поля быть не должно, так как там не предполагается наличие свободных зарядов, решение можно записать в виде

$$\begin{aligned}
H_y(x, z) &= H_0 \exp(-i\beta x) \cdot \begin{cases} \exp(-q_c z), & z > 0, \\ \exp(q_p z), & z < 0. \end{cases} \\
E_x(x, z) &= \frac{iH_0}{k_0} \exp(-i\beta x) \cdot \begin{cases} -(q_c / \varepsilon_c) \exp(-q_c z), & z > 0, \\ (q_p / \varepsilon_p) \exp(q_p z), & z < 0. \end{cases}
\end{aligned} \tag{24}$$

где $k_0 = \omega / c$ - длина волнового вектора волны в вакууме, H_0 - амплитуда магнитного поля волны на границе раздела сред ($z = 0$), $q_c = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_c^2}$, $q_p = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_p^2}$ - поперечные компоненты волнового вектора в диэлектрике и в металле, $n_{c,p} = \sqrt{\varepsilon_{c,p} \mu_{c,p}}$ - показатель преломления в каждой из граничащих сред, $\varepsilon_{c,p}$, $\mu_{c,p}$ - диэлектрическая и магнитная проницаемости сред. Магнитные проницаемости сред в оптическом диапазоне можно считать равными единице. В экспериментах критерием превращения поверхностной волны в объемную считают выполнение условия, $q'_{c,p} \gg k_0 \sqrt{\varepsilon_c}$. Предполагая отсутствие тока на границе из-за достаточно высокой частоты излучения, воспользуемся граничными условиями для напряженностей касательных компонент электрического и магнитного полей волны.

$$\begin{aligned}
H_{y,c}(0, x) &= H_{y,p}(0, x), \\
E_{x,c}(0, x) &= E_{x,p}(0, x).
\end{aligned} \tag{25}$$

Для учета тока на границе необходимо использовать приближенные граничные условия Леонтовича [254]. В итоге общее условие существования поверхностной электромагнитной волны на границе примет простой вид.

$$\frac{q_c}{\varepsilon_c} + \frac{q_{ef}}{\varepsilon_{ef}} = 0. \tag{26}$$

Уравнение (26) впервые было предложено в работе [260] еще в 1958 году, позже оно подробно анализировалось в работах В.М. Аграновича [161-162]. А после подстановки выражений $q_{c,p}$ можно легко получить выражение для константы распространения волны в явном виде.

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_c \varepsilon_p}{\varepsilon_c + \varepsilon_p}}. \quad (27)$$

В радиодиапазоне дисперсия поверхностной волны совпадает с дисперсией волны Циннке-Зоммерфельда [222, 223], и поскольку металл обладает собственной плазменной частотой ω_p , то по мере возрастания частоты волны дисперсионная кривая устремится к асимптотическому поверхностному плазмонному пределу частоты $\omega_{sp} = \omega_p / \sqrt{1 + \varepsilon_c}$, полученному без учета поглощения энергии волны электронами плазмы. Видно, что частота поверхностного плазмонного резонанса достаточно чувствительна к диэлектрической проницаемости покровного диэлектрика ε_c , что нашло ряд важных применений на практике.

В работе [263] в 2003 году была предложена идея создания генератора когерентного излучения на поверхностных плазмон-поляритонах и уже в 2008-2009 году было выпущено рабочее устройство [6]. Поскольку оно являлось аналогом лазера, оно получило название – «спазер». Вскоре после этого аналогичные устройства были получены на полупроводнике и других материалах, в которых возможны плазменные колебания [3, 5, 7, 259]. Подобный нанолазер на основе графена также был представлен в работе [4].

Как было показано выше, поверхностные плазмон-поляритоны обладают высокой чувствительностью к диэлектрической проницаемости граничащей с металлом среды. Это нашло множество применений в химии, медицине, военном деле. Подобные сенсоры применяются при анализе состава жидкостей [264], растворов белков, аминокислот и цепочек ДНК [265-267]; а также газов, в том числе и боевых [268].

Также плазмон-поляритоны нашли свое применение в вычислительной технике как инструмент передачи сигналов внутри чипа на небольшие расстояния, зато с крайне большой частотой следования. Например, в работе [236] был предложен высокоскоростной компактный электрооптический модулятор. Также возможно применение плазмоники в литографии и

субволновой микроскопии, так как особенности распространения и локализации поверхностных плазмон-поляритонов позволяют преодолевать дифракционный предел и исследовать объекты недоступные объемному излучению.

Как упоминалось выше помимо графена [21, 172, 177, 187, 200, 212, 215 253, 269-279] наиболее перспективными дальнейшими путями развития графеноподобных пленок выглядят такие современные пленочные материалы как: станен [153, 154], титанат бария [156, 280], дителлурид вольфрама [157, 158], диселенид вольфрама [159].

Выводы к главе 1

1. Для описания оптических свойств нанокompозита в работе используется эффективная диэлектрическая проницаемость, записанная в модели Максвелла-Гарнетта, которая корректна, если длина распространяющейся в среде волны намного больше характерного размера нановключений и расстояния между ними. В рамках этой модели получены выражения для компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита с учетом анизотропии нановключений.

2. Для периодической структуры «графен-диэлектрик» в мелкослоистом приближении получены выражения для тензора диэлектрической проницаемости структуры. Учет особенностей частотной зависимости поверхностной проводимости графена приводит в длинноволновой области ($\omega < \omega_{res} = 2\mu / \hbar$) к отрицательному диэлектрическому отклику структуры и относительно малым ее оптическим потерям.

3. Приведено решение классической задачи о распространении поверхностного плазмон-поляритона ТМ типа вдоль границы раздела металла и диэлектрика в оптическом диапазоне. Введены характеристики плазмон-поляритона – константа распространения, длина пробега и глубина залегания полей и обсуждается их зависимость от параметров граничащих сред и излучения. Описаны два основных способа возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов.

Глава 2. Направляемые волны в планарной структуре на границе нанокompозитов с металлическими включениями

В данной главе рассмотрены особенности распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе металлodieлектрического нанокompозита с частицами различной формы и размера [16, 65]. Рассмотрена плоская неоднородная волна ТМ поляризации на границе изотропного диэлектрика и анизотропного однородного металлodieлектрического нанокompозита с металлическими включениями трех ориентаций главной оси вдоль координатных осей. В рассматриваемом частотном диапазоне дисперсией магнитной проницаемости всех веществ можно пренебречь.

2.1. Дисперсия изотропного металлodieлектрического нанокompозита со сферическими включениями

Рассмотрим частотную дисперсию эффективной диэлектрической проницаемости (19) при вариации каждого из параметров структуры, которая указывает на резонансный характер функций $\varepsilon_{ef}^{x,y,z}(\omega)$, обусловленный плазменным резонансом наночастиц с диэлектрическим откликом (18). На рис. 3 построены частотные зависимости действительной и мнимой части ее эффективной диэлектрической проницаемости при растущей объемной доле сферических наночастиц внутри объема нанокompозита. Для расчета дисперсионных характеристик применялись следующие параметры составных материалов: $\varepsilon_m = 2.25$, $\varepsilon_d = 3.5$, радиус частиц $a = 10$ нм, объемная доля включений $\eta = 0.05, 0.1, 0.2$ (кривые 1-3). Видно, что с увеличением числа частиц в единице объема растет и величина плазмонного резонанса, при этом начиная с некоторого критического значения η возникает область отрицательных значений эффективной диэлектрической проницаемости среды, выделенная частотами ω_{neg} . Дальнейшее возрастание η расширяет эту область. Также с ростом числа частиц растет и величина потерь в среде вблизи

резонансной частоты ω_{res} , и, так как среднее расстояние между частицами становится меньше, величина ω_{res} тоже становится меньше. При удалении от резонансной частоты величина ε'_{ef} асимптотически стремится к значению $(1-\eta)\varepsilon_d + \eta\varepsilon_0$, тогда как величина ε''_{ef} стремится к нулю. В области $\omega > \omega_{res}$ имеется частотный интервал, где величина ε'_{ef} принимает отрицательные значения. Пунктирные линии отражают статическую диэлектрическую проницаемость материала матрицы и отсекают область отрицательности эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита.

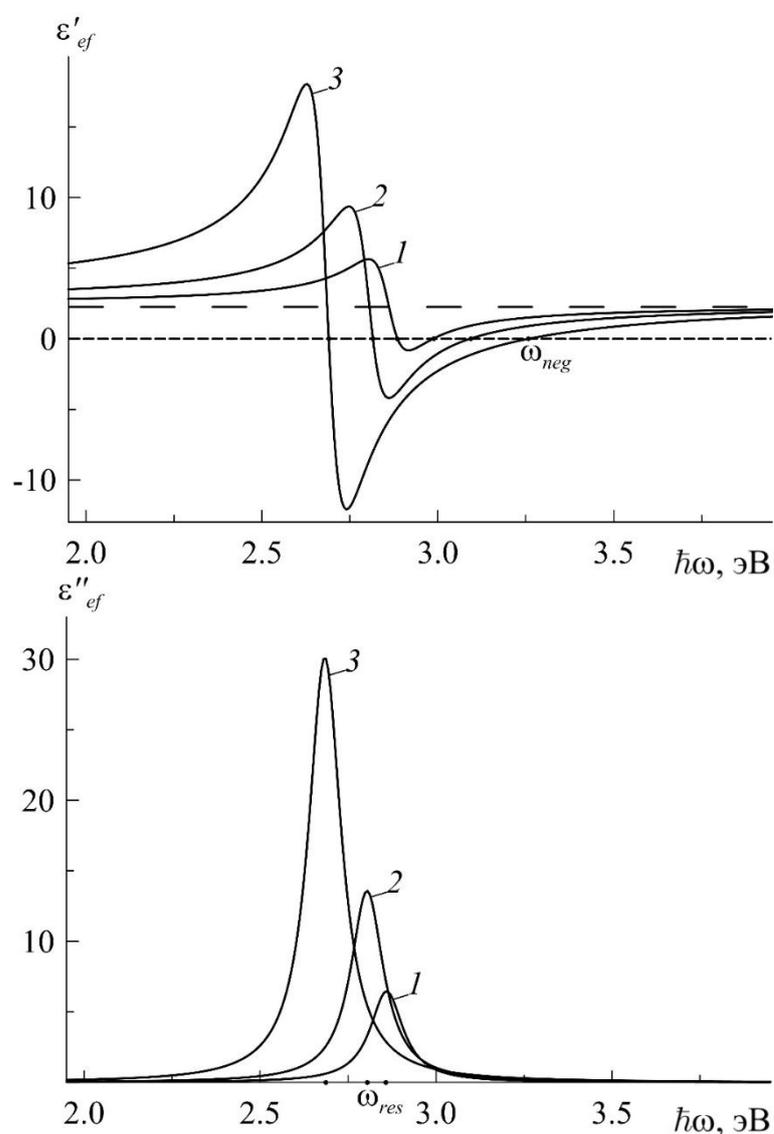


Рис. 3. Частотная зависимость действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита при различной объемной доле частиц $\eta = 0.5, 1, 2$ (кривые 1-3).

На следующем рис. 4 показано, что размер частиц не влияет на положение

резонансной частоты, но, по-прежнему, с ростом размера частиц растет диэлектрический отклик и величина потерь в среде. Как говорилось выше, величины η и a зависят друг от друга. В данном случае сравниваются ситуации с равными η , но различными a . Это значит, что с ростом a объем одной частицы растет, среднее расстояние между ними уменьшается, но и концентрация частиц пропорционально уменьшается, чтобы η оставалась постоянной. Из кривых видно, что размер наночастиц не оказывает существенного влияния на ширину области отрицательности области отрицательности ε'_{ef} , а амплитуда резонанса пропорционально растет с размером частиц a (кривые 1-3).

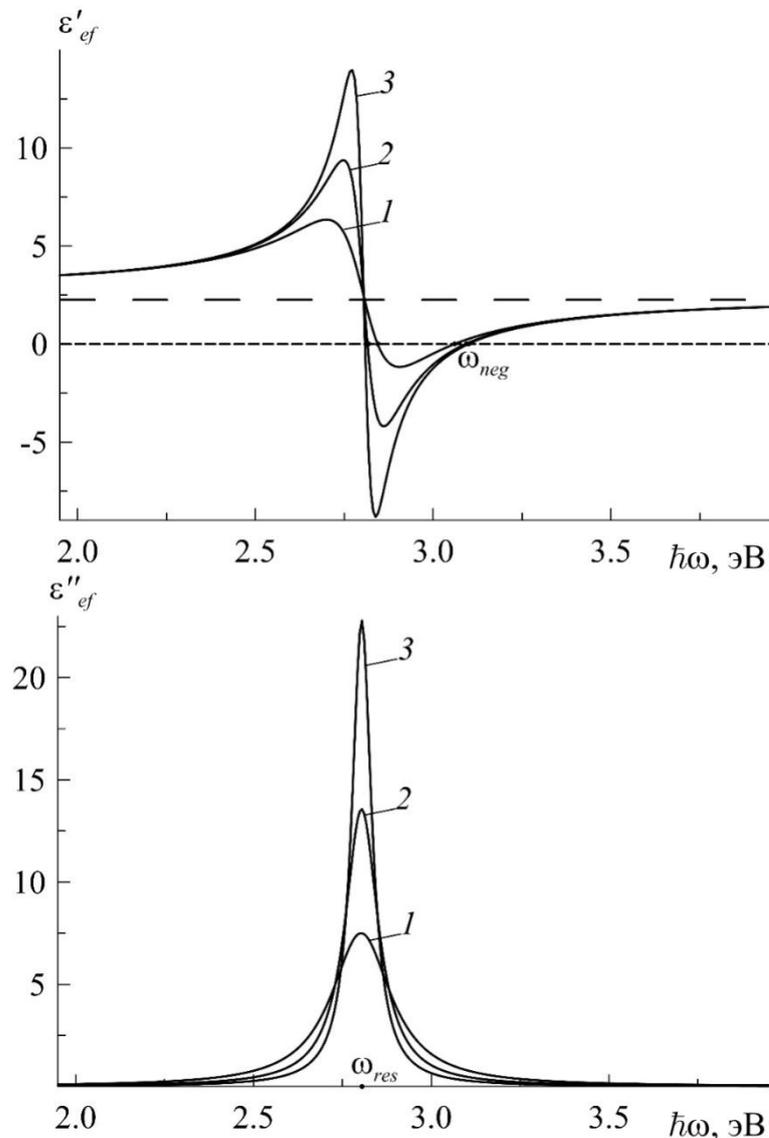


Рис. 4. Частотная зависимость действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита при различном радиусе частиц $a = 5, 10, 20$ нм (кривые 1-3).

Также с увеличением параметра ε_m резонансная область эффективной диэлектрической проницаемости смещается в сторону больших длин волн, а амплитуда диэлектрического отклика и потерь в нанокompозите растет. Вариация геометрического форм фактора $g^{x,y,z}$ также будет перемещать резонансную частоту нанокompозита. При этом амплитуда резонанса будет тем выше, чем ниже его резонансная частота. Резонансная частота нанокompозита отвечающая максимуму мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости приближенно была получена в работе [16].

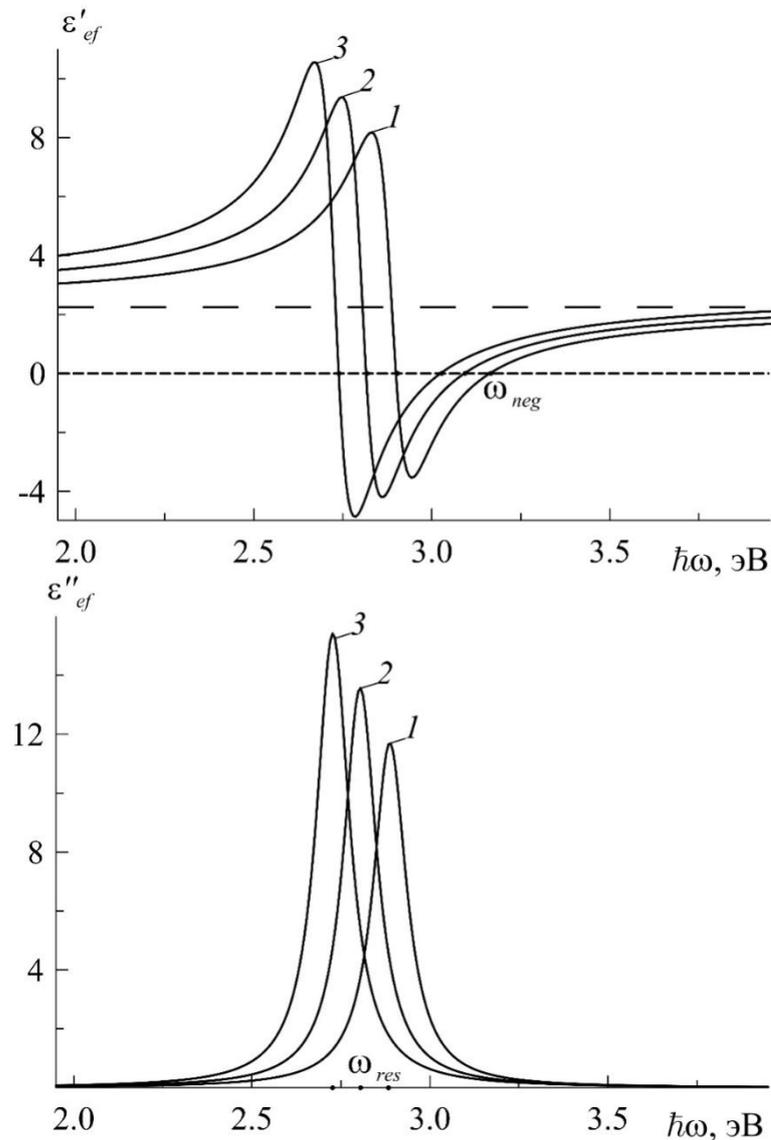


Рис. 5. Частотная зависимость действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита при различной $\varepsilon_m = 1, 2.25, 3.5$ (кривые 1-3).

2.2. Поверхностный плазмон-поляритоны на поверхности изотропного металлодиэлектрического нанокомпозита со сферическими включениями

Рассмотрим поверхностный плазмон-поляритон на границе изотропного однородного диэлектрика без дисперсии и изотропного однородного металлодиэлектрического нанокомпозита с наночастицами в форме шара. Причем частицы распределены в пространстве равномерно и не соприкасаются между собой. Пусть диэлектрик покровного слоя обладает диэлектрической проницаемостью ε_c , а материал диэлектрической матрицы нанокомпозита - ε_m . Дисперсия диэлектрической проницаемости наночастиц сферической формы будет описываться формулой (18) с учетом потерь на поглощение энергии волны в металле и на отражениях от границы металла и матрицы.

$$\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\omega(\gamma_0 + Av_F a)}. \quad (28)$$

Тогда в приближении Максвелла-Гарнетта усредненный эффективный диэлектрический отклик нанокомпозита можно представить в виде (19), где геометрический форм фактор $g = 1/3$.

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_m \left(1 + \frac{\eta(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}{\varepsilon_m + g(1-\eta)(\varepsilon_p - \varepsilon_m)} \right). \quad (29)$$

Решение граничной задачи о распространении собственной поверхностной моды, вытекающее из уравнений Максвелла [53, 138] и граничных условий для касательных компонент электромагнитного поля волны

$$\begin{aligned} H_{y,c}(x,0) &= H_{y,ef}(x,0), \\ E_{x,c}(x,0) &= E_{x,ef}(x,0) \end{aligned} \quad (30)$$

запишем решение для этих компонент в виде экспоненциально затухающих, при удалении от границы раздела функций

$$H_y(x,z) = H_0 \exp(-i\beta x) \begin{cases} \exp(-q_c z), & z > 0, \\ \exp(q_{ef} z), & z > 0, \end{cases} \quad (31)$$

тогда касательное электрическое поле примет вид

$$E_x(x, z) = \frac{iH_0}{k_0} \exp(-i\beta x) \begin{cases} \frac{-q_c}{\varepsilon_c} \exp(-q_c z), & z > 0, \\ \frac{q_{ef}}{\varepsilon_{ef}} \exp(q_{ef} z), & z < 0, \end{cases} \quad (32)$$

где $q_c = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_c}$ - поперечная компонента волнового вектора в покровном слое, $q_{ef} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{ef}}$ - поперечная компонента волнового вектора в эффективной среде. Формула (32) показывает, что амплитуда электрического и магнитного полей должна быстро убывать при удалении от границы раздела сред. В итоге после подстановки (32) в (30) общее условие существования поверхностной электромагнитной волны на границе примет простой вид

$$\frac{q_c}{\varepsilon_c} + \frac{q_{ef}}{\varepsilon_{ef}} = 0. \quad (33)$$

Это уравнение после подстановки величин q_c и q_{ef} при условии единичных магнитных проницаемостей граничащих сред легко сводится к виду

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_{ef} \varepsilon_c}{\varepsilon_{ef} + \varepsilon_c}}. \quad (34)$$

Поскольку в формуле (34) величина ε_{ef} является комплексной, амплитуда плазменного резонанса собственной моды структуры будет ограничена, а величина резонансной частоты будет несколько отличаться от ω_{sp} в отсутствие диссипации энергии волны носителями заряда в металле. Рассмотрим влияние размера наночастиц на основные дисперсионные характеристики поверхностного плазмон-поляритона. Кривые построены при $\varepsilon_c = 1$, $\varepsilon_m = 2.25$, объемная доля наночастиц $\eta = 0.1$. Линии 1-3 отражают зависимости при радиусе наночастиц $a = 5, 10, 20$ нм. Пунктирная линия пропорциональна $k_0 \varepsilon_m$ и отражает дисперсионную кривую плоской волны в неограниченном диэлектрике матрицы без металлических наночастиц в ней. Величина нормировки константы распространения равна $k_T = k_b T / \hbar = 39428.57143 \text{ см}^{-1}$. Видно, что размер

наночастиц никак не влияет на положение резонанса, а лишь увеличивает его амплитуду, что сказывается на резком сокращении длины пробега волны на этой частоте. Одним из главных преимуществ нанокомпозитов перед сплошными однородными металлическими или полупроводниковыми средами является то, что изолированные друг от друга проводящие наночастицы, имея возможность поляризоваться под действием падающей волны аналогично сплошным средам, не способны пропускать сквозь себя постоянный электрический ток, если не превышен порог перколяции [44, 133, 214].

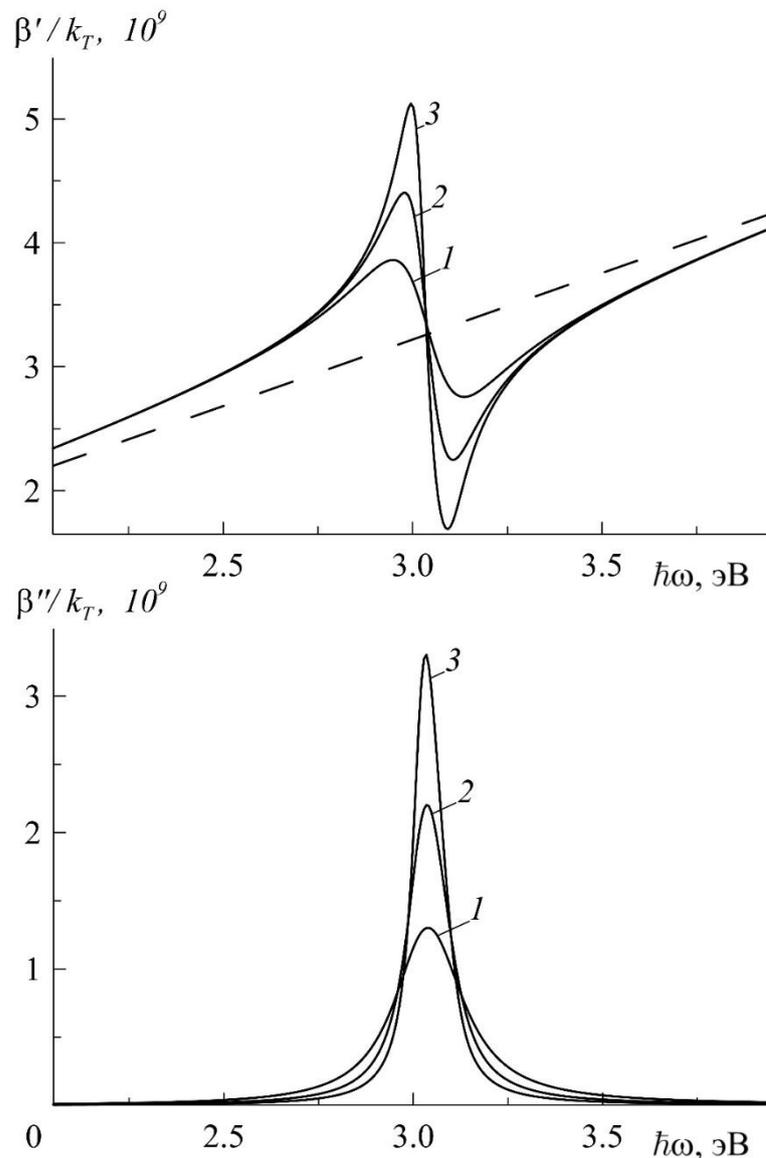


Рис. 6. Действительная и мнимая часть константы распространения при различном радиусе наночастиц $a = 5, 10, 20$ нм (кривые 1-3).

Следовательно, нагрев нанокомпозита возможен только от поглощения наночастицами излучения с частотами, близкими к резонансным. Естественно

это будет плазменная частота носителей заряда в наночастицах, а также линии внутризонных и межзонных переходов электронов в полупроводниковых наночастицах, учет которых выходит за рамки данной работы. Также видно, что при возрастании a добротность резонанса также увеличивается. Построим зависимости величин q_c и q_{ef} , так как это позволит оценить глубину залегания поля поверхностного плазмон-поляритона в покрывную и эффективную среду, зная дисперсию β .

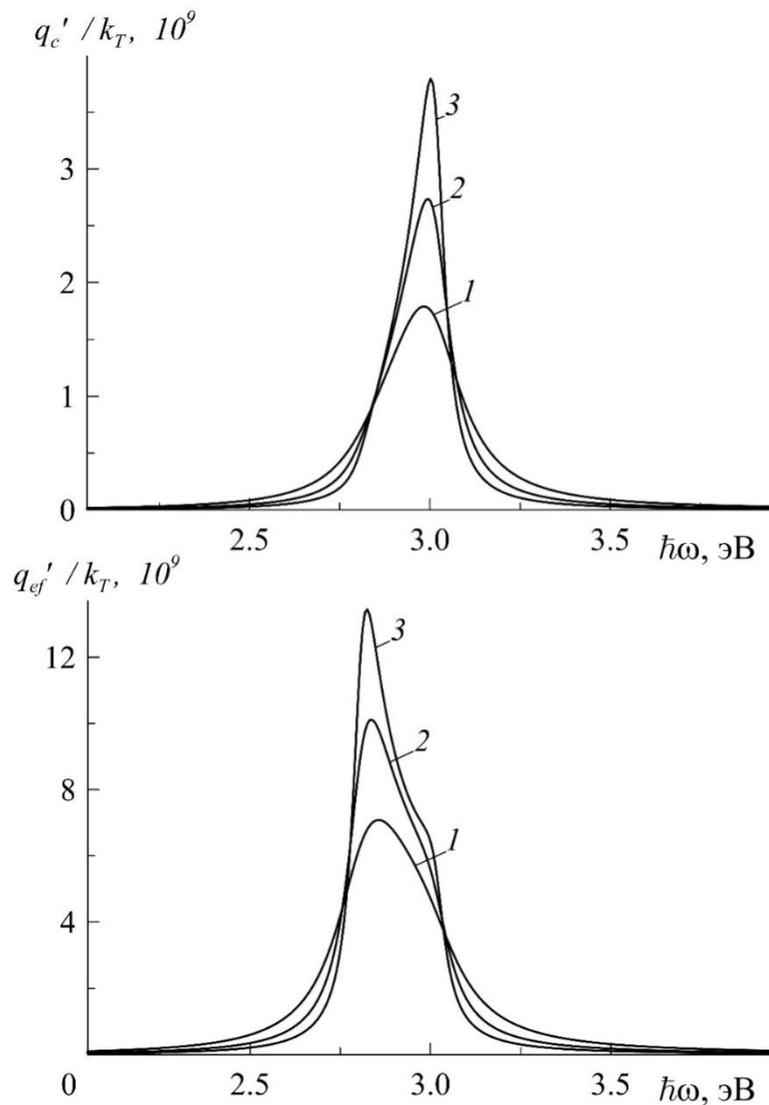


Рис. 7. Действительные части поперечных компонент волнового вектора в покрывном слое и эффективной среде при различном радиусе наночастиц $a = 5, 10, 20$ нм (кривые 1-3).

Из рис. 7 видно, что кривые q'_c имеют несимметричную относительно резонансной частоты колоколообразную форму, что говорит относительно плавном росте локализации полей при приближении к резонансной частоте и

резком падении локализации при дальнейшем возрастании ω . Также видно, что наибольшая степень локализации электромагнитного поля волны в нанокompозите наступает на меньшей частоте вблизи ω_{neg} , то есть частоте на которой ε'_{ef} меняет свой знак. Тогда как на частоте максимальной локализации поля со стороны покровного диэлектрика на дисперсионной кривой q'_{ef} наблюдается точка перегиба.

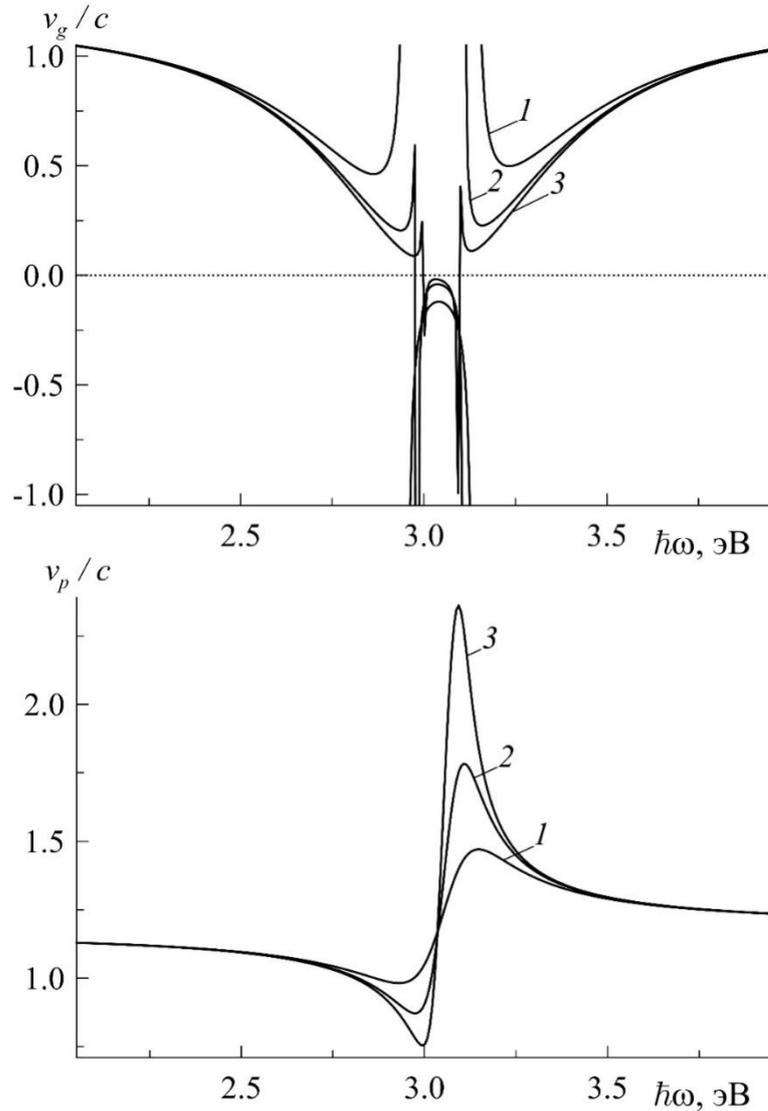


Рис. 8. Групповая и фазовая скорости поверхностного плазмон-поляритона при различном радиусе наночастиц $a = 5, 10, 20$ нм (кривые 1-3).

На рис. 8 построена групповая и фазовая скорости распространения поверхностного плазмон-поляритона, нормированные на скорость света в вакууме c . Пунктир отражает нулевой уровень. Из графиков видно, что при значительном удалении от резонансной частоты групповая скорость

распространения волны превышает c , что можно объяснить разрушением плазмон-поляритона из-за крайне слабой локализации электромагнитного поля вдали от частоты резонанса. При приближении к области отрицательности ε'_{ef} скорость распространения волны резко уменьшается, причем потери энергии волны на излучение или поглощение в металлических наночастицах уже перестает быть незначительным.

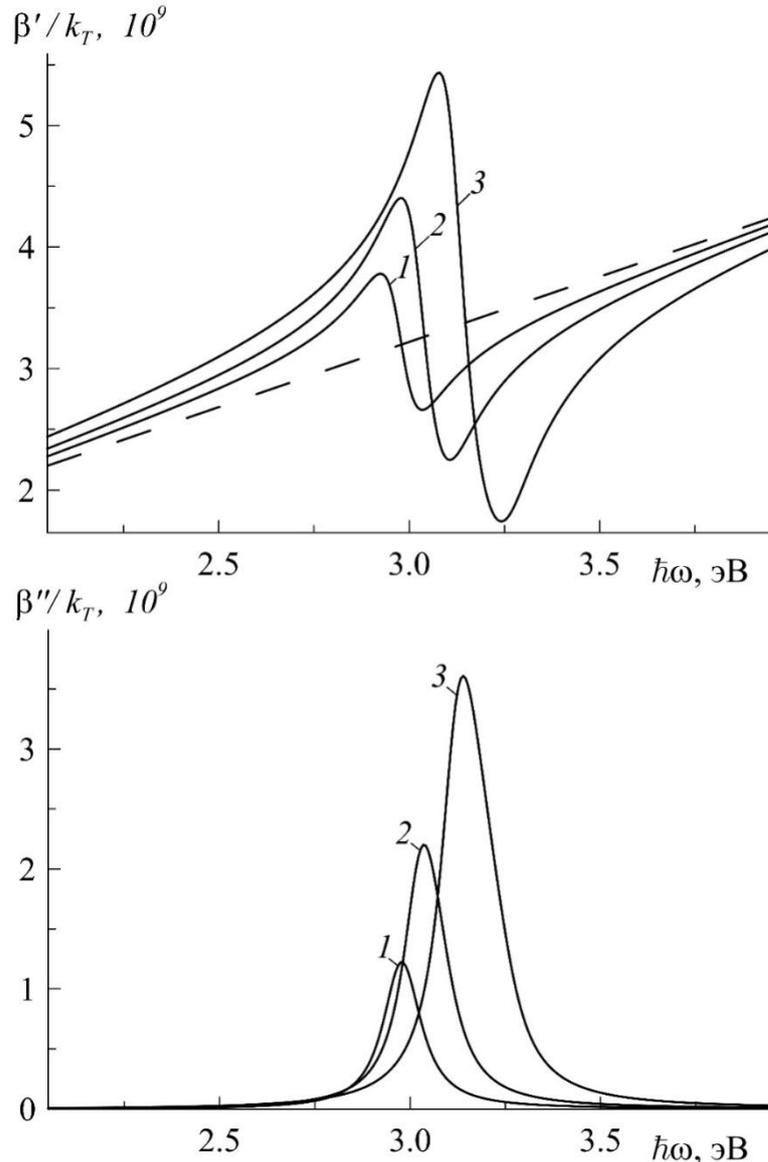


Рис. 9. Действительная и мнимая часть константы распространения при различной объемной доле наночастиц $\eta = 0,5, 1, 2$ (кривые 1-3).

Внутри области, где $\varepsilon'_{ef} < 0$ направление переноса энергии волны и направление ее распространения становится противоположным. Такая ситуация называется обратной волной, которая существует в области аномальной

дисперсии, то есть когда с ростом ω величина β' уменьшается. Далее рассмотрим влияние объемной доли наночастиц в нанокompозите η на дисперсию константы распространения. Кривые построены при $\varepsilon_c = 1$, $\varepsilon_m = 2.25$, $a = 10$ нм. Следует напомнить, что величина η напрямую связана с радиусом частиц a формулой (7) и увеличение размеров наночастиц влечет за собой пропорциональное уменьшение концентрации этих частиц и наоборот.

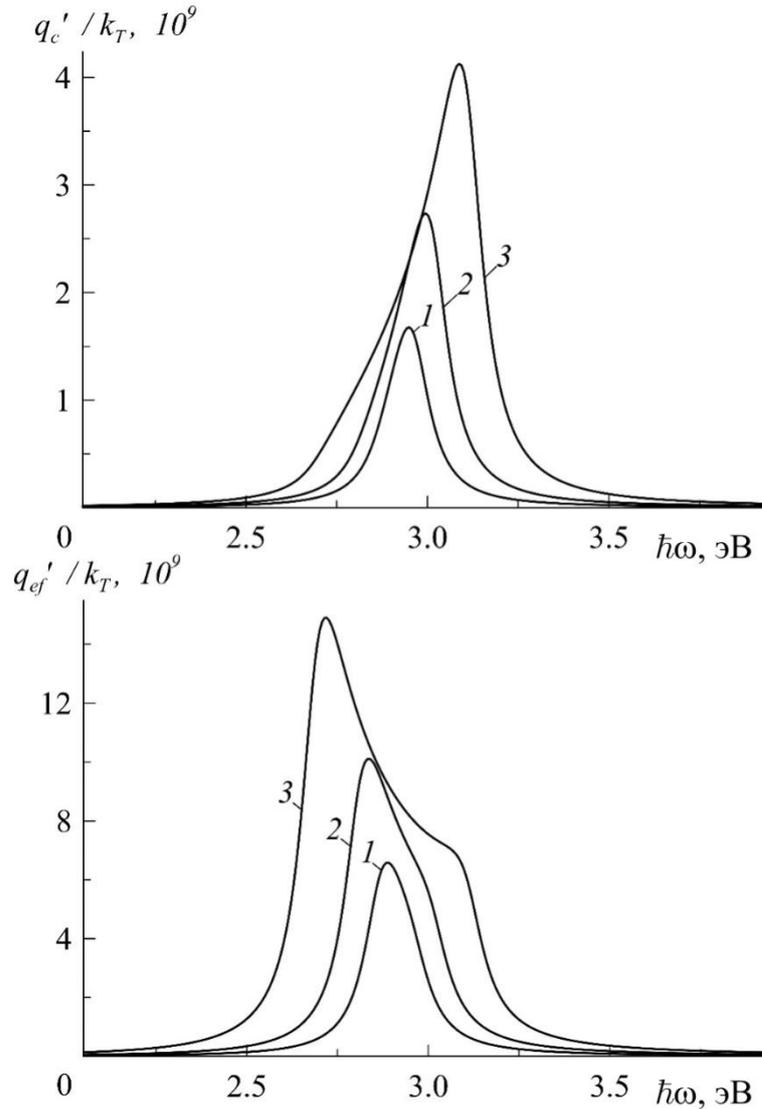


Рис. 10. Действительные части поперечных компонент волнового вектора в покровном слое и эффективной среде при различной объемной доле наночастиц $\eta = 0,5, 1, 2$ (кривые 1-3).

Кривые 1-3 соответствуют зависимостям при $\eta = 0.05, 0.1, 0.2$. Пунктирная линия так же пропорциональна $k_0\varepsilon_m$. Не смотря на уменьшение ω_{res} эффективной среды с ростом объемной доли наночастиц в нанокompозите, частота плазмонного резонанса плазмон-поляритона растет и увеличивает свою

амплитуду. Поскольку с ростом η в среде становится все больше и больше металла величина потерь энергии волны также пропорционально возрастает, что значительно сокращает длину пробега волны. Также видно, что из-за увеличения области отрицательности ε'_{ef} расширяется область аномальной дисперсии поверхностной моды и пропорционально уширяется колоколообразная кривая β'' . Поперечные компоненты волнового вектора также значительно расширяются при возрастании η .

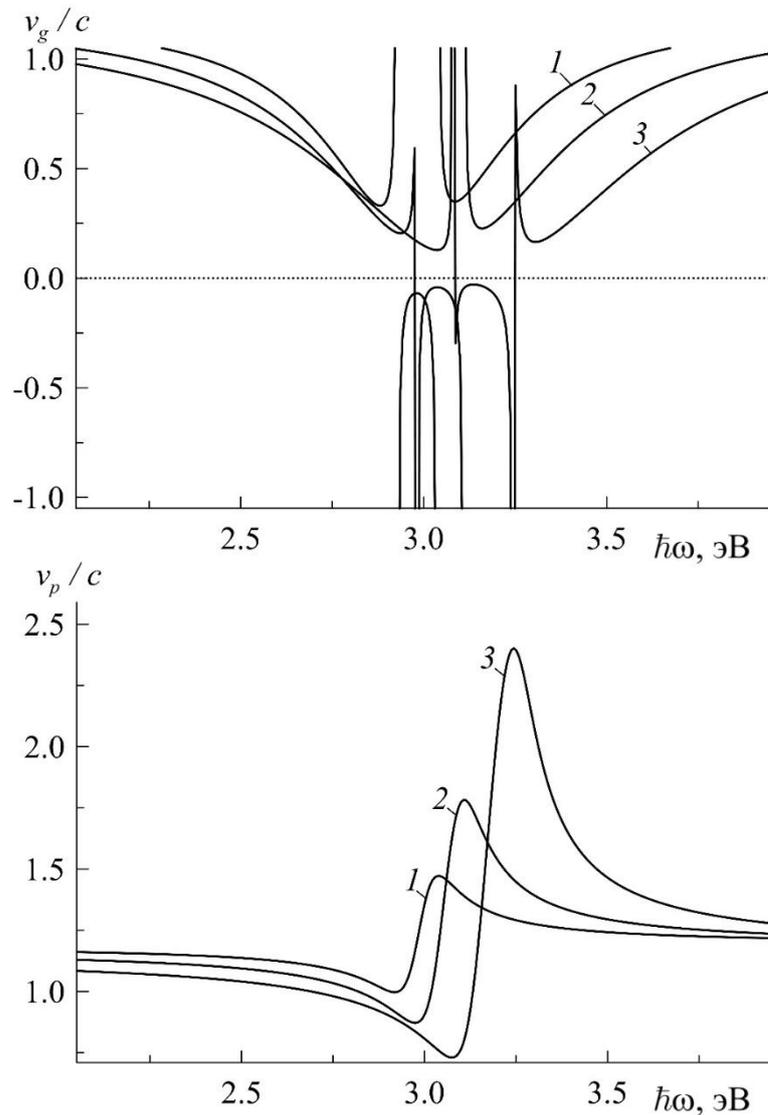


Рис. 11. Групповая и фазовая скорости поверхностного плазмон-поляритона при различной объемной доле наночастиц $\eta = 0,5, 1, 2$ (кривые 1-3).

Поэтому с ростом ω степень локализации электромагнитного поля волны в диэлектрике будет нарастать более плавно, это видно по дисперсии q'_c на кривой 3. Также видно, что большая доля металла в нанокompозите больше

втягивает в нанокompозит электромагнитное поле волны на частотах ниже частоты плазменного резонанса, и наоборот, сильнее выталкивает из себя поле волны на частотах, больше резонансной. Показательно, что при достаточно больших η имеет место ярко выраженное искажение q'_{ef} . Заметим, что оно проявляется только при большом количестве металла в нанокompозите независимо от того, это большие частицы, или их просто много в единице объема. Также важно заметить, что с увеличением η частоты максимальной локализации поля в нанокompозите и покровном диэлектрике расходятся. Степень замедления поверхностной моды также увеличивается пропорционально увеличению объемной доли наночастиц, вместе с этим расширяется область с отрицательной групповой скоростью распространения волны, и обратная волна становится чуть медленнее. Ни изменение η , ни a не позволяет достаточно сильно замедлить фазовую скорость волны, что несколько ограничивает сферу применения подобной структуры на практике. Хотя, аналогично плазмон-поляритонам на металлических пленках, имеет место выраженная чувствительность дисперсионных кривых к диэлектрической проницаемости диэлектрика покровного слоя ε_c .

На рис. 12 показана дисперсионная зависимость константы распространения поверхностной моды при различной диэлектрической проницаемости покровного слоя ε_c . Графики построены при $\varepsilon_m = 2.25$, объемной доле наночастиц $\eta = 0.1$ радиусом $a = 10$ нм. Пунктирные линии пропорциональны $k_0 \varepsilon_c$. Кривые 1-3 построены при $\varepsilon_c = 1, 2.25, 3.5$. Из чего сразу видно, что рост величины ε_c из-за какого либо внешнего воздействия на покровный диэлектрик вызывает увеличение угла наклона асимптотических линий. Это в свою очередь провоцирует незначительное уменьшение частоты плазменного резонанса в структуре. При этом ширина области аномальной дисперсии и амплитуда резонанса значительно возрастает. Длина пробега поверхностного плазмон-поляритона на соответствующей частоте также существенно падает.

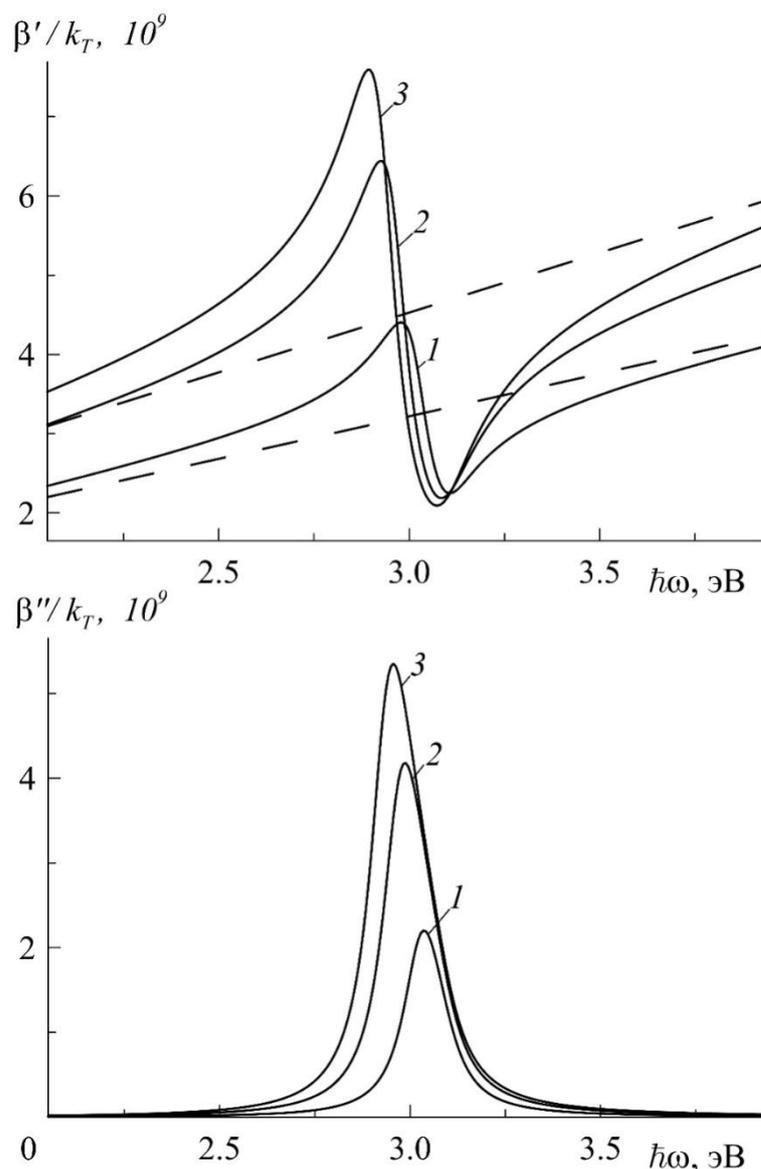


Рис. 12. Действительная и мнимая часть константы распространения при различной диэлектрической проницаемости покрывного слоя $\varepsilon_c = 1, 2.25, 3.5$ (кривые 1-3).

Более того существует узкий диапазон частот, в котором значительно изменяется длина пробега волны, так как с возрастанием ε_c кривая меняет тип дисперсии с нормальной на аномальную. Такая особенность дает преимущество, которое позволяет построить на основе нанокompозитной пленки узкополосный сверхчувствительный датчик различно рода газов, аналогичный [268]. При этом в отличие от сплошной металлической пленки нанокompозит не будет подвержен сильному разогреву во время своей работы из-за отсутствия перколяции между соседними металлическими частицами.

На рис. 13 наглядно видно, что возрастание ε_c приводит к значительному

росту локализации электромагнитного поля поверхностного плазмон-поляритона вблизи границы на резонансной частоте. При этом если частоту волны зафиксировать, то по глубине проникновения поля волны в диэлектрик (воздух) легко связать показание детектора интенсивности поля волны вблизи поверхности нанокompозита с концентрацией инородных газов в воздухе.

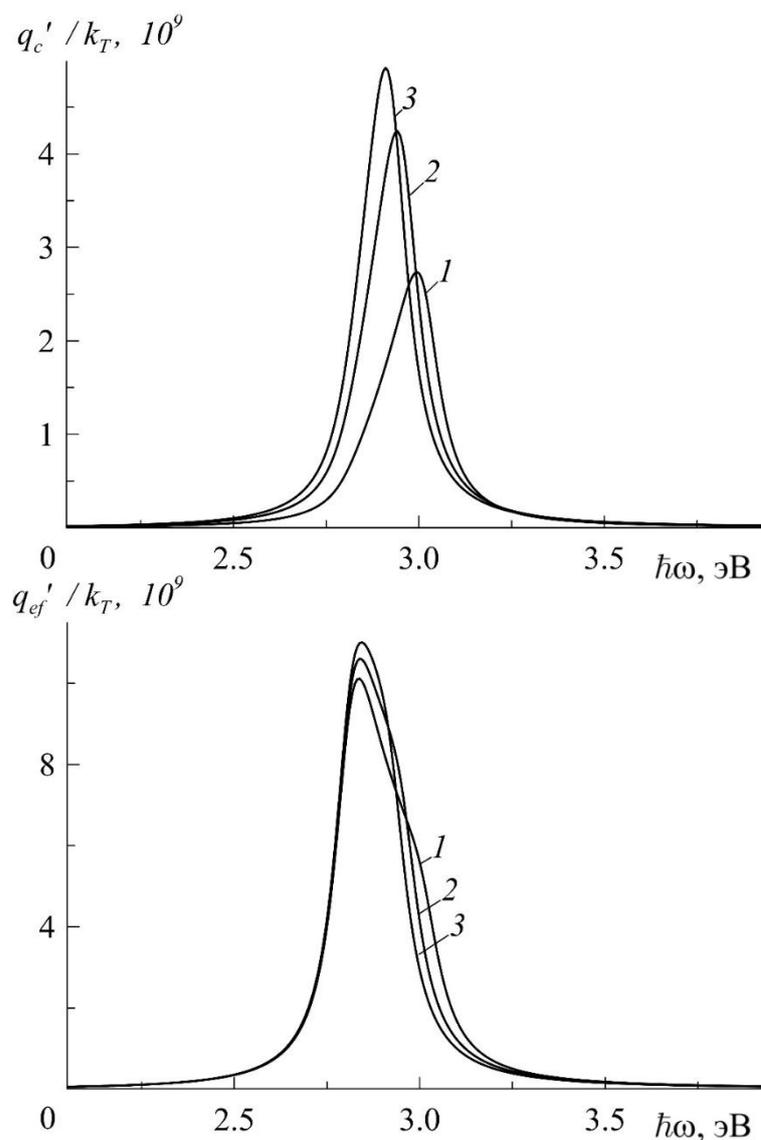


Рис. 13. Действительные части поперечных компонент волнового вектора в покровном слое и эффективной среде при различной диэлектрической проницаемости покровного слоя $\varepsilon_c = 1, 2.25, 3.5$ (кривые 1-3).

В свою очередь степень локализации поля со стороны нанокompозита незначительно изменяется по амплитуде и немного сужается частотная область локализации поля. Следует заметить, что рост ε_c нивелирует асимметрию колоколообразной дисперсионной кривой, что легко видно при сравнении кривых 1 и 3. Из рис. 14 видно, как незначительно изменяется положение

частотной области отрицательности групповой скорости волны. Видно, что возрастает степень замедления поверхностной волны во всем рассматриваемом частотном диапазоне. А также наглядно показано существенная управляемость фазовой скоростью поверхностного плазмон-поляритона в окрестностях резонансной частоты плазмонного резонанса рассматриваемой структуры.

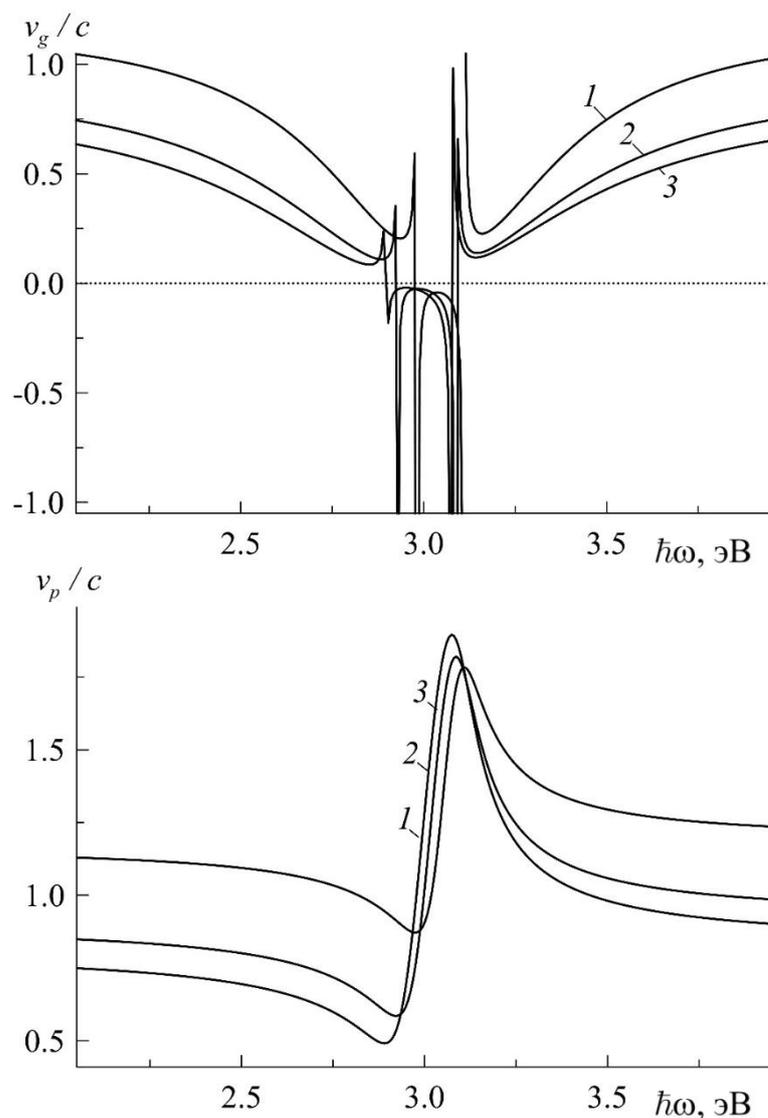


Рис. 14. Групповая и фазовая скорости поверхностного плазмон-поляритона при различной диэлектрической проницаемости покрывного слоя $\epsilon_c = 1, 2.25, 3.5$ (кривые 1-3).

Энергетической характеристикой волнового процесса усредненный по времени является вектор Умова-Пойнтинга, который в комплексных амплитудах принимает вот такой вид $\mathbf{S} = (c/8\pi) \cdot \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$, где $*$ - это оператор комплексного сопряжения, а \times - обозначение векторного произведения. Этот вектор определяет среднюю за период плотность потока энергии

поверхностного плазмон-поляритона. Ограничимся рассмотрением продольной компоненты плотности потока энергии S_x . Запишем выражение для продольной компоненты вектора Умова-Пойнтинга, определяющей перенос энергии вдоль поверхности раздела сред:

$$S_x(x, z) = S_0 \exp(-2\beta''x) \begin{cases} \frac{\beta'}{k_0 \varepsilon_c} \exp(-2q'_c z), & z > 0, \\ \frac{\varepsilon'_{ef} \beta' - \varepsilon''_{ef} \beta''}{k_0 |\varepsilon_{ef}|^2} \exp(2q'_{ef} z), & z < 0, \end{cases} \quad (35)$$

где $S_0 = cH_0^2 / 8\pi$ - нормировка, так как интерес представляет вид частотной зависимости, а не абсолютные значения величины. Плотность потока энергии в покровном диэлектрике представлена на рис. 15 при различной объемной доле наночастиц η (а) и разной диэлектрической проницаемости покровного диэлектрика ε_c (б). Аналогичные зависимости от частоты построены на рис. 16 для плотности потока энергии в нанокompозите. По графикам S_{xc} видно, что изменение объемной доли наночастиц поведение амплитуды и частоты резонанса полностью повторяет динамику величины β' / k_0 , что очевидно по формуле (35). То есть с ростом η частота наибольшей и наименьшей переносимой плотности потока энергии увеличивается вместе с отклонением мощности от среднего по частоте значения. Также видно, что величина S_{xc} сильно зависит от ε_c во всем рассматриваемом диапазоне частот, а именно что плотность потока энергии пропорционально падает во всем частотном диапазоне с увеличением диэлектрического отклика покровного слоя диэлектрика. Наибольший интерес представляет дисперсия S_{xef} , только благодаря эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита становится возможным распространение рассматриваемой волны. Динамика зависимости S_{xef} от частоты полностью повторяет динамику S_{xc} , но из-за отрицательности ε'_{ef} при некотором критическом значении η плотность потока энергии становится нулевой на одной из частот в области плазмонного резонанса и

дальнейшее увеличение объемной доли наночастиц увеличивает частотный диапазон отрицательных значений плотности потока энергии. Реализуется режим обратной волны. Изменение диэлектрической проницаемости покровного слоя диэлектрика ε_c не вызывает качественного изменения динамики дисперсии, а лишь немного корректирует амплитуду кривой, положение и ширину области существования обратной волны.

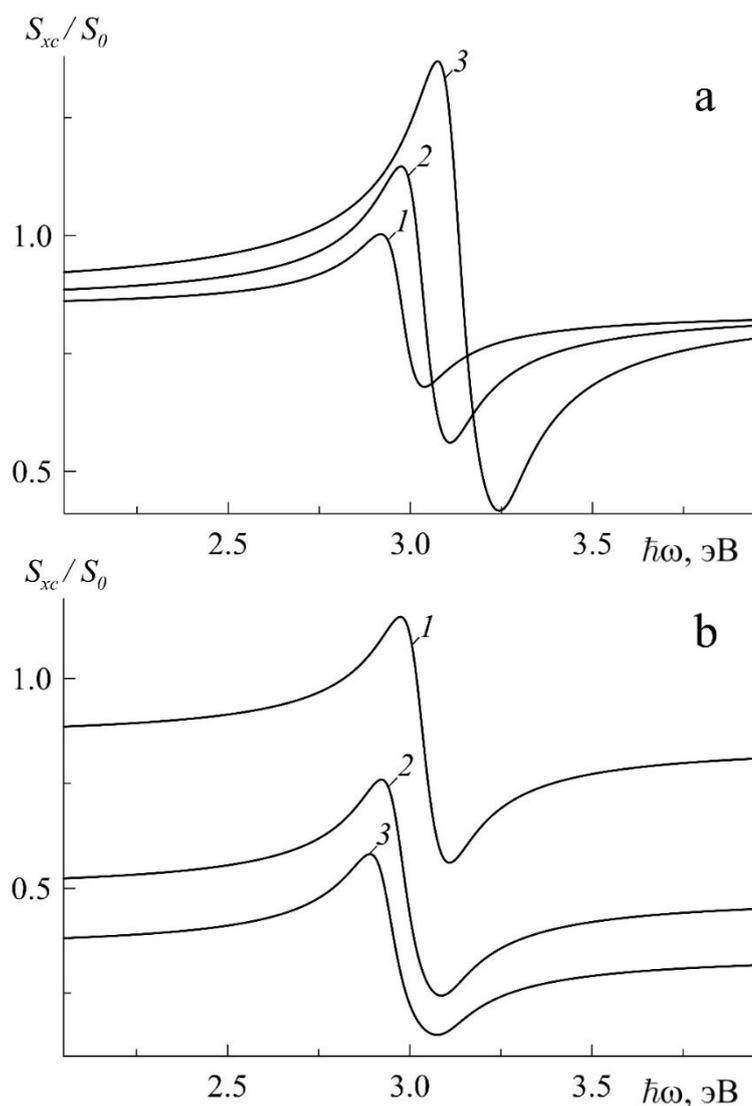


Рис. 15. Продольная плотность потока энергии в покровном слое диэлектрика при различной объемной доле наночастиц $\eta = 0.5, 1, 2$ (рис. а кривые 1-3) и различной диэлектрической проницаемости покровного слоя $\varepsilon_c = 1, 2.25, 3.5$ (рис. б кривые 1-3).

Следует также заметить, что отношение амплитуд плотностей потока энергии в нанокompозите и диэлектрике вблизи границы раздела (при $z \approx 0$) в области плазмонного резонанса имеет вид:

$$\frac{S_{xef}}{S_{xc}} = \frac{\varepsilon_c}{|\varepsilon_{ef}|^2} \left(\varepsilon'_{ef} - \varepsilon''_{ef} \frac{\beta''}{\beta'} \right), \quad (36)$$

по которому можно оценить пропорцию распределения энергии распространяющейся волны между граничащими средами.

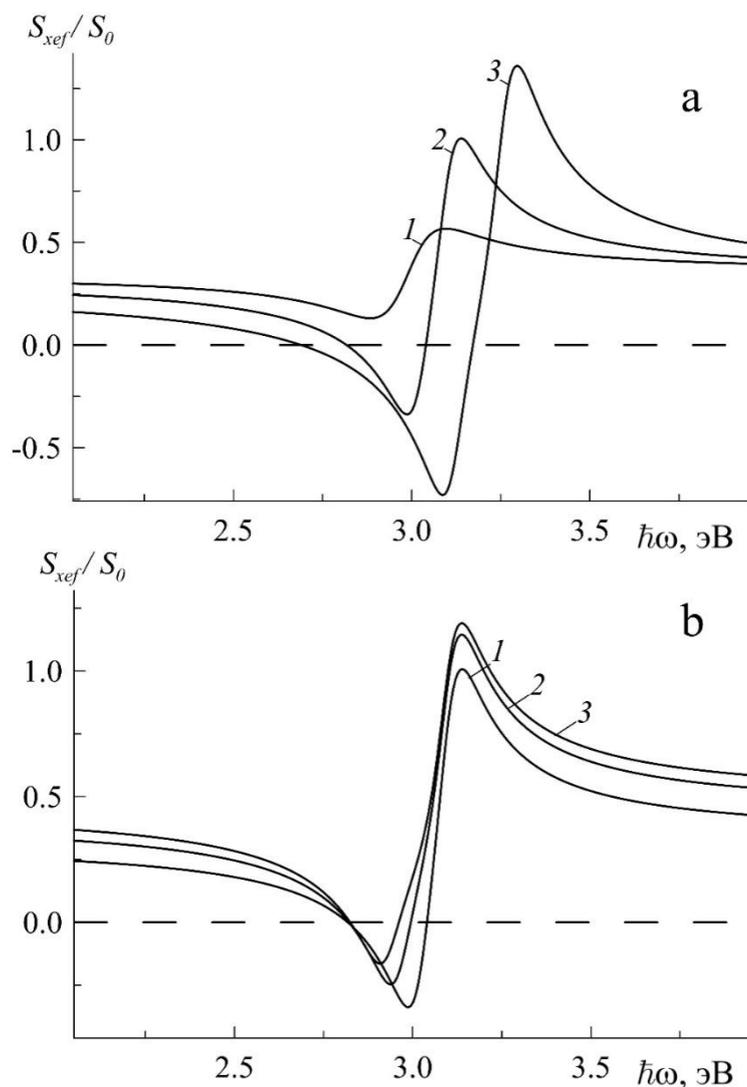


Рис. 16. Продольная плотность потока энергии в нанокompозите при различной объемной доле наночастиц $\eta = 0.5, 1, 2$ (рис. а кривые 1-3) и различной диэлектрической проницаемости покровного слоя

$\varepsilon_c = 1, 2.25, 3.5$ (рис. б кривые 1-3).

Из (36) легко увидеть, что вне резонансной области частот, вдали от диапазона с существенным поглощением энергии волны на частицах, отношение плотности потоков энергии определяется отношением реальных частей диэлектрической проницаемости материалов, т.е. $S_{xef}/S_{xc} = \varepsilon_c / \varepsilon'_{ef}$. И отсюда следует вывод, что изменение диэлектрической проницаемости матрицы нанокompозита будет влиять на распределение плотности потока энергии между средами подобно ε_c ,

хотя при этом будет смещаться амплитуда плазменного резонанса.

Еще одной важной характеристикой поверхностного плазмон-поляритона является продольная компонента полного энергетического потока P , переносимого вдоль поверхности раздела сред. Эта величина характеризует полную мощность, которую переносит волна вдоль структуры, и получается интегрированием соответствующей компоненты вектора Умова-Пойнтинга по всему поперечному сечению:

$$P(x) = \int_{-\infty}^{\infty} S_x(x, z) dz = P_0 \exp(-2\beta'' x) \frac{k_T}{2k_0} \left(\frac{\varepsilon'_{ef} \beta' - \varepsilon''_{ef} \beta'}{q'_{ef} |\varepsilon_{ef}|^2} + \frac{\beta'}{q'_c \varepsilon_c} \right), \quad (37)$$

где $P_0 = S_0 / k_T$. Интегрирование вдоль направления Oy опущено, так как поле в этом направлении предполагалось однородным. На рис. 17 представлена частотная зависимость полного потока энергии при $x = 0$, нормированного на величину P_0 . Из графиков видно, что вдали от резонансной частоты переноса энергии вдоль границы структуры нет, а в окрестности области $\varepsilon'_{ef} < 0$ кривые имеют сложный резонансный характер (37). При малых объемных долях наночастиц полный поток энергии всегда положителен, но при $\eta \approx 0.09$ появляется узкая область частот, на которой направление переноса энергии и направление распространения волны противоположны не только в нанокompозите, но и в структуре в целом. Дальнейшее возрастание η расширяет этот диапазон и смещает его в область более высоких частот, глубина минимума рассматриваемой кривой также при этом будет возрастать. При этом также растет амплитуда резонансных пиков, частота которых изменяется пропорционально η . Рост ε_c также вызывает возрастание амплитуды резонансных пиков, но уже без смещения дисперсионной кривой по частоте. Хотя область отрицательности полного потока энергии вблизи границы сред при этом углубляется в низкочастотную область. Очевидно, что в этой области направление вектора полного потока противоположно направлению фазовой скорости. Таким свойством обладают волны, распространяющиеся в «левых» средах [237]. На практике часто оказывается существенным, чтобы в области

плазмонного резонанса продольная компонента плотности потока энергии во всей структуре и в каждой из граничащих сред в отдельности была чувствительной к сравнительно небольшим отклонениям диэлектрической проницаемости ε_c , то есть к выбору материала матрицы всей структуры.

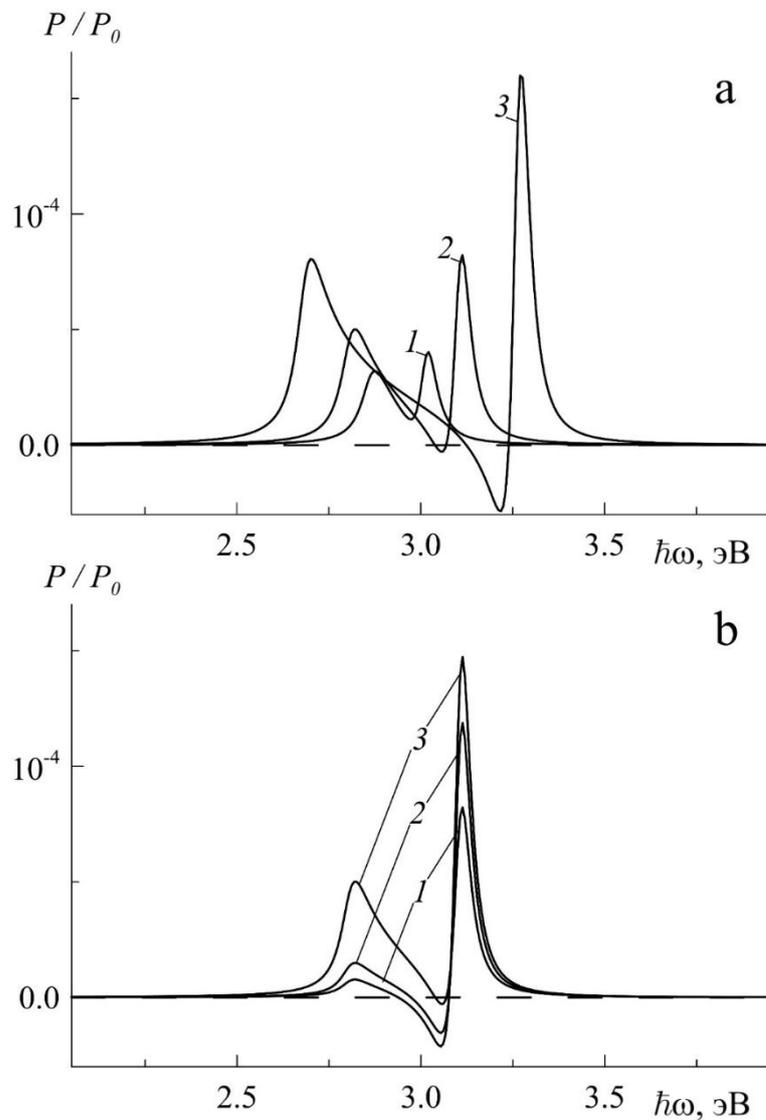


Рис. 17. Полный поток энергии вдоль границы в единицу времени от частоты при различной объемной доле наночастиц $\eta = 0.5, 1, 2$ (рис. а кривые 1-3) и различной диэлектрической проницаемости покровного слоя

$\varepsilon_c = 1, 2.25, 3.5$ (рис. б кривые 1-3).

Это позволит реализовать ряд микро- и нанозлектронных устройств на основе данного материала.

2.3. Поверхностный плазмон-поляритон на границе анизотропного металлодиэлектрического нанокompозита с эллиптическими включениями

Весьма важным является исследование процессов распространения поверхностных плазмон-поляритонов в нанокompозите с одноосной анизотропией. Известно, что в средах с анизотропией распространяются плазмон-поляритоны нетипичного вида [17]. У нетипичных плазмон-поляритонов направления распространения и переноса энергии, выраженного вектором Умова-Пойтинга, совпадают по направлению. Совпадение направленности главных осей подавляющего большинства анизотропных наночастиц в объеме нанокompозита является основной причиной возникновения оптической анизотропии и как следствие эффекта двулучепреломления в нем. Стоит отметить, нанокompозит с регулярно упорядоченным расположением наночастиц обладает свойствами, присущими фотонным кристаллам. О третьей возможной ориентации вдоль оси Oy будет дан краткий комментарий. О случаях произвольной ориентации наночастиц можно найти информацию в работах [12, 39-42, 65, 127, 135, 136].

Координатное распределение электромагнитного поля волны в структуре будет иметь вид аналогичный (32), с тем лишь исключением, что в формуле потребуется заменить ε_{ef} на ε_{ef}^{xx} (19), а $q_{ef} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{zz}} \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{xx}}$. Такая замена является прямым следствием возникшей анизотропии нанокompозита с последующей тензорной зависимостью между индукцией и напряженностью электрического поля волны.

Из-за отсутствия сплошной проводящей поверхности на границе раздела покровной и эффективной среды ток на ней будет отсутствовать. И тогда из граничных условий для касательных компонент электромагнитной волны ТМ поляризации, совпадающих с (30), в явном виде вытекает дисперсионное уравнение для поверхностного плазмон-поляритона:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{zz} \epsilon_c (\epsilon_{xx} - \epsilon_c)}{\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_c^2}}. \quad (38)$$

Данное уравнение легко можно найти в работе [17], более того оно легко поддается численному анализу.

2.3.1. Ориентация главных осей наночастиц перпендикулярна границе раздела сред

Пусть граница раздела анизотропного нанокompозита и изотропного диэлектрика лежит в плоскости xu и неоднородная волна распространяется вдоль оси Ox . Наночастицы внутри нанокompозита также имеют форму эллипсоида вращения, полярная ось которого параллельна оси Oz . Тогда направление полярной оси полностью определяет анизотропию диэлектрического отклика частицы на электромагнитное воздействие.

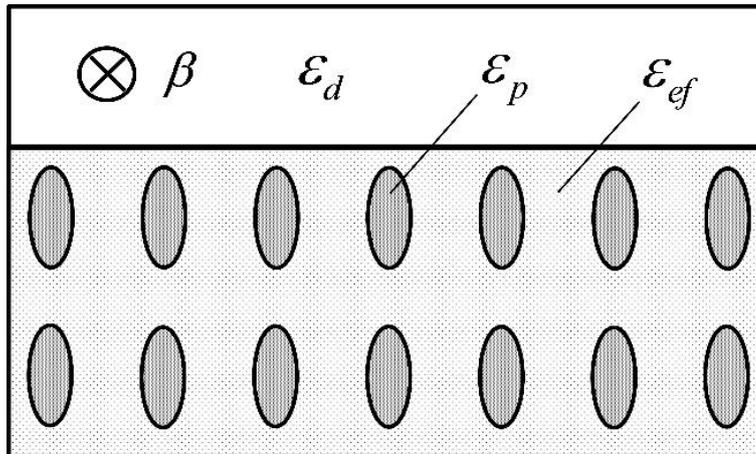


Рис. 18. Геометрия анизотропного нанокompозита для частиц типа "игла" с ориентацией главных осей вдоль Oz . Пусть наночастицы распределены равномерно по объему и все их полярные оси параллельны, как показано на рис. 18. Это обстоятельство и вызывает анизотропию нанокompозита в целом. В этой геометрии направление распространения волны вдоль плоскости роли не играет, благодаря осевой симметрии структуры.

На рис. 19 показано влияние отношения полярной и экваториальной полуосей наночастиц ξ на поведение дисперсионных кривых волнового вектора плазмон-поляритона. Влияние формы наночастиц учитывается зависимостями

(20) в формуле эффективной диэлектрической проницаемости (19).

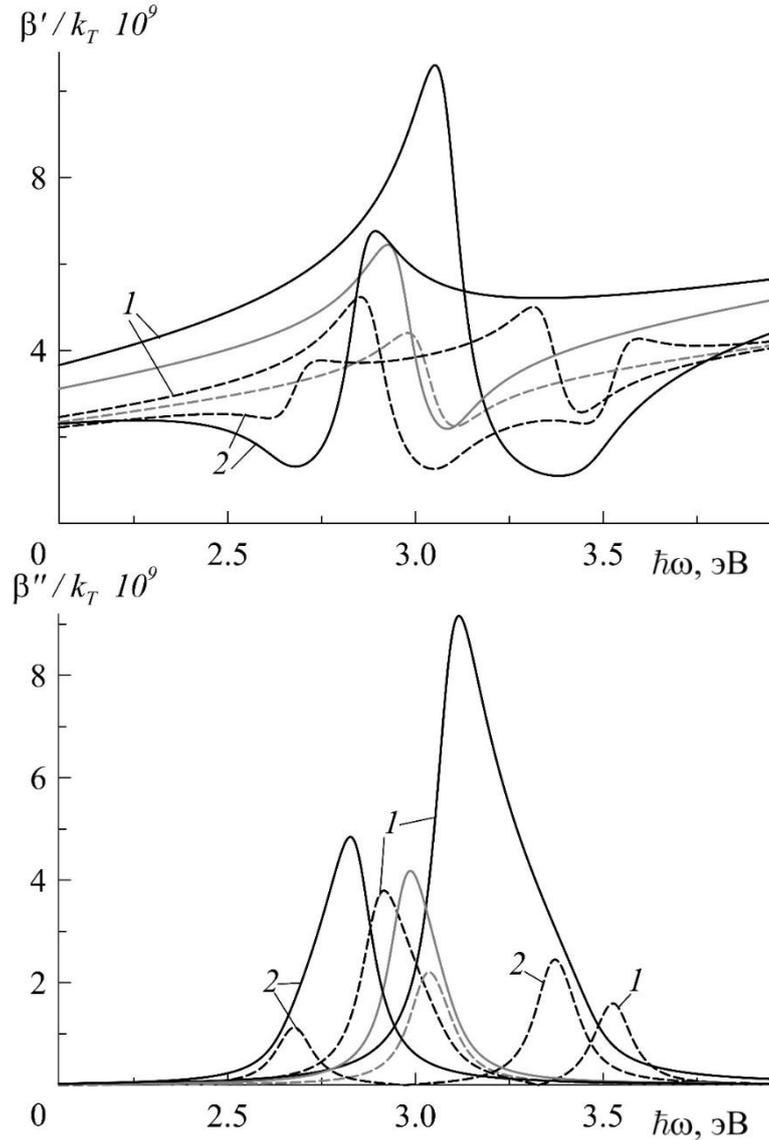


Рис. 19. Действительная и мнимая часть константы распространения в нанокompозите при различном факторе наночастиц. Черные линии - $\xi = 0.5, 2$ (кривые 1,2), серые кривые $\xi = 1$.

Серые линии отвечают дисперсии волны на границе изотропного нанокompозита и диэлектрика. Они служат для сравнения амплитуды резонансов и положения резонансных частот. Кривые построены при $\varepsilon_m = 2.25$, $\eta = 0.1$, $a = 10$ нм, где a - длина полярной оси. Сплошные кривые отражают зависимости с $\varepsilon_c = 2.25$, пунктирные - $\varepsilon_c = 1$. Кривые 1-2 отвечают значениям $\xi = 0.5, 2$ соответственно. Из графиков видно, что наличие анизотропии в нанокompозите усложняет дисперсионные зависимости кроме случаев при $\varepsilon_m = \varepsilon_c$. Если $\xi = 0.5$, то лишь вырастает амплитуда резонанса и его частота. В случае $\xi = 2$ резонансная кривая переворачивается, то есть на резонансной частоте отсутствует область

аномальной дисперсии, но при этом имеется сильное поглощение. Видно, что при $\xi \neq 1$ все кривые имеют по две области аномальной дисперсии на различных частотах. Сравнивая пунктирные кривые 1 и 2 можно увидеть, что изменение ξ на обратное переворачивает резонансные кривые и изменяет амплитуду и частоту каждого из резонансов β' и β'' .

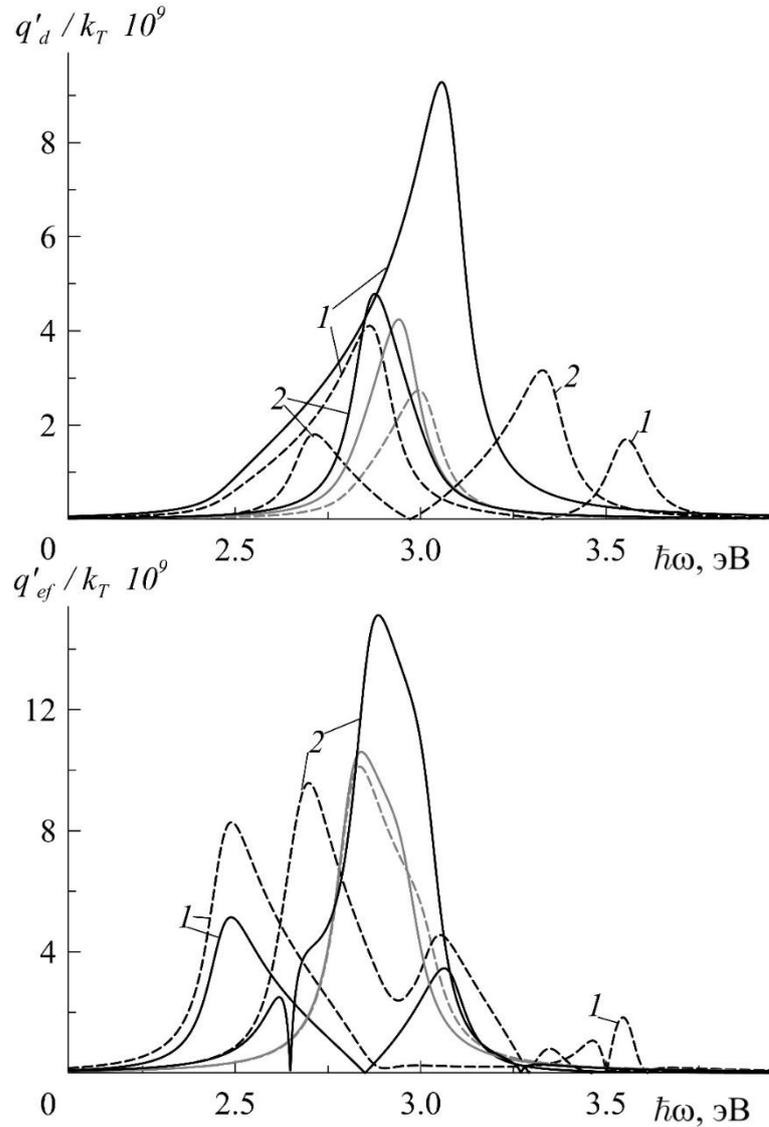


Рис. 20. Поперечная компонента константы распространения при различном форм-факторе наночастиц. Черные линии - $\xi = 0.5, 2$ (кривые 1,2), серые кривые $\xi = 1$.

Эти изменения связаны с тем, что параметры ξ, η, a жестко связаны между собой в сравниваемых случаях объем наночастиц и их концентрация различны, как следствие различен и вид дисперсии.

Локализация полей рассмотренных волн представлена на рис. 20. Наиболее выраженной локализацией волнового поля в диэлектрике представлен

случай при $\varepsilon_m = \varepsilon_c$, $\xi = 0.5$, а в нанокompозите при $\varepsilon_m = \varepsilon_c$, $\xi = 2$. Все дисперсионные кривые имеют ассиметричную колоколообразную форму. Также особенно выделяется частоты, на которой полностью пропадает локализация поля либо в покровном слое диэлектрика, либо в нанокompозите.

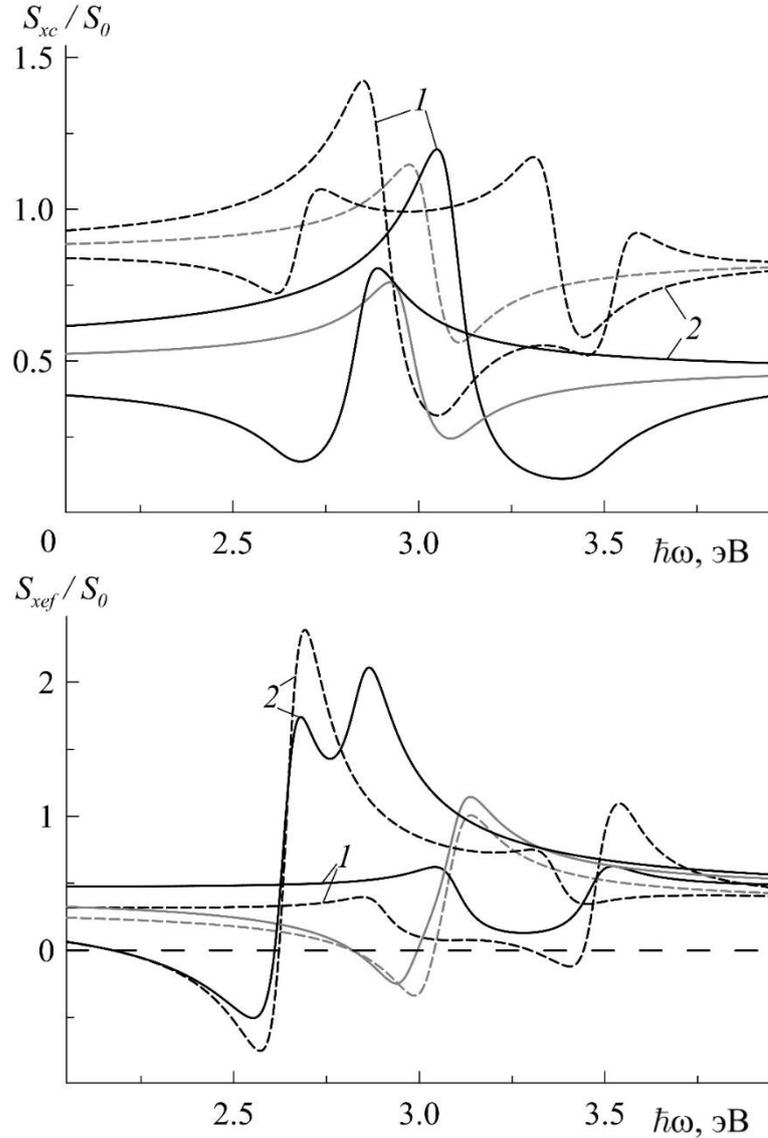


Рис. 21. Продольная плотность потока энергии в покровном диэлектрике и эффективной среде при различном форм-факторе наночастиц. Черные линии - $\xi = 0.5$, 2 (кривые 1,2), серые кривые $\xi = 1$.

Перепишав формулу (35) для анизотропного случая, изучим частотную зависимость плотности потока энергии в каждой из граничащих сред. На рис. 21 можно увидеть, что при удалении от резонансных частот дисперсионные зависимости стремятся к асимптотическим кривым с форм фактором $g = 1/3$. Аналогично случаю сферических частиц, дисперсионные зависимости амплитуд S_{xc} и S_{xef} совмещают резонансы величин β, q_c, q_{ef} . Характерно, что формула

(36) также остается справедлива, лишь с заменой $\varepsilon_{ef} \rightarrow \varepsilon_{ef}^{zz}$. На кривой 2 один из резонансов оказывается сдвоенным, так как резонансные частоты ε_{ef}^{xx} , ε_{ef}^{zz} и q_{ef} в общем случае не совпадают. Также видно, что из-за изменения эффективного размера наночастиц при изменении ξ изменяется длина пробега электронов в наночастицах, и как следствие этого влево по оси смещается частотный диапазон существования обратной волны в нанокompозите. При этом увеличивается глубина минимума кривой $S_{x_{ef}}$.

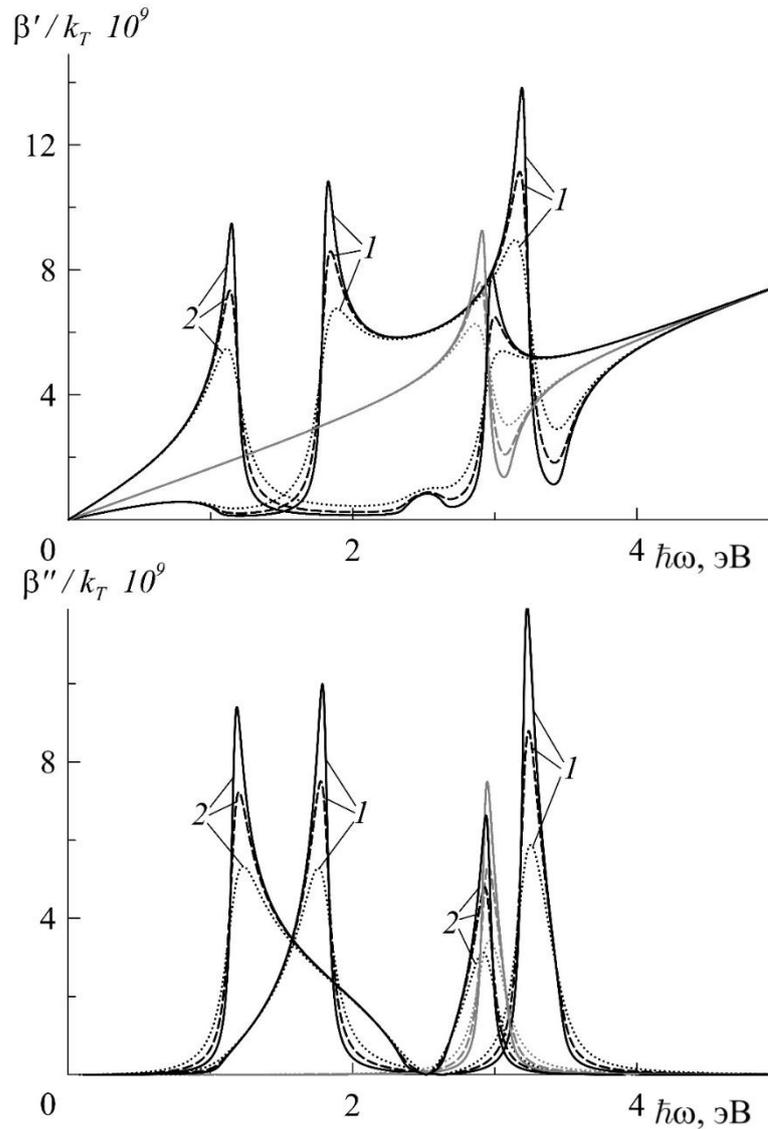


Рис. 22. Действительная и мнимая часть константы распространения при различном форм-факторе наночастиц $\xi = 0.5, 2$ (кривые 1,2), серые кривые $\xi = 1$ и большой диэлектрической проницаемости $\varepsilon_c = 3.5$.

Значительно преобразуются дисперсионные кривые если диэлектрическая проницаемость покровного слоя диэлектрика ε_c превышает диэлектрическую

проницаемость матрицы нанокompозита ε_m . На рис. 22 кривые построены при $\varepsilon_c = 3.5$, $\varepsilon_m = 2.25$, $\eta = 0.1$. Кривые 1-2 также отражают зависимости при $\xi = 0.5, 2$. Типы кривых соответствуют различной величине полярной оси эллипсоидов: точки - $a = 5$ нм, пунктир - $a = 10$ нм, сплошная линия - $a = 20$ нм. Видно, что размер наночастиц влияет лишь на амплитуду резонансов, но не смещает частоту плазменного резонанса. Следует также отметить, что решения стремятся к асимптоте $g = 1/3$ только в ультрафиолетовой части спектра. На частотах ниже резонансной дисперсия кривых сильно отличается от случая изотропного нанокompозита с сферическими нановключениями. В случае сплюснутых наночастиц или «чешуек» дисперсионная кривая β' имеет три области аномальной дисперсии и широкий частотный диапазон, в котором амплитуда β' крайне мала. Величина β'' обладает двумя резонансными пиками: низким в ближней инфракрасной области частот и высоким вблизи плазменного резонанса наночастиц сферической формы.

При этом между резонансами имеет место частотный диапазон с максимально большой длиной пробега волны. Форма резонансов β'' имеет ярко выраженную ассиметричную форму. В случае же вытянутых нановключений или «игл» кривая β' обладает тремя областями аномальной дисперсии и пятью экстремумами, на которых групповая скорость волны меняет знак на противоположный. При этом существует гораздо больший по ширине диапазон частот, в котором амплитуда β' минимальна, а длина пробега волны значительна.

Как видно из рис. 23, в случае анизотропных наночастиц на большинстве резонансных частот степень локализации волнового поля выше, что связано с относительно широким диапазоном изменения эффективного размера наночастиц в направлениях их главных осей. Диэлектрический отклик и поглощение энергии волны становится выше, так как количество проводящей фазы в нанокompозите напрямую зависит от параметров ξ, η, a .

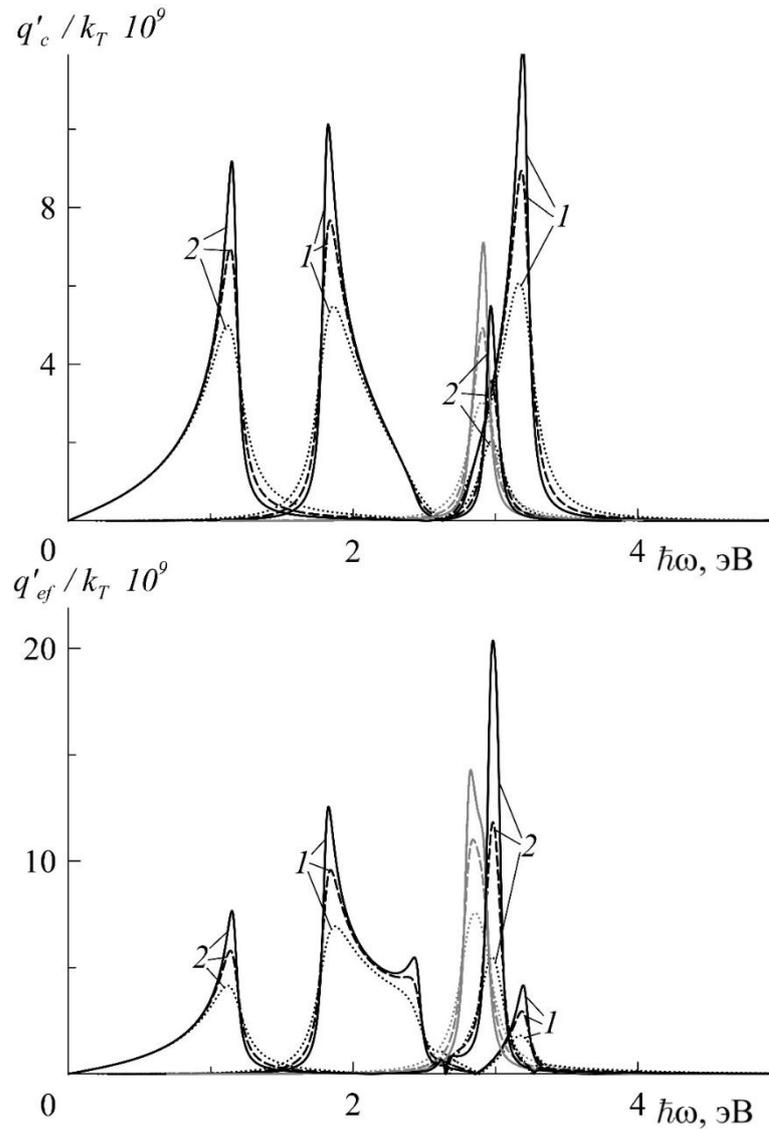


Рис. 23. Поперечная компонента константы распространения при различном форм-факторе наночастиц $\xi = 0.5, 2$ (кривые 1,2), серые кривые $\xi = 1$ и большой диэлектрической проницаемости $\varepsilon_c = 3.5$.

Рис. 24 показывает частотные зависимости групповой и фазовой скоростей волны. Величина v_p принимает крайне высокие значения при $\xi = 0.5$ в области частот между плазменными резонансами ε_{ef}^{xx} и ε_{ef}^{zz} . Аналогичная ситуация происходит в инфракрасной области спектра для случая вытянутых эллипсоидов. Групповая скорость волны в этом случае меньше половины скорости света в вакууме и при приближении к резонансным частотам степень замедления значительно возрастает. Также существует как минимум три области отрицательности групповой скорости волны, что позволяет реализовать узкополосные генераторы и усилители излучения, которые легко настроить подбором металлических частиц подходящего размера и формы. Также по всем

представленным кривым видно, что чем больше размер наночастиц, тем выше добротность резонансных пиков и максимальная степень замедления распространяющихся волн.

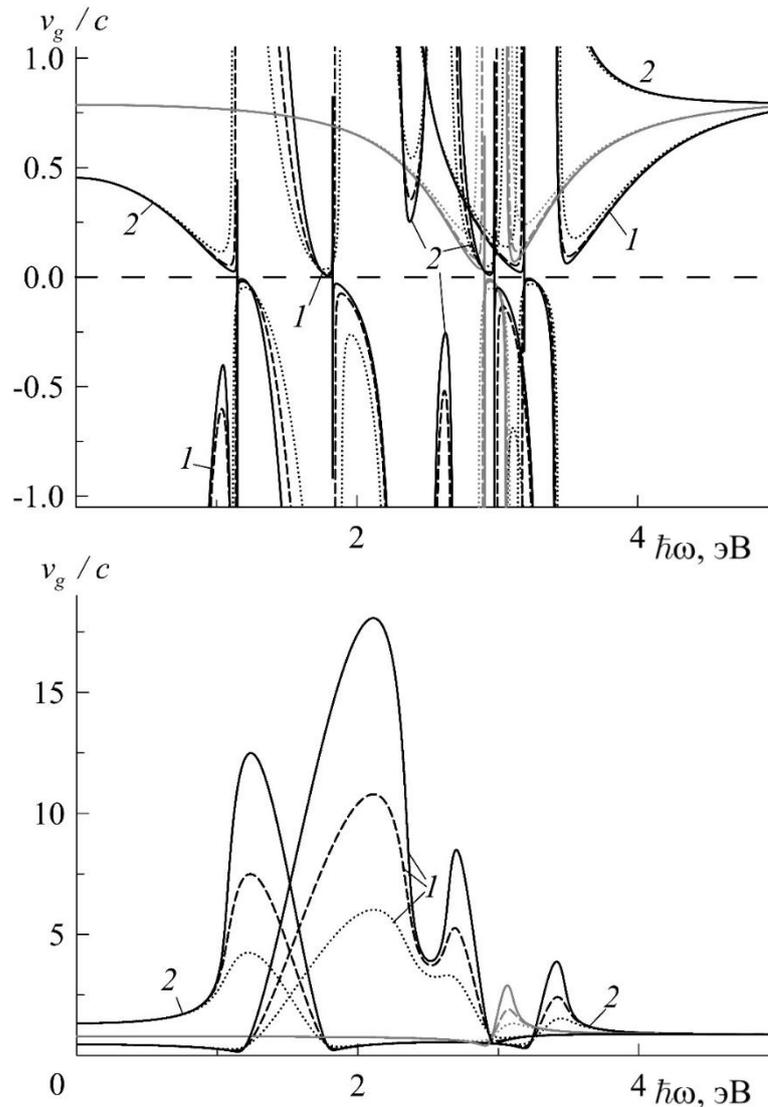


Рис. 24. Групповая и фазовая скорости при различном форм-факторе наночастиц $\xi = 0.5, 2$ (кривые 1,2), серые кривые $\xi = 1$ и большой диэлектрической проницаемости $\varepsilon_c = 3.5$.

Помимо областей с высокой степенью замедления существуют области с менее выраженным эффектом. Одна область в инфракрасной области спектра для сплюснутых нановключений и две в видимой части спектра для вытянутых нановключений. Причем скорость в одной из этих частотных областей величина положительная.

На рис. 25 показаны частотные зависимости плотности потока энергии волны в покровном изотропном диэлектрике и анизотропном нанокомпозите. Виз кривых видно, что перенос энергии вдоль границы раздела сред

практически отсутствует для нанокомпозита с вытянутыми нановключениями. При этом имеется узкая частотная область, в которой плотность потока энергии волны действительно отрицательна причем эта область существует независимо от размера металлических частиц в отличие от симметричного случая $g = 1/3$.

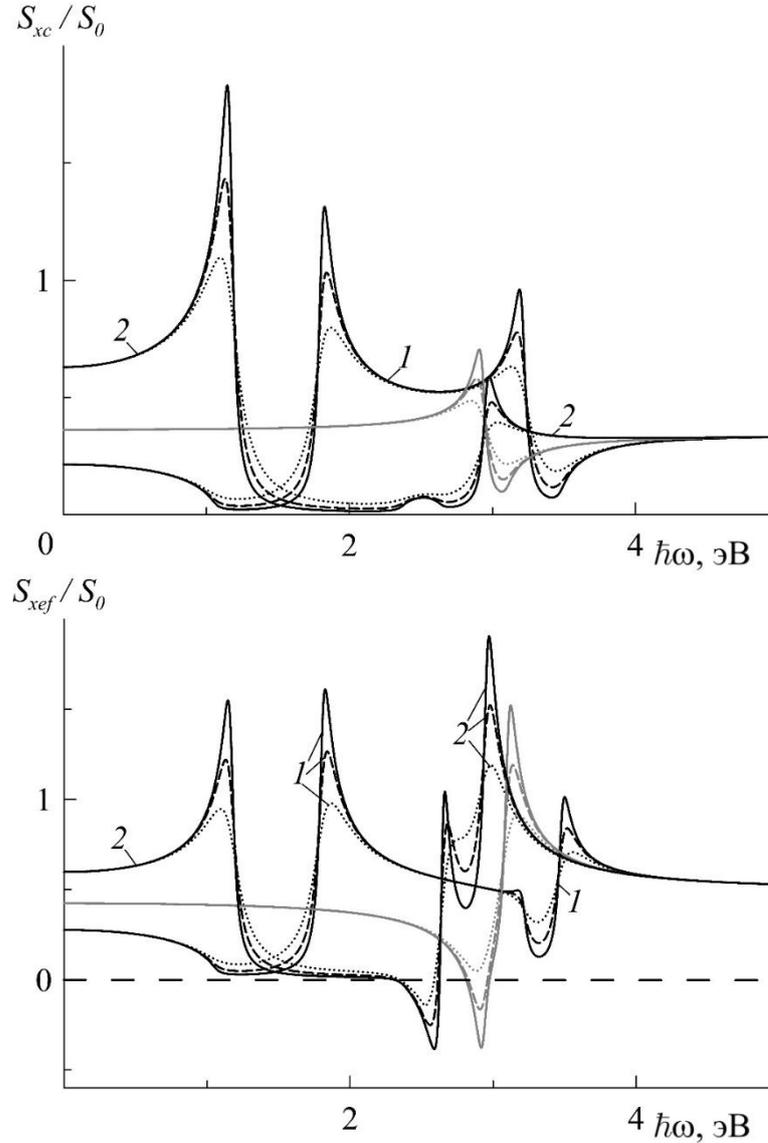


Рис. 25. Плотность потока энергии волны в покровном диэлектрике и эффективной среде при различном факторе наночастиц $\xi = 0.5, 2$ (кривые 1,2), серые кривые $\xi = 1$ и большой диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_c = 3.5.$$

2.3.2. Ориентация главных осей наночастиц вдоль направления распространения волны

Рассмотрим следующий по значимости случай ориентации наночастиц. Пусть главные оси частиц лежат вдоль направления распространения волны Ox ,

как это показано на рис. 26. Граница раздела нанокompозита и диэлектрика пусть по-прежнему лежит в плоскости $xу$. Очевидно, что при таком расположении наночастиц структура в целом теряет изотропность свойств волны при ее распространении вдоль поверхности, а при наличии ненулевого угла между константой распространения и полярной осью наночастиц требует отдельного решения и выходит за рамки данной работы.

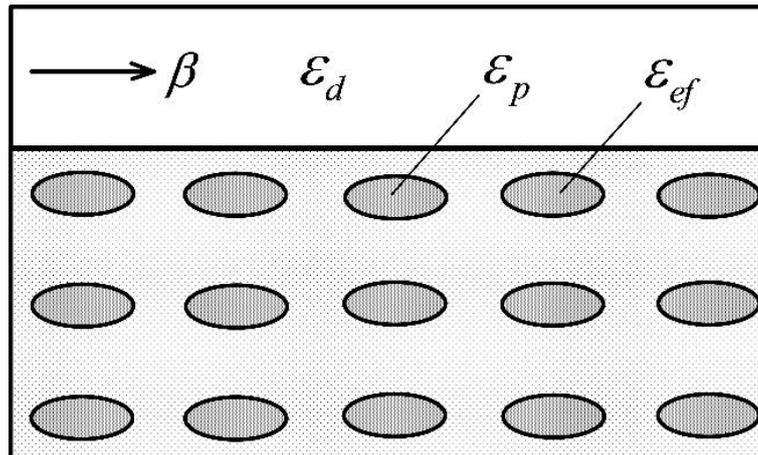


Рис. 26. Геометрия анизотропного нанокompозита для частиц типа "игла" с ориентацией главных осей вдоль Ox . Наночастицы по-прежнему определяет анизотропию диэлектрического отклика эффективной среды на электромагнитное воздействие. Диэлектрическая проницаемость наночастиц так же определяется формулой (19), но с перестановкой формул геометрического фактора с индексами $x \rightleftharpoons z$. В результате геометрический фактор примет вид $g^{y,z} = (1 - g^x) / 2$. Очевидно, что частотная зависимость диэлектрической проницаемости отдельных частиц от этого не изменится, а эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита претерпит лишь замену компонент тензора $\varepsilon_{xx} \rightleftharpoons \varepsilon_{zz}$.

Сравним частотные зависимости действительной и мнимой частей константы распространения при текущей ориентации наночастиц с предыдущей. Серые кривые отражают предыдущие решения для Oz ориентации наночастиц. Черные кривые – для ориентации Ox . Кривые 1-2 отражают зависимости при $\xi = 0.5, 2$. Изрис. 27 видно, что качественно дисперсионные зависимости не поменялись. Произошло лишь одинаковое смещение резонансных кривых по частоте, объяснимое исключительно влиянием величины ξ и особенностями

принятой модели эффективной диэлектрической проницаемости Максвелла-Гарнетта. В случае вытянутых наночастиц смещение произошло влево по частоте, в случае сплюснутых наночастиц – вправо. Очевидно, что прочие дисперсионные зависимости также не претерпели существенных изменений.

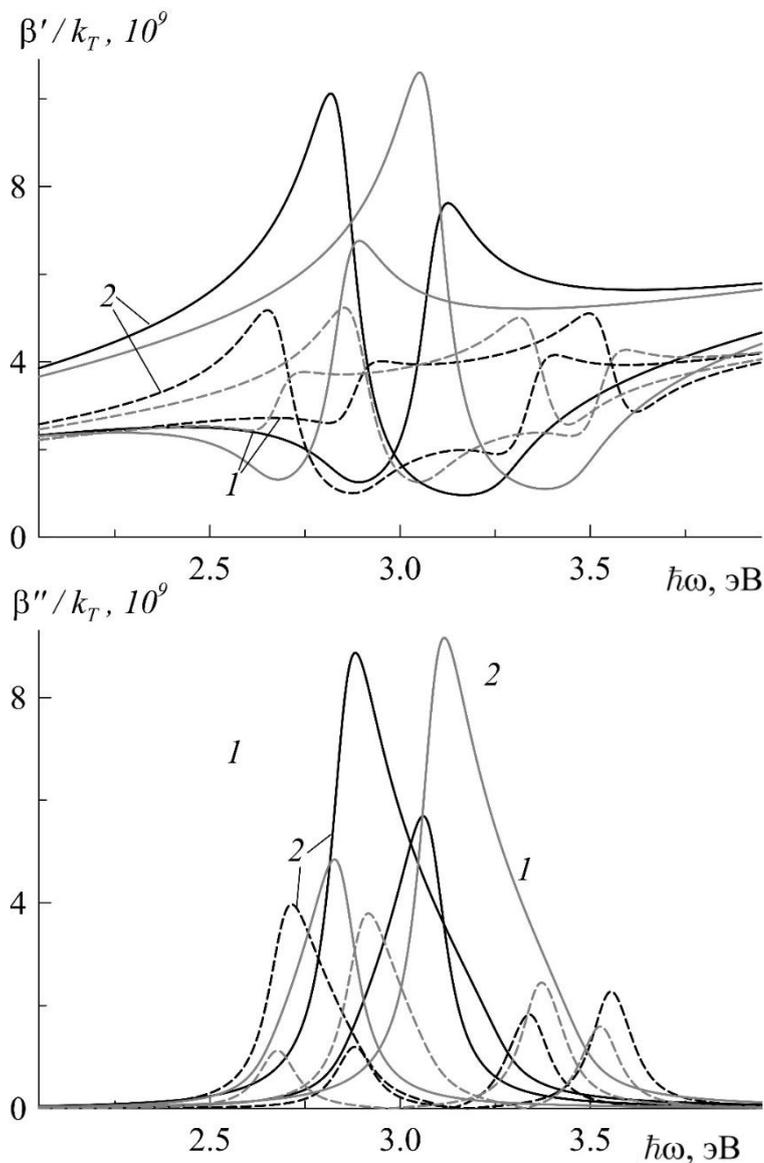


Рис. 27. Сравнение действительной и мнимой частей константы распространения при различных ориентациях наночастиц и различном форм-факторе наночастиц $\xi = 0.5, 2$ (пунктирные и сплошные черные кривые, серые кривые $\xi = 1$). Кривые 1, 2 - Ox и Oz ориентация наночастиц.

Тогда рассмотрим случай большой диэлектрической проницаемости диэлектрика покровного слоя $\varepsilon_c = 3.5$. Все прочие параметры структуры остаются без изменений. Первое, что стоит отметить это изменение последовательности резонансов дисперсионных кривых. При этом сами резонансные частоты тоже незначительно уменьшились. При $\xi = 0.5$ существует

единственная узкая полоса частот между резонансами в которой величина β'' стремится к нулю.

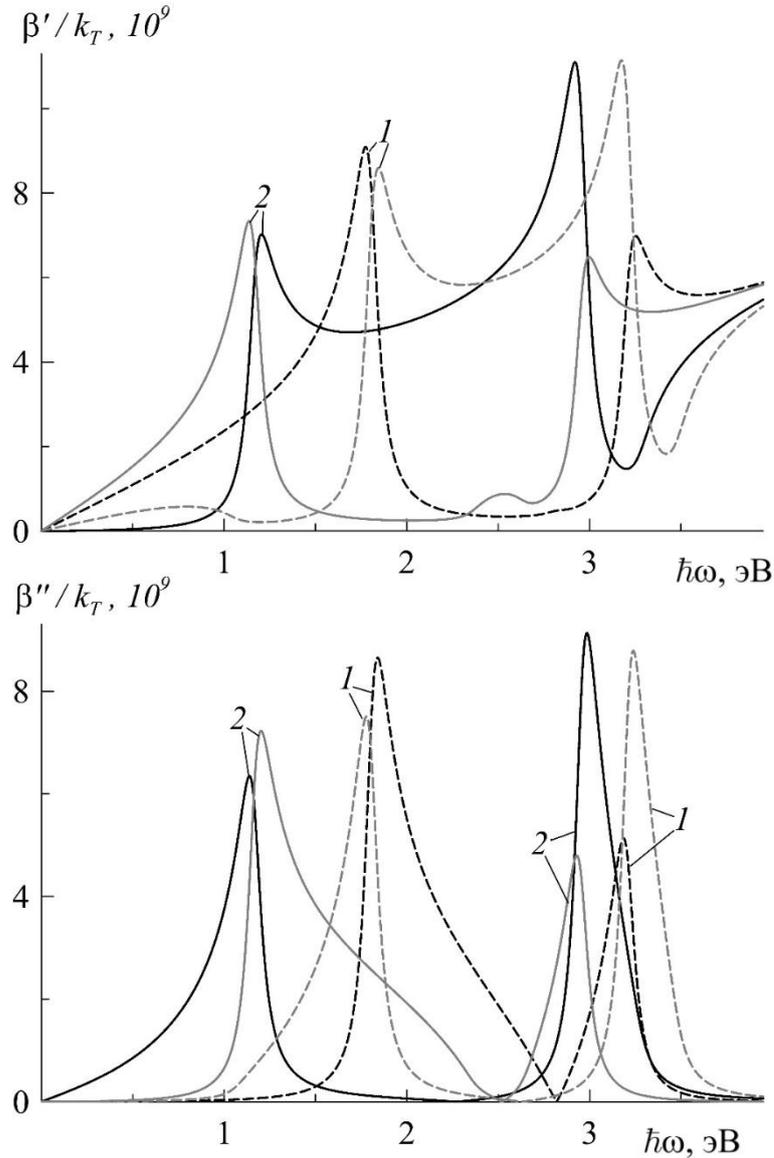


Рис. 28. Действительная и мнимая часть константы распространения при различном форм-факторе наночастиц $\xi = 0.5, 2$ (пунктирные и сплошные черные кривые, серые кривые $\xi = 1$). Кривые 1, 2 - Ox и Oz ориентация наночастиц.

В противоположном случае $\xi = 2$ возникает достаточно широкий диапазон частот между резонансами, длина пробега волны в котором оказывается достаточно велика. На резонансных частотах помимо симметрии кривой β'' переставляется еще и амплитуда резонанса с незначительным отклонением по абсолютному значению. Дисперсия q_c, q_{ef} изменилась аналогичным образом, что наглядно показано на рис. 29. Подобно величинам β', β'' амплитуды резонансных пиков действительных частей поперечных компонент волнового

вектора также несколько изменились. Для $\xi = 0.5$ резонанс на меньшей частоте имеет большую амплитуду, а высокочастотном резонансе более высокую. В случае же $\xi = 2$ имеет место противоположный эффект.

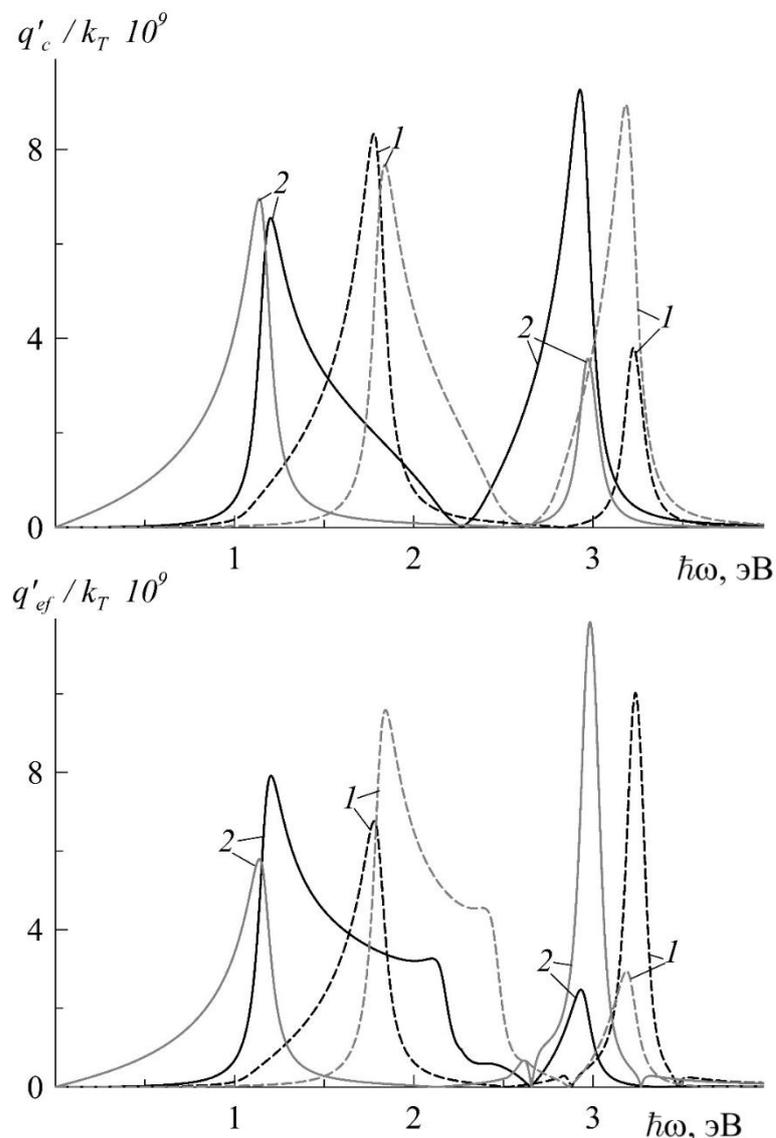


Рис. 29. Поперечная компонента константы распространения при различном форм-факторе наночастиц $\xi = 0.5, 2$ (пунктирные и сплошные черные кривые, серые кривые $\xi = 1$) и большой диэлектрической проницаемости $\varepsilon_c = 3.5$. Кривые 1, 2 - Ox и Oz ориентация наночастиц.

На рис. 30 представлена частотная зависимость сравнения групповой и фазовой скорости при различных ориентациях наночастиц сплюснутой и вытянутой формы и большом значении ε_c . Видно, что при смене ориентации наночастиц помимо незначительного частотного сдвига областей максимального замедления прямой и обратной волн в шахматном порядке меняется и степень этого замедления.

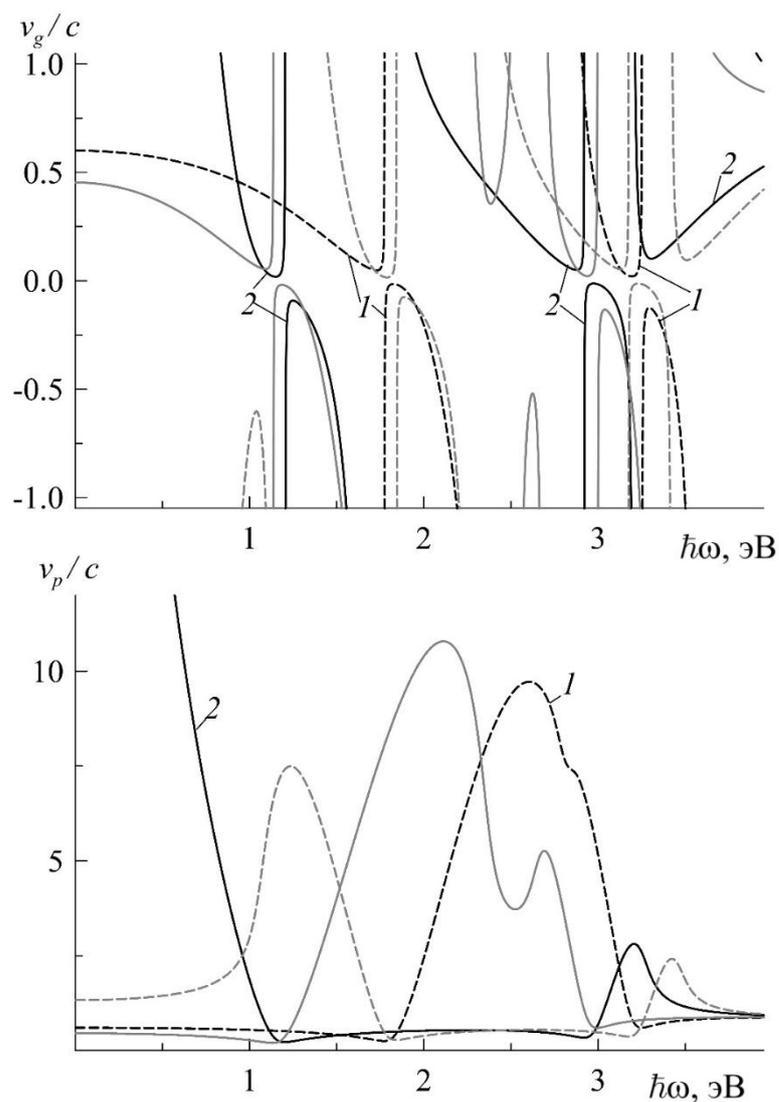


Рис. 30. Групповая и фазовая скорости при различном форм-факторе наночастиц $\xi = 0.5, 2$ (пунктирные и сплошные черные кривые, серые кривые $\xi = 1$) и большой диэлектрической проницаемости $\varepsilon_c = 3.5$. Кривые 1, 2 - Ox и Oz ориентация наночастиц.

Также следует отметить, что из-за значительного отклонения β' от кривой $k_0\varepsilon_m$ и высокой степени диссипации вдали от резонансных частот расчетная групповая скорость волны превышает скорость света в вакууме. А величина фазовой скорости волны в низкочастотной области спектра для нанокомпозита с вытянутыми частицами вовсе неограниченно растет, чего не наблюдалось ранее. Несколько иную картину можно увидеть на рис. 31. Зависимости S_{xc} не претерпели никаких изменений, кроме перестановки резонансов и их частотного смещения. Зато перенос энергии в нанокомпозите преобразовался сложнее.

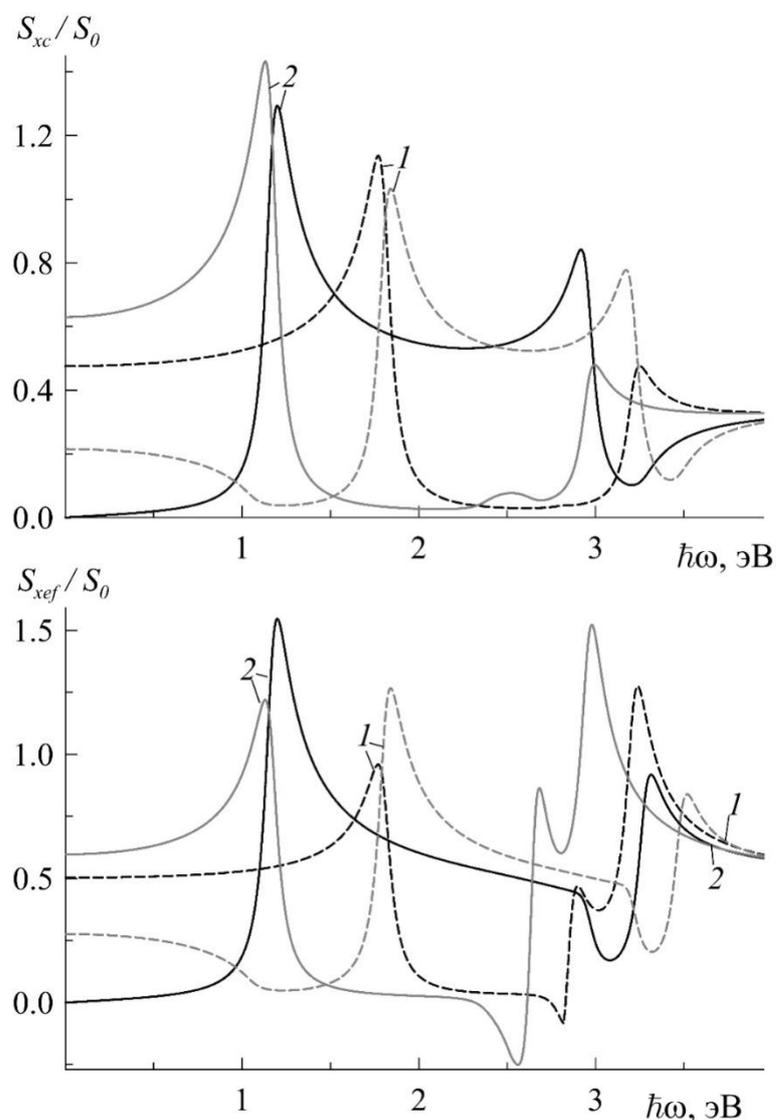


Рис. 31. Плотность потока энергии волны в покровном диэлектрике и эффективной среде при различном факторе наночастиц $\xi = 0.5, 2$ (пунктирные и сплошные черные кривые, серые кривые $\xi = 1$) и большой диэлектрической проницаемости $\varepsilon_c = 3.5$. Кривые 1, 2 - Ox и Oz ориентация наночастиц.

Помимо смены типов резонансных пиков сильно поменялось соотношение их амплитуд. Один максимум кривой S_{xef} при $\xi = 2$ был вовсе подавлен, а область обратного переноса энергии сократилась как по частоте, так и по абсолютной величине. Частотные диапазоны, в которых переноса энергии вдоль границы раздела сред не было, также поменялись в результате смены ориентации полярных осей нановключений в нанокомпозите.

2.3.3. Ориентация главных осей наночастиц поперек направления распространения волны

Данный случай представляет наименьший интерес, так как наночастицы в матрице повернуты таким образом, что полярные оси эллипсоидов вращения совпадают с направлением колебания магнитного поля электромагнитной волны ТМ поляризации. Это означает, что для обеих компонент электрического поля волны эффективная диэлектрическая проницаемость нанокомпозита будет одинакова и на дисперсионных кривых независимо от величины ξ будут получаться кривые с динамикой аналогичной случаю сферических наночастиц, которые были подробно рассмотрены выше. Изменение ξ лишь будет оказывать незначительное влияние на положение единственного резонанса системы за счет изменения эффективного размера экваториальной оси эллипсоидальной наночастицы. Геометрия такой структуры представлена на рис. 32.

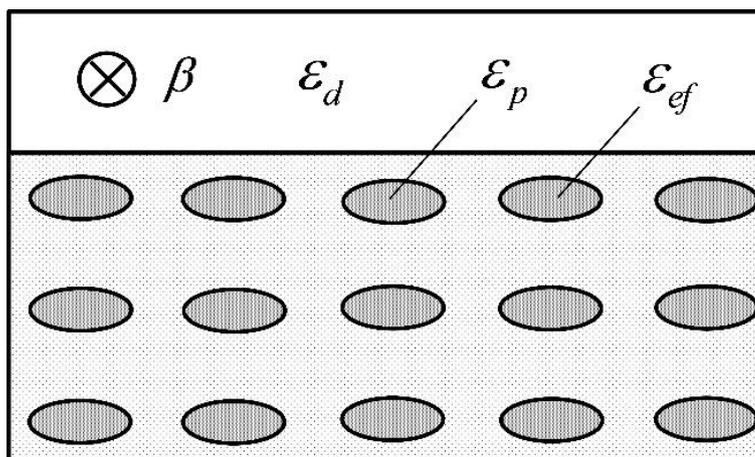


Рис. 32. Геометрия анизотропного нанокомпозита для частиц типа "игла" с ориентацией главных осей вдоль Ox .

Выводы к главе 2

1. Определена зависимость частоты плазмонного резонанса поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль границы нанокомпозита и диэлектрика, от характерного размера нановключений, их объемной доли и диэлектрических проницаемостей серебра, матрицы нанокомпозита и внешней среды. Амплитуда резонанса константы распространения плазмон-поляритона и оптические потери вблизи резонансной частоты растут пропорционально размеру наночастиц (при постоянной их объемной доле). Увеличение объемной

доли наночастиц дополнительно вызывает уменьшение указанной резонансной частоты. При этом глубина залегания поля, длина пробега и скорость распространения волны уменьшаются.

2. Анизотропные нанокомпозиты с включениями эллипсоидальной формы вращения («иглы» и «чешуйки») обладают двумя плазмонными резонансами для ТМ волны. Разность резонансных частот и спектральная форма резонансов определяется ориентацией оси симметрии наночастиц по отношению к границе раздела сред и отношением продольного и поперечного их размеров. Рост этого отношения приводит к расхождению резонансных пиков и увеличению разницы амплитуд самих плазмонных резонансов, что также определяет степень локализации поля волны. В области частот между резонансными пиками становится возможным существование замедленного нетипичного поверхностного плазмон-поляритона (при минимальных оптических потерях направления распространения и переноса энергии волны вдоль границы раздела сред совпадают). Если ось симметрии частиц лежит в плоскости границы раздела и перпендикулярна направлению распространения волны (параллельна магнитному полю волны), раздвоение резонанса не реализуется.

Глава 3. Направляемые волны в планарном волноводе на основе нанокompозитов с металлическими включениями

Пусть в центральном слое волновода находится нанокompозит с металлическими включениями эллипсоидальной формы, главная ось которых ориентирована вдоль оси Oz . Диэлектрический отклик среды на внешнее электромагнитное поле, как и ранее, описывается выражениями (19) для каждой компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости. Пусть волна распространяется вдоль оси Ox и все компоненты электромагнитного поля изменяются по гармоническому закону (23). Границы волновода представляют собой две параллельные плоскости, на расстоянии d , которое обозначает толщину волновода. Диэлектрические проницаемости нижней и верхней обкладок волновода постоянны и равны соответственно ε_s и ε_c . Материалы матрицы и обкладок не обладают диссипативными и магнитными свойствами в рассматриваемом частотном диапазоне.

3.1. TE поляризация

Как известно, собственные моды планарного волновода TE поляризации имеют одну компоненту электрического поля и две компоненты магнитного поля (H_x, E_y, H_z) . Связь между этими полями имеет вид:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon_{yy} - \beta^2) E_y = 0, \quad H_x = \frac{1}{ik_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad H_z = \frac{\beta}{k_0} E_y, \quad (39)$$

а после подстановки (23) амплитуда электрического поля волны будут выглядеть вот таким образом:

$$E_y(z) = \begin{cases} A_s \exp(q_s z) & , z < -d/2, \\ A_+ \cos(q_{ef} z) + A_- \sin(q_{ef} z) & , d/2 < z < d/2, \\ A_c \exp(-q_c z) & , z > d/2, \end{cases} \quad (40)$$

Величины поперечных компонент волнового вектора соответственно равны

$$q_{s,c} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{s,c}}, \quad q_{ef} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_{yy} - \beta^2}. \quad \text{Применяя граничные условия для}$$

касательных компонент поля волны при $z = \pm d/2$, можно в итоге получить дисперсионное уравнение для собственных волн ТЕ поляризации планарного анизотропного волновода.

$$q_{ef}d + \pi m + \arctan\left(\frac{q_s}{q_{ef}}\right) + \arctan\left(\frac{q_c}{q_{ef}}\right) = 0, \quad (41)$$

где m - номер моды. Отсюда сразу видно, что поскольку в уравнении (41) встречается единственная компонента тензора диэлектрической проницаемости.

Следовательно, влияние формы наночастиц будет несколько опосредованным. Из-за относительного изменения длины экваториальной оси наночастицы при изменении ξ будет лишь слегка изменяться частота плазменного резонанса, что будет показано ниже. Рассмотрим собственные моды ТЕ поляризации планарного анизотропного волновода между диэлектрическими обкладками, варьируя различные геометрические и физические параметры структуры. Начнем с толщины волновода d . На рис. 33 представлена данная зависимость. Видно, что с увеличением толщины волновода быстро возрастает плотность мод, и как в однородном диэлектрическом волноводе без наночастиц. Сплошные, пунктирные и точечные кривые отвечают различным толщинам волновода $d = 250, 500, 1000$ нм. Кривые построены при $a = 10$ нм, $\eta = 0.1$, $\varepsilon_m = 2.25$, $\varepsilon_{s,c} = 1$. Вблизи же частоты плазмонного резонанса нанокompозита с ростом номера моды амплитуда резонанса быстро падает с ростом номера моды из-за более высокой неоднородности электромагнитного поля волны вблизи металлических наночастиц. При этом поглощение энергии волны наночастицами, напротив, растет из-за этой же неоднородности полей. Также видно, что вблизи резонансной частоты для всех мод реализуется область аномальной дисперсии, которая незначительно расширяется с ростом номера моды.

Ниже показана частотная зависимость реально части поперечной компоненты волнового вектора внутри и снаружи волновода. Из рисунка видно, что с увеличением толщины волновода резко уменьшается величина q'_m , что говорит о возрастании глубины проникновения электромагнитного поля внутрь

волновода при прочих равных условиях.

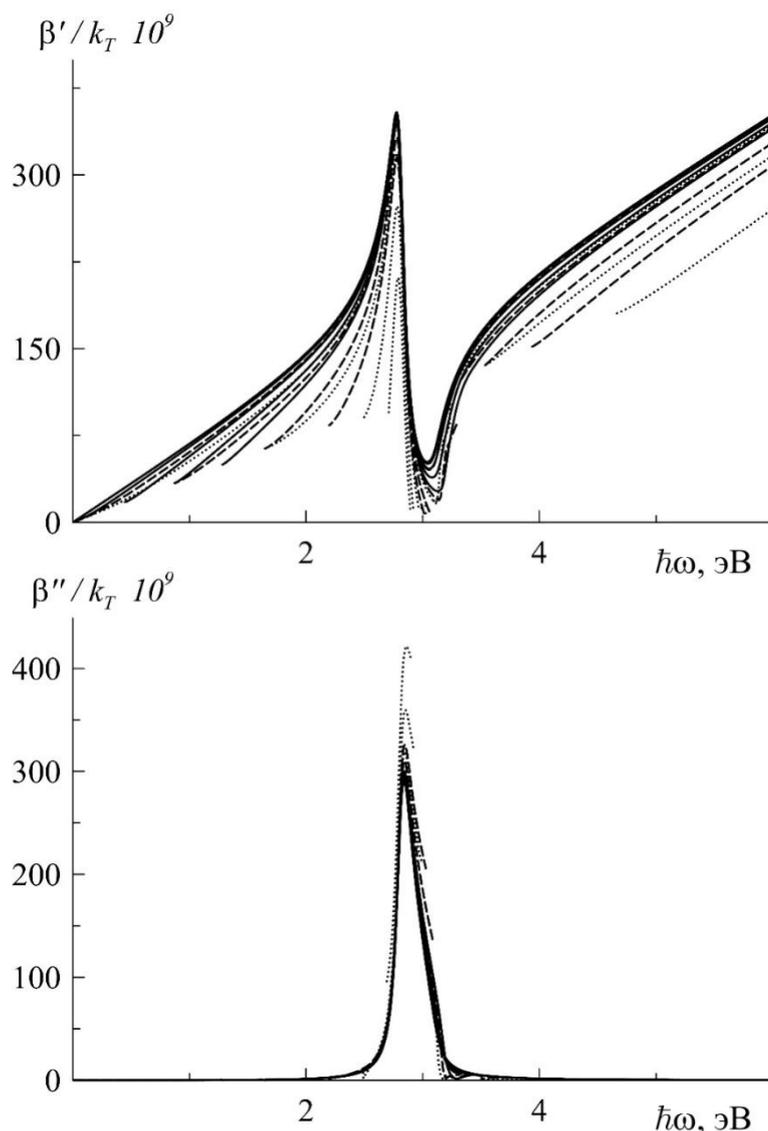


Рис. 33. Константа распространения TE мод планарного волновода при разной толщине волновода d (точки - 250 нм, пунктир - 500 нм, сплошная линия - 1000 нм).

При этом глубина залегания поля вне волновода от толщины зависит гораздо слабее. И следует отметить, что в области аномальной дисперсии частотная зависимость q'_m обладает локальным минимумом. Вероятно, при данной характерной частоте металлические наночастицы участвуют в резонансном взаимодействии с полем волны, не связанном с плазмонной частотой материала наночастиц. Это взаимодействие можно объяснить тем, что при рассматриваемых параметрах волновода и нанокомпозита в его центральном слое равномерно распределенные частицы взаимодействуют между собой наиболее эффективным образом. Благодаря этому эффекту в области

аномальной дисперсии глубина залегания электромагнитного поля внутри волновода растет. Причем эффект проявляется тем сильнее, чем выше номер моды. Что опять можно объяснить возрастающей неоднородностью поля вблизи частиц.

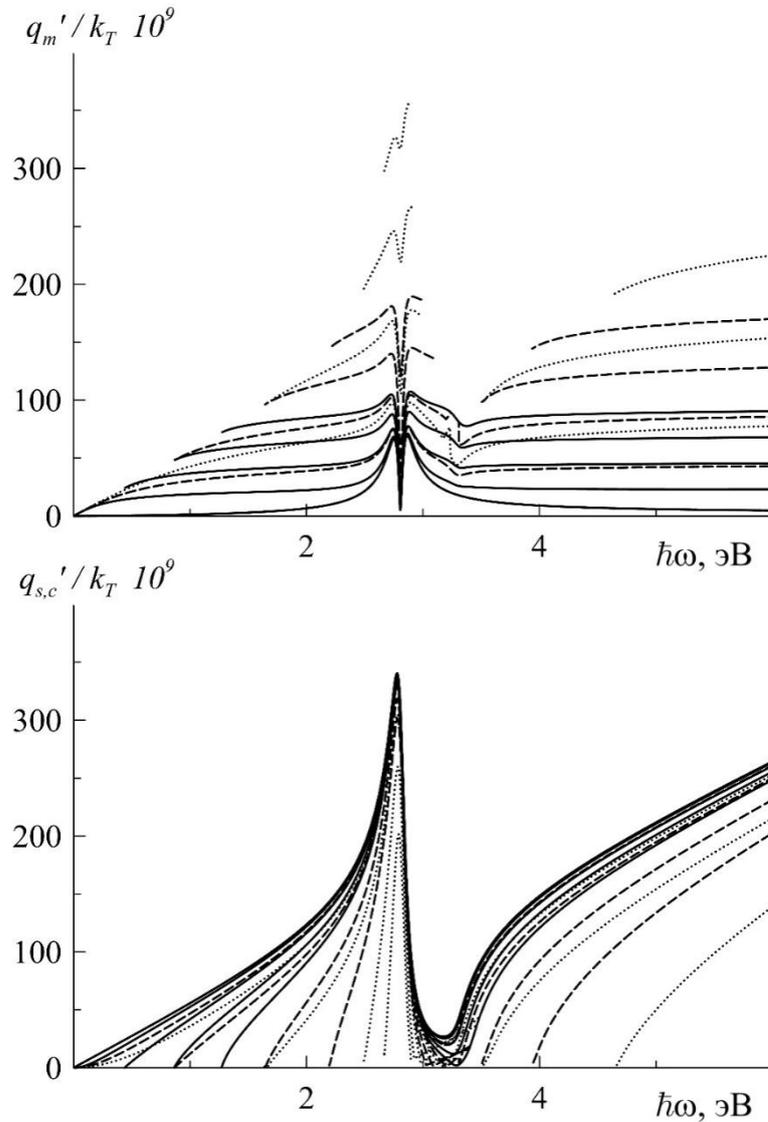


Рис. 34. Реальная часть поперечной компоненты волнового вектора внутри и вне планарного волновода при разной толщине d (точки - 250 нм, пунктир - 500 нм, сплошная линия - 1000 нм).

Далее кривые частотной зависимости групповой и фазовой скорости позволяют сделать вывод, что наличие наночастиц внутри центрального слоя позволяет электромагнитному полю волны вблизи частоты плазмонного резонанса вести себя аналогично плазмон-поляритону, хотя для одной изолированной границы плазмон-поляритон ТЕ поляризации при рассматриваемых условиях не реализуется. Имеются области сильного замедления групповой скорости волны и отрицательности скорости волны в

области аномальной дисперсии и превышение скорости света в связи с высокой степенью диссипации энергии волны.

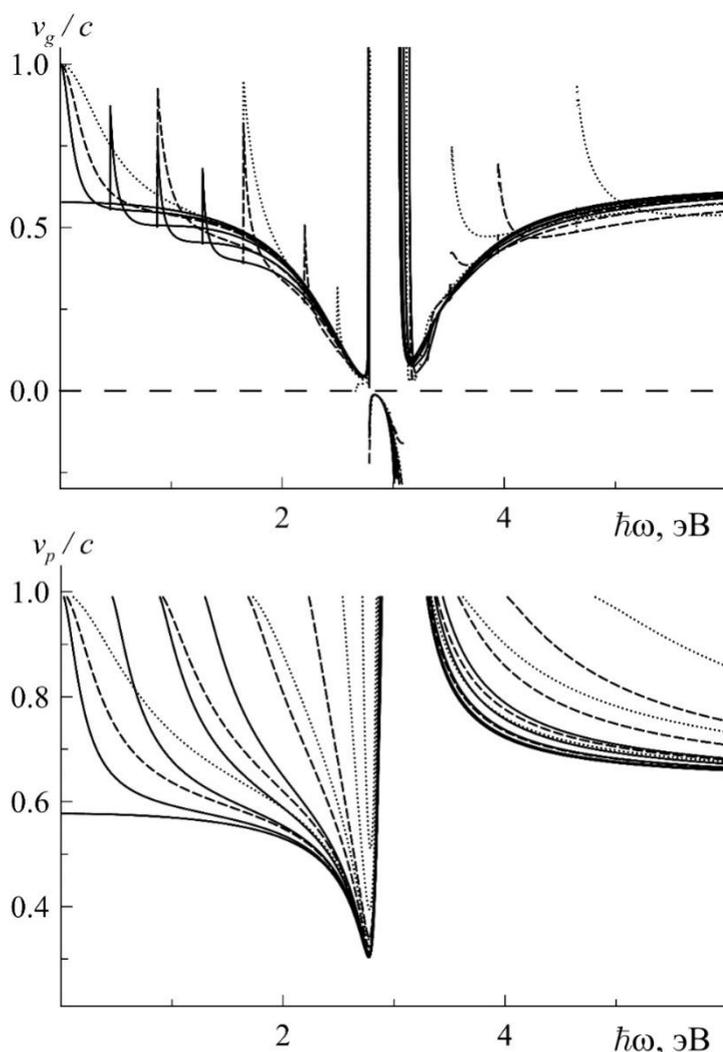


Рис. 35. Групповая и фазовая скорости ТЕ мод планарного волновода с наноккомпозитом в центральном слое при разной толщине d (точки - 250 нм, пунктир - 500 нм, сплошная линия - 1000 нм).

Это несоответствие устраняется использованием более корректного определения величины групповой скорости [8, 281-284]. Вдали от плазмонного резонанса наноккомпозита кривые ведут себя подобно случаю для обычного диэлектрического волновода.

Теперь кратко рассмотрим влияние диэлектрической проницаемости обкладок волновода. Случай $\varepsilon_{s,c} < \varepsilon_m$ подробно разобран выше. Вдали от резонансной частоты наноккомпозита реализуются стандартные волноводные моды планарного диэлектрического волновода. Если же $\varepsilon_{s,c} \geq \varepsilon_m$, то в таком слое волноводные моды не смогут существовать, так как в данном случае уравнение

(41) не имеет подходящих решений. Зато вблизи резонансной частоты нанокompозита, как только выполнится условие $|\varepsilon'_{ef}| \geq \varepsilon_{s,c}$, проникающее в слой электромагнитное поле волны сможет распространяться внутри него в виде поверхностных плазмон поляритонов, характеристики которых будут зависеть от номера соответствующей волноводной моды из случая $\varepsilon_{s,c} < \varepsilon_m$. Сама величина диэлектрической проницаемости обкладок волновода $\varepsilon_{s,c}$ влияет исключительно на наклон линий отсечки [36, 37, 39, 140-143, 240, 261], которые описываются уравнением $k_{s,c} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{s,c}}$. Если же $\varepsilon_c \neq \varepsilon_s$, то из за различного наклона линий k_c и k_s в области между ними будет реализовываться утекающая мода в обкладке с большей величиной диэлектрической проницаемости.

Выше рассматривались волноводы, в центральном слое которых наночастицы эффективной среды были полностью симметричными и имели форму шара. Ниже рассмотрим частный случай анизотропных волноводов, наночастицы в центральной эффективной среде которых имеют одинаковую форму эллипсоидов с одинаковой ориентацией главной оси (эллипсоидов) перпендикулярно границам планарного волновода, то есть вдоль направления оси Oz . Диэлектрическая проницаемость ε_{ef} также будет описываться формулой (19) для каждой компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости анизотропной среды.

Из рис. 36 видно, что на дисперсионной зависимости собственной моды TE поляризации никак не сказывается изменение форм фактора наночастиц ξ , так как для волн данного типа имеется всего одна компонента электрического поля и любой рассматриваемой ориентации наночастиц изменяется только их эффективный размер в направлении электрического поля. Поэтому при любом значении ξ дисперсионные кривые выглядят одинаково, повторяя рис. 33 лишь с пропорциональным радиусу сечения наночастиц отличием плазменной частоты такой структуры. Точечные, пунктирные и сплошные кривые соответствуют значениям $\xi = 0.5, 1, 2$, а отдельные моды не требуют

дополнительного обозначения, так как вблизи частоты плазмонного резонанса нанокompозита их дисперсионные зависимости существенно не отличаются.

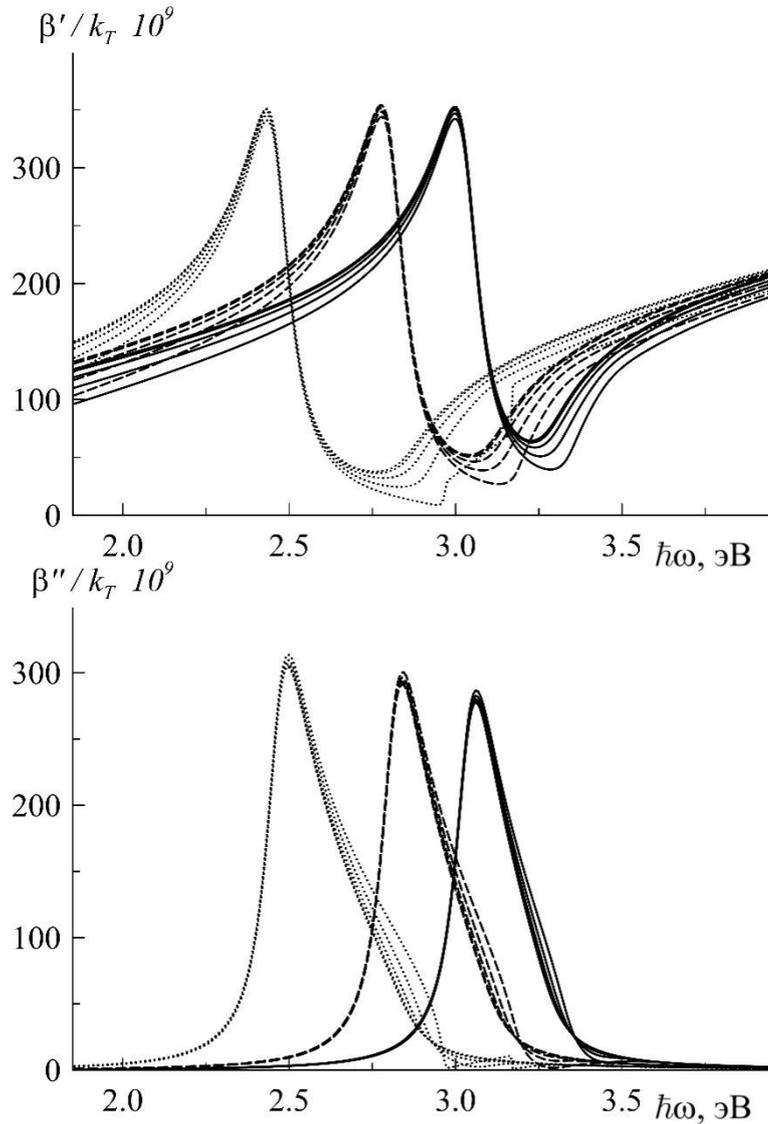


Рис. 36. Действительная и мнимая часть константы распространения ТЕ мод планарного волновода при различном форм факторе наночастиц ξ (точки - $\xi = 0.5$, пунктир - 1, сплошная линия - $\xi = 2$).

Все остальные характеристики собственных волн ТЕ поляризации данного планарного волновода повторяют поведение изотропного волновода, рассмотренного выше, что хорошо видно на рис. 37. Очевидно, что поскольку кривые β' фактически повторяют форму друг друга, следовательно, частотная зависимость групповой скорости при различных ξ будет иметь вид рис. 35 и несущественно отличаться по величине степени замедления распространяющейся волны.

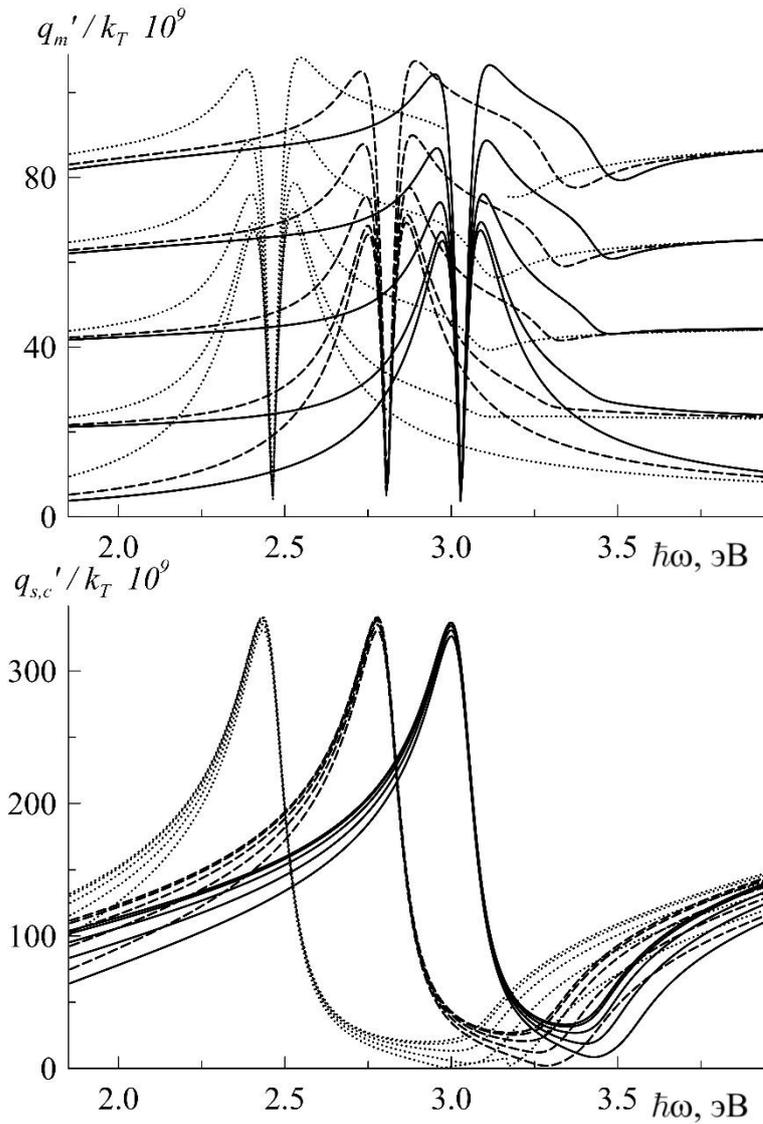


Рис. 37. Действительная часть поперечной компоненты волнового вектора TE мод внутри и снаружи планарного волновода при различном форм факторе наночастиц ξ (точки - $\xi = 0.5$, пунктир - 1, сплошная линия - $\xi = 2$).

3.2. ТМ поляризация

Далее рассмотрим собственные моды планарного волновода ТМ поляризации. Они имеют по две компоненты электрического поля и по одной компоненте магнитного поля (E_x, H_y, E_z) . Запишем уравнения для амплитуд полей ТМ моды планарного волновода в виде

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \left(k_0^2 \varepsilon_{xx} - \beta^2 \frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{zz}} \right) H_y = 0, \quad E_x = -\frac{1}{ik_0 \varepsilon_{xx}} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad E_z = -\frac{\beta}{k_0 \varepsilon_{zz}} H_y, \quad (42)$$

а решение для поперечной компоненты магнитного поля тогда имеет

следующую запись:

$$H_y(z) = \begin{cases} A_s \exp(q_s z) & , z < -d/2, \\ A_+ \cos(q_{ef} z) + A_- \sin(q_{ef} z) & , d/2 < z < d/2, \\ A_c \exp(-q_c z) & , z > d/2. \end{cases} \quad (43)$$

В этот раз величины поперечной компоненты волнового вектора внутри волновода из-за анизотропии наночастиц будет иметь более сложную форму

$$q_{ef} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{zz}} \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{xx}}, \text{ а величина } q_{s,c} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{s,c}} \text{ остается без изменений.}$$

Аналогично решению для ТЕ поляризации после подстановки полей (43) в граничные условия можно получить дисперсионное уравнение для собственных мод ТМ поляризации планарного анизотропного волновода

$$q_{ef} d + \pi m + \arctan\left(\frac{\varepsilon_{xx} q_s}{\varepsilon_s q_{ef}}\right) + \arctan\left(\frac{\varepsilon_{xx} q_c}{\varepsilon_c q_{ef}}\right) = 0. \quad (44)$$

Существенным отличием является то, что в законе дисперсии (44) будут участвовать уже две различные компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости в случаях ориентации наночастиц вдоль осей Ox или Oz , при этом возникает влияние формы и ориентации наночастиц на частотную зависимость константы распространения. Проанализируем поведение собственных ТМ мод анизотропного волновода, полярные оси нановключений которого направлены вдоль оси Oz при различных толщинах волновода d и различном форм факторе наночастиц ξ .

Для рассмотрения влияния величины d будем рассматривать изотропный волновод с $g^{x,y,z} = 1/3$. На рис. 38 показаны частотные зависимости константы распространения волноводных мод ТМ поляризации планарного изотропного волновода при различной толщине d . Поскольку все наночастицы имеют форму шара, дисперсионные зависимости претерпевают единственный плазмонный резонанс в данном случае. Величины η, a здесь постоянны. Аналогично рассмотренному выше случаю ТЕ поляризации и простым диэлектрическим планарным волноводам [36, 37, 39, 140-143, 237, 261] с увеличением толщины

волновода d растет плотность волноводных мод, что показано кривыми разных типов.

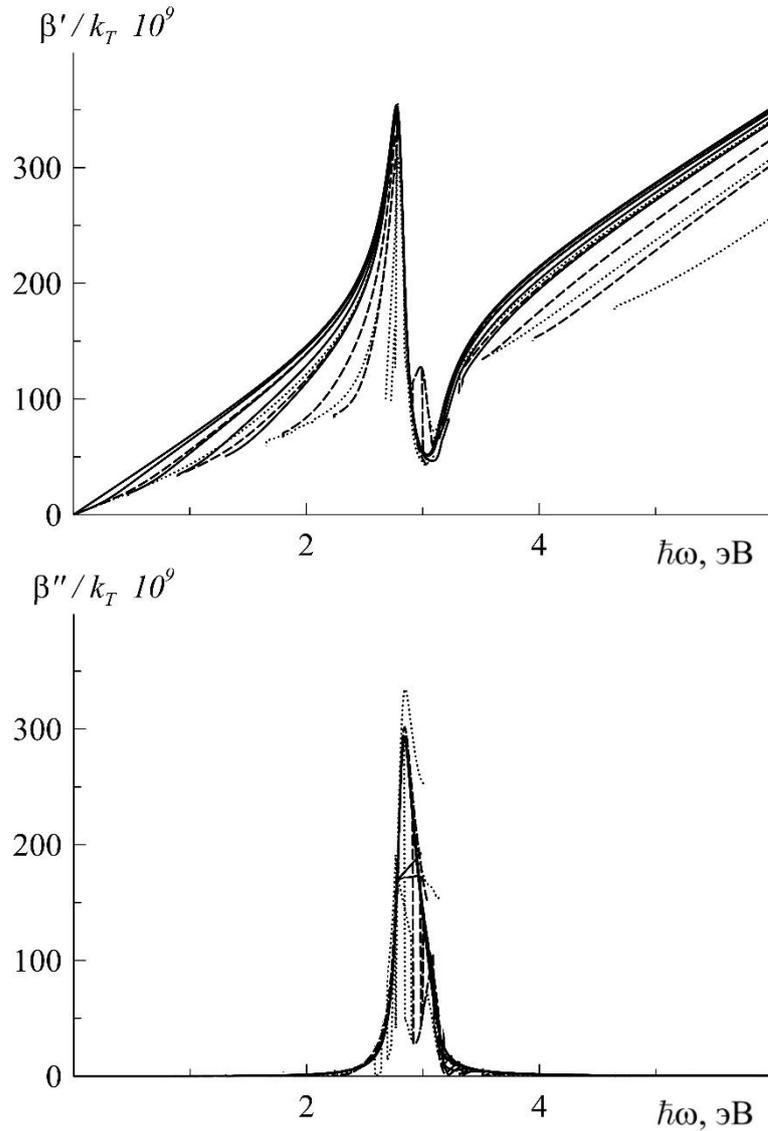


Рис. 38. Действительная и мнимая часть константы распространения ТМ мод планарного изотропного волновода при различной толщине d (точки - $\xi = 0.5$, пунктир - 1, сплошная линия - $\xi = 2$).

Также на всем исследуемом частотном диапазоне волноводные моды сильно локализованы у границ раздела, кроме области аномальной дисперсии, где объемные моды превращаются в поверхностные плазмон-поляритоны. В этой частотной области спектра длина пробега распространяющейся волны резко сокращается, но при этом сильно падает степень локализации электромагнитного поля вблизи границ снаружи волновода, что объясняется отрицательностью действительной части диэлектрической проницаемости эффективной среды (19). Величина поперечных компонент волнового вектора внутри и вне волновода, а также групповая скорость распространяющихся в

структуре ТМ волн, аналогично ТЕ, имеет стандартный вид для диэлектрического волновода вдали от резонансной частоты нанокompозита, а вблизи области аномальной дисперсии эффективной диэлектрической проницаемости распространяющаяся волна сильно замедляется и внутри этой области становится отрицательной. Фазовая скорость волн также уменьшается почти на треть по сравнению со скоростью света в вакууме, что определяется в основном величинами ε_m , $\varepsilon_{s,c}$. При этом как для волн ТЕ, так и ТМ поляризации варьируя толщину волновода d , размер наночастиц a и объемную долю наночастиц η , можно выделить диапазоны частот для каждой из мод, в которых групповая скорость постоянна или быстро, почти линейно, убывает с ростом частоты с усиливающейся степенью локализации поля волны вне волновода и без существенного уменьшения длины пробега. Если волновод заключен между диэлектрическими обкладками с разными диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_{s,c}$, аналогично ТЕ поляризации, собственная ТМ мода волновода будет распространяться в различных режимах в соответствующих диапазонах частот.

Последнее в данной главе и самое важное, что необходимо рассмотреть - это наведенная анизотропия эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита в сердцевине волновода, получаемая при использовании наночастиц специальной формы [40, 65, 135, 136]. В данном случае будет рассмотрен нанокompозит с одинаково ориентированными наночастицами типа «игла» и «чешуйка» с ориентацией главных осей в направлении Oz , перпендикулярном границам раздела сред, так как оно более универсально и обладает большей симметрией задачи. Причина в том, что в случаях, когда полярные оси наночастиц лежат в плоскости xy , незначительное расхождение в направлении распространения волны и усредненном направлении полярных осей наночастиц только усложнит решение задачи, а в случае ориентации полярных осей наночастиц вдоль оси Oz зависимость от направления распространения волны исчезает полностью. Хотя математически при распространении волны вдоль оси Ox задачи для ориентаций полярной оси наночастиц вдоль Ox или Oz отличаются лишь перестановкой местами

компонент тензора диэлектрической проницаемости.

Из формулы (19) видно, что при использовании формы наночастиц, отличной от сферической, на положение и величину плазмонного резонанса $\varepsilon_{ef}^{x,y,z}$ начинает оказывать значительное влияние параметр (20), отражающий геометрический форм фактор наночастиц [19]. Анизотропия среды несколько изменяет величину поперечной константы распространения внутри волновода,

которая принимает вид $q_m = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_{xx} - \beta^2 \frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{zz}}}$. Из этого уже следует, что в законе

дисперсии (44) для ТМ поляризации начинают участвовать уже две компоненты тензора диэлектрической проницаемости ε , в общем случае, различными резонансными частотам, как об этом говорилось выше при рассмотрении собственной плазмонной поверхностной моды на одной границе. На рис. 39 показаны дисперсионные кривые для волновода с различным типом эллипсоидальных наночастиц, количественно охарактеризованные параметром $\xi = 0.5, 1, 2$. Толщина волновода $d = 1000$ нм, величина $a = 10$ нм, объемная доля наночастиц $\eta = 0.1$, а диэлектрические проницаемости матрицы и обкладок равны соответственно $\varepsilon_m = 2.25$ и $\varepsilon_{s,c} = 1$. Главной отличительной чертой анизотропного случая, как говорилось выше, является возникновение двух плазмонных резонансов на разных частотах. Причем разница этих частот и величина резонансов напрямую зависит от ξ . Видно, что для частиц типа «чашуйка» с $\xi = 0.5$, показанных точечными кривыми, большой вклад в дисперсионную зависимость вносит ε_{ef}^x , так как ее резонансная частота больше и эффективный размер металлических наночастиц в этом направлении тоже больше. В отличие от плазмонной моды на одной границе полубесконечных изотропного диэлектрика и анизотропного нанокompозита, менее выражена область существования обратных волн и значительно ниже амплитуда низкочастотного резонанса. Это следует связать с меньшим количеством наночастиц в центральном слое волновода и ограничением толщины этого центрального слоя, что безусловно сказывается на координатном распределении

электромагнитного поля волны и соответственно вкладу поляризации наночастиц.

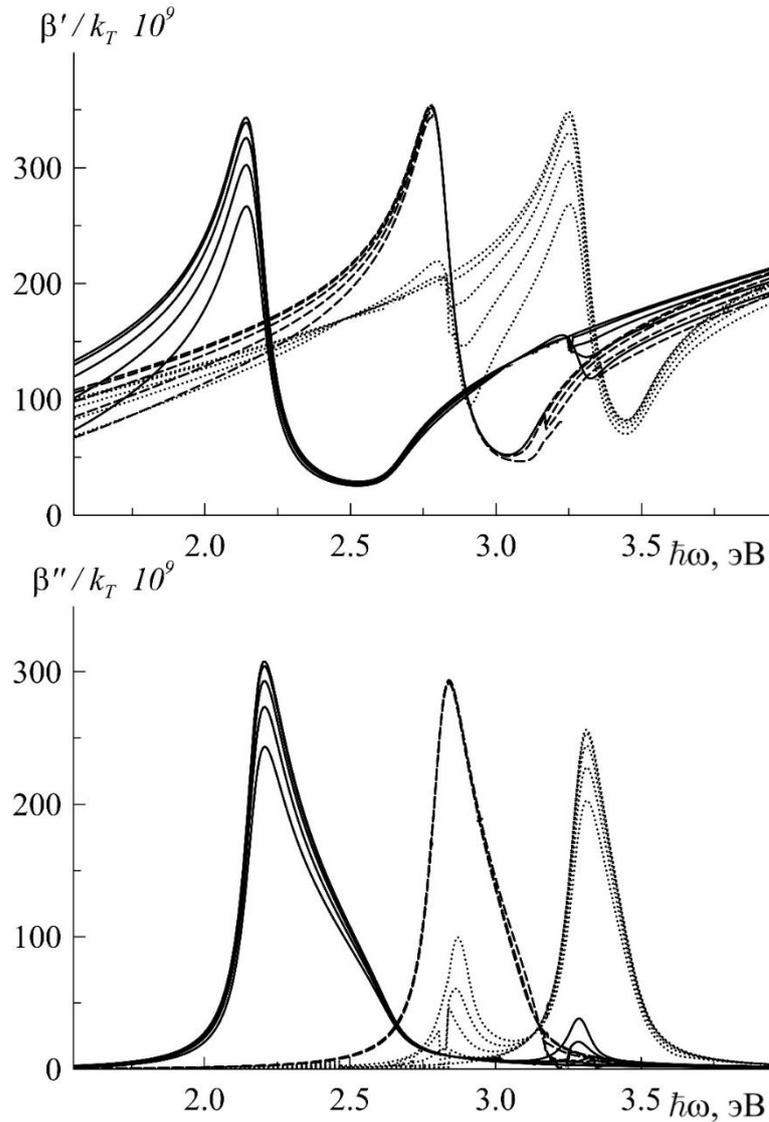


Рис. 39. Действительная и мнимая часть константы распространения ТМ мод планарного волновода при различном форм факторе $\xi = 0.5, 1, 2$ (точки, кунктир, сплошная линия).

В противоположном случае, когда $\xi = 2$, резонанс наибольшей амплитуды обеспечен величиной ε_{ef}^z из-за вытянутой формы «игл», как следствие большего вклада поляризации наночастиц, обеспеченного большим эффективным размером наночастиц в этом направлении и тем фактом, что с уменьшением частоты или объемной доли наночастиц амплитуда резонанса $\varepsilon_{ef}^{x,y,z}$ пропорционально растет. По этой же причине высокочастотный резонанс имеет столь малую амплитуду. Случай «игл» показан сплошными линиями, а пунктирное решение для сферических частиц построено для сравнения

величины и частотного смещения плазмонного резонанса в структуре, вызванного изменением пропорций наночастиц.

На рис. 40 показана дисперсионная зависимость поперечной компоненты волнового вектора внутри и вне анизотропного волновода с металлическими включениями. Из нее видно, что наличие анизотропии в структуре нарушает симметрию задачи и снимает вырождение собственных мод волновода высоких порядков.

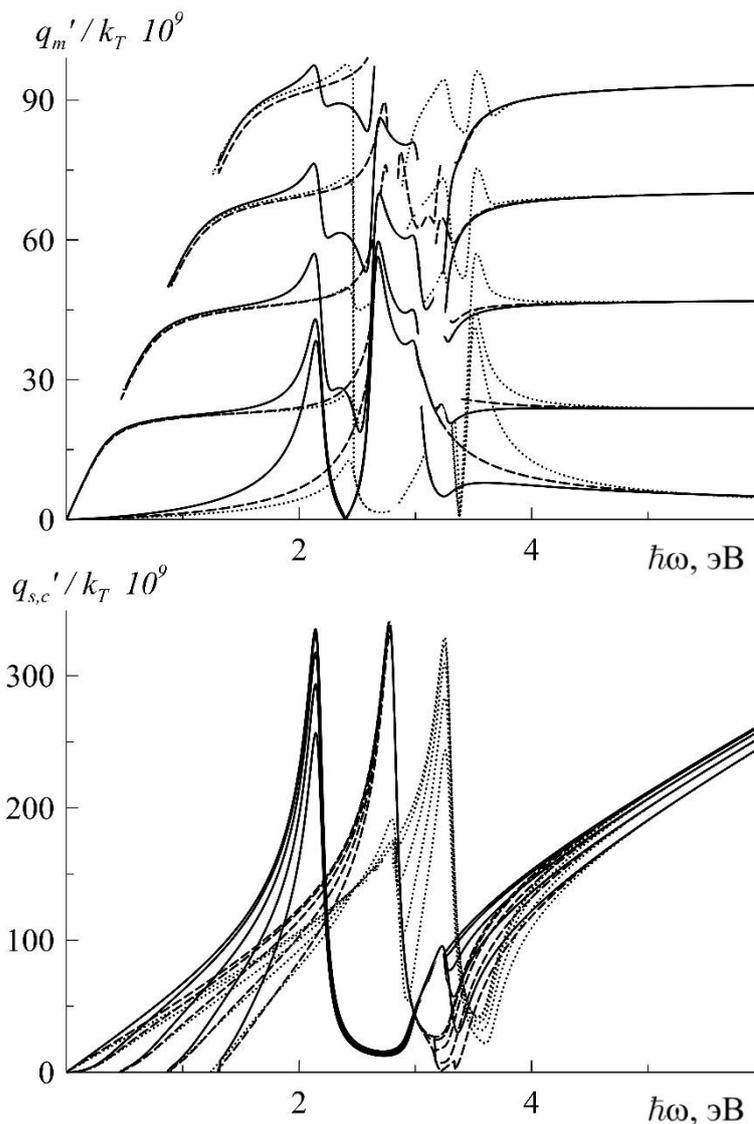


Рис. 40. Действительная часть поперечной компоненты волнового вектора ТМ мод внутри и снаружи планарного волновода при различном форм фактор наночастиц $\xi = 0.5, 1, 2$ (точки, кунктир, сплошная линия).

Помимо аналогичного искривления волноводных мод ТЕ поляризации, в области плазмонных резонансов анизотропного нанокompозита собственные моды высших порядков ТМ типа получают возможность сохранять высокую степень локализации. При этом электромагнитное поле основной моды вовсе

может становиться однородным внутри волновода на резонансной частоте, а с ростом номера моды степень локализации поверхностных плазмон-поляритонов в резонансных областях пропорционально возрастает. При удалении от частот плазменного резонанса нанокompозита все решения быстро сходятся к стандартным волноводным модам планарного диэлектрического волновода, а влияние диэлектрических обкладок волновода аналогично, рассмотренному выше случаю ТЕ поляризации. Снаружи волновода при вытянутой форме наночастиц наблюдается область слабой локализации поля, которая заключена между резонансными частотами нанокompозита. Дополнительная особенность, которая возникает в результате анизотропии наночастиц, заключается в возможности получения рабочей частотной области с сильным замедлением между резонансными частотами, хотя при этом амплитуда распространяющихся мод будет относительно быстро затухать. Но при этом в рабочей области направление переноса энергии волны и направление ее распространения совпадают, волна не является обратной, а реализуется нетипичный поверхностный плазмон-поляритон для основной ТМ моды волновода.

Выводы к главе 3

1. Пленка анизотропного нанокompозита представляет собой направляющую структуру, в которой вдали от частот плазменного резонанса реализуются волноводные моды ТЕ и ТМ поляризаций. Вблизи частот плазменных резонансов они трансформируются в поверхностные моды, резонансная амплитуда которых зависит от номера моды. Если полярная ось наночастиц направлена перпендикулярно границам раздела сред, ТЕ волны имеют одну, а ТМ волны - две резонансные частоты. Величина поперечной компоненты волнового вектора каждой из мод на резонансной частоте внутри волновода становится минимальной, а снаружи – максимальной. Этот факт свидетельствует о близком к однородному распределению электромагнитного поля волны внутри нанокompозита и максимальной его локализации снаружи.

2. Амплитуда резонансных пиков существенно зависит от толщины

волновода, и при уменьшении толщины амплитуда одного из резонансов оказывается меньше амплитуды другого. Это приводит к тому, что степень локализации и длина пробега плазмон-поляритонов на резонансных частотах существенно различаются в случае тонких слоев нанокompозита ($d \approx 2\lambda$). Если диэлектрическая проницаемость матрицы нанокompозита меньше диэлектрической проницаемости внешней среды, волноводные моды в ней не реализуются. При этом вблизи резонансных частот в направляющей структуре возможно распространение только поверхностных TE и TM плазмон-поляритонов.

Глава 4. Направляемые волны в планарных структурах, содержащих слои графена

В данной главе рассмотрены особенности распространения собственных волн на границе композитных диэлектрических структур, содержащих плоские параллельные слои графена. Показана используемая в расчетах модель проводимости монослоев графена, построена частотная зависимость проводимости графена при различной температуре и приложенном внешнем напряжении [10, 13, 116, 197, 215, 216, 285]. Исследуется поведение поверхностных плазмон-поляритонов на поверхности структуры в виде граничащих однородного изотропного диэлектрика и эффективной анизотропной слоистой среды «графен-диэлектрик» [9, 197, 212, 286, 287], диэлектрическая проницаемость которой описывается формулами Винера, поскольку в длинноволновом приближении неоднородностью слоев можно пренебречь, а такие методы, как метод матрицы передачи 2×2 , 4×4 или подход Кронига-Пенни [21, 39, 288] оказываются излишними в рассматриваемой задаче при данной геометрии, не смотря на свою точность, так как полученное в таком приближении дисперсионное уравнение даже для небольшого числа слоев не поддается аналитическому или численному анализу и нет необходимости учитывать влияние фотонной запрещенной зоны периодической структуры при рассматриваемых отношениях толщин слоев контрастных материалов. Также рассматривается влияние диэлектрической проницаемости диэлектриков внутри и снаружи эффективной среды.

4.1. Дисперсия проводимости монослоя графена и диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры «графен-диэлектрик»

Рассмотрим электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль поверхности эффективной среды, состоящей из параллельных проводящих слоев графена и диэлектрика-наполнителя. Второй граничащей средой при этом

является изотропный однородный диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ε_c . Но для начала следует рассмотреть проводящие свойства монослоя графена, которые подробно изучены во множестве работ самых разных научных коллективов [4, 8-11, 21, 22, 161, 264, 167, 169, 170, 173, 178, 182, 189, 196, 197, 200, 208, 215-217, 219-221, 285, 286, 288, 289].

На рис. 41 показана частотная зависимость действительной и мнимой части проводимости единичного плоского слоя графена, рассчитанная по формуле (21). Действительная часть, показанная сплошной линией, задает поглощение энергии волны носителями заряда, а мнимая часть, показанная пунктирной линией, определяет диэлектрическую поляризацию слоя. Кривые 1-3 построены при значении $\mu = 0.2$ эВ и различных температурах $T = 10, 100, 300$ К. Все остальные зависимости ниже будут построены при $T = 300$ К.

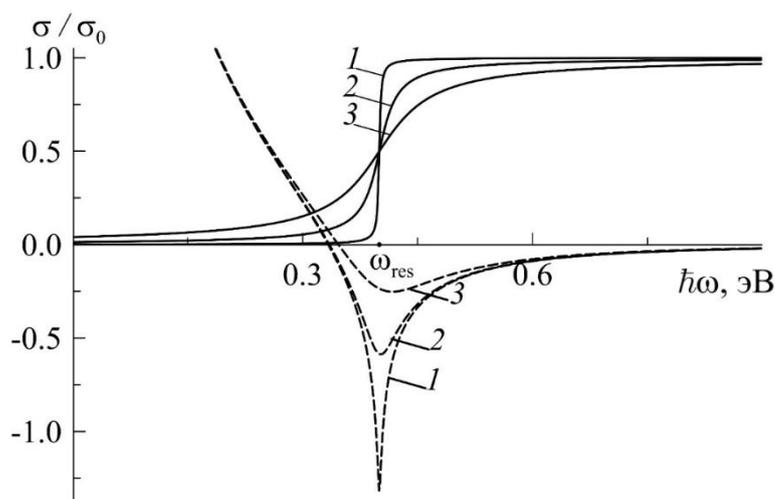


Рис. 41. Частотная зависимость реальной (сплошная линия) и мнимой части (пунктир) проводимости графена при разных температурах $T = 10, 100, 300$ К (кривые 1-3).

Из рисунка видно, что при экстремально низкой температуре σ' вырождается в ступенчатую функцию Хэвисайда, а диэлектрический отклик приобретает ярко выраженный пик. Этот резкий переход связан с заполнением при низкой температуре всех энергетических уровней в валентной зоне и наличием свободных уровней в зоне собственной проводимости. При дальнейшем повышении температуры амплитуда и ширина диэлектрического отклика сильно сглаживаются вблизи частоты перехода $\omega_{res} = 2|\mu|/\hbar$. Вдали от данного

перехода в рамках используемой модели температура не оказывает воздействия на частотные зависимости. Ниже наглядно показана возможность управления частотой перехода под действием управляющего внешнего электрического напряжения.

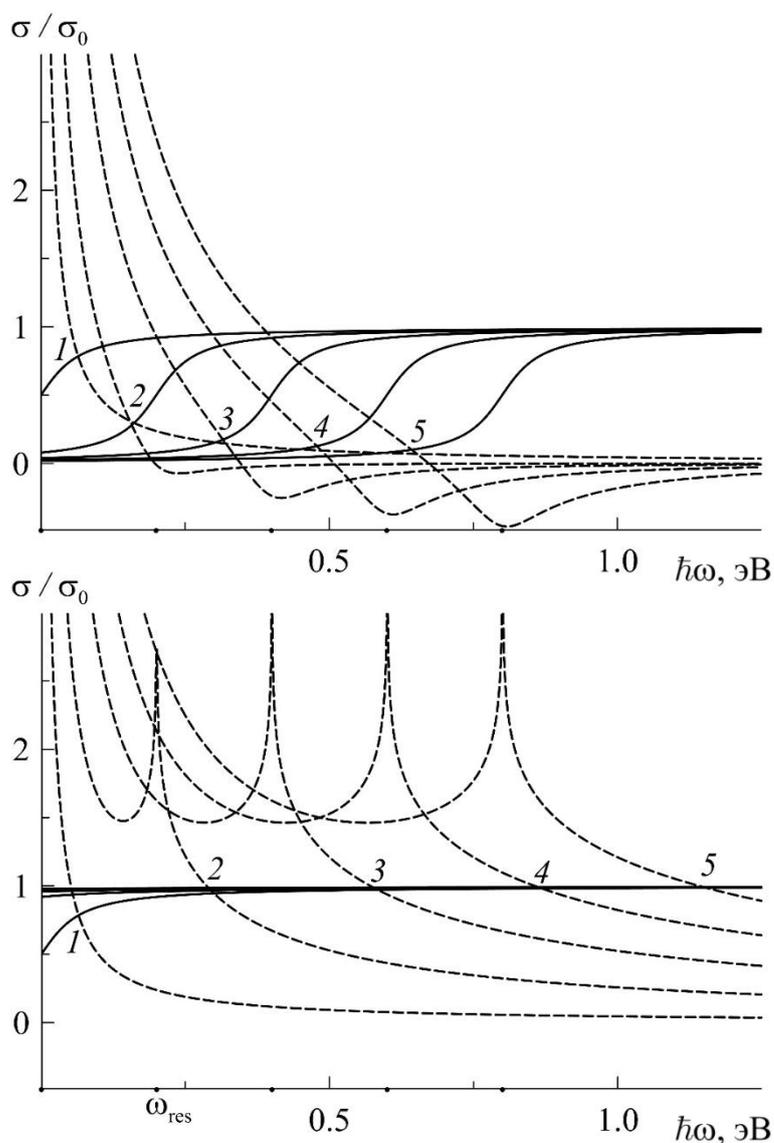


Рис. 42. Частотная зависимость реальной (сплошная линия) и мнимой части (пунктир) проводимости графена при различных химических потенциалах $|\mu| = 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ эВ (кривые 1-5).

Величина μ по своей сути является отклонением химического потенциала носителей заряда от уровня Ферми невозмущенного графена. На рис. 42 показаны сплошной и пунктирной линиями величины проводимости σ', σ'' при различных значениях этого параметра при комнатной температуре. Кривые 1-5 отражают зависимости при $|\mu| = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ эВ. Видно, что на верхнем рисунке при $\mu \geq 0$ на частотах $\omega < \omega_{res}$ носители заряда не поглощают энергию

падающей на поверхность волны. Также в этом диапазоне частот диэлектрический отклик приобретает существенное отрицательное значение, что позволяет применять графен в устройствах генерации и усиления излучения СВЧ и ТГц диапазонов. В оптическом диапазоне $\omega > \omega_{res}$ подобного явления не наблюдается из-за высокой проводимости и фактически отсутствующего диэлектрического вклада вдали от резонансной частоты. На самой резонансной частоте наблюдается локальный максимум диэлектрической проницаемости. Нижний рисунок отражает дисперсию проводимости при $\mu \leq 0$. Приложение обратного напряжения смещения на затвор перебрасывает носители заряда из валентной зоны в зону проводимости, что вызывает наличие сильного поглощения энергии волны, также в спектре диэлектрического отклика слоя графена на резонансной частоте будет иметь место острый минимум, вместо максимума. А при $\mu = 0$ слой графена вовсе ведет себя как полуметалл.

Ниже рассмотрим аналитические частотные зависимости константы распространения при различных диэлектриках покровного слоя ε_c и наполнителя эффективной среды с эффективной диэлектрической проницаемостью, полученной в виде пределов Винера (22). Этот подход оказывается уместен, когда длина волны распространяющейся волны оказывается значительно больше величины неоднородности структуры. Также следует рассмотреть влияние доли графена в единице объема эффективной среды, выраженного параметром θ , равным отношением числа слоев графена к числу слоев диэлектрика наполнителя, умноженные на соответствующие толщины. А наиболее простым и легким способом управления дисперсией поверхностной моды является изменение резонансной частоты проводимости графена (21) посредством изменения концентрации носителей заряда внешним управляющим электрическим полем.

На рис. 43 показаны частотные зависимости компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости ε_{xx} при различной доле графена в единице объема среды. Видно, что при уменьшении толщины слоев диэлектрика между листами графена диэлектрический вклад последнего пропорционально

увеличивается. В низкочастотной области данная структура ведет себя подобно полупроводнику или металлу, так как существует широкая область, в которой $\varepsilon'_{xx} \leq 0$.

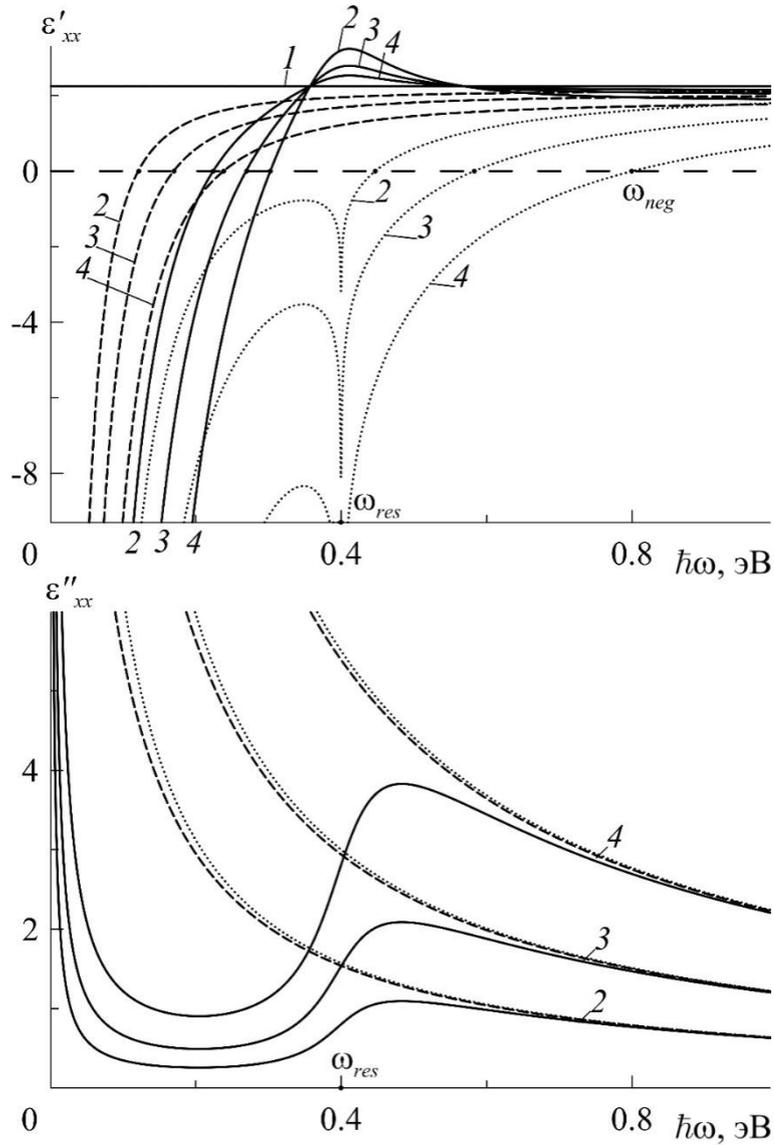


Рис. 43. Действительная и мнимая часть компоненты тензора диэлектрической проницаемости эффективной среды «графен-диэлектрик» ε_{xx} при различной величине $\theta = 0, 0.05, 0.1, 0.2$ (кривые 1-4). (точки - $\mu < 0$, пунктир - $\mu = 0$, сплошные линии - $\mu > 0$).

Кривые 1-4 построены для объемной доли графена $\theta = 0, 0.05, 0.1, 0.2$. Сплошные линии соответствуют $\mu = 0.2$ эВ, пунктирные линии - $\mu = -0.2$ эВ. Точками обозначены кривые при $\mu = 0$. Диэлектрическая проницаемость непроводящих слоев между листами графена равна $\varepsilon_d = 2.25$. Частоты ω_{neg} показывают где величина ε'_{xx} сменяет свой знак на противоположный, а ω_{res} соответствует условию $\sigma' = 0.5$, то есть отражает частоту, на которой резко

изменяется проводимость носителей заряда в графене. При $\mu > 0$ на кривых ε'_{xx} наблюдается максимум диэлектрического отклика, а при $\mu < 0$ на этой же частоте формируется острый минимум ε'_{xx} . Потери внутри эффективной среды в области отрицательности ε'_{xx} оказываются минимальны при $\mu > 0$, вероятно это можно объяснить нехваткой энергии фотонов внешнего излучения на перенос носителей заряда из валентно зоны в зону проводимости.

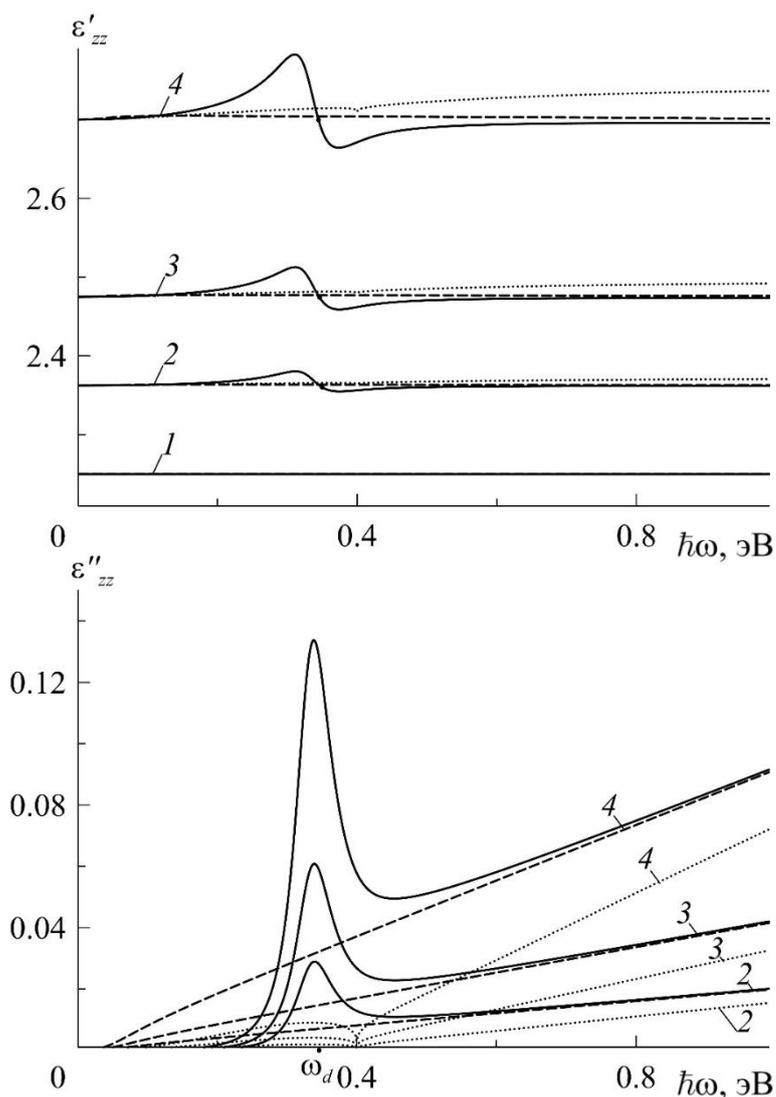


Рис. 44. Действительная и мнимая часть компонент тензора диэлектрической проницаемости эффективной среды «графен-диэлектрик» ε_{zz} при различной величине $\theta = 0, 0.05, 0.1, 0.2$ (кривые 1-4). (точки - $\mu < 0$, пунктир - $\mu = 0$, сплошные линии - $\mu > 0$).

Легко также заметить, что если $\mu < 0$, то область отрицательности ε'_{xx} оказывается значительно шире и носители заряда гораздо сильнее поглощают энергию волны во всем частотном диапазоне из-за наличия незаполненной

валентной зоны. Если одна из компонент электромагнитного поля распространяющейся в структуре волны направлена поперек параллельных изолированных друг от друга проводящих слоев графена, то протекание тока между ними значительно затруднено. По частотной дисперсии ε_{zz} на рис. 44 можно видеть, что наличие графеновых слоев лишь вызывает незначительное смещение действительной части эффективной диэлектрической проницаемости среды от ε_d и резонанс незначительной относительно среднего по частоте значения амплитуды компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости при $\mu > 0$, частоту которого ω_d можно определить из условия $\varepsilon'_g = \varepsilon_d$. При этом на той же частоте реализуется наибольшее значение поглощения ε''_{zz} . Видно, что при $\mu = 0$ дисперсионная кривая ε'_{zz} постоянна, а ε''_{zz} монотонно возрастает. Значительно уменьшить потери можно при $\mu < 0$ опять же из-за возникновения незаполненной носителями заряда валентной зоны графена. Средняя величина ε'_{zz} с ростом θ также возрастает, так как независимо от μ при уменьшении толщины диэлектрика между слоями взаимодействие между ними усиливается, а вклад поляризации диэлектрика-наполнителя в эффективную диэлектрическую проницаемость уменьшается.

На рис. 45 показано, как изменение напряжения затвора U_g смещает резонансную частоту плоскостлой эффективной среды «графен-диэлектрик». Сплошные кривые соответствуют $\mu > 0$, точки - $\mu < 0$. Видно, что с увеличением абсолютного значения приложенного напряжения растет частота ω_{res} , что напрямую зависит от проводимости (21) и расширяет область отрицательности ε'_{xx} . Напротив, величина диэлектрического отклика ε'_{xx} плавно уменьшается и растягивается по частоте с ростом напряжения затвора как положительной, так и отрицательной полярности. Локальный максимум частотной зависимости ε''_{xx} при этом уменьшается по амплитуде, но все равно при достаточном удалении от ω_{res} зависимость потерь от внешнего напряжения почти полностью пропадает. Стоит отметить, что отрицательное напряжение

почти не повлияет на дисперсию ε''_{xx} , поскольку в этом случае в слоях графена наблюдается избыточно количество электронов. Ниже построены частотные зависимости ε_{zz} при тех же условиях. Рассмотрим случаи с $\mu > 0$. Видно, что повышение напряжения затвора вызывает смещение частоты ω_d вместе со смещением ω_{res} .

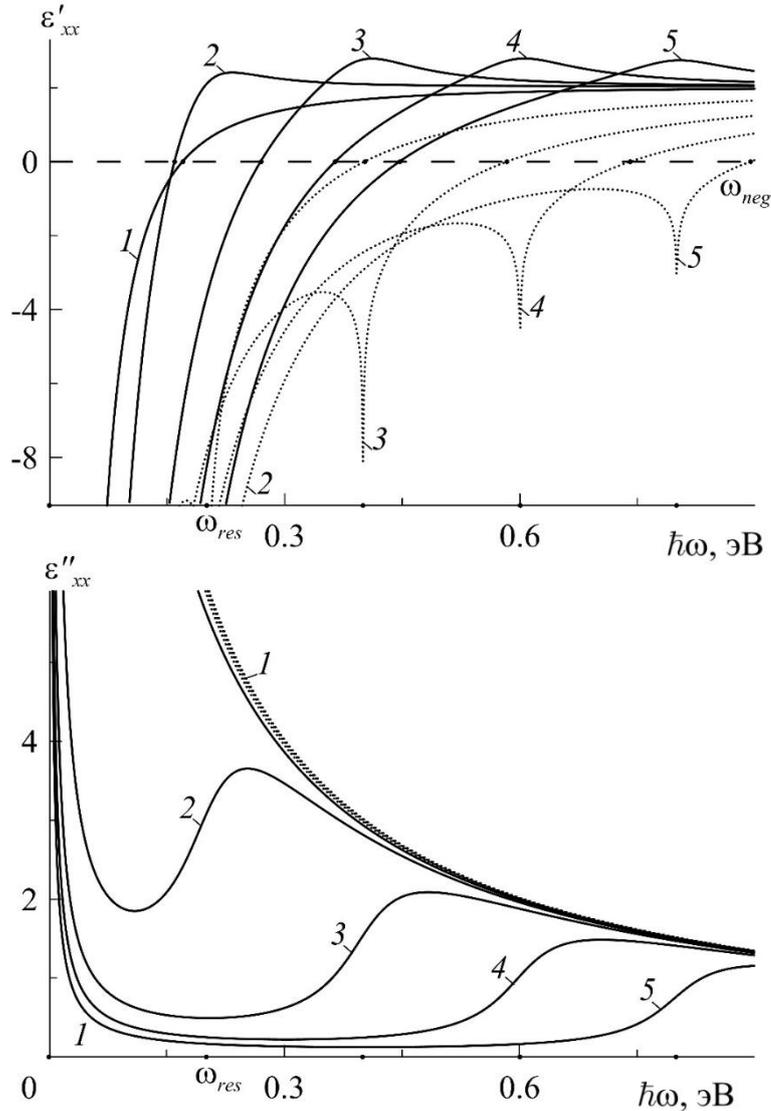


Рис. 45. Действительная и мнимая компонент тензора диэлектрической проницаемости эффективной среды «графен-диэлектрик» ε_{xx} при различной величине химического потенциала носителей заряда

$|\mu| = 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ эВ (кривые 1-5). (точки - $\mu < 0$, сплошные линии - $\mu > 0$).

При этом сильно возрастает амплитуда резонанса ε'_{zz} и на частоте ω_d в области аномальной дисперсии резко возрастает поглощение энергии волны в плоскостной эффективной среде. Если же $\mu < 0$, то и действительная и мнимая части ε_{zz} вдали от резонансной частоты ведут себя практически

линейно, но на частоте ω_{res} обе величины ε'_{zz} и ε''_{zz} имеют неглубокий локальный минимум.

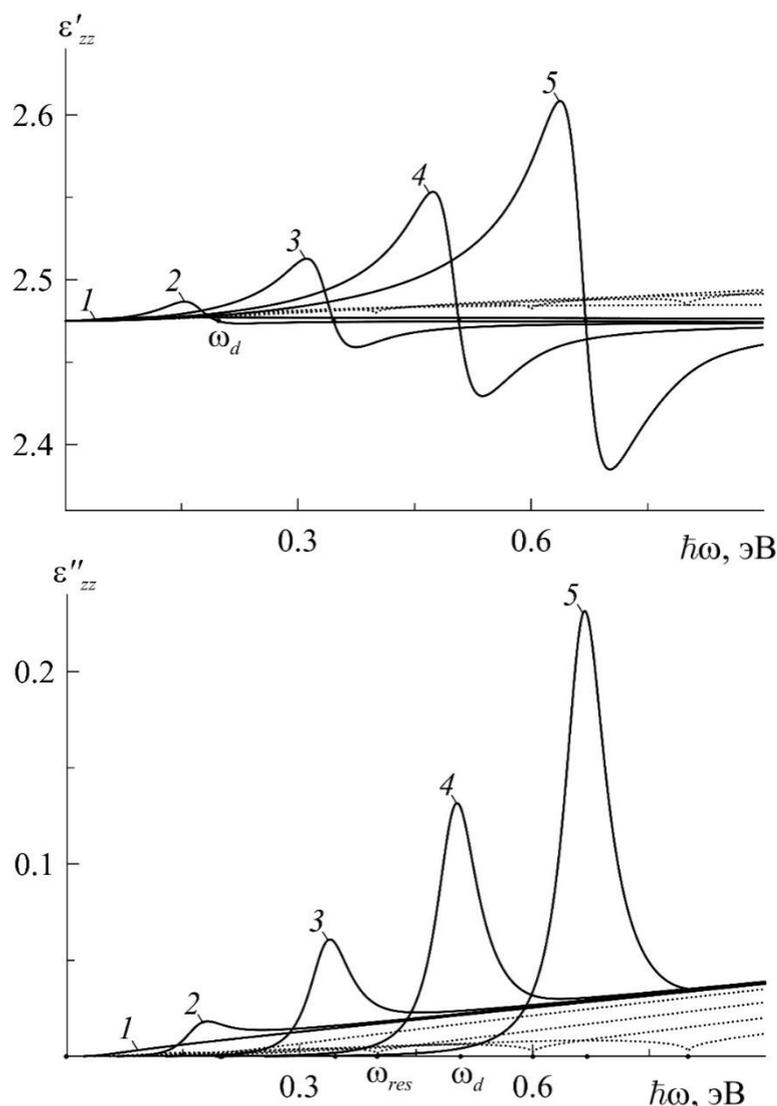


Рис. 46. Действительная и мнимая компонент тензора диэлектрической проницаемости эффективной среды «графен-диэлектрик» ε_{zz} при различной величине химического потенциала носителей заряда $|\mu| = 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ эВ (кривые 1-5). (точки - $\mu < 0$, сплошные линии - $\mu > 0$).

4.2. Поверхностный плазмон-поляритон на границе диэлектрика и мелкослоистой структуры «графен-диэлектрик»

Рассмотрим влияние доли графена на дисперсию константы распространения поверхностной плазмон-поляритонной моды. Из рис. 47 видно, что лишь при $\mu > 0$ реализуется привычный плазмонный резонанс, аналогичный эффективной среде с металлическими наночастицами, рассмотренный в главе

выше. При этом плазменный резонанс β' с ростом доли графена, отмеченного на рисунке кривыми 1-4, убывает, а резонансная частота растет. Длина пробега поверхностной плазмон-поляритонной моды также растет с ростом параметра θ , но на резонансной частоте она все равно минимальна. Если $\mu=0$, то β' изменяется линейно, а потери растут по закону $\beta'' \propto \sqrt{\omega}$. Дисперсионные зависимости под действием отрицательного управляющего потенциала будут рассмотрены отдельно.

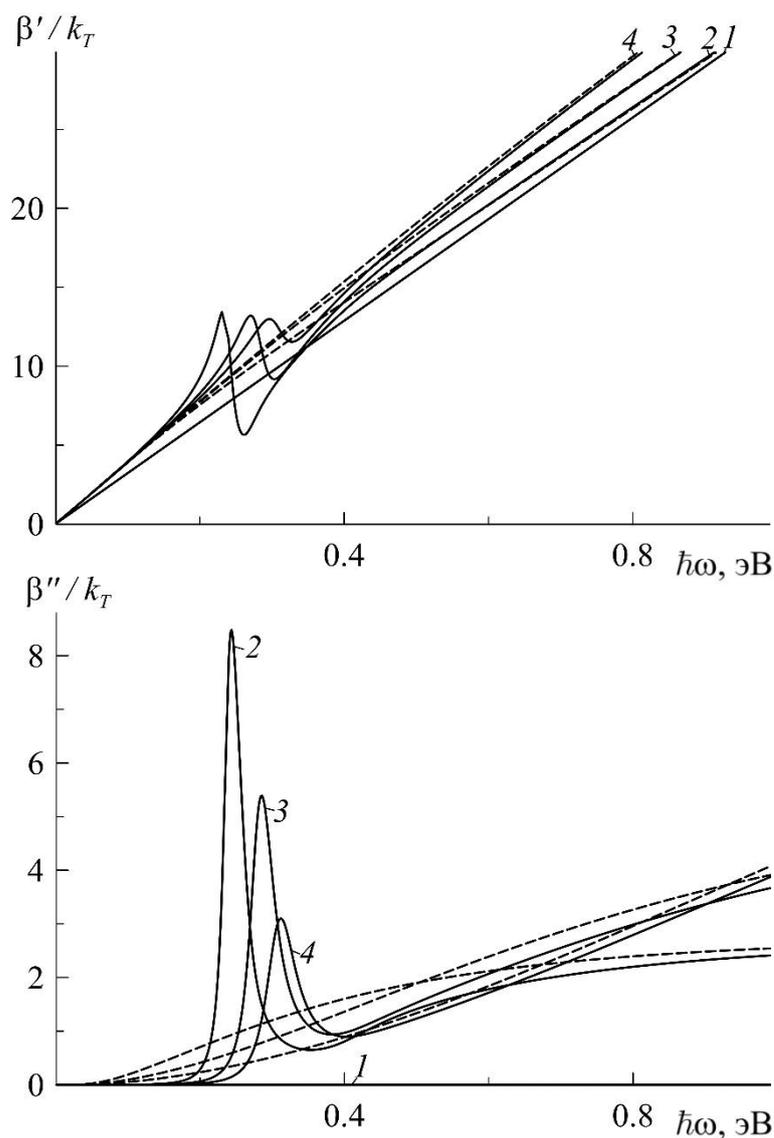


Рис. 47. Действительная и мнимая часть константы распространения поверхностной ТМ волны на границе диэлектрика и эффективной среды при различной доле графена $\theta = 0, 0.05, 0.1, 0.2$ (кривые 1-4). Сплошные линии при $\mu = 0.2$ эВ, пунктир при $\mu = 0$.

Сплошные кривые отвечают значению химического потенциала в графене $\mu = 0.2$ эВ, а пунктирные - $\mu = 0$. Температура $T = 300$ К. Диэлектрическая

проницаемость подложки $\varepsilon_c = 1$, а наполнителя $\varepsilon_d = 2.25$. Ниже из рис. 48 видно, что поле электромагнитной волны вдали от резонансной частоты локализуется в эффективной среде сильнее, чем в покровном диэлектрике при положительном химическом потенциале носителей заряда.

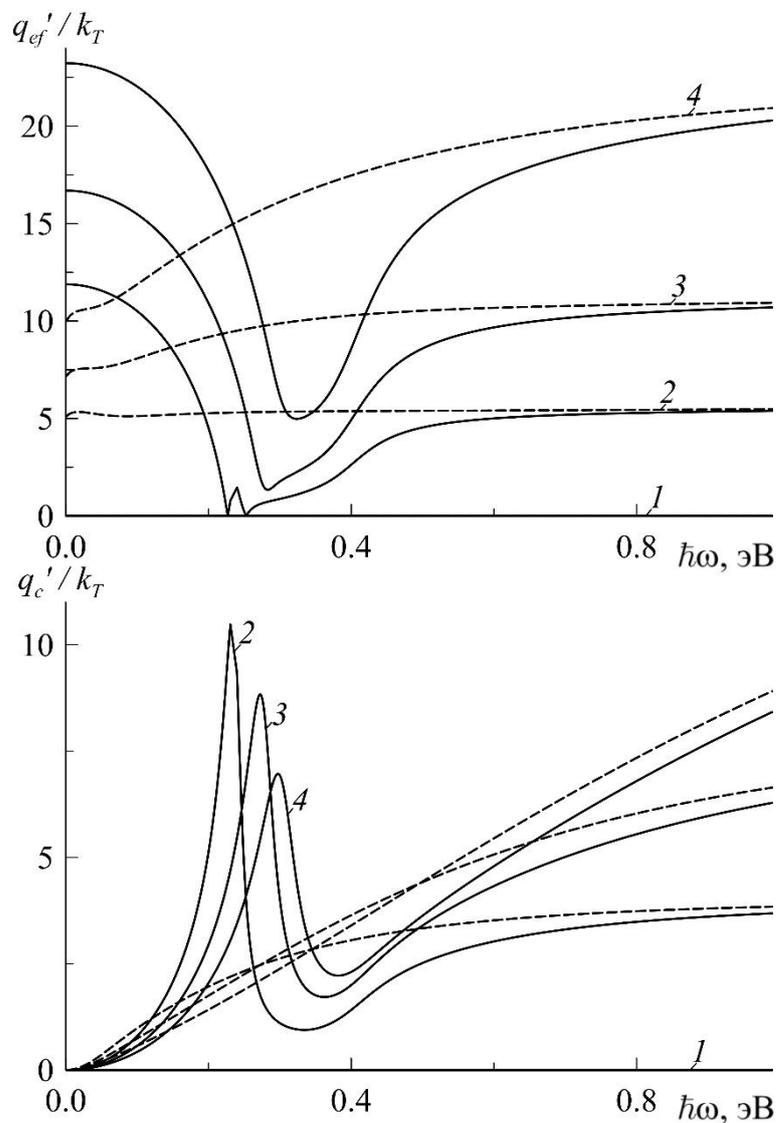


Рис. 48. Действительная часть поперечных компонент волнового вектора поверхностной ТМ волны в эффективной среде и диэлектрике при различной доле графена $\theta = 0, 0.05, 0.1, 0.2$ (кривые 1-4). Сплошные линии при $\mu = 0.2$ эВ, пунктир при $\mu = 0$.

Вблизи резонансной частоты и ниже ее степень локализации в метаматериале уменьшается с ростом доли графена, так как среда начинает вести себя как более однородная и искажения поля собственной волны на проводящих границах раздела соседних сред сглаживаются. Рассчитав дисперсию групповых и фазовых скоростей, как $v_g = \frac{d\omega}{d\beta'}$ и $v_p = \frac{\omega}{\beta'}$ [39, 140,

283, 284], можно увидеть области достаточно сильного замедления скорости распространения собственной моды в структуре, а также области, в которой реализуется типичный плазмон-поляритон. Видно, что с возрастанием доли графена в структуре, на высоких частотах определение групповой скорости некорректно, так как имеет место значительная диссипация энергии волны свободными носителями заряда в графене, поэтому величина v_g начинает превышать c .

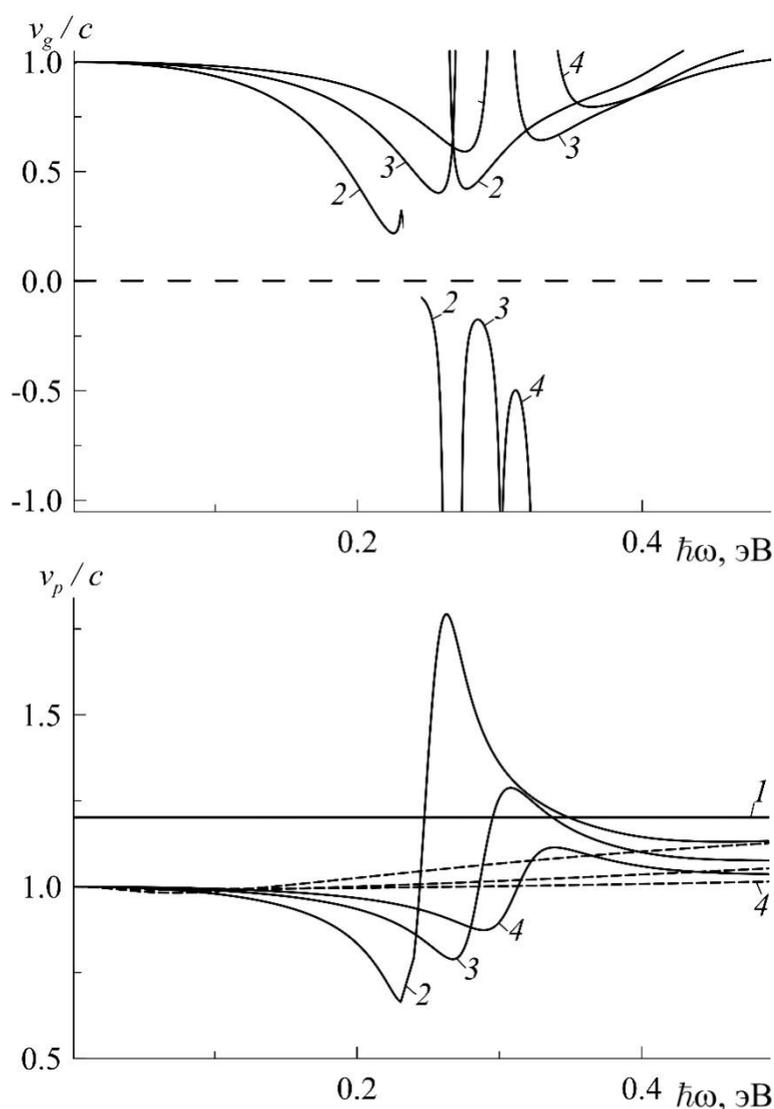


Рис. 49. Групповая и фазовая скорости поверхностной ТМ волны на границе диэлектрика и эффективной среды при различной доле графена $\theta = 0, 0.05, 0.1, 0.2$ (кривые 1-4). Сплошные линии при $\mu = 0.2$ эВ, пунктир при $\mu = 0$.

Величина резонанса фазовой скорости и степень замедления волны уменьшается при возрастании плотности слоев графена, как показано на рис. 49. Не менее важное влияние на поведение поверхностного плазмон-поляритона оказывает

диэлектрическая проницаемость ε_c покровного слоя изотропного диэлектрика. Ниже видно, что дисперсионная зависимость константы распространения поверхностной моды достаточно сильно изменяется при изменении ε_c . Кривыми 1, 2, 3 обозначены три частных случая когда $\varepsilon_d > \varepsilon_c$, $\varepsilon_d = \varepsilon_c$, $\varepsilon_d < \varepsilon_c$, а именно $\varepsilon_c = 1, 2.25, 3.5$ при $\varepsilon_d = 2.25$.

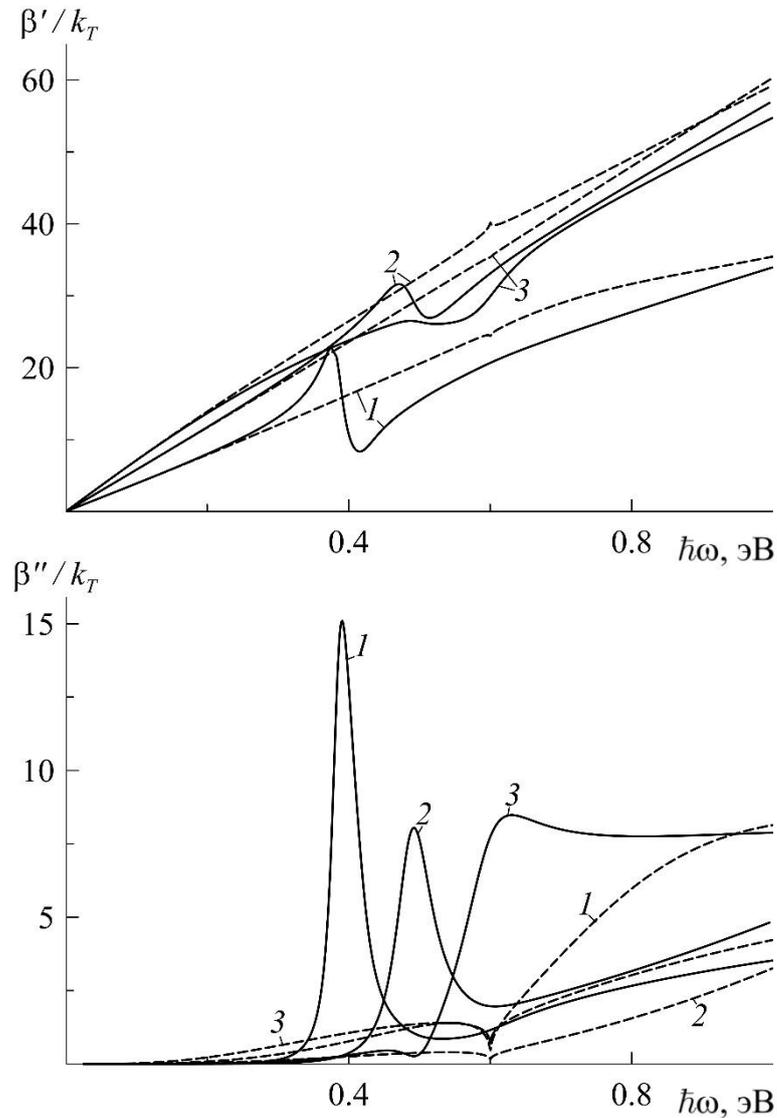


Рис. 50. Действительная и мнимая часть константы распространения поверхностной ТМ волны на границе диэлектрика и эффективной среды при разной диэлектрической проницаемости диэлектрика $\varepsilon_c = 1, 2.25, 3.5$

(кривые 1-3). Сплошные кривые при $\mu = 0.3$ эВ, пунктирные при $\mu = -0.3$ эВ.

Видно, что при росте ε_c до диэлектрической проницаемости наполнителя эффективной среды увеличивается резонансная частота этой среды, но уменьшается амплитуда плазмонного резонанса и уровень поглощения энергии волны носителями заряда. Если ε_c начинает превышать ε_d , то форма частотой

зависимости β' искажается, а β'' меняет свой вид кардинально при $\mu > 0$. В области существования поверхностного плазмон-поляритона потерь фактически нет, но они резко возрастают при $\omega > \omega_{res}$. При $\mu < 0$ стандартного плазмонного резонанса не реализуется, а длина пробега поверхностного плазмон-поляритона начинает плавно падать лишь на высоких частотах. Доля графена в эффективной среде $\theta = 0.1$, химический потенциал носителей заряда в графене $\mu = 0.3$ эВ для сплошных кривых и $\mu = -0.3$ эВ для пунктирных кривых.

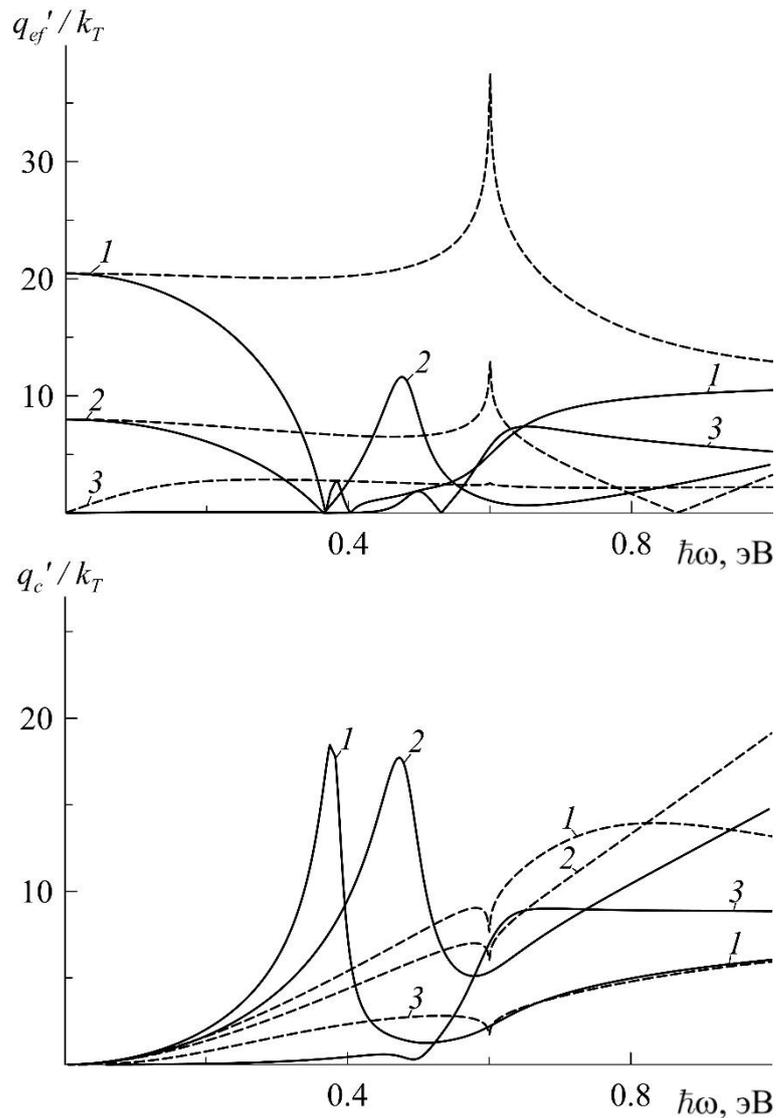


Рис. 51. Действительная часть поперечной компоненты волнового вектора поверхностной ТМ волны в эффективной среде и диэлектрике при разной диэлектрической проницаемости диэлектрика $\varepsilon_c = 1, 2.25, 3.5$ (кривые 1-3). Сплошные кривые при $\mu = 0.3$ эВ, пунктирные при $\mu = -0.3$ эВ.

Локализация поля волны в эффективной среде также практически не меняется при отрицательном потенциале μ в области $\omega < \omega_{res}$. А при

дальнейшем росте частоты локализация в метаматериале ослабевает, а в диэлектрике, напротив, быстро растет. При этом существует критическая частота, на которой локализация электромагнитной волны, а эффективной среде пропадает вовсе, как показывает пунктирная кривая 2. При $\mu > 0$ дисперсия действительной части поперечной компоненты волнового вектора вблизи точки $\varepsilon'_{xx} = 0$ стремится к нулю, а в диэлектрике приобретает максимальное значение, если $\varepsilon_d \geq \varepsilon_c$. В противном случае до частоты ω_{res} поле волны не локализовано.

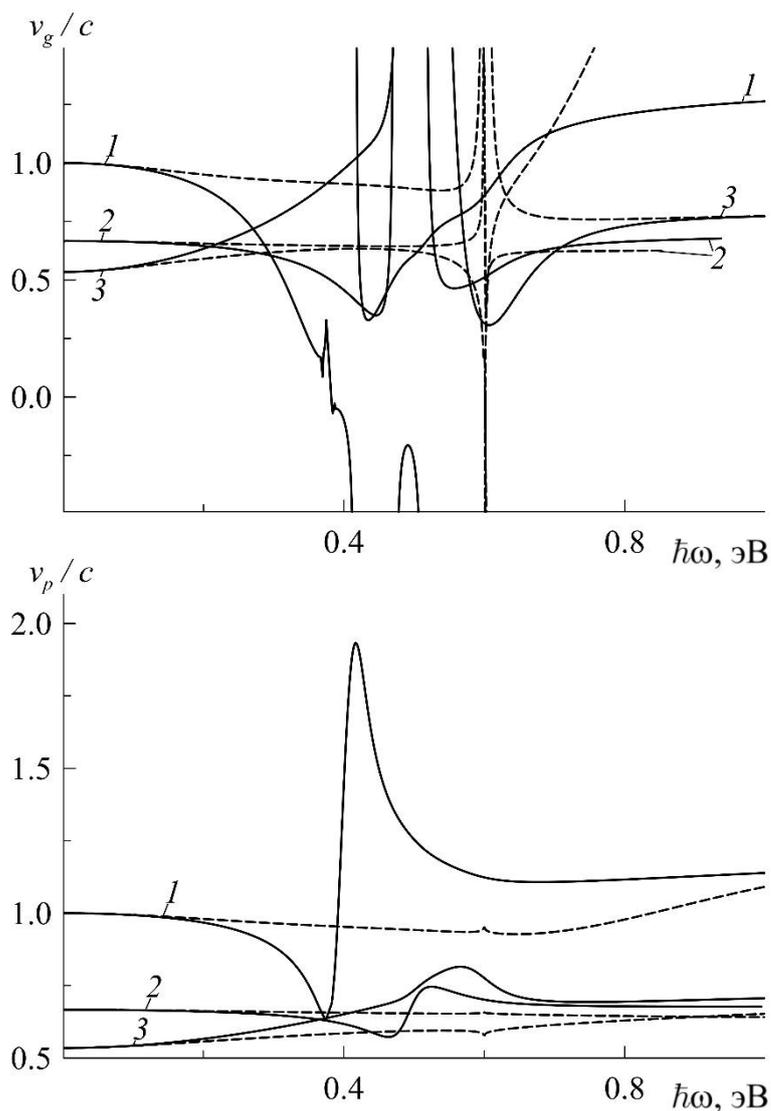


Рис. 52. Групповая и фазовая скорости поверхностной ТМ волны на границе диэлектрика и эффективной среды при разной диэлектрической проницаемости диэлектрика $\varepsilon_c = 1, 2.25, 3.5$ (кривые 1-3). Сплошные кривые при $\mu = 0.3$ эВ, пунктирные при $\mu = -0.3$ эВ.

Также показано, что групповая скорость волны в низкочастотной области убывает с ростом ε_c . В высокочастотной же области минимальная групповая

скорость распространения волны оказывается при $\varepsilon_d = \varepsilon_c$. Вблизи резонансной частоты в структуре реализуется сильно замедленная обратная волна, а при $\varepsilon_c = 1$ в области высоких частот определение групповой скорости перестает быть корректным. Величина фазовой скорости v_p также резко снижается с ростом ε_c . При отрицательном μ все зависимости аналогично β' изменяются монотонно, за исключением небольшого резонанса вызванного пиком мнимой части проводимости графена σ'' .

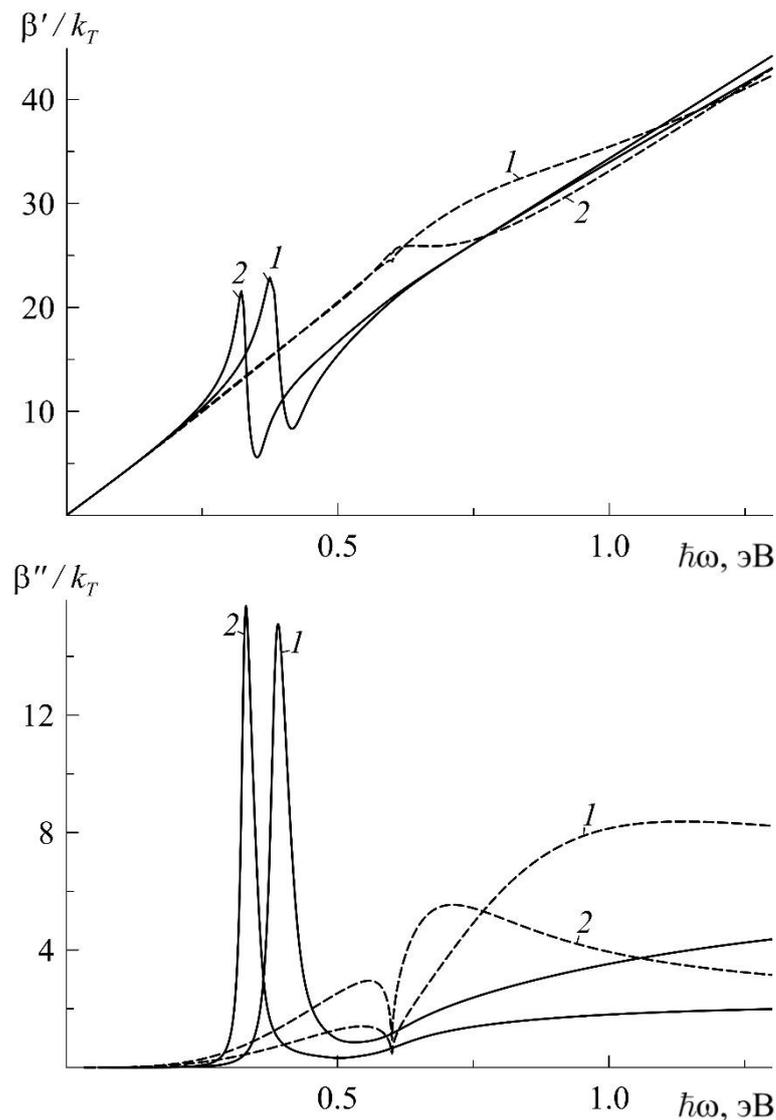


Рис. 53. Действительная и мнимая часть константы распространения поверхностной ТМ волны на границе диэлектрика и эффективной среды при разной диэлектрической проницаемости наполнителя $\varepsilon_d = 2.25, 3.5$

(кривые 1-2). Сплошные кривые при $\mu = 0.3$ эВ, пунктирные при $\mu = -0.3$ эВ.

Далее рассмотрено влияние диэлектрической проницаемости наполнителя эффективной среды с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_d = 2.25, 3.5$,

показанные на рис. 53 кривыми 1, 2. При этом пусть всегда $\varepsilon_c = 1$, $\theta = 0.1$, а потенциал по модулю одинаковый $|\mu| = 0.3$ эВ. Положительный потенциал отмечен сплошными кривыми, а отрицательный - пунктирными. Видно, что рост ε_d при $\mu > 0$ вызывает уменьшение частоты плазменного резонанса без видимого изменения его амплитуды, но при этом падает длина пробега волны на резонансной частоте. В случае же $\mu < 0$ зависимости дисперсии β' меняют свой наклон, если частота распространяющейся волны становится выше резонансной.

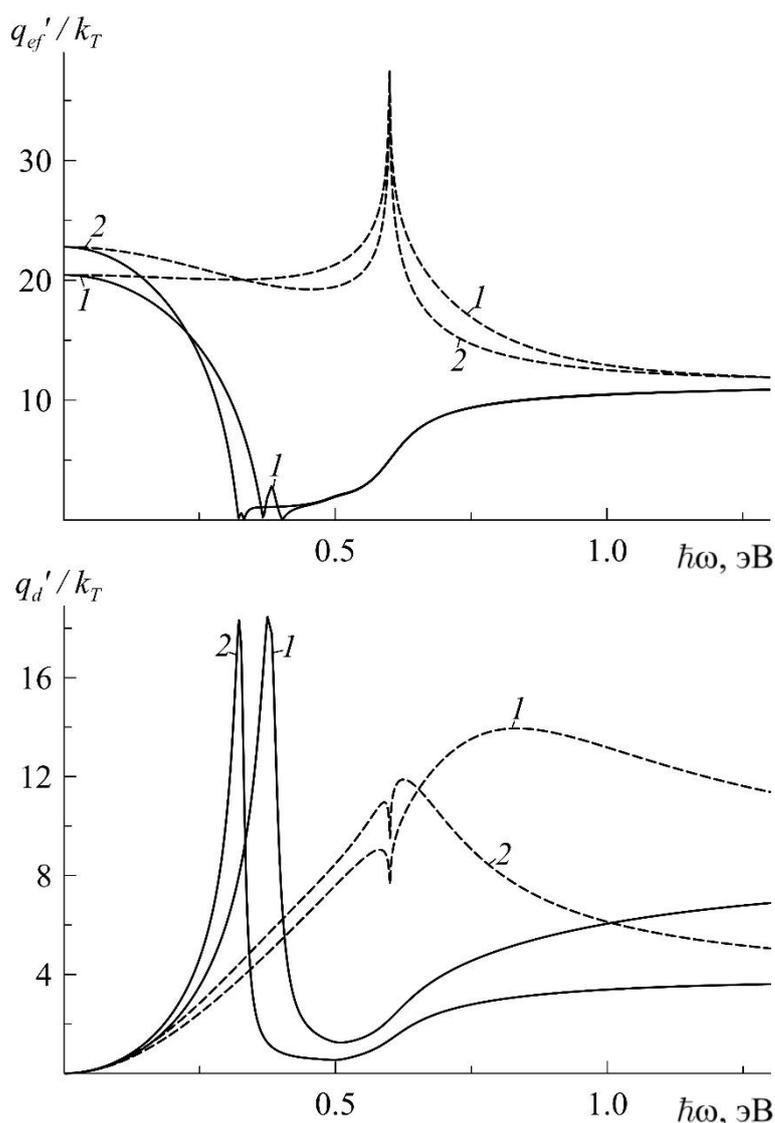


Рис. 54. Действительная часть поперечной компоненты волнового поверхностной ТМ волны в эффективной среде и диэлектрике при разной диэлектрической проницаемости наполнителя $\varepsilon_d = 2.25, 3.5$ (кривые 1-2).

Сплошные кривые при $\mu = 0.3$ эВ, пунктирные при $\mu = -0.3$ эВ.

Подставив величину β в соответствующие формулы для поперечных компонент волнового вектора в каждой из граничных сред, получаем

дисперсионные зависимости, построенные на рис. 54. Сплошные кривые отражают решения для положительного значения химического потенциала, пунктирные – для отрицательного. Видно, что при $\mu < 0$ на резонансной частоте наблюдается наибольшая локализация поля поверхностной моды в эффективной слоистой среде. При удалении от резонансной частоты уровень локализаций в эффективной среде меняется незначительно, а в диэлектрике, напротив, степень локализации поля плавно спадает при удалении от резонансного пика проводимости графена, рассматриваемого метаматериала. Если же $\mu > 0$ то в эффективной среде на больших частотах дисперсионные кривые ведут себя практически одинаково, на малых - локализация плавно спадает при приближении к резонансной частоте эффективной среды практически до нуля. В диэлектрике же в этом случае с ростом частоты степень локализации поверхностного плазмон-поляритона почти полностью повторяет форму кривых β'' . Причем с возрастанием ε_d амплитуда плазмонного резонанса эффективной среды практически не изменяется, а степень локализации в области высоких частот в целом возрастает меньше.

Увеличение ε_d ведет за собой пропорциональное повышение средней оптической плотности и эффективной диэлектрической проницаемости слоистой структуры. Из-за этого волна, распространяясь вдоль границы эффективной среды, испытывает более сильное замедление скорости распространения волны, что показано кривыми групповой и фазовой скоростей на рис. 55. На частотах выше резонансной групповая скорость резко растет вверх и теряет физический смысл, так как большая часть энергии волны поглощается носителями заряда в слоях графена эффективной среды. Вблизи резонансной частоты эффективной среды структура поддерживает существование типичного поверхностного плазмон-поляритона. При отрицательном потенциале графена на резонансной частоте проводимости σ'' групповая скорость терпит разрыв.

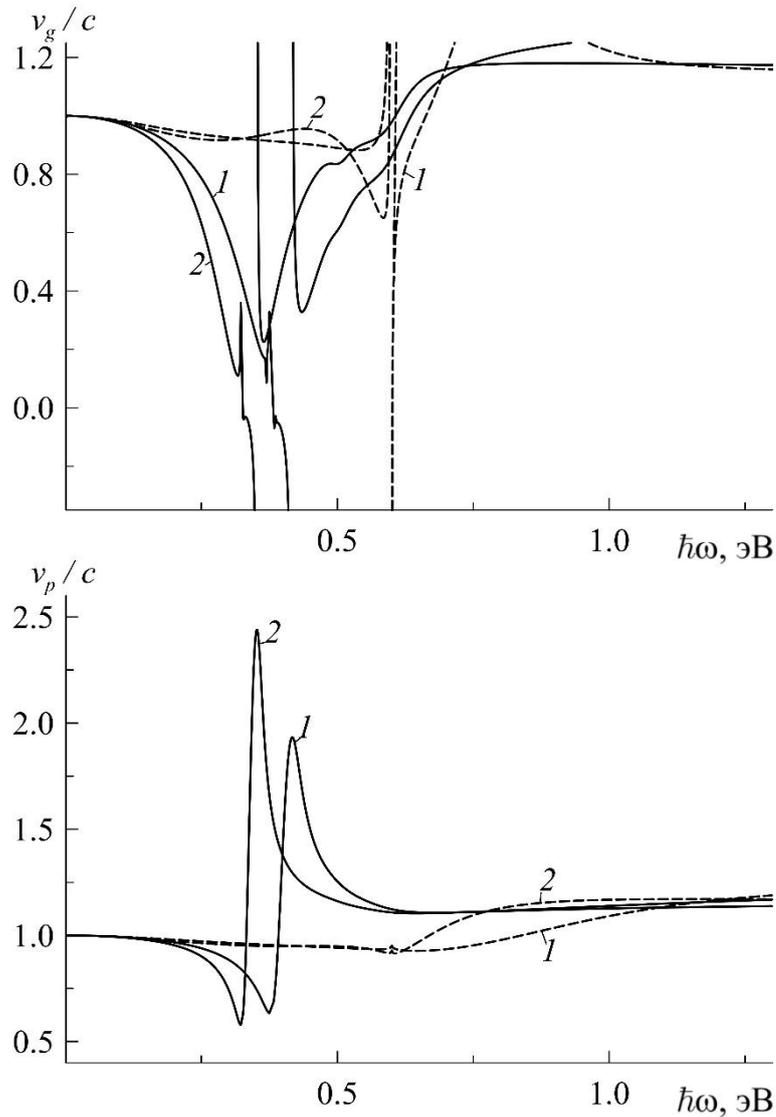


Рис. 55. Групповая и фазовая скорости поверхностной ТМ волны на границе диэлектрика и эффективной среды при разной диэлектрической проницаемости наполнителя $\varepsilon_d = 2.25, 3.5$ (кривые 1-2). Сплошные кривые при $\mu = 0.3$ эВ, пунктирные при $\mu = -0.3$ эВ.

Теперь рассмотрим наиболее удобный и простой способ управления поведением поверхностной плазмон-поляритонной модой при помощи внешнего статического электрического поля. Далее кривые 1-5 отражают абсолютное значение химического потенциала носителей заряда $|\mu| = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ эВ. Для начала исследуем зависимость при $U_g > 0$, а как следствие $\mu > 0$.

Из рис. 56 видно, что с ростом химического потенциала носителей заряда, аналогично кривым $\sigma, \varepsilon_{xx,zz}$, линейно возрастает частота плазменного резонанса носителей заряда в эффективной среде. Амплитуда этого резонанса также растет, но уже по закону близкому к квадратичному. Длина пробега волны на

резонансной частоте аналогичным образом уменьшается, но при этом также расширяется частотная область существования поверхностной моды, распространяющейся практически без потерь в низкочастотном диапазоне. На высоких частотах поглощение в среде начинает постепенно возрастать.

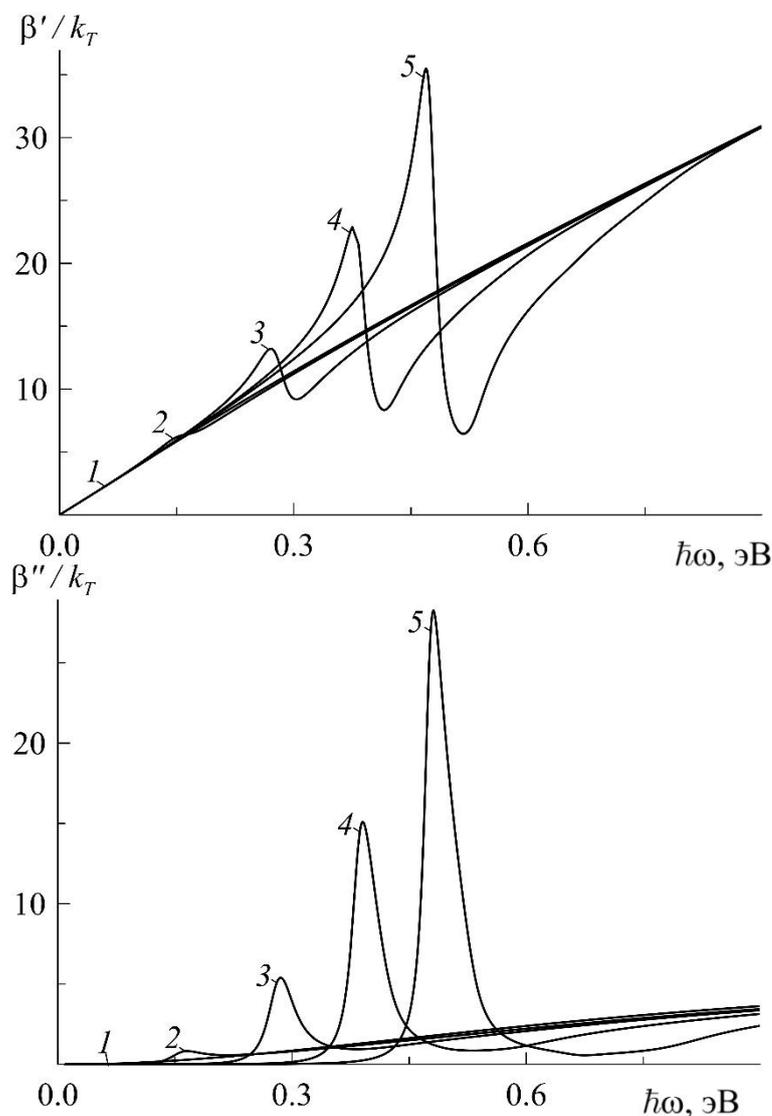


Рис. 56. Действительная и мнимая часть константы распространения поверхностной ТМ волны на границе диэлектрика и эффективной среды при различном химическом потенциале $\mu = 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ эВ

(кривые 1-5).

То, что мода сильно локализуется вблизи границы со стороны эффективной среды видно по рис. 57. Причем показано, что все кривые на высоких частотах сходятся к одной предельной асимптоте. С ростом внешнего электрического напряжения возрастает глубина минимума локализации поля в эффективной среде одновременно с максимумом локализации поля со стороны

покрывного диэлектрика. При этом имеет место критическое значение μ при котором вблизи резонансной частоты ω_{res} локализация поля волны сначала резко пропадает, а при незначительном увеличении частоты испытывает еще один небольшой по амплитуде резонанс локализации поля в слоистой среде.

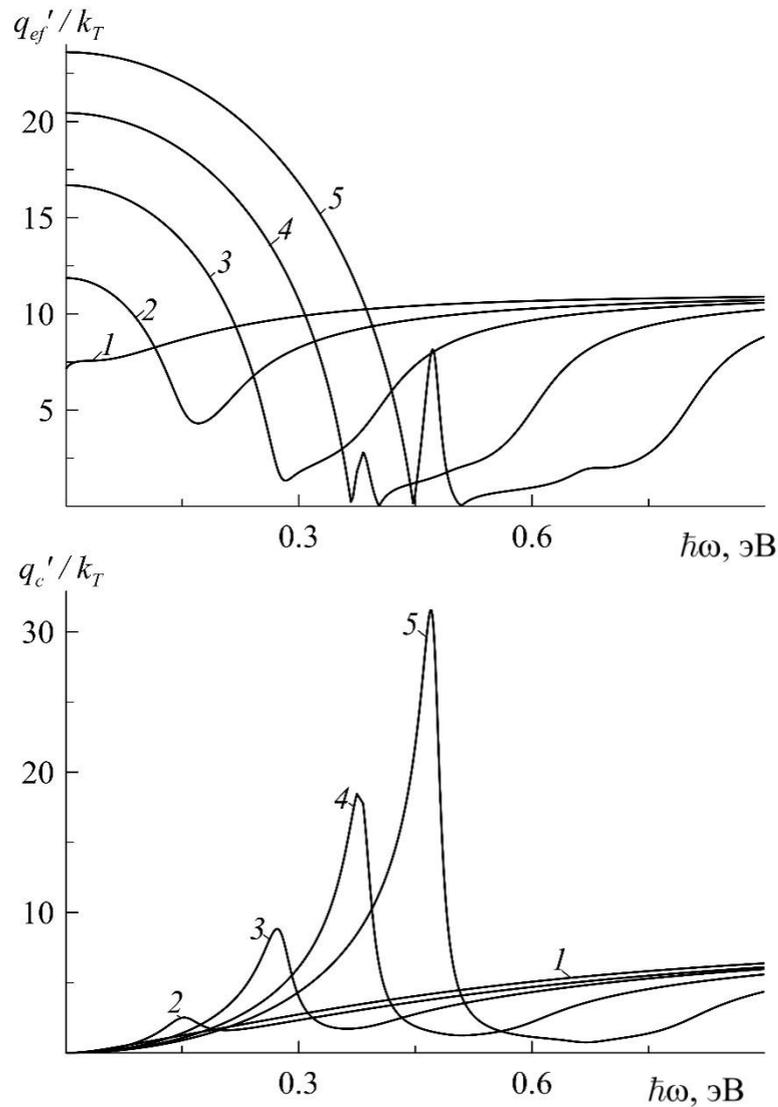


Рис. 57. Действительная часть поперечной компоненты волнового вектора поверхностной ТМ волны в эффективной среде и на границе диэлектрика и эффективной среды при различном химическом потенциале $\mu = 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ эВ (кривые 1-5).

Величина данного резонанса возрастает при увеличении внешнего напряжения затвора.

Рис. 58 наглядно отражает сильное влияние внешнего электрического поля на степень замедления распространяющейся волны. С учетом влияния величин $\varepsilon_d, \varepsilon_c$ такая высокая чувствительность к напряжению затвора позволяет предсказывать поведение и легко настраивать рабочий частотный диапазон

усиливающих и генерирующих устройств на основе рассмотренной структуры.

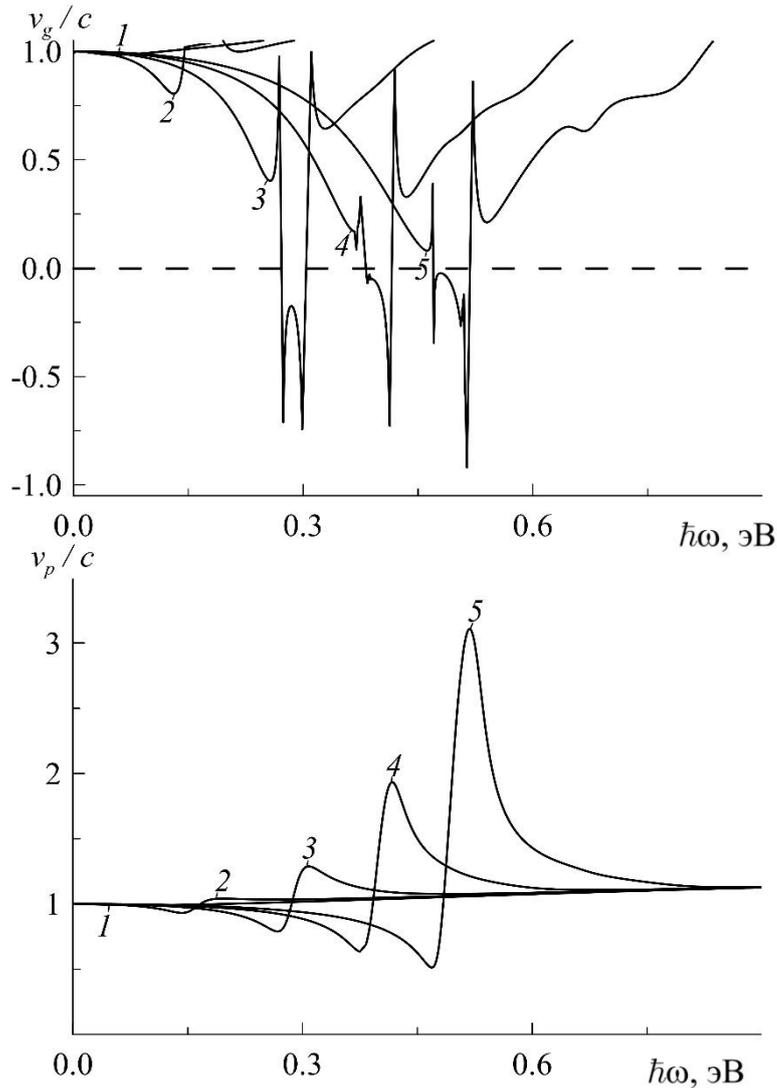


Рис. 58. Групповая и фазовая скорости поверхностной ТМ волны на границе диэлектрика и эффективной среды при различном химическом потенциале $\mu = 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ эВ (кривые 1-5).

Ниже рассмотрим такое же управление электрическим потенциалом, но противоположной полярности. Изменение полярности прикладываемого напряжения на противоположное вызовет противоположное смещение уровня Ферми носителей заряда. Кривые 1-5 также отражают абсолютное значение химического потенциала носителей заряда $|\mu| = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ эВ.

Из рис. 59 видно, что пик мнимой части проводимости σ'' разделяет каждую дисперсионную кривую β' на две области с разным наклоном, что неизбежно скажется на фазовой и групповой скорости собственной моды. Кривые β'' также показывают, что изменение внешнего напряжения увеличивают резонансную частоту, на которой длина пробега волны имеет

локальный минимум, относительная величина которого также возрастает линейно с внешним напряжением.

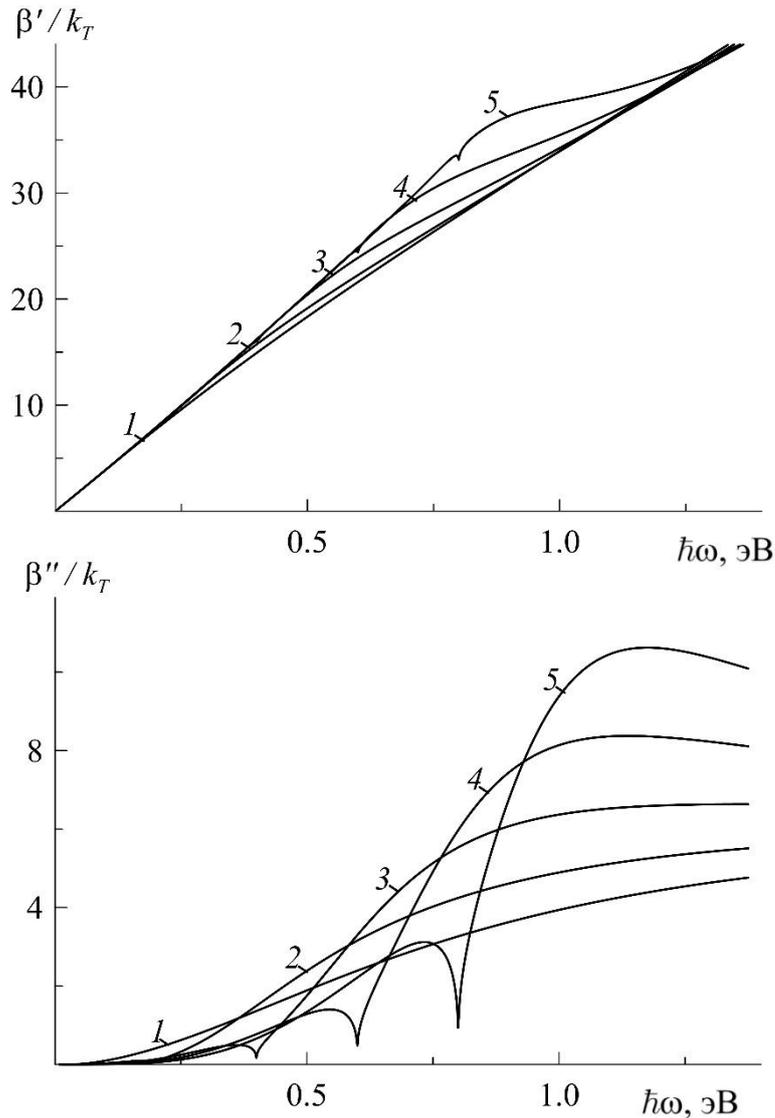


Рис. 59. Действительная и мнимая часть константы распространения поверхностной ТМ волны на границе диэлектрика и эффективной среды при различном химическом потенциале $\mu = -(0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4)$ эВ (кривые 1-5).

При этом данный резонанс также разделяет дисперсионную кривую на низкочастотную моду с высокой длиной пробега и на высокочастотную с значительно меньшей длиной пробега волны. Однако, можно увидеть, что на данной резонансной частоте электромагнитное поле волны имеет сильно выраженную степень локализации поля у границы раздела сред со стороны метаматериала с графеном, а локализация в диэлектрике, хоть и достаточно сильная, имеет в этой точке локальный минимум. Причем форма дисперсионных кривых q'_c частично повторяет форму β'' , как было видно ранее для случая с

$\mu > 0$.

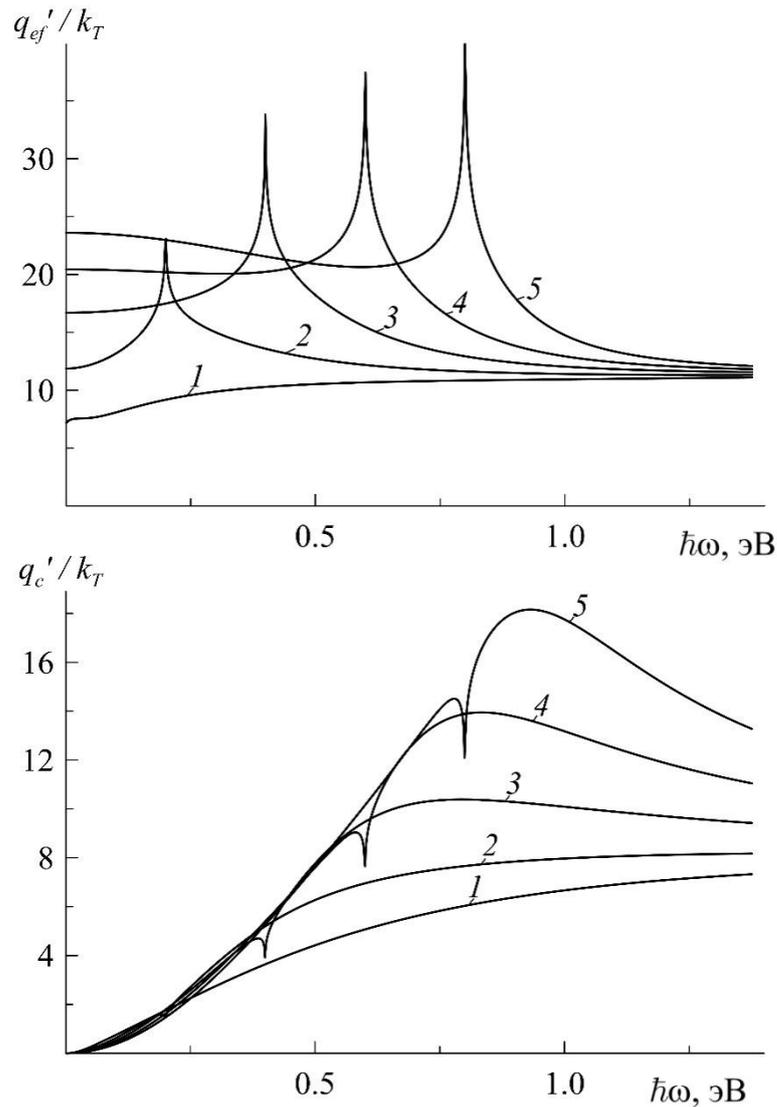


Рис. 60. Действительная часть поперечной компоненты волнового вектора поверхностной ТМ волны в эффективной среде и диэлектрике при различном химическом потенциале $\mu = -(0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4)$ эВ (кривые 1-5).

Также из полученных кривых следует вывод, что внешнее электрическое поле, смещая резонансную частоту, дополнительно позволяет существенно увеличивать степень локализации электромагнитной в широкой области частот. Хотя при достаточно больших частотах обе зависимости q'_{ef} и q'_c выходят на постоянный уровень. Рис. 60 показывает дисперсию групповой и фазовой скорости собственной моды. Видно, что при $\mu < 0$ волна замедляется незначительно и при увеличении частоты распространяющейся моды групповая скорость линейно убывает вплоть до резонансной частоты ω_{res} . При

превышении этой частоты групповая скорость резко возрастает и начинает превышать скорость света в вакууме.

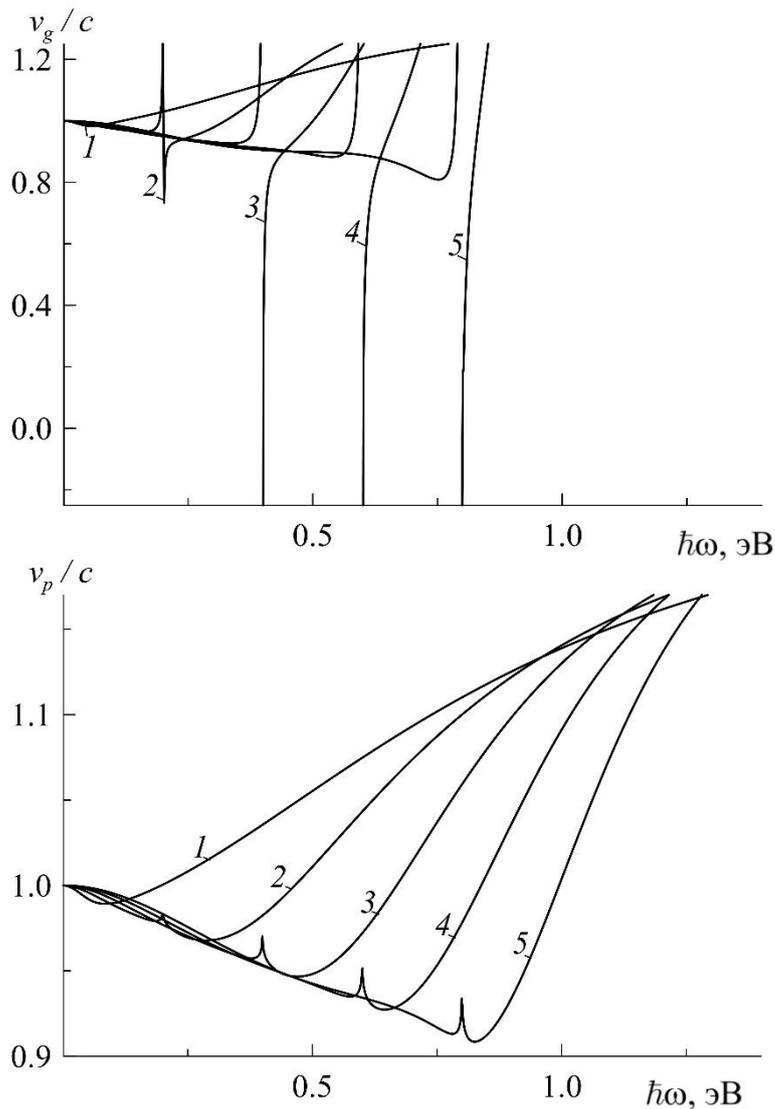


Рис. 61. Групповая и фазовая скорости поверхностной ТМ волны в эффективной среде и диэлектрике при различном химическом потенциале $\mu = -(0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4)$ эВ (кривые 1-5).

Это противоречие легко снимается, если учесть, что при $\mu < 0$ носители заряда в слоях графена поглощают энергию волны во всем рассматриваемом диапазоне частот. Минимум групповой скорости также с ростом абсолютного значения приложенного потенциала также незначительно углубляется, испытывает локальный максимум, а затем начинает резко возрастать.

Выводы к главе 4

1. Для плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль границы раздела

эффективной среды «графен-диэлектрик» и диэлектрика, обнаружена высокая чувствительность дисперсионных характеристик волны к изменению диэлектрических свойств граничащих сред, а также объемной доли слоев графена в структуре, что позволяет эффективно управлять волновыми характеристиками плазмон-поляритона. Увеличение объемной доли графена приводит к уменьшению амплитуды плазмонного резонанса структуры и увеличению ее резонансной частоты, а увеличение диэлектрической проницаемости диэлектрика эффективной среды приводит к сужению резонансных зависимостей плазмон-поляритона.

2. Величина плазменной частоты и амплитуда резонанса поверхностного плазмон-поляритона могут эффективно перестраиваться за счет изменения химического потенциала графена, который связан концентрацией носителей заряда в слоях графена и управляется внешним электрическим полем (потенциалом). В зависимости от знака химического потенциала возможна реализация двух принципиально разных типов резонансов поверхностных плазмон-поляритонов. Так, при $\mu > 0$ вблизи резонансной частоты наблюдается область аномальной дисперсии и узкий резонансный пик поглощения. Увеличение химического потенциала приводит к линейному росту резонансной частоты $\omega_{res} = 2\mu / \hbar$, росту амплитуды резонанса и оптических потерь, снижению скорости распространения волны. При $\mu < 0$ действительная часть проводимости практически постоянна, а ее мнимая часть имеет резонансный пик на частоте ω_{res} , что обеспечивает наличие на дисперсионных кривых локального минимума на всех волновых характеристиках, кроме q'_{ef} и групповой скорости. В случае $\mu = 0$ графен имеет нулевую ширину запрещенной зоны и метаматериал ведет себя как полуметалл; при этом константа распространения линейно зависит от частоты волны.

Глава 5. Направляемые волны в планарных структурах на основе нанокompозитов с металлическими включениями

В данной главе рассмотрена дисперсия собственных мод планарного волновода с анизотропным центральным слоем, составленным из параллельных одинаковых чередующихся слоев диэлектрика и проводящих слоев графена. Также рассмотрена аналогичная задача для тонкого диэлектрического волновода с бесконечно тонкими проводящими слоями графена на границах волноводного слоя. В первом случае для описания диэлектрических свойств эффективной среды используются пределы Винера, а во втором случае введенная проводимость учитывается поправкой в стандартные граничные условия, которая незначительно усложняет дисперсионные уравнения, но при этом вносит существенный вклад в дисперсию собственных мод волновода.

5.1. Моды планарного волновода с эффективной средой «графен-диэлектрик»

Пусть плоскостойкая структура «графен-диэлектрик» имеет толщину d и находится между двумя изотропными однородными обкладками с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_{s,c}$. Предположим, что границы раздела сред не проводят ток, и будем рассматривать распространение волны только ТМ поляризации, которая полностью описывается уравнением (44), а компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости среды анизотропного волновода вводятся согласно формулам (22). На рис. 62 в полулогарифмическом масштабе показаны решения уравнения (44) для первых трех мод в структурах «графен-диэлектрик» с толщинами $d = 10, 100, 1000$ нм, которые отображены точечными, пунктирными и сплошными кривыми. Числа 1-3 отражают номера мод. Видно, что при увеличении толщины волновода на порядок также на порядок уменьшается амплитуда величин β' , β'' , а как будет показано аналогично будут уменьшаться и q'_{ef} , $q'_{s,c}$ так как они пропорциональны β . Более того из-за наличия проводящих слоев графена в метаматериале у

уравнения (44) возникают локализованные решения в области частот, в которой невозможно существование стандартных волноводных мод.

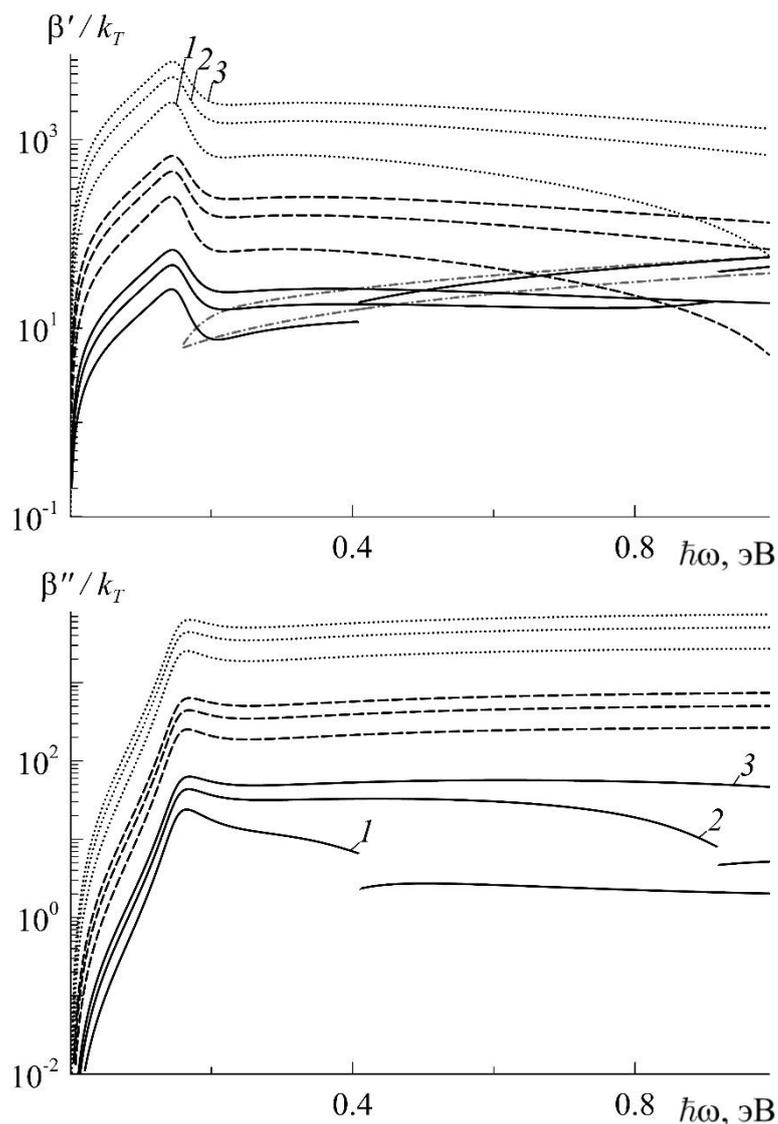


Рис. 62. Частотная зависимость действительной и мнимой частей константы распространения ТМ волны в планарном волноводе с эффективной средой «графен-диэлектрик» при толщинах волновода $d = 10, 100, 1000$ нм (точки, пунктир, сплошная линия). 1-3 отражают номера мод.

Причем с возрастанием номера моды величины β' и β'' также возрастают при прочих равных условиях. Реализуется три режима распространения волны, каждый в своем частотном диапазоне. В низкочастотной области до частоты максимума β' распространяются поверхностные волны, при дальнейшем росте частоты они, минуя область аномальной дисперсии, вырождаются в излучательные моды. Начиная с некоторой частоты каждая излучательная мода скачком меняет тип распространения на волноводный, что видно по сплошным кривым. В области рисунка, выделенной серым штрих-пунктиром, выполняются

условия существования волноводных мод. Кривые построены при $\mu = 0.1$ эВ, диэлектрик-наполнитель характеризуется $\varepsilon_d = 5$, доля графена в метаматериале $\theta = 0.1$, а сам волновод находится в вакууме с $\varepsilon_{s,c} = 1$. Высокое значение β'' вызвано диссипативными процессами в графене. Следует отметить, что область частот с излучательным типом распространения пропорционально уменьшается с увеличением толщины волновода d .

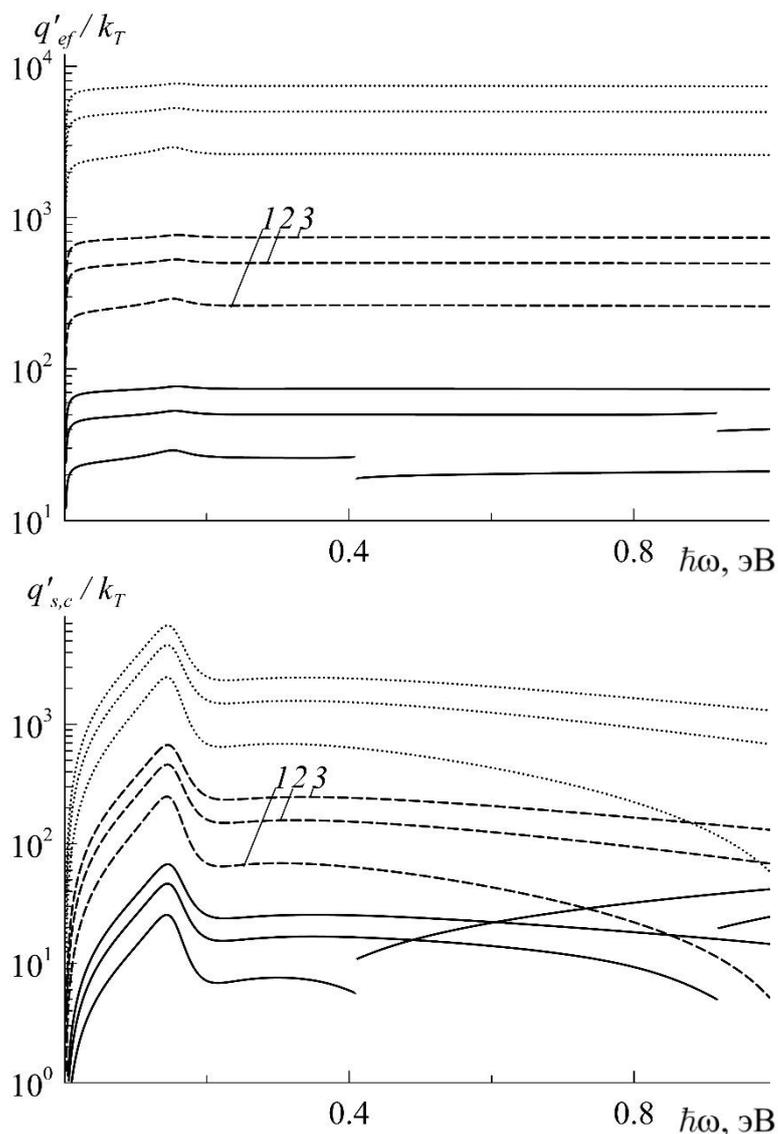


Рис. 63. Частотная зависимость реальной части поперечных компонент волнового вектора ТМ волны в планарном волноводе с эффективной средой «графен-диэлектрик» при толщинах волновода $d = 10, 100, 1000$ нм (точки, пунктир, сплошная линия). 1-3 отражают номера мод.

По рис. 63 можно сделать аналогичные выводы о степени локализации электромагнитного поля волноводных мод. Из рисунка видно, что степень локализации поля как внутри, так и вне волновода изменяется аналогично рис.

62. На резонансной частоте вместе с резким падением длины пробега волны резко падает и глубина проникновения поля в диэлектрические обкладки волновода. А константа распространения внутри волновода при $\mu > 0$ имеет локальный максимум незначительной амплитуды. В волноводной области степень локализации полей линейно возрастает с частотой, как это происходит в случае стандартного планарного диэлектрического волновода достаточно большой толщины.

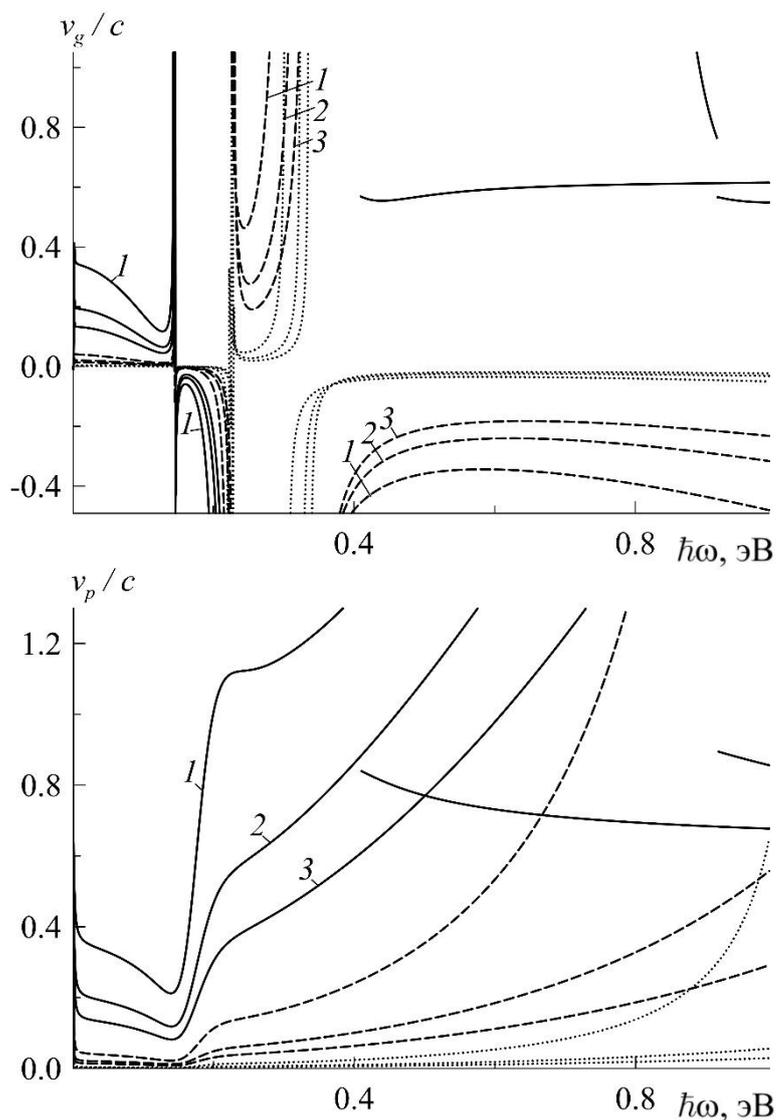


Рис. 64. Частотная зависимость групповой и фазовой скоростей ТМ волны в планарном волноводе с эффективной средой «графен-диэлектрик» при толщинах волновода $d = 10, 100, 1000$ нм (точки, пунктир, сплошная линия). 1-3 отражают номера мод.

На рис. 64 показаны частотные зависимости групповой и фазовой скорости. Примечательно, что наибольшая степень замедления групповой скорости волны происходит в самом тонком из рассмотренных волноводах,

причем с возрастанием номера моды степень замедления только усиливается, что связано с увеличивающейся неоднородностью электромагнитного поля в направляющем слое волновода, хотя в этом частотном диапазоне волна и является излучательной. Ниже для такой же структуры толщиной $d = 1000$ нм построена частотная зависимость действительной и мнимой части константы распространения основной моды при различной доле графена θ . Все черные кривые построены при $|\mu| = 0.3$ эВ. Сплошные кривые отражают решения с $\mu > 0$, пунктирные – с $\mu < 0$. Диэлектрические проницаемости обкладок и наполнителя остались без изменений. Кривые, начерченные серым штрих-пунктиром, выделяют область, в которой существуют волноводные решения, а сплошная серая кривая отражает основную моду чисто диэлектрического волновода той же толщины. Кривые 1-3 соответствуют решениям с $\theta = 0.05, 0.1, 0.2$.

Из рис. 65 видно, что при $\mu > 0$ с ростом величины θ амплитуда плазмонного резонанса метаматериала быстро убывает, а его резонансная частота растет. В результате такого экранирования каждому слою графена требуется большая энергия фотона, чтобы поляризоваться, и параллельно этому близость расположения соседних поляризованных слоев затрудняет быстрое изменение поляризации в каждом слое. В случае же $\mu < 0$ резонансная частота никак не реагирует на изменение θ , но падение амплитуды резонанса также объясняется механизмом, описанном выше. Следует заметить, что кривая 3 графика β' не терпит скачка, так как на частоте перехода дисперсионной кривой из области аномальной дисперсии в область нормальной дисперсии величина β' находится между фотонной линией и линией отсечки рассматриваемого волновода. То есть не возникает противоречия между целым числом полувольт, укладываемых между параллельными границами центрального слоя, и величиной q'_{ef} .

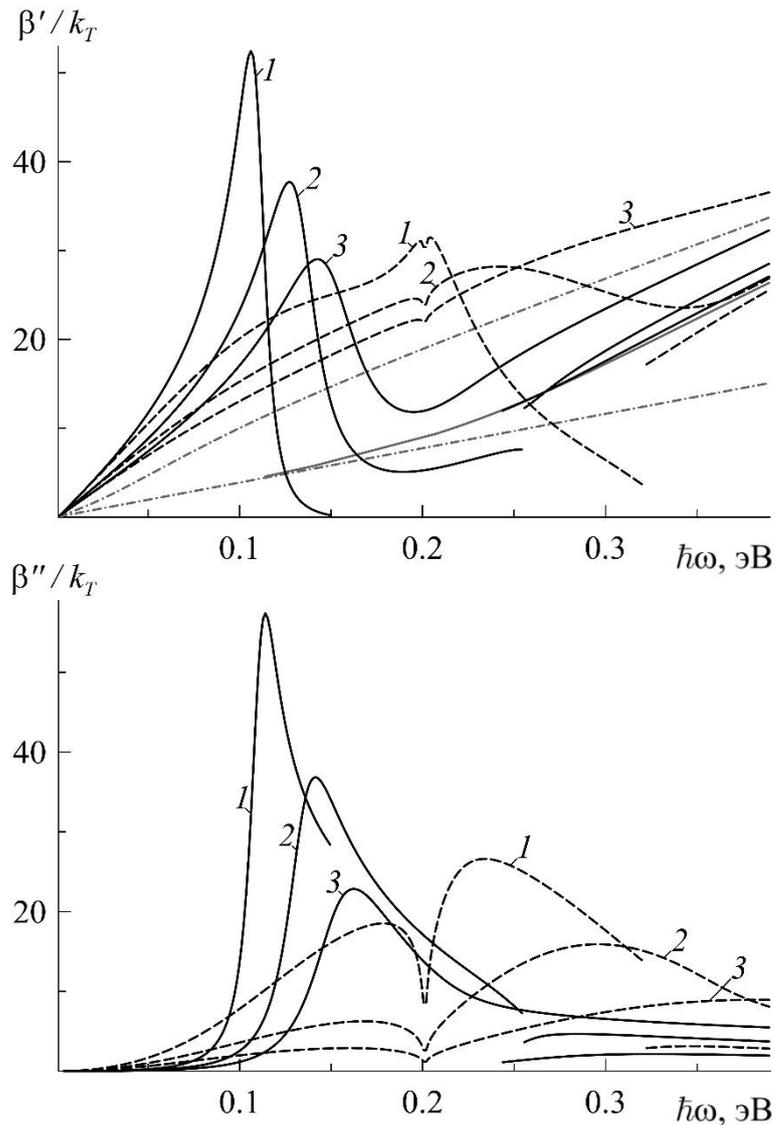


Рис. 65. Частотная зависимость реальной и мнимой частей константы распространения ТМ волны в планарном волноводе с эффективной средой «графен-диэлектрик» при различной доле графена в эффективной среде $\theta = 0.05, 0.1, 0.2$ (кривые 1-3). Сплошные кривые при $\mu = 0.3$ эВ, пунктирные при $\mu = -0.3$ эВ.

По кривым на рис. 66 можно увидеть, что вблизи резонансной частоты метаматериала по сравнению с диэлектрическим волноводом, дисперсия которого обозначена сплошной серой кривой, степень локализации электромагнитного поля волны внутри волновода значительно выше. Наибольшая степень локализации поля волны вне волновода при $\mu > 0$ оказывается вблизи области плазмонного резонанса метаматериала направляющей планарной структуры. Для случаев с $\mu < 0$ возрастание $|\mu|$ сводит дисперсионную зависимость $q'_{s,c}$ от несимметричного куполообразного вида к почти линейной зависимости. Скачок на дисперсионной зависимости при

достаточно больших $|\mu|$ также пропадает.

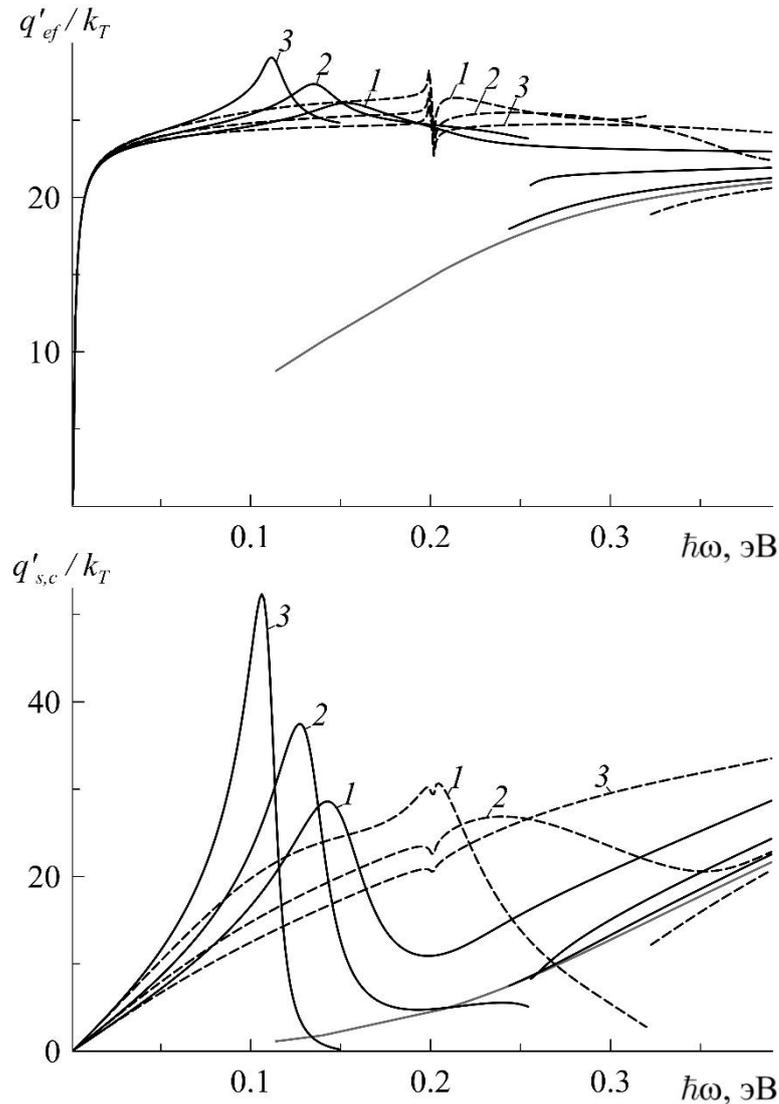


Рис. 66. Частотная зависимость реальной части поперечных компонент волнового вектора ТМ волны внутри и снаружи планарного волновода с эффективной средой «графен-диэлектрик» при различной доле графена в эффективной среде $\theta = 0.05, 0.1, 0.2$ (кривые 1-3). Сплошные кривые при $\mu = 0.3$ эВ, пунктирные при $\mu = -0.3$ эВ.

Далее рассмотрим самый предпочтительный на практике способ управления поведением плазмон-поляритонов в подобной структуре, а именно рассмотрим управление характеристиками напряжением на затворе. Показаны дисперсионные зависимости основной моды изучаемого волновода при различных значениях химического потенциала носителей заряда в слоях графена, а именно $|\mu| = 0, 0.1, 0.2, 0.3$ эВ. Кривые построены при $\theta = 0.1, \varepsilon_d = 5, \varepsilon_{s,c} = 1, d = 1000$ нм. Серым штрих-пунктиром также построены фотонная линия и линия отсечки планарного диэлектрического волновода, которые определяют

область существования волноводных мод в направляющей структуре.

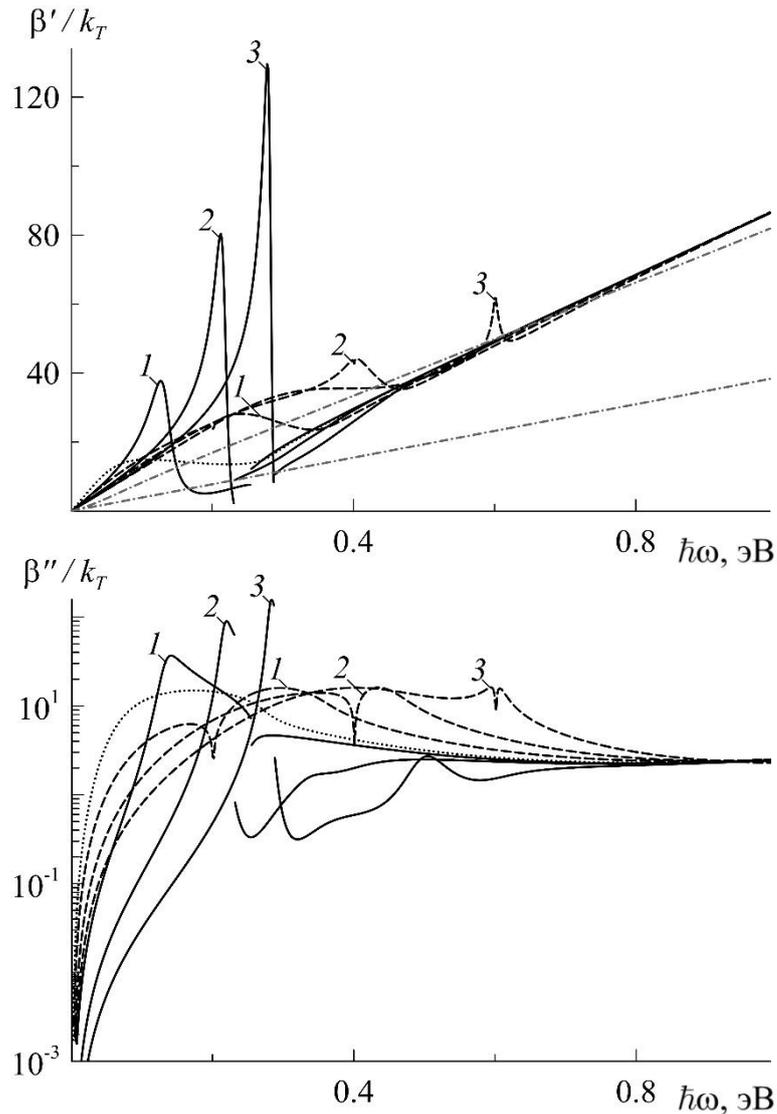


Рис. 67. Управление частотной зависимостью реальной и мнимой частей константы распространения ТМ волны в планарном волноводе с эффективной средой «графен-диэлектрик» напряжением на завороте. Кривые 1-3 отражают $|\mu| = 0.1, 0.2, 0.3$ эВ. Сплошные линии - $\mu > 0$, пунктирные при $\mu < 0$, точки - $\mu = 0$.

Видно, что при $\mu > 0$ рост $|\mu|$ пропорционально увеличивает резонансную частоту метаматериала и вызывает существенное возрастание амплитуды плазмонного резонанса. При отрицательном μ кривая β' существенно меняет свой характер. Если при $\mu = 0.1$ эВ после перехода через резонансную частоту изменяется наклон зависимости, то уже при $\mu = 0.3$ эВ резонанс вырождается в узкий пик небольшой амплитуды. При этом характер кривых β'' существенно не меняется, если сравнивать кривые при μ одного знака. Но из полулогарифмического масштаба построения зависимостей β'' видно, как

вблизи резонансной частоты метаматериала искривляются дисперсионные кривые, отражающие волноводный режим распространения. Например, с ростом величины $\mu > 0$ на кривой β'' выделяется дополнительный максимум, частота которого также растет с напряжением на затворе. При нулевом значении химического потенциала кривая не имеет явно выраженных резонансных пиков, так как слои графена в этих условиях ведут себя как полуметалл. К этому решению в высокочастотной области сходятся все остальные кривые и согласно рис. 63 решения уравнения (44) для мод более высоких порядков просто будут иметь более выраженную амплитуду плазмонного резонанса без изменения ее положения на оси частот и более высокую частоту отсечки волноводного режима.

5.2. Управление модами тонкого диэлектрического волновода с проводящими обкладками графена.

Рассмотрим далее более простой в практической реализации случай изотропного однородного планарного диэлектрического волновода с нанесенными на поверхности проводящими монослоями графена. Для решения поставленной задачи необходимо учесть проводимость границ раздела сред с помощью граничных условий с током [254]

$$\begin{aligned} E_d &= E_s, & E_c &= E_d, \\ H_d &= H_s - \frac{4\pi\sigma_s}{c} E_s, & H_c &= H_d - \frac{4\pi\sigma_c}{c} E_d. \end{aligned} \quad (45)$$

где индекс d определяет физические величины центрального слоя, а индексы s и c по-прежнему отвечают за характеристики и поля в обкладках волновода. Поправка (45) изменит вид дисперсионного уравнения (44), добавив множители, зависящие от проводимости на соответствующих границах раздела сред

$$q_d d + \pi m + \arctan\left(\frac{\varepsilon_d q_s}{\varepsilon_s q_d} \left(1 + i \frac{4\pi\sigma_c q_c}{\omega\varepsilon_c}\right)\right) + \arctan\left(\frac{\varepsilon_d q_c}{\varepsilon_c q_d} \left(1 + i \frac{4\pi\sigma_s q_s}{\omega\varepsilon_s}\right)\right) = 0. \quad (46)$$

Рассмотрим такой диэлектрический волновод толщиной $d = 10$ нм. Диэлектрическая проницаемость направляющего слоя $\varepsilon_d = 5$, а обкладок -

$\varepsilon_{s,c} = 1$. Внутри настолько тонкой диэлектрической пленки не может распространяться ни одна волноводная мода оптического диапазона, так как между границами сред не укладывается целое число полувольт, определяемых величиной $q_d = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_d - \beta^2}$. Наличие же проводящих границ снимает это ограничение на распространение волн в такой структуре модам поверхностного и излучательного типов.

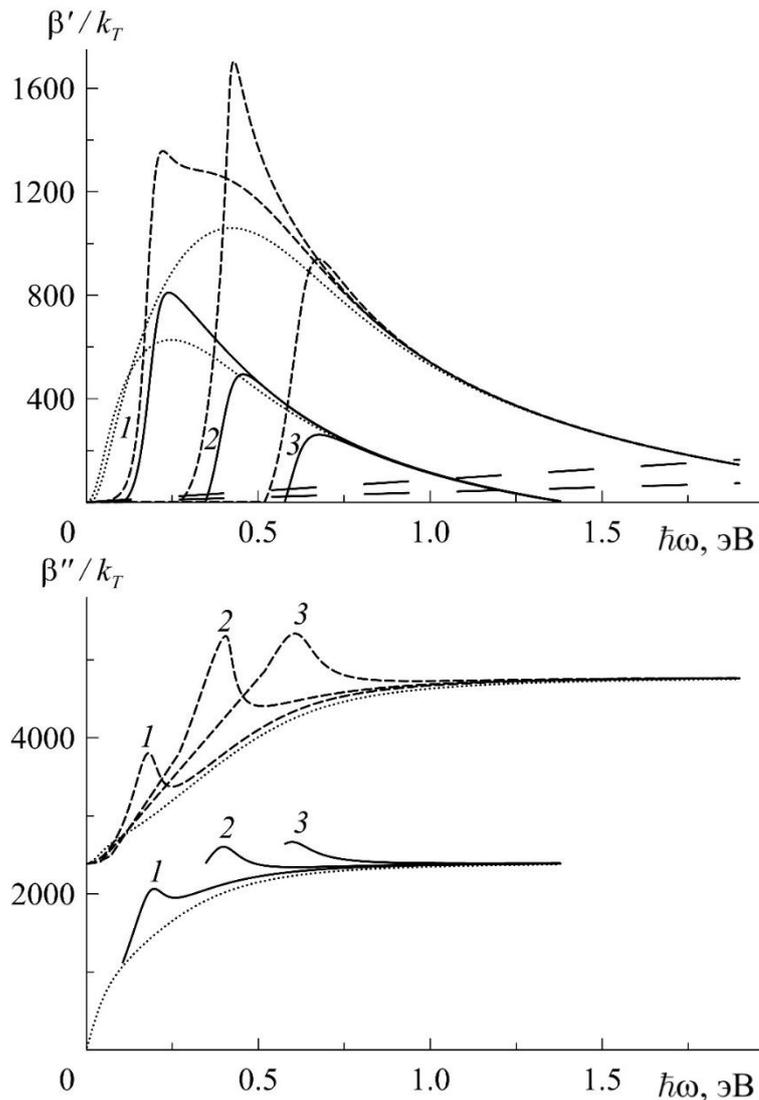


Рис. 68. Частотная зависимость реальной и мнимой части константы распространения ТМ волны тонкого планарного волновода с проводящими обкладками при двустороннем симметричном управлении $\mu \geq 0$. Кривые 1-3 отражают $\mu = 0.1, 0.2, 0.3$ эВ. Сплошными линиями показана симметричная мода, пунктирными—антисимметричная. Точками обозначен случай при $\mu = 0$.

На рис. 68 показана частотная зависимость действительной и мнимой части константы распространения в подобном волноводе при различных

значениях химического потенциала $|\mu| = 0, 0.1, 0.2, 0.3$ эВ. Кривые с нулевым потенциалом показаны точками на графиках, а кривые с потенциалами 0.1, 0.2, 0.3 эВ подписаны номерами 1-3. При этом величина потенциалов на противоположных слоях графена одинаковая. По величине β'' можно сделать вывод, что волна, распространяясь в такой направляющей среде, быстро теряет свою энергию на излучение и ускорение носителей заряда в проводящих слоях графена. Величина β'' превосходит β' более чем вдвое вблизи резонанса. При дальнейшем росте частоты β'' остается практически постоянной, а β' стремится к нулю. Длинным пунктиром построены фотонная линия и линия отсечки. Сплошные кривые отражают дисперсию симметричной моды, а пунктирные кривые – дисперсию антисимметричной моды. Точками показаны оба, симметричное и антисимметричное, решения для нулевого потенциала $\mu = 0$. Аналогично случаю из предыдущего параграфа старшая мода волновода имеет более выраженный по амплитуде плазменный резонанс на той же частоте. Сравнивая эти решения можно сделать вывод, что при $\mu > 0$ ее увеличение снижает амплитуду резонанса, но при увеличивающейся резонансной частоте слоев графена повышает частоту отсечки поверхностной моды.

При $\mu < 0$ величина потерь и амплитуда β' оказывается существенно ниже, чем при нулевом потенциале. А на резонансной частоте вовсе реализуется локальный минимум дисперсионной зависимости. Отношение β'' / β' в этом случае становится еще больше, что означает еще большую долю излученной в обкладки энергии поверхностной волны. Также такое снижение амплитуды β' можно связать с дополнительным диэлектрическим откликом слоев графена на границах волновода, обеспеченным величиной $\sigma''_{s,c}$. При этом часть энергии излучаемой волны также будет тратиться на диссипативные процессы в слоях графена, так как при $\mu < 0$ величина $\sigma'_{s,c}$ практически постоянна. По аналогии с метаматериалом «графен-диэлектрик» при дальнейшем удалении от резонансной частоты все решения независимо от приложенного напряжения

затвора быстро сходятся к асимптотическому решению при $\mu = 0$. Также следует заметить, что симметричная мода при симметричном управлении потенциалами слоев графена существует лишь в ограниченном частотном диапазоне, что объясняется малой толщиной волновода d .

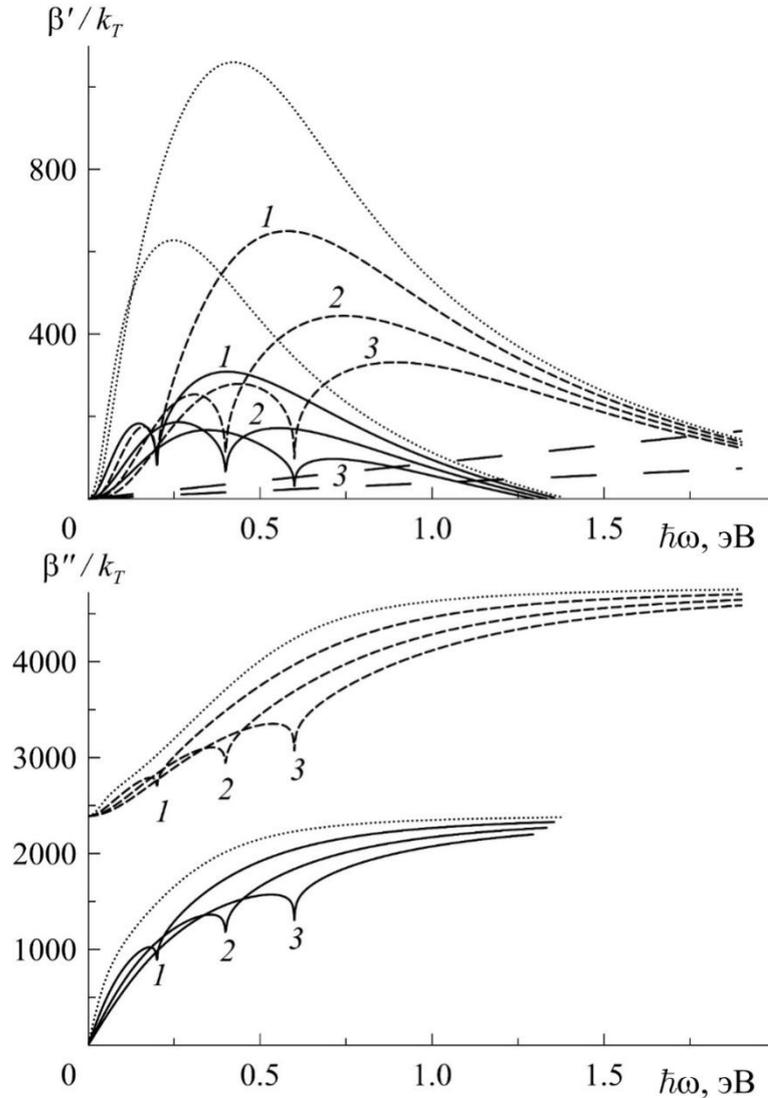


Рис. 69. Частотная зависимость реальной и мнимой части константы распространения ТМ волны тонкого планарного волновода с проводящими обкладками при двустороннем симметричном управлении $\mu \leq 0$. Кривые 1-3 отражают $\mu = -(0.1, 0.2, 0.3)$ эВ. Сплошными линиями показана симметричная мода, пунктирными – антисимметричная. Точками обозначен случай при $\mu = 0$.

Наведение одинакового электрического потенциала на противоположные обкладки структуры исключает дополнительную разность электрических потенциалов между слоями графена. Но если к слоям графена приложить различные по величине потенциалы, тока между ними все равно не возникнет, поскольку в рассматриваемой структуре между слоями графена находится слой

диэлектрика. Такое нарушение симметрии условий задачи естественно приведет к нарушению симметрии решений и, следовательно, к искажению формы дисперсионных кривых. Пусть химический потенциал одной из границ остается постоянным, например $\mu_s = 0$, а потенциал второй границы смещается внешним положительным или отрицательным напряжением.

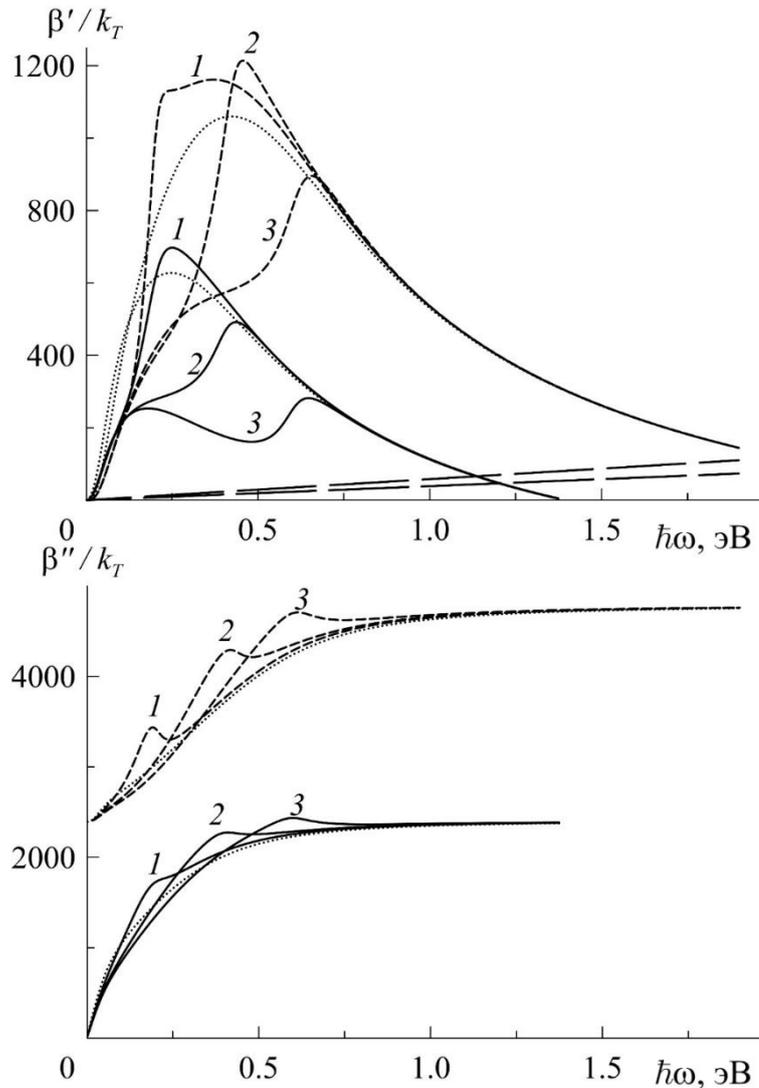


Рис. 70. Частотная зависимость реальной и мнимой части константы распространения ТМ волны тонкого планарного волновода с проводящими обкладками при одностороннем управлении $\mu \geq 0$. Кривые 1-3 отражают $\mu_c = 0.1, 0.2, 0.3$ эВ. Сплошными линиями показана симметричная мода, пунктирными – антисимметричная.

Точками обозначен случай при $\mu_c = 0$. Величина $\mu_s = 0$ для всех кривых.

На рис. 70 наглядно показано, что при одностороннем управлении потенциалом, из-за разности резонансных частот каждого из слоев графена, усложняется частотная зависимость β . На дисперсионных кривых возникают точки перегиба и дополнительные экстремумы, которые приводят к

возникновению дополнительных областей, сопровождающихся сильным замедлением распространяющихся вдоль структуры поверхностных или излучательных мод. Величины резонансов β' по амплитуде гораздо меньше отличаются от симметричного случая при $\mu_{s,c} = 0$, показанного пунктирными кривыми. При этом форма β'' практически не изменяется, изменяются только высоты резонансных пиков поглощения.

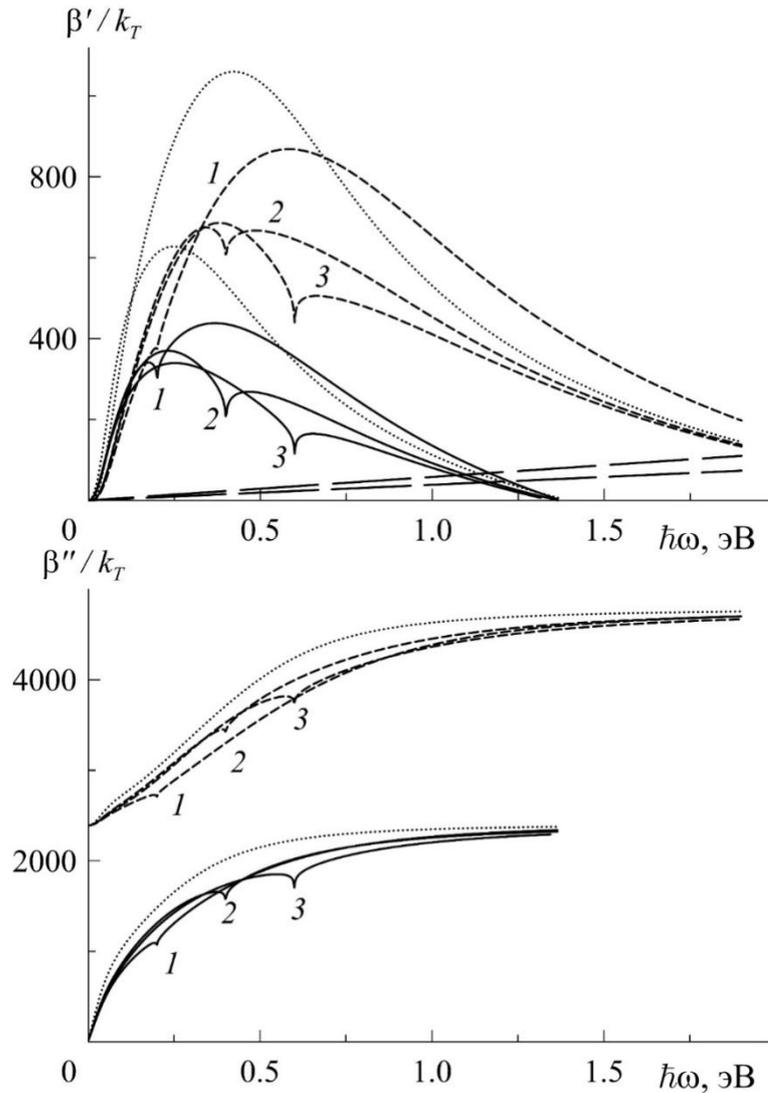


Рис. 71. Частотная зависимость реальной и мнимой части константы распространения ТМ волны тонкого планарного волновода с проводящими обкладками при одностороннем управлении $\mu \leq 0$. Кривые 1-3 отражают

$\mu_c = -(0.1, 0.2, 0.3)$ эВ. Сплошными линиями показана симметричная мода, пунктирными—антисимметричная. Точками обозначен случай при $\mu_c = 0$. Величина $\mu_s = 0$ для всех кривых.

При одностороннем управлении и отрицательной величине μ имеет место аналогичная ситуация. Форма дисперсионных кривых слабо отличаются от

случая $\mu_{s,c} = 0$ в сравнении с двусторонним антисимметричным управлением, также менее выражен по глубине локальный минимум каждого из представленных решений. Примечательно, что при $\mu < 0$ величина β'' всегда меньше чем при $\mu_{s,c} = 0$, а при $\mu > 0$ ситуация на рисунках наблюдается противоположная.

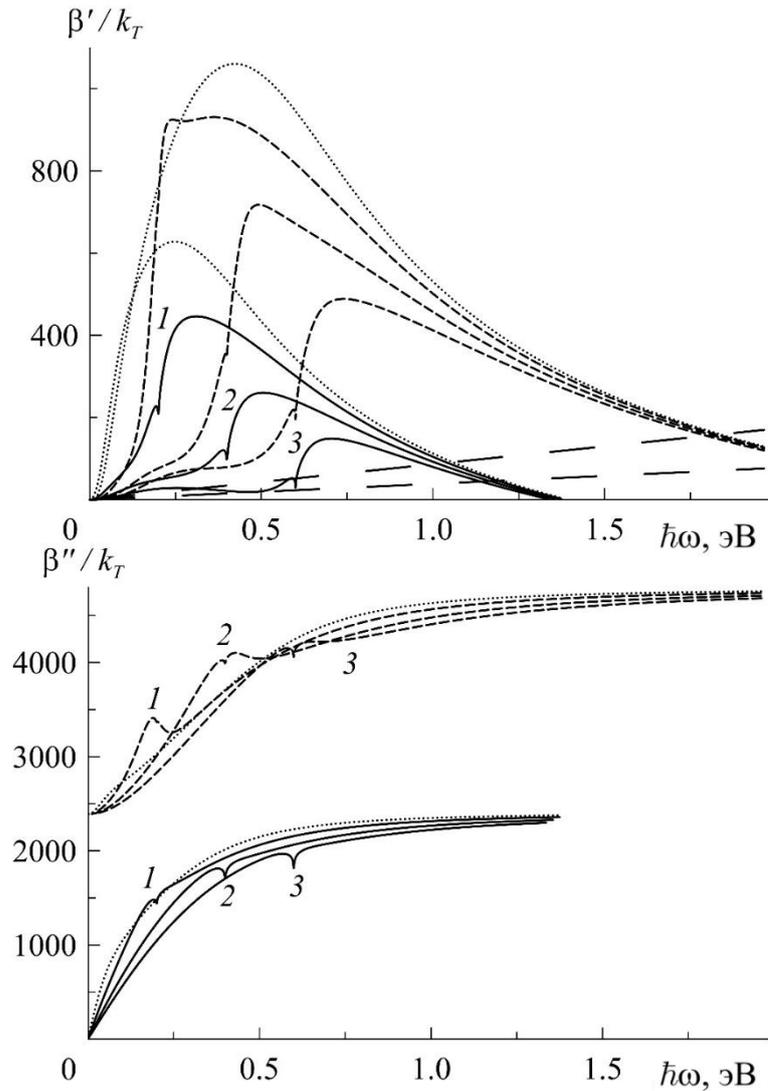


Рис. 72. Частотная зависимость реальной и мнимой части константы распространения ТМ волны тонкого планарного волновода с проводящими обкладками при двустороннем антисимметричном управлении μ .

Кривые 1-3 отражают $\mu_c = 0.1, 0.2, 0.3$ эВ. Сплошными линиями показана симметричная мода, пунктирными – антисимметричная. Точками обозначен случай при $\mu_c = 0$. Величина $\mu_s = 0$ для всех кривых.

Приложим на графеновые слои напряжение противоположной направленности таким образом, чтобы выполнялось условие $\mu_c = -\mu_s$, в этом случае материал центрального слоя волновода находится в наибольшем постоянном электрическом поле, что дополнительно может сказаться на его

электрооптических свойствах, например, пьезоэлектрических или пироэлектрических. Как было сказано выше, на уровень потерь в волноводе данное изменение потенциала не оказывает существенного воздействия кроме одного локального минимума на резонансной частоте. Зато такое воздействие позволяет одновременно совместить на дисперсионных кривых характерные частотные зависимости резонансов графена при $\mu > 0$ и $\mu < 0$. Этот факт позволяет с перестраивать форму дисперсионной зависимости и рабочую частоту рассматриваемой планарной структуры, например, для выполнения условия фазового синхронизма, что позволит создать перестраиваемые в широком диапазоне частот устройства генерации или усиления излучения.

Выводы к главе 5

1. Высокая проводимость графена снимает ограничение на возможность распространения собственных мод поверхностного, излучательного или волноводного типов внутри направляющей структуры «графен-диэлектрик» по сравнению с диэлектрическим волноводом аналогичной толщины. Уменьшение толщины направляющей волноводной структуры «графен-диэлектрик» приводит к возрастанию амплитуды плазмонного резонанса и степени локализации поверхностных плазмон-поляритонов, а также сильному замедлению скорости их распространения. В высокочастотной области длина пробега и глубина залегания поля внутри структуры слабо зависит от частоты волны, а снаружи – глубина залегания постепенно растет. Волноводные моды, распространяясь в такой структуре, быстро затухают, а увеличение внешнего потенциала приводит к значительному возрастанию амплитуды, частоты плазмонного резонанса и степень локализации плазмон-поляритона вблизи границ направляющей структуры. Увеличение объемной доли графена аналогично приводит к снижению амплитуды резонансного пика константы распространения и увеличению частоты резонанса.

2. Нанесение слоев графена на поверхности тонкого диэлектрического волновода приводит к возникновению в длинноволновой области

поверхностных плазмон-поляритонов с симметричным и антисимметричным распределением поля и большой амплитудой резонанса константы распространения. Благодаря независимому управлению химическими потенциалами графена на каждой из сторон волновода, становится возможной перестройка в широком частотном диапазоне дисперсионных и волновых характеристик поверхностных плазмон-поляритонов.

Заключение

В диссертации представлены характеристики собственных мод, распространяющихся вдоль одной границы или внутри планарного волновода. Дисперсия металлодиэлектрического нанокompозита описывалась в рамках модели Максвелла-Гарнетта, адаптированной под наночастицы эллипсоидальной формы и одинаковой ориентации в пространстве, а дисперсия эффективной слоистой среды «графен-диэлектрик» рассчитывалась в рамках приближения Винера, то есть усреднением диэлектрической проницаемости по толщине. Было изучено влияние на поведение поверхностных плазмон-поляритонов в структурах с нанокompозитом таких параметров как: диэлектрическая проницаемость покровных сред и матрицы нанокompозита; размер, форм фактор наночастиц, их объемная доля в нанокompозите, а также толщина волновода. Аналогично было изучено влияние на поведение характеристик поверхностных плазмон-поляритонов в структурах на основе чередующихся слоев графена и диэлектрика-наполнителя параметров таких, как: диэлектрическая проницаемость покровных сред и диэлектрика-наполнителя, объемная доля слоев графена в эффективной среде, температура, толщина волновода и самое важное – химический потенциал носителей заряда в слоях графена (потенциал затвора). Также подробно раскрыто влияние на константу распространения тонкого однородного изотропного диэлектрического волновода с проводящими монослоями графена и различных комбинациями химического потенциала носителей заряда на каждом из двух проводящих покрытий этого волновода. Основные, наиболее важные результаты и выводы диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Определена зависимость частоты плазмонного резонанса поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль границы нанокompозита и диэлектрика, от характерного размера и формы нановключений, их объемной доли и диэлектрических проницаемостей серебра, матрицы нанокompозита и внешней среды. Увеличение каждого из этих параметров, кроме размера включений, приводит к возрастанию амплитуды плазмонного резонанса и

уменьшению его резонансной частоты. Изменение размера наночастиц при постоянной их объемной доле не вызывает смещения резонансной частоты нанокompозита. Наличие анизотропии нанокompозита из-за одинаково ориентированных включений эллипсоидальной формы вращения («иглы» и «чешуйки») вызывает существование двух плазмонных резонансов и нетипичного поверхностного плазмон-поляритона. Разность резонансных частот и спектральная форма дисперсионной кривой определяется ориентацией оси симметрии наночастиц. Если ось симметрии частиц параллельна магнитному полю ТМ волны, раздвоение резонанса не произойдет.

2. Пленка анизотропного нанокompозита представляет собой направляющую структуру, в которой вдали от частот плазмонного резонанса реализуются волноводные моды ТЕ и ТМ поляризаций. Вблизи частот плазмонных резонансов они трансформируются в поверхностные моды, резонансная амплитуда которых зависит от номера моды. Амплитуда резонансных пиков существенно зависит от толщины волновода, и при уменьшении толщины амплитуда одного из резонансов оказывается меньше амплитуды другого. Это приводит к тому, что степень локализации и длина пробега плазмон-поляритонов на резонансных частотах существенно различаются в случае тонких слоев нанокompозита ($d \approx 2\lambda$). Если полярная ось наночастиц направлена перпендикулярно границам раздела сред, ТЕ волны имеют одну, а ТМ волны - две резонансные частоты. Если диэлектрическая проницаемость матрицы нанокompозита оказывается меньше диэлектрической проницаемости внешней среды, волноводные моды в ней не реализуются, а вблизи резонансных частот возможно распространение поверхностных ТЕ и ТМ плазмон-поляритонов.

3. Для плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль границы раздела эффективной среды «графен-диэлектрик» и диэлектрика, обнаружена высокая чувствительность дисперсионных характеристик волны к изменению диэлектрических свойств граничащих сред, объемной доли в структуре слоев графена и его химическим потенциалом, что позволяет эффективно управлять волновыми характеристиками плазмон-поляритона. Величина плазменной

частоты и амплитуда резонанса поверхностного плазмон-поляритона может эффективно перестраиваться за счет изменения химического потенциала графена, который связан концентрацией носителей заряда в слоях графена и управляется внешним электрическим полем (потенциалом). В зависимости от знака химического потенциала возможна реализация двух принципиально разных типов резонансов поверхностных плазмон-поляритонов.

4. Высокая проводимость графена снимает ограничение на возможность распространения в направляющей структуре «графен-диэлектрик» собственных мод поверхностного, излучательного или волноводного типов даже в случае диэлектрической пленки нанометровой толщины. Уменьшение толщины направляющей структуры приводит к возрастанию амплитуды плазмонного резонанса и степени локализации поверхностных плазмон-поляритонов, а также сильному замедлению скорости их распространения. Увеличение количества слоев графена в эффективной среде приводит к снижению амплитуды резонансного пика константы распространения и увеличению частоты резонанса. В тонком планарном волноводе слои графена поддерживают существование в длинноволновой области поверхностных плазмон-поляритонов с симметричным и антисимметричным распределением поля. Их дисперсионные кривые обладают большой амплитудой резонанса и оптическими потерями, а независимое управление химическими потенциалами графена на каждой из сторон пленки позволяет изменять спектральную форму дисперсионных кривых благодаря разности потенциалов между обкладками структуры.

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю профессору Семенцову Дмитрию Игоревичу за терпение, поддержку и помощь в работе над диссертацией, а также всему коллективу сотрудников Научно-исследовательского технологического института им. С.П. Капицы и Ульяновского филиала ФГБУН Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Литература

1. Designs for optical cloaking with high-order transformations / W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, [et al.] // *Optics express*. – 2008. – Т/ 8, Vol. 16. – P. 5444–5452. – ISSN 1094-4087.
2. Narimanov, E. E. Optical black hole: Broadband omnidirectional light absorber / E. E. Narimanov, A. V. Kildishev // *Applied Physics Letters*. – 2009. – Vol. 95. – P. 041106-1–041106-3 – ISSN 0003-6951.
3. A room-temperature semiconductor spaser operating near 15 μm / R. A. Flynn, C. S. Kim, I. Vurgaftman, [et al.] // *Optics Express*. – 2011. – Vol. 19, № 9. – P. 8954-8961. – ISSN 1094-4087.
4. Apalkov, V. Proposed graphene nanospaser / V. Apalkov, M. I. Stockman // *Light: Science and Applications*. – 2014. № 3. – P. 1–6. – ISSN 2047-7538.
5. Demonstration of a spaser-based nanolaser / M. A. Noginov, G. Zhu, A. M. Belgrave, [et al.] // *Nature*. – 2009. – Vol. 460, № 7259. – P. 1110–1112. – ISSN 0028-0836.
6. Stockman, M. I. SPASER explained / M. I. Stockman // *Nature photonics*. – 2008. – Vol. 2. – P. 327–329. – ISSN 1749-4885.
7. Stockman, M. I. The spaser as a nanoscale quantum generator and ultrafast amplifier / M. I. Stockman // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. – 2010. – Vol. 12, № 2. – P. 024004-1– 024004-13. – ISSN 1464-4258.
8. Плазмоны в волноводных структурах из двух слоев графена / П. И. Буслаев, И. В. Иорш, И. В. Шадривов, [и др.] // *Письма в Журнал экспериментальной и технической физики*. – 2013. – Т. 97, вып. 9. – С. 619–623. – ISSN 0370-274X.
9. Berman, O. L. Graphene-based one-dimensional photonic crystal / O. L. Berman, R. Y. Kezerashvili // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2012. – Vol. 24, № 1. – P. 015305. – ISSN 0953-8984.
10. Falkovsky, L.A. Optical properties of graphene / L. A. Falkovsky // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2008. – Vol. 129. – P. 012004. – ISSN 1742-6588.

11. Voltage-controlled surface plasmon-polaritons in double graphene layer structures / D. Svintsov, V. Vyurkov, V. Ryzhii // Journal of Applied Physics. – 2013. – Vol. 113, № 5. – P. 17–22. – ISSN 0021-8979.
12. Лавров, И. В. Оптические свойства текстурированных нанокompозитов с металлическими эллипсоидальными включениями / И. В. Лавров, М. И. Завгородняя // Оборонный комплекс - научно-техническому прогрессу России. – 2013. № 3. – С. 48–55. – ISSN 1729-6552.
13. Моисеев, С. Г. Оптические свойства композитной среды Максвелла-Гарнета с серебряными включениями несферической формы / С. Г. Моисеев // Известия вузов. Физика. – 2009. № 11. – С. 7–12. – ISSN 0021-3411.
14. Моисеева, Н. М. Расчёт собственных волн планарного анизотропного волновода для различных положений оптической оси / Н. М. Моисеева // Компьютерная оптика. – 2013. Т. 37, № 1. – С. 13–18. – ISSN 0134-2452.
15. О модели эффективной среды для частиц со сложной структурой / Л.А. Апресян, Д.В. Власов, Д.А. Задорин [и др.] // Журнал технической физики. – 2017. – Т. 87, вып. 1. – С. 10. – ISSN 0044-4642.
16. Плазмон-поляритонные поверхностные волны на границе диэлектрика и нанокompозита с металлическими включениями / Л. Д. Филатов, Д. Г. Санников, Д. И. Семенцов, [и др.] // Физика твердого тела. – 2014. – Т. 56, вып. 7. – С. 1372–1378. – ISSN 0367-3294.
17. Санников, Д. Г. Поверхностные поляритоны в системе диэлектрик-анизотропный нанокompозит / Д. Г. Санников, Д. И. Семенцов, Л. Д. Филатов // Квантовая электроника. – 2014. – Т. 44, № 11. – С. 1033–1038. – ISSN 0368-7147.
18. Фокин, А. Г. Эквивалентность методов расчета эффективной диэлектрической проницаемости неоднородных сред / А. Г. Фокин // Журнал технической физики. – 1977. – Т. 47, № 6. – С. 1121–1126. – ISSN 0044-4642.
19. Koledintseva, M.Y. Maxwell Garnett rule for dielectric mixtures with

- statistically distributed orientations of inclusions / M. Y. Koledintseva, R. E. DuBroff, R. W. Schwartz // *Progress In Electromagnetics Research*. – 2009. – Vol. 99. – P. 131–148. – ISSN 1070-4698.
20. Sehmi, H.S. Optimizing the Drude-Lorentz model for material permittivity: Method, program, and examples for gold, silver, and copper / H. S. Sehmi, W. Langbein, E. A. Muljarov // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2017. – Vol. 95, № 11. – P. 1–9. – ISSN 2469-9950.
21. Multilayer graphene waveguides / D. A. Smirnova, I. V. Iorsh, I. V. Shadrivov, [et al.] // *Pis'ma v ZhETF*. – 2014. – Vol. 99, № 8. – P. 527–531. – ISSN 0370-274X.
22. Terahertz lasers based on optically pumped multiple graphene structures with slot-line and dielectric waveguides / V. Ryzhii, A. A. Dubinov, T. Otsuji, [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2010. – Vol. 107, № 5. – P. 1–5. – ISSN 0021-8979.
23. Скала частот и волн электромагнитных колебаний // *Успехи физических наук*. – 1936. – Т. 16, № 4. С. 522–529. – ISSN 1996-6652.
24. Басс, А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками / А. П. Басс, Ф. Г. Булгаков, А. А. Тетервов. – Москва : Наука, главная редакция физико-математической литературы, 1989. – 288 с. – ISBN 5-02-014021-X.
25. Беляков, В. А. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры / В.А. Беляков. – Москва : Наука, главная редакция физико-математической литературы, 1988. – 256 с. – ISBN 5-02-013838-X.
26. Шабанов, В. Ф. Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности / В. Ф. Шабанов, С. Я. Ветров, А. В. Шабанов / под редакцией В. В. Слабко. – Новосибирск : СО РАН, 2005. – 209 с. – ISBN 5-7692-0737-X
27. Нагибина, И. М. Интерференция и дифракция света: учебное пособие для приборостроительных вузов оптических специальностей / И. М. Нагибина. – Ленинград : Машиностроение, Ленинградское отделение, 1985. – 332 с.

28. Розенберг, Г. В. Оптика тонкослойных покрытий / Г. В. Розенберг. – Москва : Государственное издательство физико-математической литературы, 1958. – 570 с.
29. Третьяков, С. А. Электродинамика биизотропных и бианизотропных композиционных сред : специальность 01.04.03 : диссертация на соискание степени кандидата физико-математических наук / Сергей Анатольевич Третьяков ; Санкт-Петербургский государственный технический университет. – Санкт-Петербург, 1995. – 215 с.
30. Волноводная оптоэлектроника / Т. Тамир, Х. Коельиик, У. Бернс [и др.] / перевод с английского под редакцией Т. Тамира. – Москва : Мир, 1991. – 575 с. – ISBN 5-03-001903-0.
31. Рандошкин, А. Я. Прикладная магнитооптика / А. Я. Рандошкин, В. В. Червоненкис. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 320 с. – ISBN 5-283-01513-0.
32. Соколов, А. В. Оптические свойства металлов / А. В. Соколов, – Москва : Государственное издание физико-математической литературы, 1961. – 152 с.
33. Smith D.O. Magnetic Films and Optics in Computer Memories / D. O. Smith // IEEE Transactions on Magnetics. – 1967. – Vol. 3, № 3. – P. 433–452. – ISSN 0018-9464.
34. Togami Y. Magneto-optic disk storage // IEEE Transactions on Magnetics. – 1982. – Vol. 18, № 6. – P. 1233–1237. – ISSN 0018-9464.
35. Tomita Y., Yoshino T. Optimum design of multilayer-medium structures in a magneto-optical readout system / Y. Tomita, T. Yoshino T. // Journal of the Optical Society of America A. – 1984. – Vol. 1, № 8. – P. 809–817. – ISSN 1084-7529.
36. Барноски, М. Введение в интегральную оптику / М. Барноски. – Москва : Мир, 1977. – 367 с.
37. Унгер, Х. Г. Планарные и волоконные оптические волноводы / Х. Г. Унгер. – Москва : Мир, 1980. – 656 с.

38. Хансперджер, Р. Интегральная оптика. Теория и технология / Р. Хансперджер / Перевод с англ. В. Ш. Берикашвили, А. Б. Мещерякова / под ред. В. А. Сычугова. — 2-е изд. . — Москва : Мир, 1985. — 384 с.
39. Иванов, О. В. Распространение электромагнитных волн в анизотропных и бианизотропных слоистых структурах / О. В. Иванов. — Ульяновск : Ульяновский государственный технический университет, 2010. — 264 с. — ISBN 978-5-9795-0684-5.
40. Завгородняя, М. И. Аналитический подход к вычислению эффективных диэлектрических характеристик гетерогенных структурированных материалов с включениями случайной формы / М. И. Завгородняя, И. В. Лавров, А. Г. Фокин // Известия Вузов. Электроника. — 2014. — Т. 109, № 5. — С. 3–14. — ISSN 1561-5405.
41. Лавров, И. В. Диэлектрическая проницаемость композитных материалов с текстурой: эллипсоидальные анизотропные кристаллиты / И. В. Лавров // Экологический вестник научных центров (ЧЭС). — 2009. № 1. — С. 52–58. — ISSN 1729-5459.
42. Лавров И.В. Диэлектрические и проводящие свойства неоднородных сред с текстурой / И.В. Лавров // Саарбрюккен : Lambert Academic Publishing, 2011. —168 с. — ISBN: 978-3-8433-1649-1.
43. Ветров, С.Я. S–поляризованный спектр одномерного фотонного кристалла с анизотропным дефектным слоем нанокompозита / С.Я. Ветров, П.С. Панкин, И.В. Тимофеев // Ученые записки физического факультета. — 2014. — вып. 4. — С. 144304. — ISSN 2307-9665
44. Головань, Л. А. Оптические свойства нанокompозитов на основе пористых систем / Л. А. Головань, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров // Успехи физических наук. — 2007. — Т. 177, № 6. — С. 619–638. — ISSN 1996-6652.
45. Ктиторов, С. А. Электромагнитное излучение электронов в гофрированном графене / С. А. Ктиторов, Р. И. Мухамадьяров // Физика и техника полупроводников. — 2016. — Т. 50, вып. 8. — С. 1081–1085. — ISSN 0015-3222.

46. Поверхностные . А. Оптические свойства нанокompозитов на основе пористых систем / Л. А. Головань, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров // Успехи физических наук. – – 2015. – Т.19, вып. 4. – С. 453–459. – ISSN 0015-3222.
47. Технология тонких пленок (справочник) / под редакцией Л. Майссела, Р. Глэнга. – Нью-Йорк. – 1970 / перевод с английского под редакцией М. И. Елинсона, Г. Г. Смолко. – Т.2. – Москва : Советское радио. – 1977. – 768 с.
48. Трофимов, Н. Н. Физика композиционных материалов Т.1. / Н. Н. Трофимов. – Москва : Мир, 2005. – 456 с.
49. Трофимов, Н. Н. Физика композиционных материалов. Т.2. / Н. Н. Трофимов. – Москва: Мир, 2005. – 344 с.
50. Чаплыгина, Ю. А. Нанотехнологии в электронике / Ю. А. Чаплыгина. – Москва : Техносфера, 2005. – 448 с. – ISBN 5-94836-059-8.
51. Association of evaluation methods of the effective permittivity of heterogeneous media on the basis of a generalized singular approximation / V. I. Kolesnikova, V. B. Yakovlev, V. V. Bardushkin // Doklady Physics. – 2013. – Vol. 58, № 9. – P. 379–383. – ISSN 1028-3358.
52. Berreman, D. W. Optics in Stratified and Anisotropic Media: 4×4-Matrix Formulation / D. W. Berreman // Journal of the Optical Society of America. – 1972. – Vol. 62, № 4. – P. 502–510. – ISSN 0740-3224.
53. Maxwell, J. C. Electricity and magnetism / J. C. Maxwell, Oxford: Clarendon Press, 1873, – 450 p.
54. Oldano, C. Optical properties of anisotropic periodic helical structures / C. Oldano, P. Allia, L. Trossi // J. Physique (Fr). – 1985. – Vol. 46, № 4. – P. 573–582. – ISSN 1155-4304.
55. Spanoudaki, A. Effective dielectric properties of composite materials: The dependence on the particle size distribution / A. Spanoudaki, R. Pelster // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. – 2001. – Vol. 64, № 6. – P. 064205–1–064205–6. – ISSN 2469-9950.
56. Анизотропия и текстура оливиносодержащих мантийных пород при

- высоких давлениях / А. Н. Никинин, Т. И. Иванкина, Д. Е. Буриличев, [и др.] // Известия РАН, Физика Земли. – 2001. № 1. – С. 64–78. – ISSN 0002-3337.
57. Бардушкин, В. В. Моделирование текстурообразования в поликристаллах под влиянием внешних напряжений / В. В. Бардушкин, И. И. Чекакина, В. Б. Яковлев // Сборник научных трудов МИЭТ «Технологии микроэлектроники, оптоэлектроники и волоконной оптики» / под редакцией Ю. Н. Коркишко // – Москва : МИЭТ, 2008. – 177–186 с.
58. Буриличев, Д.Е. Текстура и упругая анизотропия оливиносодержащих мантийных пород при высоких всесторонних давлениях : специальность 01.04.07: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Буриличева Дмитрия Евгеньевича ; объединенный институт ядерных исследований . – Дубна, 2002. – 143 с.
59. Максимов, С. К. Проблемы текстурированности в нанотехнологии. Контроль текстур / С. К. Максимов, К. С. Максимов // Известия вузов. Электроника. – 2008. – №1. – С. 49-55. – ISSN 1561-5405.
60. Микронапряженное состояние и текстура поликристаллов естественного происхождения / В. В. Бардушкин, И. И. Чекакина, В. Б. Яковлев, [и др.] // Сборник научных трудов МИЭТ «Технологии микроэлектроники, оптоэлектроники и волоконной оптики» / под редакцией Ю. Н. Коркишко. – Москва : МИЭТ, 2006. - С. 177–186.
61. О методе моделирования текстурообразования в поликристаллах при различных внешних напряжениях / В. И. Колесников, В. В. Бардушкин, И. И. Будах, [и др.] // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества (ЧЭС). – 2006. № 2. – С. 33–36. – ISSN 1729-5459.
62. Энергетический подход при моделировании формирования текстуры в поликристаллах под влиянием внешних напряжений. / В. И. Колесников, И. И. Чекакина, В. В. Бардушкин, [и др.] // Вестник Южного научного центра РАН. – 2008. – Т. 4, № 3. – С. 3-8. – ISSN 1813-4289.

63. Konstantinova, T. E. The mechanism of particle formation in Y-doped ZrO_2 / T. E. Konstantinova, A. V. Ragulya, A. S. Doroshkevich // Intern. J. of Nanotechnology. – 2006. – Vol. 3, № 1. – P. 29–38. – 1475-7435.
64. Ray, R. K. Textures in Materials Research / R. K. Ray, A. K. Singh, Science Publishers, 1999. – 530 p. – ISBN 978-15-780-8050-2.
65. Завгородняя, М. И. Методы учета случайности формы включений при вычислении эффективных диэлектрических характеристик гетерогенных текстурированных материалов / М. И. Завгородняя, И. В. Лавров // Известия вузов. Электроника. – 2015. – Т. 20, № 6. – С. 565–575. – ISSN 1561-5405.
66. Фокин, А. Г. О расчете средней интенсивности скалярных волн в случайно-неоднородной среде / А. Г. Фокин // Журнал экспериментальной и технической физики. – 1995. – Т. 107, вып. 4. – С. 1122–1134. – ISSN 0044-4510.
67. Фокин, А. Г. Макроскопическая проводимость случайно-неоднородных сред. Методы расчета / А. Г. Фокин // Успехи физических наук. – 1996. – Т. 166, № 10. – С. 1069–1093. – ISSN 1996-6652.
68. Levy, O. Maxwell Garnett theory for mixtures of anisotropic inclusions: Application to conducting polymers / O. Levy, D. Stroud // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. – 1997. – Vol. 56, № 13. – P. 8035–8046. – ISSN 2469-9950.
69. Bergman, D. J. The self-consistent effective medium approximation (SEMA): New tricks from an old dog / D. J. Bergman // Physica B: Condensed Matter. – 2007. – Vol. 394, № 2. – P. 344–350. – ISSN 0921-4526.
70. Stroud D. Giant enhancement of cubic nonlinearity in a polycrystalline quasi-one-dimensional conductor / D. Stroud // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. – 1996. – Vol. 54, № 5. – P. 3295–3299. – ISSN 2469-9950.
71. Wiener, O. Die Theorie des Mischkörpers für das Feld der Stationären Strömung / O. Wiener // Abh Math Phys Kl Königl Ges. – 1912. – Vol. 32. – P. 509–604.

72. Abeles, B. Composite material films: optical properties and applications / B. Abeles, J. I. Gittleman // *Applied Optics*. – 1976. – Vol. 15, I. 10. – P. 2328-2332. – ISSN 1559-128X.
73. Mendelson, K.S. Effective conductivity of two-phase material with cylindrical phase boundaries / K. S. Mendelson // *Journal of Applied Physics*. 1975. № 2 (46). С. 917–918. – ISSN 0021-8979.
74. Shvidler, M. I. Effective conductivity of two-dimensional anisotropic media / M. I. Shvidler // *Jh. Eksp. Teor. Fiz.* – 1983. Vol. 84. – С. 1185 – 1189. – ISSN 1063-7761.
75. Бикбаев, Р. Г. Таммовские плазмон-поляритоны в резонансных фотонно-кристаллических структурах : специальности 01.04.05, 01.04.07 : диссертация на соискание степени кандидата физико-математических наук / Рашид Гельмединович Бикбаев ; Сибирский федеральный университет. – Красноярск, 2018. – 156 с.
76. Sheng, P. Theory for the dielectric function of granular composite media / P. Sheng // *Physical Review Letters*. – 1980. – Vol. 45, № 1. – P. 60–63. – ISSN 0031-9007.
77. Rayleigh, Lord LVI. On the influence of obstacles arranged in rectangular order upon the properties of a medium / Lord Rayleigh // *Philosophical Magazine*. – 1892. – Vol. 34, № 211. – P. 481–502. – ISSN 1478-6435.
78. Fricke H. A mathematical treatment of the electric conductivity and capacity of disperse systems I. The electric conductivity of a suspension of homogeneous spheroids / H. Fricke // *Physical Review*. – 1924. – Vol. 24, № 5. – P. 575–587. – ISSN 2643-1564.
79. Genauigkeit, D. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen / D. Genauigkeit // *Annalen der Physik*. – 1935. – Vol. 24. – P. 636–679. – ISSN 0003-3804.
80. Böttcher, C. J. F. Theory of Electric Polarization / C. J. F. Böttcher, P. Bordewijk // Amsterdam. Oxford. New York. : Elsevier Scientific Publishing Company, 1974. – 562 p. – ISBN 978-0-444-41019-1.

81. Балагуров, Б. Я. Соотношения взаимности в двумерной теории протекания / Б. Я. Балагуров // Журнал экспериментальной и технической физики. – 1981. – Т. 81, вып. 2. – С. 665–671. – ISSN 0044-4510.
82. Дыхне, А. М. Проводимость двумерной двухфазной системы / А. М. Дыхне // Журнал экспериментальной и технической физики. – 1970. – Т. 59, № 7. – С. 110–115. – ISSN 0044-4510.
83. Keller, J. B. Conductivity of a medium containing a dense array of perfectly conducting spheres or cylinders or nonconducting cylinders / J. B. Keller // Journal of Applied Physics. – 1963. – Vol. 34 № 4. – P. 991–993. – ISSN 0021-8979.
84. Keller J. B. A theorem on the conductivity of a composite medium / J. B. Keller // Journal of Mathematical Physics. – 1964. – Vol. 5, № 4. – P. 548–549. – ISSN 0022-2488.
85. Mendelson, K. S. A theorem on the conductivity of a composite medium / K. S. Mendelson // Journal of Mathematical Physics. – 1975. – Vol. 46. P. 4740–4741. – ISSN 0022-2488.
86. Smirnov, Y.G. On the Problem of Electromagnetic Waves Propagating along a Nonlinear Inhomogeneous Cylindrical Waveguide / Smirnov Y.G., Valovik D. V. // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol. 94, I. 3. – P. 1–3. – ISSN 0003-6951.
87. Polder, D. The effective permeability of mixtures of solids / D. Polder, J. H. van Santeen // Physica. – 1946. – Vol. 12, № 5. – P. 257–271. – ISSN 0031-8914.
88. Landauer, R. The Electrical Resistance of Binary Metallic Mixtures / R. Landauer // Journal of Applied Physics. – 1952. – Vol. 23, № 7. – P. 779–784. – ISSN 0021-8979.
89. Stroud, D. Generalized effective-medium approach to the conductivity of an inhomogeneous materials / D. Stroud // Physical Review B. – 1975. – Vol. 12, № 8. – P. 3368-3373. – ISSN 2469-9950.
90. Thermal conductivity of graded composites: numerical simulations and an effective medium approximation / P. M. Hui., X. Zhang, A. J. Markworth, [et

- al.] // *Journal of Materials Science*. – 1999. – Vol. 34, № 22. – P. 5497–5503. – ISSN 0022-2461.
91. Оделевский, В.И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем. I. Матричные двухфазные системы с невытянутыми включениями / В. И. Оделевский // *Журнал технической физики*. – 1951. – Т. 21, № 6. – С. 667–677. – ISSN: 0044-4642.
92. Оделевский В.И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем. II. Статистические смеси невытянутых частиц / В. И. Оделевский // *Журнал технической физики*. – 1951. – Т. 21, № 6. – С. 678–685. – ISSN: 0044-4642.
93. Carmona, F. El Anisotropic electrical conductivity in heterogeneous solids with cylindrical conducting inclusions / F. Carmona, A. Amarti // *Physical Review B*. – 1987. Vol. 35, № 7. – P. 3284–3290. – ISSN 2469-9950.
94. Harter, T. Effective conductivity of periodic media with cuboid inclusions / T. Harter, C. Knudby // *Advances in Water Resources*. – 2004. – Vol. 27, № 10. – P. 1017–1032. – ISSN 0309-1708.
95. Hu, T. Conductivity of a suspension of nanowires in a weakly conducting medium / T. Hu, A. Y. Grosberg, B. I. Shklovskii // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2006. – Vol. 73, № 15. – P. 155434–1–155434–8. – ISSN 2469-9950.
96. Финкельберг, В. М. Диэлектрическая проницаемость смесей / В. М. Финкельберг // *Журнал технической физики*. – 1964. – Т. 34, № 3. – С. 509–518. – ISSN 0044-4642.
97. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – Москва : Наука, 1992. – 664 с. – ISBN 978-5-9221-1508-7.
98. Hashin, Z. A Variational approach to the theory of the effective magnetic permeability of multiphase materials / Z. Hashin, S. Shtrikman // *Journal of Applied Physics*. – 1962. – Vol. 33, № 10. – P. 3125–3131. – ISSN 0021-8979.
99. Hashin, Z. Conductivity of polycrystals / Z. Hashin, S. Shtrikman // *Physical*

- Review. – 1963. Vol. 130, № 1. – P. 129–133. – ISSN 0031-9007.
100. Helsing, J. Effective conductivity of aggregates of anisotropic grains / J. Helsing, A. Helte // *Journal of Applied Physics*. – 1991. – Vol. 69, № 6. – P. 3583–3588. – ISSN 0021-8979.
101. Díaz-Guilera, A. Random mixtures with orientational order, and the anisotropic resistivity tensor of high-T_c superconductors / A. Díaz-Guilera, A. M. S. Tremblay // *Journal of Applied Physics*. – 1991. – Vol. 69, № 1. – P. 379–383. – ISSN 0021-8979.
102. Фокин, А. Г. Диэлектрическая проницаемость смесей / А. Г. Фокин // *Журнал технической физики*. – 1971. – Т. 41, № 6. – С. 1073–1079. – ISSN 0044-4642.
103. Фокин, А. Г. О границах для эффективной диэлектрической проницаемости неоднородных материалов / А. Г. Фокин // *Журнал технической физики*. – 1973. Т. 43, № 1. – С. 71–77. – ISSN 0044-4642.
104. Фокин, А. Г. Статистические свойства неоднородных твердых сред. Центральные моментные функции материальных характеристик / А. Г. Фокин // *Прикладная математика и механика*. – 1978. – Т. 42, вып. 3. – С. 546–554. – ISSN 0032-8235
105. Фокин, А. Г. Скалярные волны в неоднородной среде: учет пространственной дисперсии в приближении парных взаимодействий / А. Г. Фокин // *Журнал экспериментальной и технической физики*. – 1992. – Т. 101, вып. 1. – С. 67–79. – ISSN 0044-4510.
106. Fokin, A. G. Macroscopical dielectric permittivities of nonhomogeneous media / A. G. Fokin // *Phys. Status Solidi*. – 1983. – Vol. 191, № 2. – P. 741–754. – ISSN 0370-1972.
107. Снарский, А. А. Знал ли Максвелл о пороге протекания? // *Успехи физических наук*. – 2007. – Т. 177, № 12. – С. 1341–1344. – ISSN 1996-6652.
108. Шкловский, Б.И. Теория протекания и проводимость сильно неоднородных сред / Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос // *Успехи физических наук*. – 1975. – Т. 117, № 3. – С. 401–435. – ISSN 1996-6652.

109. Kirkpatr, S. Percolation and Conduction / S. Kirkpatr // *Reviews of Modern Physics*. – 1973. – Vol. 45, № 4. – P. 574–588. – ISSN 0034-6861.
110. Беспрозванных, В.Г. Нелинейная оптика / В.Г. Беспрозванных, В.П. Первадчук. – Пермь : издательство Пермского государственного технического университета, 2011. – 200 с. – ISBN 978-5-398-00574-5.
111. Беспрозванных, В.Г. Нелинейные эффекты в волоконной оптике / В.Г. Беспрозванных, В.П. Первадчук. – Пермь : издательство Пермского национального исследовательского политехнического университета, 2011. – 228 с. – ISBN 978-5-398-00745-9.
112. Цернике, Ф. Прикладная нелинейная оптика / Ф. Цернике, Д. Мидвинтер / перевод с английского Б. В. Жданова, Н. И. Коротева / под редакцией С. А. Ахманова. – Москва : Мир, 1976. – 161 с.
113. Hui, P. M. Theory of second harmonic generation in composites of nonlinear dielectrics / P. M. Hui, D. Stroud // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – Vol. 82, № 10. – P. 4740–4743. – ISSN 0021-8979.
114. Hui, P. M. Dimensional crossover in the effective second-harmonic generation of films of random dielectrics / P. M. Hui, C. Xu, D. Stroud // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2004. – Vol. 69, № 1. – P. 014202–1–014202–5. – ISSN 2469-9950.
115. Stroud, D. Nonlinear susceptibilities of granular matter / D. Stroud, P. M. Hui // *Physical Review B*. – 1988. – vol. 37, № 15. – P. 8719–8724. – ISSN 2469-9950.
116. Stroud D. The effective medium approximations: Some recent developments / D. Stroud // *Superlattices and Microstructures*. – 1998. – Vol. 23, № 3–4. – P. 567–573. – ISSN 0749-6036.
117. Yu, K.W. Effective nonlinear response of fractal clusters / K. W. Yu // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials*. – 1994. – Vol. 49, № 14. – P. 9989–9992. – ISSN 2469-9950.
118. Zeng, X. Effective-medium theory for weakly nonlinear composites / X. Zeng, D. Bergman, P. Hui // *Physical Review B*. – 1988. – Vol. 38, № 15. – P. 970–

973. – ISSN 2469-9950.
119. Zakharov, V.E. Weakly nonlinear waves on the surface of an ideal finite depth fluid / V. E. Zakharov // American Mathematical Society Translations. – 1998. – P. 167–197. – ISSN 0065-9290.
120. Barabash, S. V. Negative magnetoresistance produced by Hall fluctuations in a ferromagnetic domain structure / S. V. Barabash, D. Stroud // Applied Physics Letters. – 2001. – Vol. 79, I. 7. – P. 979–981. – ISSN 0003-6951.
121. Bergman, D. J. High-field magnetotransport in composite conductors: Effective-medium approximation / D. J. Bergman, D. G. Stroud // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. – 2000. – Vol. 62, № 10. – P. 6603–6613. – ISSN 2469-9950.
122. Stroud D. «Classical» theory of the magnetoresistance and hall coefficient of normal-superconducting composites / D. Stroud // Physical Review Letters. – 1980. – Vol. 44, № 25. – P. 1708–1711. – ISSN 0031-9007.
123. Stroud, D. Magnetoresistance and Hall coefficient of inhomogeneous metals / D. Stroud, F. P. Pan // Physical Review B. – 1979. – Vol. 20, № 2. – P. 455–465. – ISSN 2469-9950.
124. A negative permeability material at red light / Y. Hsiao-Kuan, U. K. Chettiar, W. Cai, [et al.] // Optics Express. – 2007. – Vol. 15, № 3. – P. 1076. – ISSN 1094-4087.
125. Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials / S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, [et al.] // Physical Review Letters. – 2005. – Vol. 95, № 13. – P. 1–4. – ISSN 0031-9007.
126. Limits on charge carrier mobility in suspended graphene due to flexural phonons / E. V. Castro, H. Ochoa, M. I. Katsnelson, [et al.] // Physical Review Letters. – 2010. – Vol. 105, № 26. – P. 16–18. – ISSN 0031-9007.
127. Займидорога, О. А. Проблема получения высокого показателя преломления и оптические свойства гетерогенных сред / О. А. Займидорога, В. Н. Самойлов, И. Е. Проценко // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2002. – Т. 33, вып. 1. – С. 99–157. – ISSN 0367-

- 2026.
- 128.Ораевский, А. Н. Оптические свойства гетерогенных сред / А. Н. Ораевский, И. Е. Проценко // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31, № 3. – С. 252–256. – ISSN 0368-7147.
- 129.Сухов, С. В. Нанокompозитный материал с единичным показателем преломления / С. В. Сухов // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 8. – С. 741–744. – ISSN 0368-7147.
- 130.Моисеев С. Г., Пашина Е.А., Сухов С.В. К проблеме прозрачности металлодиэлектрических композитных сред с диссипативными и усиливающими компонентами / С. Г. Моисеев, Е. А. Пашина, С. В. Сухов // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 5. – С. 446–452. – ISSN 0368-7147.
- 131.Heterogeneous medium as a filter of electromagnetic radiation / I. E. Protsenko, O. A. Zaimidoriga, V. N. Samoilov // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2007. – Vol. 9. – P. 363–368. – ISSN 1464-4258.
- 132.Tunneling Mechanism of Light Transmission through Metallic Films / Garcia de Abajo F.J., Gomez-Santos G., L.A. Blanco [et al.] // Physical Review Letters. – 2005. – № August (067403). – P. 1–4. – ISSN 0031-9007.
- 133.Виноградов, А. П. К вопросу об эффективных параметрах метаматериалов / А. П. Виноградов, А. В. Дорофеев, С. К. Зухди // Успехи физических наук. – 2008. Т. 178, № 5. – С. 511–518. – ISSN 1996-6652.
- 134.Layer-by-layer self-assembly of functionalized graphene nanoplates for glucose sensing in vivo integrated with on-line microdialysis system / H. Gua, Y. Yua, X. Liu, [et al.] // Biosensors and Bioelectronics. – 2012. – Vol. 32, № 1. – P. 118–126. – ISSN 0956-5663.
- 135.Иванов, Е. Н. К теории стохастических процессов в конденсированных средах / Е. Н. Иванов, И. В. Лавров // Образовательный комплекс научно-техническому прогрессу России. Вып. 1. – Москва : ФГУП ВИМИ, 2007. – С. 60–68.

- 136.Иванов, Е. Н. Еще о проблеме случайных блужданий / Е.Н. Иванов, И.В. Лавров // Образовательный комплекс научно-техническому прогрессу России. Вып. 3. – Москва : ФГУП ВИМИ, 2007. – С. 101–105.
- 137.Шалашов, А.Г. О структуре уравнений Максвелла в области линейного взаимодействия электромагнитных волн в плавно неоднородных анизотропных и гиротропных средах / А. Г. Шалашов, Е. Д. Господчиков // Успехи физических наук. – 2012. – Т. 182, № 2. – С. 147–160. – ISSN 1996-6652.
- 138.Maxwell J.C. Treatise on Electricity and Magnetism / J. C. Maxwell, 1954. – 440 p.
- 139.Характерные отклики биологических и наноразмерных систем в терагерцевом диапазоне частот / А.А. Ангелуц, А. В. Балакин, М.Г. Евдокимов [и др.] // Квантовая электроника. – 2014. – Т. 44, № 7. – С. 614–632. – ISSN 0368-7147.
- 140.Агравал, Г. Нелинейная волоконная оптика: перевод с английского / Г. Агравал ; перевод на русский язык С. В. Черников, И. Ю. Хрущев, Д. В. Коробкин. – Москва : Мир, 1996. – 323 с. – ISBN 5-03-002418-2.
- 141.Климов, В. В. Наноплазмоника / В. В. Климов. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 480 с. – ISBN 978-5-9221-1205-5.
- 142.Климов, В. В. Наноплазмоника / В. В. Климов // Успехи Физических Наук. – 2018. Т. 178, № 8. – С. 875–880. – ISSN 1996-6652.
- 143.Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф, / перевод с английского С. Н. Бреуса, А. И. Головашкина, А. А. Шубина / под редакцией Г. П. Мутолевича. – Москва : Наука, 1973. – 720.
- 144.Jackson, J. D. Classical Electrodynamics (3rd ed.). / J. D. Jackson. – New York : John Wiley & Sons, 1999. – 808 p. – ISBN 978-0-471-30932-1.
- 145.Stratton, J. A. Electromagnetic theory / J. A. Stratton. – New York : M. H. book Company, 1941. – 648 p. – ISBN 97-804-70-1315-34.
- 146.Учет динамической деполяризации в модели эффективной среды для описания оптических свойств анизотропных наноструктурированных

- полупроводников / Л.А. Головань, С.В. Заботнов, В.Ю. Тимошенко, [и др.]
// Физика и техника полупроводников. – 2009. – Т. 43, вып. 2. – С. 230–234.
– ISSN 0015-3222.
147. Киттель, Ч. Введение в физику твердого тела / Ч. Киттель. – Москва :
Наука, 1978. – 791 с.
148. Advances in Complex Electromagnetic Materials / A. Priory, A. Sihvola, S.
Tretiyakov, [et al.]. – Amsterdam : Kluwer Academic Publishers, 1997. – 303 p.
– ISBN 978-94-011-5734-6.
149. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика. Статистическая физика / Л. Д.
Ландау, Е. М. Лифшиц. – Москва : Наука, 1976. – 584 с.
150. Гайдидей, Ю. Б. О возможности наблюдения в графене обычного
квантового эффекта Холла / Ю. Б. Гайдидей, В. М. Локтев // Физика
низких температур. – 2006. Т. 32, № 7. – С. 923–926. – ISSN 1817-5805.
151. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films / K. S. Novoselov, A.
K. Geim, S. V. Morozov, [et al.] // Nature Science. – 2004. – Vol 306, № 10. –
P. 666–669. – ISSN 2150-4105.
152. Nevalaita, J. Atlas for the properties of elemental two-dimensional metals / J.
Nevalaita, P. Koskinen // Physical Review B. – 2018. – Vol. 97, № 3. – P. 1–11.
– ISSN 2469-9950.
153. Comment, N. Stanene makes Seawater studies come up short / N. Comment //
Nature. – 2015. Vol. 524. – P. 8. – ISSN 0028-0836.
154. Large area planar stanene epitaxially grown on Ag(1 1 1) / J. Yuhara, Y. Fujii,
K. Nishino, [et al.] // 2D Materials. – 2018. – Vol. 2, № 5. – P 025002–1–
025002–8. – ISSN 2053-1583.
155. Агранович, В. М. Нелинейные поверхностные поляритоны / В. М.
Агранович, В. С. Бабиченко, В. Я. Ченяк // Письма в журнал
экспериментальной и технической физики. – 1980. – Т. 32, вып. 8. – С.
532–535.
156. Enhancement of photon absorption on $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ thin-film semiconductor
using photonic crystal / W. Nuayi, H. Alatas, I. S. Husein // International

- Journal of Optics. – 2014. – Vol. 2014. – P. 1–8. – ISSN 1687-9384.
157. Electrically Tunable Low Density Superconductivity in a Monolayer Topological Insulator / V. Fatemi, S. Wu, Y. Cao, [et al.] // Science. – Vol. 362. № 6417. – P. 926–929. – ISSN 0376-7388.
158. Gate-induced superconductivity in a monolayer topological insulator / E. Sajadi, T. Palomaki, Z. Fei, [et al.] // Science. – 2018. – Vol. 362, № 6417. – P. 922–925. – ISSN 1095-9203.
159. Enhanced valley splitting in monolayer WSe₂ due to magnetic exchange field / C. Zhao, T. Norden, P. Zhang, [et al.] // Nature Nanotechnology. – 2017. – Vol. 12, № 8. – P. 757–762. – ISSN 1748-3395.
160. Wallace, P. R. The band theory of graphite / P. R. Wallace // Physical Review. – 1947. – Vol. 71. – P. 622–634. – ISSN 0031-9007.
161. Ando, T. Theory of electronic states and transport in carbon nanotubes / T. Ando // Journal of the Physical Society of Japan. – 2005. – Vol. 74 № 3. – P. 777–817. – ISSN 0031-9015.
162. Ebert, L.B. Science of fullerenes and carbon nanotubes / L. B. Ebert. – San Diego : Academic Press, 1997. – 437–438 p. – ISBN 9780122218200.
163. Harris, P. J. F. Carbon nanotubes and related structures: new Materials for the twenty-first century / P. J. F. Harris, E. Hernández, B. I. Yakobson. – Cambridge : Cambridge University Press, 2004. – 415 p. – ISBN 9780521005333.
164. Shon, N. H. Quantum transport in two-dimensional graphite system / N. H. Shon, T. Ando // Journal of the Physical Society of Japan. – 1998. – Vol. 67, № 7. – P. 2421–2429. – ISSN 0031-9015.
165. Губин, С. П. Графен и материалы на его основе / С. П. Губин, С. В. Ткачев // Наносистемы. – 2010. Т. 2, № 1. – С. 99–137. – ISSN 2414-1267.
166. Ando, T. Berry's Phase and Absence of Back Scattering in Carbon Nano-tubes / T. Ando, T. Nakanishi, R. Saito // Journal of the Physical Society of Japan. 1998. (67). P. 2857. – ISSN 0031-9015.
167. Hamada, N. New one-dimensional conductors: Graphitic microtubules / N.

- Hamada, S. Sawada, A. Oshiyama // *Journal of Physics Condensed Matter*. – 1992. – Vol. 68. – P. 1579–1581. – ISSN 0953-8984.
168. Miserev, D. S. Analytical study of bound states in graphene nano-ribbons and carbon nanotubes: The variable phase method and the relativistic Levinson theorem / D. S. Miserev // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2014. – Vol. 149, № 6. – P. 1233–1248. – ISSN 0021-3640.
169. Морозов, С.В. Электронный транспорт в графене / С. В. Морозов, К. С. Новоселов, А. К. Гейм // *Успехи физических наук*. – 2008. – Т. 178, № 7. – С. 776. – ISSN 1996-6652.
170. Allain, P. E. Klein tunneling in graphene: Optics with massless electrons / P. E. Allain, J. N. Fuchs // *European Physical Journal B*. – 2011. – Vol. 83, № 3. – P. 301–317. – ISSN 1434-6028.
171. Drut, J. E. Lattice field theory simulations of graphene / J. E. Drut, T. A. Lähde // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2009. – Vol. 79, № 16. – P. 165425. – ISSN 2469-9950.
172. Electron-hole puddles in the absence of charged impurities / M. Gibertini, A. Tomadin, F. Guinea, [et al.] // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2011. – Vol. 83, № 20. – P. 201405–1–201405–5. – ISSN 2469-9950.
173. Electronic transport in two-dimensional graphene / S. Das Sarma, S. Adam, E. H. Hwang, [et al.] // *Reviews of Modern Physics*. – 2011. – Vol. 83, № 2. – P. 407–470. – ISSN 0034-6861.
174. Katsnelson, M.I. Zitterbewegung, chirality, and minimal conductivity in graphene / M. I. Katsnelson // *European Physical Journal B*. – 2006. – Vol. 51, № 2. – P. 157–160. – ISSN 1434-6028.
175. Katsnelson, M. I. Chiral tunneling and the Klein paradox in graphene / M. I. Katsnelson, K. S. Novoselov, A. K. Geim // *Nature Physics*. – 2006. Vol. 2. – P. 620–625. – ISSN 1745-2473.
176. Low, T. Gaps tunable by electrostatic gates in strained graphene / T. Low, F. Guinea, M. I. Katsnelson // *Physical Review B - Condensed Matter and*

- Materials Physics. – 2011. – Vol. 83, № 19. – P. 1–7. – ISSN 2469-9950.
177. Sitenko, Y. A. Electronic properties of graphene with a topological defect / Y. A. Sitenko, N. D. Vlasii // Nuclear Physics B. – 2007. – Vol. 787, № 3. – P. 241–259. – ISSN 0550-3213.
178. The electronic properties of graphene / A. H. Castro-Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, [et al.] // Reviews of Modern Physics. – 2009. Vol. 81, № 1. – P. 109–162. – ISSN 0034-6861.
179. Two-dimensional atomic crystals / K. S. Novoselov, D. Jiang, F. Schedin, [et al.] // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2005. – Vol. 102, № 30. – P. 10451–10453. – ISSN 0027-8424.
180. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene / K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, [et al.] // Nature. – 2005. – Vol. 438, № 7065. – P. 197–200. – ISSN 0028-0836.
181. Vozmediano, M.A.H. Gauge fields in graphene / M. A. H. Vozmediano, M. I. Katsnelson, F. Guinea F. // Physics Reports. – 2010. –Vol. 494, № 4–5. – P. 109–148. – ISSN 0370-1573.
182. Solution properties of graphite and graphene / S. Niyogi, E. Bekyarova, M.E. Itkis, [et al.] // Journal of the American Chemical Society. – 2006. –Vol. 128 № 24. – P. 7720–7721. – ISSN 0002-7863.
183. Coulomb oscillations and hall effect in quasi-2D graphite quantum dots / J. S. Bunch, Y. Yaish, M. Brink, [et al.] // Nano Letters. – 2005. – Vol. 5, № 2. – P. 287–290. – ISSN 1530-6984.
184. Stable aqueous dispersions of graphitic nanoplatelets via the reduction of exfoliated graphite oxide in the presence of poly(sodium 4-styrenesulfonate) / S. Stankovich, R. D. Piner, X. Chen, // Journal of Materials Chemistry. – 2006. Vol. 16, № 2. P. 155–158. – ISSN 1364-5501.
185. Stankovich, S. Graphene-based composite materials / S. Stankovich // Nature. – 2006. Vol. 442. – P. 282–286. – ISSN 0028-0836.
186. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene / Y. Zhang, Y. W. Tan, H. L. Stormer, [et al.] // Nature. – 2005. – Vol.

- 438, № 7065. – P. 201–204. – ISSN – ISSN 0028-0836.
187. Gusynin, V. P. Magneto-optical conductivity in graphene / V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, J. P. Carbotte // *Journal of Physics Condensed Matter*. – 2007. – Vol. 19, № 2. – P. 026222–1– 026222–25. – ISSN 0953-8984.
188. Gusynin, V. P. Sum rules for the optical and Hall conductivity in graphene / V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, J. P. Carbotte // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2007. – Vol. 75, № 16. – P. 1–12. – ISSN 2469-9950.
189. Katsnelson, M. I. Optical properties of graphene: The Fermi-liquid approach / M. I. Katsnelson // *Euro Physics Letters*. – 2008. – Vol. 84, № 3. – P. 37001–1– 37001–3. – ISSN 0295-5075.
190. Modeling of graphene-based NEMS / I. V. Lebedeva, A. A. Knizhnik, A. M. Popov, [et al.] // *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*. – 2012. – Vol. 44, № 6. – P. 949–954. – ISSN 1386-9477.
191. Unconventional quantum Hall effect and Berry's phase of 2p in bilayer graphene / K. S. Novoselov, E. McCann, S. V. Morozov, [et al.] // *Nature Physics*. – 2006. – Vol. 2, № 3. – P. 177–180. – ISSN 1745-2473.
192. Calogeracos, A. History and physics of the Klein paradox / A. Calogeracos, N. Dombey // *Contemporary Physics*. – 1999. – Vol. 40, № 5. – P. 313–321. – ISSN 0010-7514.
193. Gusynin, V. P. Unconventional integer quantum hall effect in graphene / V. P. Gusynin, S. G. Sharapov // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 95, № 14. – P. 146801–1–146801–4. – ISSN 0031-9007.
194. Gusynin, V. P. Unusual microwave response of dirac quasiparticles in graphene / V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, J. P. Carbotte // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 96, № 25. – P. 256802–1– 256802–4. – ISSN 0031-9007.
195. Aharonov–Bohm interferences from local deformations in graphene / F. de Juan, A. Cortijo, M. A. H. Vozmediano, [et al.] // *Nature Physics*. – 2011. – Vol. 7, № 10. – P. 810–815. – ISSN 1745-2473.

196. Aleshkin, V. Y. Terahertz laser based on optically pumped graphene: Model and feasibility of realization / V. Y. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. – 2009. – Vol. 89, № 2. – P. 63–67. – ISSN 0021-3640.
197. Madani, A. Surface polaritons of one-dimensional photonic crystals containing graphene monolayers / A. Madani, R. S. Entezar // *Superlattices and Microstructures*. – 2014. – Vol. 75. – P. 692–700. – ISSN 0749-6036.
198. Magneto-optical properties of InSb for terahertz applications / J. Chochol, K. Postava, M. Čada, [et al.] // *AIP Advances*. – 2016. – Vol. 6. – P. 115021–1–115021–7. – ISSN 2158-3226.
199. Argyros, A. Microstructures in polymer fibres for optical fibres, THz waveguides, and fibre-based metamaterials / A. Argyros // *ISRN Optics*. – 2013. – Vol. 2013. – P. 1–22. – ISSN 2090-7826.
200. El-Naggar, S.A. Tunable terahertz omnidirectional photonic gap in one dimensional graphene-based photonic crystals / S. A. El-Naggar // *Optical and Quantum Electronics*. – 2015. – Vol. 47, № 7. – P. 1627–1636. – ISSN 0306-8919.
201. Fabry-Perot enhanced Faraday rotation in graphene / N. Ubrig, I. Crassee, J. Levallois // *Optics Express*. – 2013, Vol. 21, № 21. – P. 24736-24741. – ISSN 1094-4087.
202. Martinez, J.C. Giant Faraday and Kerr rotation with strained graphene / J. C. Martinez, M. B. A. Jalil, S. G. Tan // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37, I. 15. – P. 3237. – ISSN 0146-9592.
203. Qasymeh, M. Terahertz generation in an electrically biased optical fiber: A theoretical investigation / M. Qasymeh // *International Journal of Optics*. – 2012. – Vol. 2012. – P. 1–6. – ISSN 1687-9384.
204. Selective molecular sieving through porous graphene / S. P. Koenig, L. Wang, J. Pellegrino, [et al.] // *Nature Nanotechnology*. – 2012. – Vol. 7, № 11. – P. 728–732. – ISSN 1748-3395.
205. High performance and antifouling vertically aligned carbon nanotube

- membrane for water purification / Y. Baek, C. Kim, D. K. Seo // *Journal of Membrane Science*. – 2014. Vol. 460. – P. 171–177. – ISSN 0376-7388.
206. Preparation of a novel antifouling mixed matrix PES membrane by embedding graphene oxide nanoplates / S. Zinadini, A. A. Zinatizadeh, M. Rahimi // *Journal of Membrane Science*. – 2014. – Vol. 453. – P. 292–301. – ISSN 0376-7388.
207. Yin, J. Multi-walled carbon nanotubes (MWNTs)/polysulfone (PSU) mixed matrix hollow fiber membranes for enhanced water treatment / J. Yin, G. Zhu, B. Deng // *Journal of Membrane Science*. – 2013. Vol. 437. – P. 237–248. – ISSN 0376-7388.
208. Enhanced neural cell adhesion and neurite outgrowth on graphene-based biomimetic substrates / S. WonHong, J. H. Lee, S. H. Kang, [et al.] // *BioMed Research International*. – 2014. Vol. 2014. – P. 212149–1–212149–8. – ISSN 2314-6133.
209. Flexible, transparent, and noncytotoxic graphene electric field stimulator for effective cerebral blood volume enhancement / C. Heo, S. Y. Lee, A. Jo, [et al.] // *American Chemical Society Nano*. – 2013. – Vol. 7, № 6. – P. 4869–4878. – ISSN 1936-0851.
210. Graphene in mice: Ultrahigh in vivo tumor uptake and efficient photothermal therapy / K. Yang, S. Zhang, G. Zhang, [et al.] // *Nano Letters*. – 2010. – Vol. 10, № 9. – P. 3318–3323. – ISSN 1530-6984.
211. Mattei, T.A. Technological developments and future perspectives on graphene-based metamaterials: A primer for neurosurgeons / T. A. Mattei, A. A. Rehman // *Neurosurgery*. – 2014. – Vol. 74, № 5. – P. 499–516. – ISSN 0148-396X.
212. Monolayer graphene photonic metastructures: Giant Faraday rotation and nearly perfect transmission / H. Da, Q. Bao, R. Sanaei, [et al.] // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2013. – Vol. 88, № 20. – P. 4–11. – ISSN 2469-9950.
213. Functionalized, carbon nanotube material for the catalytic degradation of organophosphate nerve agents / M. M. Bailey, J. M. Heddleston, [et al.] // *Nano*

- research. – 2014. Vol. 7, № 3. – P. 390–398. – ISSN 1998-0124.
214. Burdick, G. A. Energy band structure of copper / G. A. Burdick // *Physical Review*. – 1963. – Vol. 129, № 1. – P. 138–150. – ISSN 2643-1564.
215. Falkovsky, L.A. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer / L. A. Falkovsky, S. S. Pershoguba // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2007. – Vol 76, № 15. – P. 1–4. – ISSN 2469-9950.
216. Falkovsky. L. A. Space-time dispersion of graphene conductivity / L. A. Falkovsky, A. A. Varlamov // *European Physical Journal B*. – 2007. – Vol. 56, № 4. – P. 281–284. – ISSN 1434-6028.
217. Madani, A. Optical properties of one-dimensional photonic crystals containing graphene sheets / A. Madani, R. S. Entezar // *Physica B: Condensed Matter*. – 2013. – Vol. 431. – P. 1–5. – ISSN 0921-4526.
218. Давыдов, С. Ю. О скорости Ферми и статической проводимости эпитаксиального графена / С. Ю. Давыдов // *Физика твердого тела*. – 2014. – Т. 56, вып. 4. – С. 816–820. – ISSN 0367-3294.
219. Vasko, F.T. Voltage and temperature dependencies of conductivity in gated graphene / F. T. Vasko, V. Ryzhii // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2007. – Vol. 76, № 23. – P. 3–6. – ISSN 2469-9950.
220. Давыдов, С. Ю. О скорости Ферми и статической проводимости эпитаксиального графена / С. Ю. Давыдов // *Физика твердого тела*. – 2014. – Т. 56, вып. 4. – С. 816–820. – ISSN 0367-3294.
221. Gate Tunable Infrared Phonon Anomalies in Bilayer Graphene / A. B. Kuzmenko, L. Benfatto, E. Cappelluti, [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2009. – Vol. 103, № 11. – P. 116804–1–116804–4. – ISSN 0031-9007.
222. March, H.W. Über die ausbreitung der wellen der drahtlosen telegraphie auf der erdkugel / H. W. March // *Annalen der Physik*. – 1912. – Vol. 342, № 1. – P. 29–50. – ISSN 0003-3804.
223. Zenneck, J. Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie / J.

- Zenneck // *Annalen der Physik*. – 1907. – Vol. 328, № 10. – P. 846–866. – ISSN 0003-3804.
224. Rayleigh, Lord On waves propagated along the plane surface of an elastic solid / Lord Rayleigh // *Proceedings of the London Mathematical Society*. – 1885. Vol. 17, № 1. – P. 4–11. – ISSN 1460-244X.
225. Wood, R. W. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum / R. W. Wood // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. – 1902. – Vol. 4, № 21. – P. 396–402. – ISSN 1478-6435.
226. Fano, U. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves) / U. Fano // *Journal of the Optical Society of America*. – 1941. – Vol. 31, № 3. – P. 213–222. – ISSN 0740-3224.
227. Ozbay, E. Plasmonics: Merging photonics and electronics at nanoscale dimensions / E. Ozbay // *Science*. – 2006. – Vol. 311, № 5758. – P. 189–193. – ISSN 0376-7388.
228. Нечепуренко, И. А. Исследование свойств плазмонных структур и их возможные приложения : специальность 01.04.13: диссертация на соискание степени кандидата физико-математических наук / Игорь Александрович Нечепуренко ; Московский физико-технический институт. – Москва, 2015. – 149 с.
229. Сборник трудов участников XV Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова: Метаматериалы и фотонные кристаллы : 1 июня, 6 июня 2015 г. 47 с.
230. Соловьев, В. Г. Изучение оптических свойств фотонных кристаллов и основ наноплазмоники в университетском курсе физики / В. Г. Соловьев, С. Г. Романов, М. В. Яников, – Текст : электронный / cyberleninka.ru : [сайт]. – URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/izuchenie-opticheskikh-svoystv-fotonnyh-kristallov-i-osnov-nanoplazmoniki-v-universitetskom-kurse-fiziki> (дата обращения 04.02.2019)

231. Akimov, Y. A. Plasmon-plasmon interaction: Controlling light at nanoscale / Y. A. Akimov, H. S. Chu // *Nanotechnology*. – 2012. – Vol. 23, № 44. – P. 444004–1– 444010–6. – ISSN 0957-4484.
232. Economou, E.N. Surface plasmons in thin films / E. N. Economou // *Physical Review*. – 1969. – Vol. 182, № 2. – P. 539–554. – ISSN 2643-1564.
233. Cai, W. Compact, High-Speed and Power-Efficient Electrooptic Plasmonic Modulators / W. Cai, J. S. White, M. L. Brongersma // *Nano letters*. – 2009. – Vol. 9, № 12. – P. 4403–4411. – ISSN 1530-6984.
234. Pines, D. A collective description of electron interactions: II. collective vs individual particle aspects of the interactions / D. Pines, D. Bohm // *Physical Review*. – 1952. – Vol. 85, № 2. – P. 338–353. – ISSN 0031-9007.
235. Ritchie, R. H. Plasma losses by fast electrons in thin films / R. H. Ritchie // *Physical Review*. – 1957. – Vol. 106, № 3. – P. 874–881. – ISSN 0031-9007.
236. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons / J. M. Pitarke V. M. Silkin, E. V. Chulkov, [et al.] // *Reports on progress in physics*. – 2006. – Vol. 70. – P. 1–87. – ISSN 0034-4885.
237. Веселаго, В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ / В. Г. Веселаго // *Успехи физических наук*. – 1967. – Т.92, вып. 3. – С. 517–526. – ISSN 1996-6652.
238. Kretschmann E. The determination of the optical constants of metals by excitation of surface plasmons / E. Kretschmann // *Zeitschrift für Physik*. – 1971. – Vol. 241, № 4. – P. 313–324. – ISSN 0939-7922.
239. Otto, A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection / A. Otto // *Zeitschrift für Physik*. – 1968. Vol. 216, № 4. – P. 398–410. – ISSN 0939-7922.
240. Гинзбург, В. Л. Нелинейные эффекты в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле / В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич // *Успехи физических наук*. – 1960. – Т. 70, № 3. – С. 393–428. – ISSN 1996-6652.
241. Марков, Г. А. Демонстрация нелинейных волновых явлений в плазме

- лабораторно модели ионосферно-магнитносферного дакта плотности / Г. А. Марков, А. С. Белов // Успехи физических наук. – 2010. – Т. 180, № 7. – С. 735. – ISSN 1996-6652.
242. Оптические наноантенны / А. Е. Краснок, И. С. Максимов, А. И. Денисюк // Успехи физических наук. – 2013. – Т. 183, № 6. – С. 561–589. – ISSN 1996-6652.
243. Прохождение света сквозь композитные материалы, содержащие усиливающие слои / А. В. Дорофеев, А. А. Забловский, А. А. Пухов, [и др.] // Успехи физических наук. – 2012. – Т. 182, № 11. – С. 1157–1175. – ISSN 1996-6652.
244. Сухоруков, А. П. Поверхностные плазмон-поляритонные волны терагерцового диапазона в оптически активных средах / А. П. Сухоруков, Д. О. Самарина, А. Н. Калиш // Вестник Новосибирского государственного университета. – 2010. – Т. 5, № 4. – С. 154–157. – ISSN 1818-7919.
245. Asadi, R. Low threshold, wide dynamic range, tunable, all-optical self-modulator based on Fano resonance and out-of-plane coupling in a slab photonic crystal with a graphene layer / R. Asadi, Z. Ouyang // Journal of Nanotechnology. – 2015. Vol. 2015. – P. 1–6. – ISSN 1687-9503.
246. Gorbach, A. V. Graphene-clad tapered fiber: effective nonlinearity and propagation losses / A. V. Gorbach, A. Marini, D. V. Skryabin // Optics Letters. – 2013. – Vol. 38, I. 24. – P. 5244–5251. – ISSN 0146-9592.
247. Hartmann, R. R. Terahertz science and technology of carbon nanomaterials / R. R. Hartmann, J. Kono, M. E. Portnoi // Nanotechnology. – 2014, Vol. 25. – P. 322001–1–322001–16. – ISSN 0957-4484.
248. Kosevich, A. M. Linear and nonlinear vibrations and waves in optical or acoustic superlattices (photonic or phonon crystals) / A. M. Kosevich, M. A. Mamalui // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2002. – Vol. 95, № 4. – P. 777–787. – ISSN 0044-4510.
249. Nonlinear backward-wave photonic metamaterials / J. M. Pitarke, V. M. Silkin, E. V. Chulkov, [et al.] // REPORTS ON PROGRESS IN PHYSICS. –

2013. – Vol. 77. – P. 246–252. – ISSN 0034-4885.
250. Nonlinear control of absorption in one-dimensional photonic crystal with graphene-based defect / M. A. Vincenti, D. de Ceglia, M. Grande, [et al.] // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38, I. 18. – P. 3550–3553. – ISSN 0146-9592.
251. Nonlinear reshaping of THz pulses with graphene metamaterials / Y. Rapoport, V. Grimalsky, I. Iorsh, [et al.] // *Pis'ma v ZhETF*. – 2013. – Vol. 98, № 8. – P. 561–564. – ISSN 0370-274X.
252. Stimulated Brillouin scattering from surface acoustic waves in sub-wavelength photonic microwires / J. C. Beugnot, S. Lebrun, G. Pauliat [et al.] // *Nature Communications*. – 2014. Vol. 5. – P. 1–6. – ISSN 2041-1723.
253. Transient thermal effect, nonlinear refraction and nonlinear absorption properties of graphene oxide sheets in dispersion / X. Zhang, Z. Liu, X. Li // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21, № 6. – P. 7511–7520. – ISSN 1094-4087.
254. Dykhne, A. M. The Leontovich boundary conditions and calculation of effective impedance of inhomogeneous metal / A. M. Dykhne, I. M. Kaganova // *Optics Communications*. – 2002. – Vol. 206, № 1–3. – P. 39–56. – ISSN 0030-4018.
255. Yuskaeva, K. A. TM-Electromagnetic Guided Waves in a (Kerr-) Nonlinear Three-layer Structure / K. A. Yuskaeva, V. S. Serov, H. W. Schürmann // *PIERS ONLINE*. – 2009. – Vol. 5, №. 8. – P. 797-802. – ISSN 1931-7360.
256. Valev, V.K. Characterization of nanostructured plasmonic surfaces with second harmonic generation / V. K. Valev // *Langmuir*. – 2012. Vol. 2, № 44. – P. 15454–15471. – ISSN 0743-7463.
257. Gadonas, R. Dispersion of third order optical nonlinearity of pseudoisocyanine J-aggregates / R. Gadonas, A. Pugzlys, K. H. Feller // *Laser Chemistry*. – 1997. Vol. 17, № 1. – P. 1–18. – ISSN 0278-6273.
258. Linear and nonlinear wave propagation in negative refraction metamaterials / V. M. Agranovich, Y. R. Shen, R. H. Baughman, [et al.] // *Physical Review B*. – 2003. – Vol. 69. – P. 165112–1–165112–7. – ISSN 2469-9950.
259. Du, W. Sensing performance study of SiC, a wide bandgap semiconductor

- material platform for surface plasmon resonance sensor / W. Du, F. Zhao // *Journal of Sensors*. – 2015. – Vol. 2015. – P. 1–5. – ISSN 1687-7268.
260. Hopfield, J. J. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals / J. J. Hopfield // *Physical Review*. – 1958. – Vol. 112, № 5. – P. 1555–1567. – ISSN 2643-1564.
261. Агранович, В. М. Кристаллооптика поверхностных поляритонов и свойства поверхности / В. М. Агранович // *Успехи физических наук*. – 1975. – Т. 115, вып. 2. – С. 199–237. – ISSN 1996-6652.
262. Агранович, В. М. Поверхностные поляритоны электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / В. М. Агранович, Д. Л. Миллс ; рецензенты Р. И. Персонов, Л. Н. Овандер ; перевод на русский В. Е. Кравцов, Т. А. Лескова, И. В. Лернер, А. Г. Мальшуков, В. А. Яковлев, В. И. Юдсон. – Москва : Наука, 1985. – 525 с.
263. Bergman, D. J. Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems / D. J. Bergman, M. I. Stockman // *Physical Review Letters*. – 2003. – Vol. 90, № 2. – P. 027402–1–027402–4. – ISSN 0031-9007.
264. Cohen-Tanugi, D. Water desalination across nanoporous graphene / D. Cohen-Tanugi, J. C. Grossman // *Nano Letters*. – 2012. – Vol. 12, № 7. – P. 3602–3608. – ISSN 1530-6984.
265. A localized surface plasmon resonance based immunosensor for the detection of casein in milk / H. M. Niepa, T. Endob, K. Kerman // *Science and Technology of Advanced Materials*. – 2007. – Vol. 8, № 4. — P. 331–338. – ISSN 1468-6996.
266. Nanomaterials enhanced surface plasmon resonance for biological and chemical sensing applications / S. Zeng, D. Baillargeat, H. Ho, [et al.] // *Chemical Society Reviews*. – 2014. – Vol. 43, № 10. – P. 3426–3452. – ISSN 0306-0012.
267. Spaser as a biological probe / E. I. Galanzha, R. Weingold, D. A. Nedosekin, [et al.] // *Nature Communications*. – 2017. Vol. 8. – P. 1–7. – ISSN 2041-1723.

- 268.Сверхчувствительный газовый сенсор на основе графена / А. А. Лебедев, С. П. Лебедев, С. Н. Новиков, [и др.] // Журнал технической физики. – 2016. – Т. 86, № 3. – С. 135–139. – ISSN 0044-4642.
- 269.Композиционные материалы на основе графена и наночастиц оксида цинка / А. Я. Шаляпина, А. Ю. Соловьева, М. А. Запорожец, [и др.]// Вестник МИТХТ. Химия и технология неорганических материалов. – 2012. – Т. 7, № 5. – С. 80–84. – ISSN 1819-1487.
- 270.Машинский, К.В. Плазмонное детектирование терагерцового излучения в графеновой структуре с двойным решеточным затвором / К. В. Машинский, Д. В. Фатеев, В. В. Попов // Известия Саратовского университета новая серия физика. – 2015. – Т. 15, вып. 4. – С. 10–12. – ISSN 1817-3020.
- 271.Мельникова, В. С. Полное преобразование поляризации терагерцового излучения массивом графеновых микролент без использования магнитного поля/ В. С. Мельникова, О. В. Полищук, В. В. Попов // Известия Саратовского университета новая серия. Серия физика. – 2015. – Т. 15, вып. 3. – С. 51–54. – ISSN 1742-6588.
- 272.Intrinsic terahertz plasmons and magnetoplasmons in large scale monolayer graphene / I. Crassee, M. Orlita, M. Potemski, [et al.] // Nano Letters. – 2012. – Vol. 12, № 5. – P. 2470–2474. – ISSN 1530-6984.
- 273.Juan, F. D. Space dependent Fermi velocity in strained graphene / F. D. Juan, M. Sturla, M. A. H. Vozmediano // Physical Review Letters. – 2012. – Vol. 108, № 22. – P. 1–5. – ISSN 0031-9007.
- 274.Machado B.F., Serp P. Graphene-based materials for catalysis / B. F. Machado, P. Serp // Catalysis Science & Technology. – 2012. – Vol. 2, № 1. – P. 54–75. – ISSN 2044-4761.
- 275.Mousavi, H. Flake electrical conductivity of few-layer graphene / H. Mousavi, J. Khodadadi // The Scientific World Journal. – 2014. – Vol. 2014. – P. 1–6. – ISSN 2356-6140.
- 276.Ozerin, A.Y. Berry phase, semiclassical quantization, and Landau levels / A.

- Y. Ozerin, L. A. Falkovsky // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2012. – Vol. 85, № 20. – P. 1–5. – ISSN 2469-9950. – ISSN 0031-9007.
277. Shemella, P. Electronic structure and band-gap modulation of graphene via substrate surface chemistry / P. Shemella, S. K. Nayak // *Applied Physics Letters*. – 2009. – Vol. 94, I. 3. – P. 032101–1–032101–3. – ISSN 0003-6951.
278. Synthesis and characterization of atomically thin graphite films on a silicon carbide substrate / E. Rollings, G.H. Gweon, S. Y. Zhou, [et al.] // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 2006. – Vol. 67, № 9–10. – P. 2172–2177. – ISSN 0022-3697.
279. Tunable Hybrid Surface Waves Supported by a Graphene Layer / I. V. Iorsh, I. V. Shadrivov, P. A. Belov // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. – 2013. – Vol. 97, № 5. – P. 249–252. – ISSN 0021-3640.
280. Алисиенок, О. А. Золь-гель метод получения титаната-станната бария, обладающего позисторным эффектом / О. А. Алисиенок // *Успехи в химии и химической технологии*. – 2007. – Т. 75, № 5. – С. 22–24. – ISSN 1996-6652.
281. Касаткин, Б. А. Обобщенная теория нормальных волн в слоистых средах / Б. А. Касаткин, Н. В. Злобина // *Труды института математики и механики УрО РАН*. – 2010. – Т. 16, № 2. – С. 109–120. – ISSN 0134-4889.
282. Ключник, А. В. Плазменная оптика наноструктур / А. В. Ключник, С. Ю. Курганов, Ю. Е. Лозовик // *Физика твердого тела*. – 2003. – Т. 45, № 7. – С. 1267–1271. – ISSN 0367-3294.
283. Поверхностные плазмон-поляритоны с отрицательной и нулевой групповой скоростями, распространяющиеся по тонким металлическим пленкам / Д. Ю. Федянин, А. В. Арсенин, В. Г. Лейман, [и др.] // *Квантовая электроника*. – 2009. – Т. 39, № 8. – С. 745–750. – ISSN 0368-7147.
284. Раутиан, С. Г. Об отражении и преломлении на границе среды с отрицательной групповой скоростью / С. Г. Раутиан // *Успехи физических наук*. – 2008. – Т. 178, № 10. – С. 1017-1024. – ISSN 1996-6652.

285. Graphene surface plasmon polaritons with opposite in-plane electron oscillations along its two surfaces / H. Liang, S. Ruan, M. Zhang // *Applied Physics Letters*. – 2015. – Vol. 109, I. 9. – P. 091602–1– 091602–4. – ISSN 0003-6951.
286. Deeply subwavelength electromagnetic Tamm states in graphene metamaterials / D. Smirnova, P. Buslaev, I. Iorsh // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2014. – Vol. 89, № 24. – P. 2–5. – ISSN 2469-9950.
287. Li, X. The Bergman spectrum of the effective dielectric constant in two-dimensional composite media / X. Li, H. R. Ma // *Journal of Physics Condensed Matter*. – 1999. – Vol. 11, № 23. – P. 241–246. – ISSN 0953-8984.
288. Tamm states in graphene-based different combined magneto-electric superlattice heterostructures / L. Wang, Q. Yan, H. Xu, [et al.] // *Physics Letters A: General, Atomic and Solid State Physics*. – 2016. – Vol. 380, № 40. – P. 3297–3301. – ISSN 0375-9601.
289. Поверхностные плазмон-поляритоны в композитной системе пористый кремний–золото / Ю. С. Вайнштейн, Д. Н. Горячев, О. С. Кен, [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. – 2015. – Т. 19, вып. 4. – С. 453–459. – ISSN 0015-3222.

Список литературы оформлен по ГОСТ Р 7.0.100–2018.