

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«ЧЕЛЯБИНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Кузьмин Дмитрий Александрович

**МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ И ПЛАЗМОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В  
НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА**

Специальность 1.3.8 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Научный консультант:  
доктор физико-математических наук, профессор  
Бычков Игорь Валерьевич

Челябинск – 2022

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	4
<b>ГЛАВА 1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ОБЪЕМНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА</b> .....	21
1.1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОБЪЕМНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ГРАФЕН – МАГНИТНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК.....	21
1.1.1. Объемные электромагнитные волны в сэндвич структуре графен – магнитный полупроводник – графен: геометрия Фарадея .....	21
1.1.2. Объемные электромагнитные волны в многослойной структуре графен – магнитный полупроводник: геометрия Фарадея .....	36
1.1.3. Объемные электромагнитные волны в многослойной структуре графен – магнитный полупроводник: геометрия Фойгта .....	42
1.1.4. Обсуждение результатов.....	47
1.2. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА.....	49
1.2.1. Поверхностные плазмон-поляритоны в структуре графен – магнитный диэлектрик – графен .....	49
1.2.2. Поверхностные плазмон-поляритоны в деформированном графене.....	58
<b>ГЛАВА 2. ОБЪЕМНЫЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА</b> .....	66
2.1. ВЛИЯНИЕ ГРАФЕНА НА ПОВОРОТ СПЕКЛ-КАРТИНЫ СВЕТА В ГИРОТРОПНОМ ОПТОВОЛОКНЕ.....	66
2.2. ГИГАНТСКОЕ ФАРАДЕЕВСКОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛАЗМОННЫХ МОД ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ В НАНОПРОВОДАХ, ПОКРЫТЫХ ГРАФЕНОМ.....	75

2.3.	ПОПЕРЕЧНО-ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЛАЗМОННЫЕ МОДЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ГРАФЕНОВЫХ НАНОПРОВОДОВ.....	82
2.4.	ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ.....	89
<b>ГЛАВА 3. ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА.....</b>		<b>91</b>
3.1.	ОСОБЕННОСТИ ОБРАТНОГО ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В НАНОПРОВОДАХ, ПОКРЫТЫХ ГРАФЕНОМ .....	91
3.2.	ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В НАНОСТРУКТУРЕ ГРАФЕН- ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ.....	102
3.3.	ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ.....	111
<b>ГЛАВА 4. ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМОННЫХ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАПОВЕРХНОСТЯХ И МЕТАСТРУКТУРАХ.....</b>		<b>113</b>
4.1.	ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ МЕТАПОВЕРХНОСТИ НА ОСНОВЕ УСИЛИВАЮЩИХ И ДИССИПАТИВНЫХ СРЕД.....	113
4.2.	ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В МЕТАПОВЕРХНОСТЯХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА.....	123
4.3.	ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ В СПИРАЛЬНЫХ ГРАФЕНОВЫХ МЕТАСТРУКТУРАХ.....	129
4.4.	МАГНИТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ППП В ГИПЕРБОЛИЧЕСКОЙ МЕТАПОВЕРХНОСТИ НА МАГНИТНОЙ ПОДЛОЖКЕ.....	143
4.5.	ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ.....	151
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>		<b>153</b>
<b>СПИСОК РАБОТ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....</b>		<b>159</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА.....</b>		<b>164</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Графен - уникальный материал для изучения фундаментальных пределов плазмоники. Помимо предельной толщины в один атомный слой, его концентрацию носителей можно регулировать с помощью химического легирования или приложения электрического поля. Таким образом, электродинамические свойства графена могут варьироваться от высокопроводящих до диэлектрических. Графен поддерживает сильно локализованные, распространяющиеся поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) в широком спектральном диапазоне от терагерцовых до средних инфракрасных частот. Он также обладает сильным магнитооптическим откликом и, таким образом, обеспечивает дополнительную архитектуру к обычной магнитоплазмонике на основе магнитооптически активных металлов или диэлектриков. Все эти нетривиальные физические свойства связаны с внутренней структурой графена.

Дираковский характер квазичастиц в графене приводит к необычной динамике электронов и дырок. Например, нетрадиционный квантовый эффект Холла был предсказан теоретически [1-6] и наблюдался экспериментально [7-9]. Другой особенностью является конечная эффективная циклотронная масса для безмассовых квазичастиц Дирака как в электрических, так и в магнитных измерениях постоянного тока, которая, как было обнаружено, изменяется пропорционально квадратному корню из числа носителей [7, 10-12]. Из экспериментальных измерений спектров пропускания графена [13-15] было обнаружено, что динамическая проводимость не зависит от частоты для видимого света  $\sigma(\omega) = e^2/4\hbar$ , что согласуется с теоретическими расчетами [16-18].

С точки зрения теории, графен обычно описывается в терминах бесщелевых дираковских фермионов. Согласно этому представлению, в графене есть две зоны в К вершинах шестиугольника зоны Бриллюэна без какого-либо зазора между

ними, и дисперсию электронов можно рассматривать как линейную в широкой области волновых векторов. Суммируя вклады этих точек, т.е. интегрирование по углу двумерного вектора импульса  $\mathbf{p}$  приводит к общему квантовому выражению для динамической проводимости графена, зависящему как от частоты  $\omega$ , так и от волнового вектора  $\mathbf{k}$  [19, 20] и означающему, что следует учитывать как временную, так и пространственную дисперсию. В оптическом диапазоне пространственной дисперсией проводимости можно пренебречь. Эта проводимость представляет собой сумму двух вкладов  $\sigma(\omega) = \sigma_{intra}(\omega) + \sigma_{inter}(\omega)$ . Первый член  $\sigma_{intra}(\omega)$ , соответствующий процессу внутризонного электрон-фононного рассеяния, имеет поведение, подобное поведению Друде, в высокочастотном режиме  $\omega \gg \max(kv_F, \tau^{-1})$  [19-22], где  $v_F$  – скорость носителей (скорость Ферми), а  $\tau$  - время релаксации носителей

$$\sigma_{intra}(\omega) = \frac{2ie^2 k_B T \ln[2 \cosh(\mu_{ch}/2k_B T)]}{\pi \hbar (\omega + i\tau^{-1})} \xrightarrow{\mu_{ch} \gg k_B T} \frac{ie^2 |\mu_{ch}|}{\pi \hbar (\omega + i\tau^{-1})}, \quad (1)$$

в то время как второй,  $\sigma_{inter}(\omega)$ , соответствует прямым межзонным электронным переходам и играет ведущую роль около края поглощения  $\hbar\omega \approx 2\mu_{ch}$

$$\sigma_{inter}(\omega) = \frac{e^2}{4\hbar} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left[ \frac{\hbar\omega - 2\mu_{ch}}{2k_B T} \right] - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu_{ch})^2}{(\hbar\omega - 2\mu_{ch})^2 + (2k_B T)^2} \right\}. \quad (2)$$

При комнатной температуре  $k_B T \sim 25$  мэВ, энергии фотонов для ТГц, ближней инфракрасной и видимой частот составляют  $\sim 5$  мэВ, 1 эВ и 2,5 эВ соответственно. Для высококачественного графена время релаксации при комнатной температуре составляет около 0,1 пс [23], что соответствует энергетическому масштабу  $\Gamma = \hbar/\tau \sim 5$  мэВ. Химический потенциал графена (или энергия Ферми)  $\mu_{ch} \approx \hbar v_F (\pi n)^{1/2}$  определяется поверхностной плотностью носителей  $n$  и скоростью Ферми  $v_F \approx 10^8$  см/с. Например,  $n \approx 8 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>

соответствует  $\mu_{\text{ch}} \approx 1$  эВ. Следует отметить, что вышеупомянутые уравнения предполагают, что дисперсия электрона линейна. Это требует, чтобы длина волновых векторов электрона на уровне Ферми была относительно небольшой (обычно менее  $10^8 \text{ см}^{-1}$ ) по сравнению с размером зоны Бриллюэна. Это условие выполняется при малой концентрации носителей  $n \ll 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Аналогичные оценки показывают, что для химического потенциала графена порядка 1 эВ дисперсия электронов также линейна, и приведенные выше выражения применимы.

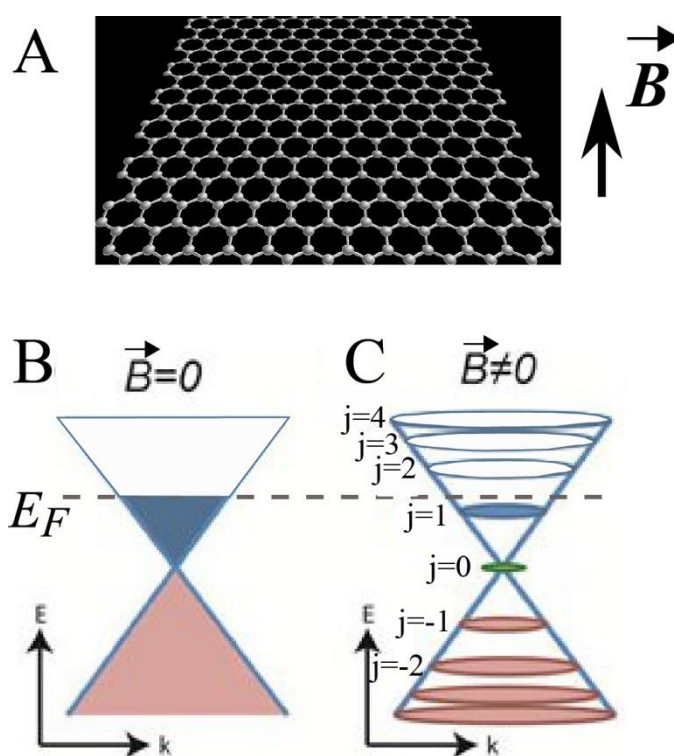


Рис. 1. Графен во внешнем перпендикулярном магнитном поле (А) имеет дискретный набор неэквидистантных электронных энергетических уровней (уровней Ландау) в отличие от нулевого магнитного поля (В).

Более того, на частотах ТГц и обычно используемом диапазоне химического потенциала 0,3-1 эВ в электромагнитном отклике графена доминирует простая внутрizonная проводимость, подобная Друде-проводимости благородных металлов, и межзонным вкладом можно пренебречь. Напротив, в ближней инфракрасной и видимой области частот межзонный член играет ключевую роль.

В первом случае частота порядка нескольких ТГц может соответствовать краю поглощения  $\hbar\omega_{\text{THz}} \approx 2\mu_{ch}$ , в то время как во втором случае (от ближнего ИК-диапазона до видимого света) мы получаем  $\sigma_{intra}(\omega) \rightarrow 0$ ,  $\sigma_{inter}(\omega) \rightarrow e^2/4\hbar$ .

Приложение внешнего магнитного поля **B** приводит к циркуляции носителей заряда по циклотронным орбитам, и графеновый конус Дирака распадается на дискретный набор неэквидистантных энергетических уровней Ландау, см. рис. 1 (А, В). В отличие от обычных полупроводников и металлов с параболической дисперсией носителей, линейная дисперсия носителей графена приводит к неэквидистантным уровням Ландау ( $E_j = [2\hbar v^2|eB|j]^{1/2}$ , где  $j$  - номер уровня) и включает характерное состояние с нулевой энергией ( $j = 0$ ). Для магнитооптики слой графена оказывает резонансное воздействие при энергиях фотонов, равных разности уровней Ландау. Другая особенность связана с холловской проводимостью графена, что приводит к эффектам Фарадея и Керра.

Экспериментальные исследования (см. рис. 2) показали, что вращение Фарадея в однослойном графене может достигать гигантских значений 6 градусов в магнитном поле 7 Тесла в дальнем инфракрасном диапазоне [24], около 1 градуса в слабых магнитных полях  $< 0,7$  Тл в ТГц диапазоне частот [25], и в магнитных полях  $< 5$  Тл на микроволновых частотах, соответствующих телекоммуникациям, сотовым телефонам, Wi-Fi и т.д. [26]. Теоретически, тензор проводимости графена во внешнем магнитном поле был рассчитан в нескольких работах [27, 28], и результаты, основанные на этих теориях, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Вышеупомянутые особенности вращения Фарадея могут быть описаны 2D-тензором проводимости с ненулевыми недиагональными компонентами. В общем случае аналитические выражения для этих компонентов довольно громоздки, но при достаточно низких частотах (или высоком уровне легирования), подчиняющихся условию  $\hbar\omega \ll 2\mu_{ch}$ , низким магнитным полям  $E_1 \ll 2\mu_{ch}$  и низким температурам  $k_B T \ll 2\mu_{ch}$ , они сводятся к классической форме Друде

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma & -\sigma_H \\ \sigma_H & \sigma \end{pmatrix},$$

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1 + i\omega\tau}{(\omega_c\tau)^2 + (1 + i\omega\tau)^2}, \quad (3)$$

$$\sigma_H = \sigma_0 \frac{\omega_c\tau}{(\omega_c\tau)^2 + (1 + i\omega\tau)^2}.$$

Здесь  $\sigma_0 = \sigma_{intra}(\omega)$  задается уравнением (1) и  $\omega_c = v_F(2|eB/\hbar|)^{1/2}$  обозначает циклотронную частоту.

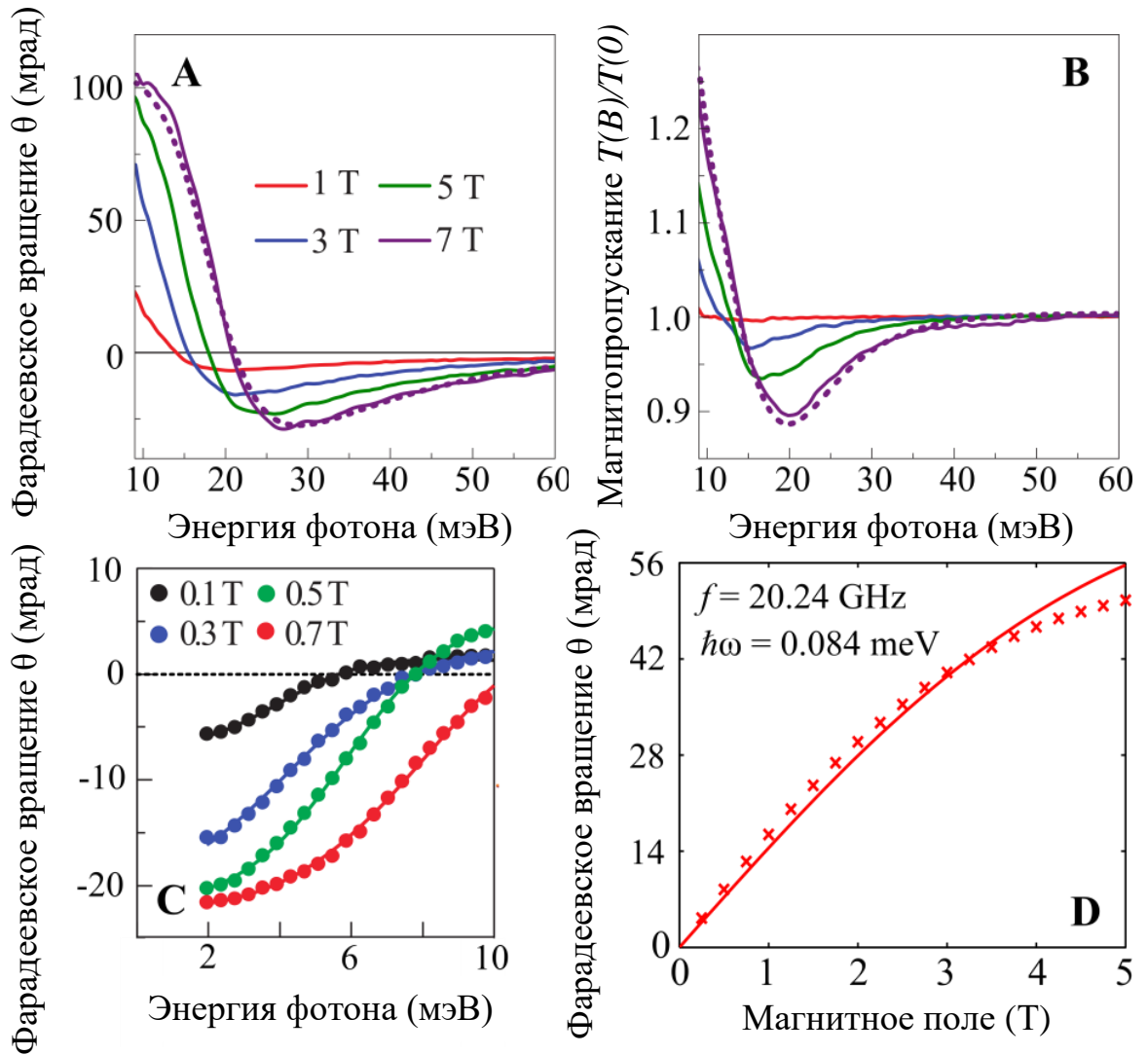


Рис. 2. Фарадеевское вращение однослойного графена, измеренное при различных частотах и магнитных полях. (A, B) Высокочастотные и сильные магнитные поля [24], (C) более низкие частоты и низкие магнитные поля [25] и (D) низкочастотные и различные магнитные поля [26].

Насколько нам известно, предыдущие исследования электронных и оптических свойств графена были ограничены перпендикулярной ориентацией магнитного поля, которое нарушает траектории электронов, движущихся по их циклотронным орбитам. В другом случае магнитного поля, лежащего в плоскости слоя, магнитооптический эффект в графене сильно подавляется по простой причине. Толщина  $d$  монослоя графена находится в диапазоне 0,1 – 0,5 нм [29, 30], а радиус циклотронной орбиты составляет  $R_c = mv/eB = \hbar k_F/eB \approx 12n^{1/2}/B$  нм, здесь  $\hbar$  - постоянная Планка,  $n$  - концентрация носителей в  $10^{10}$  см $^{-2}$ ,  $k_F$  - волновой вектор Ферми, индукция магнитного поля  $B$  в Тесла [40]. При концентрациях носителей  $n \sim 10^{13}$  см $^{-2}$  получим оценку  $R_c/d > 10^3/B$ . Даже в магнитных полях  $\sim 10$  Т радиус циклотронной орбиты намного больше толщины графена. Поэтому траектории электронов почти не изменяются, а незначительные остаточные магнитооптические эффекты в графене не влияют на свойства ППП. В квантово-механической картине квантование магнитного потока через такой чрезвычайно растянутый контур начинает играть роль, т.е. возникает первый уровень Ландау, при магнитных полях  $B > B_{crit} \sim 10^3$  Т.

В другой геометрии графеновых нанотрубок, помещенных в коллинеарное магнитное поле, магнитооптические эффекты могут стать важными только в особом случае, когда радиусы циклотронной орбиты и трубки становятся равными. Для трубки с радиусом  $R \sim 200$  нм это имело бы место при  $B_{crit} \sim 10$  Т.

Магнитооптические свойства графена также открывают путь к применениям в магнитоплазмонике. В отличие от плазмонных возбуждений, которые обычно ТМ-поляризованы (т.е. магнитная составляющая электромагнитного поля перпендикулярна  $k$ -вектору), магнитоплазмоны в графене представляют собой гибридные ТМ-ТЕ моды (все компоненты электрического и магнитного полей отличны от нуля).

В однослойном графене помещенном в магнитное поле возникает ансамбль слабо затухающих квази ТЕ-мод, разделенных магнито-плазмон-поляритонными модами [31-33] (см. рис. 3А-D). Магнитоплазмоны были экспериментально

обнаружены в графене, эпитаксиально выращенном на SiC [34], в слоистых графеновых структурах они даже проявляют дрейфовую нестабильность [35].

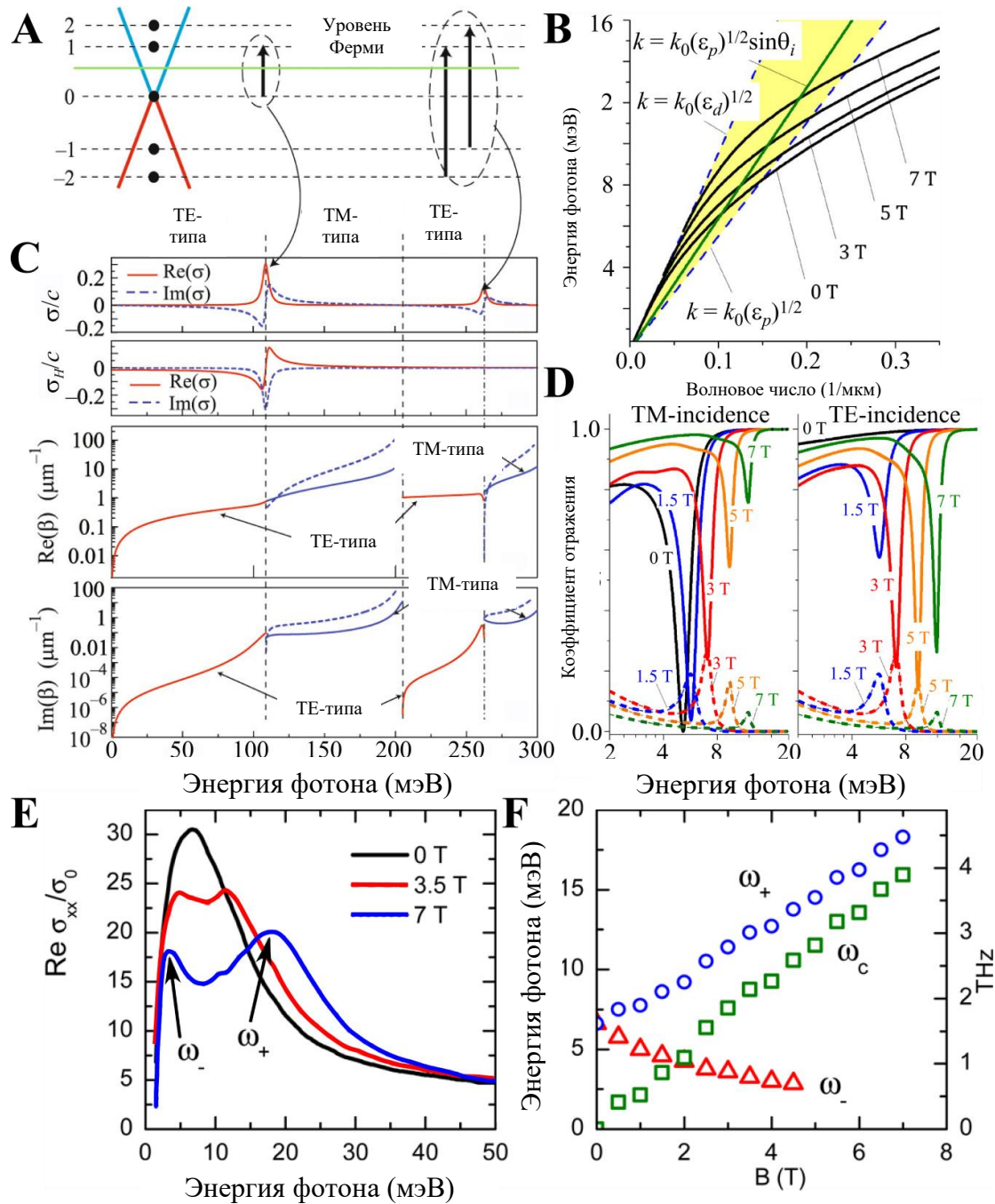


Рис. 3: Магнитоплазмоны в графене. (А) Схема уровней Ландау в графене. ((В, С) дисперсионные кривые магнито-плазмон-поляритонов, (D) возбуждение магнито-плазмон-поляритонов в конфигурации Отто. (Е, F) Графеновые диски в магнитном поле могут поддерживать объемные ( $\omega_+$ ) и краевые ( $\omega_-$ ) магнито-плазмоны. (А, С) из [32], (В, D) из [33], (Е, F) из [37].

В графеновой полосе конечной ширины магнито-плазмон-поляритоны, распространяющиеся в поперечном направлении, могут образовывать резонансы стоячей волны поперек полосы [36]. Такие режимы обычно называют объемными 2D-режимами графеновой полосы. Возбуждение этих магнитоплазмонных мод может существенно повлиять на магнитооптический отклик графеновых наноструктур: формирование слоя графена в виде графеновых полосок позволяет производить то же фарадеевское вращение при гораздо меньших магнитных полях [37]. Обсуждаемые объемные магнитоплазмоны и магнито-плазмон-поляритоны присущи протяженным пленкам графена, где граничными эффектами пренебрегают. В структурах конечного размера краевые эффекты становятся важными, поскольку они приводят к возникновению так называемых краевых магнито-плазмонов (локализованных вблизи края графена) и краевых магнито-плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль края [38].

Аналогичная ситуация наблюдается в графеновых дисках в магнитном поле [39-41], которые поддерживают как объемные (локализованные по всему диску), так и краевые (ограниченные краем диска) моды (см. рис. 3 E, F). Интересно, что эти моды вырождаются в графеновых дисках без магнитного поля, в то время как внешнее магнитное поле приводит к расщеплению краевых и объемных магнитоплазмонов.

Вызванное магнитным полем разрушение вырождения краевых мод предполагает прямое применение графеновых полос в магнитном поле для невзаимных плазмонных устройств, таких как фазовращатели [34], ответвители [42], плазмонные изоляторы [43], для направленного распространения ППП [44], перестраиваемой магнитным полем фокусировки в плоских линзах [45] и др.

Как уже упоминалось ранее, метаповерхности являются 2D-аналогами 3D-метаматериалов. Они состоят из субволновых строительных блоков (так называемых “мета-атомов”), периодически расположенных на поверхности. Такие ультратонкие структуры перспективны для манипулирования светом в наномасштабе: они демонстрируют аномальное отражение, распространение без

дифракции, позволяют создавать оптические вихри, проявляют фотонный спиновый эффект Холла и т.д.

Одна из простейших метаповерхностей на основе графена образована графеновыми полосками шириной  $A$ , разделенными зазорами шириной  $B$ , с субволновой периодичностью  $\Lambda = A + B \ll \lambda$ . Оптический отклик такой метаповерхности может быть описан тензором высоко анизотропной проводимости [46-48]:

$$\hat{\sigma}_{meta} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где все компоненты тензора зависят от проводимости графена  $\sigma_g = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}$ , где  $\sigma_{intra}$  и  $\sigma_{inter}$  задаются уравнениями (1) и (2), а емкостная связь между полосами может быть рассчитана как  $\sigma_C = i\omega\epsilon_0\epsilon_{eff}\Lambda \ln[\sin(\pi B/2\Lambda)]/\pi$ . Топологический переход от эллиптической к гиперболической топологии через  $\sigma$ -близкого к нулю режим соответствует условию  $\text{Im}\{A\sigma_C + B\sigma_g\} = 0$ . Этот переход играет решающую роль в плазмонике: в то время как в случае эллиптической топологии ППП могут распространяться во всех направлениях, в гиперболическом случае их распространение допускается только в некоторых определенных направлениях. Физически гиперболическая метаповерхность демонстрирует поведение, подобное металлу, в одном направлении, и диэлектрические свойства в ортогональных направлениях. Из-за выраженной частотной зависимости  $\sigma_g$  и  $\sigma_C$  спектральные области гиперболической и эллиптической топологии разделены сильно анизотропной  $\sigma$ -близкой к нулю точкой, где возникают большие диссипативные потери.

На рисунке 4А показаны компоненты проводимости метаповерхности с фиксированной периодичностью 50 нм при изменении ширины полосы. Гиперболический режим соответствует области с разными знаками  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{yy}$ . ППП, возбуждаемые точечным диполем в метаповерхности, работающим в гиперболическом режиме, показаны на рисунке 4В.

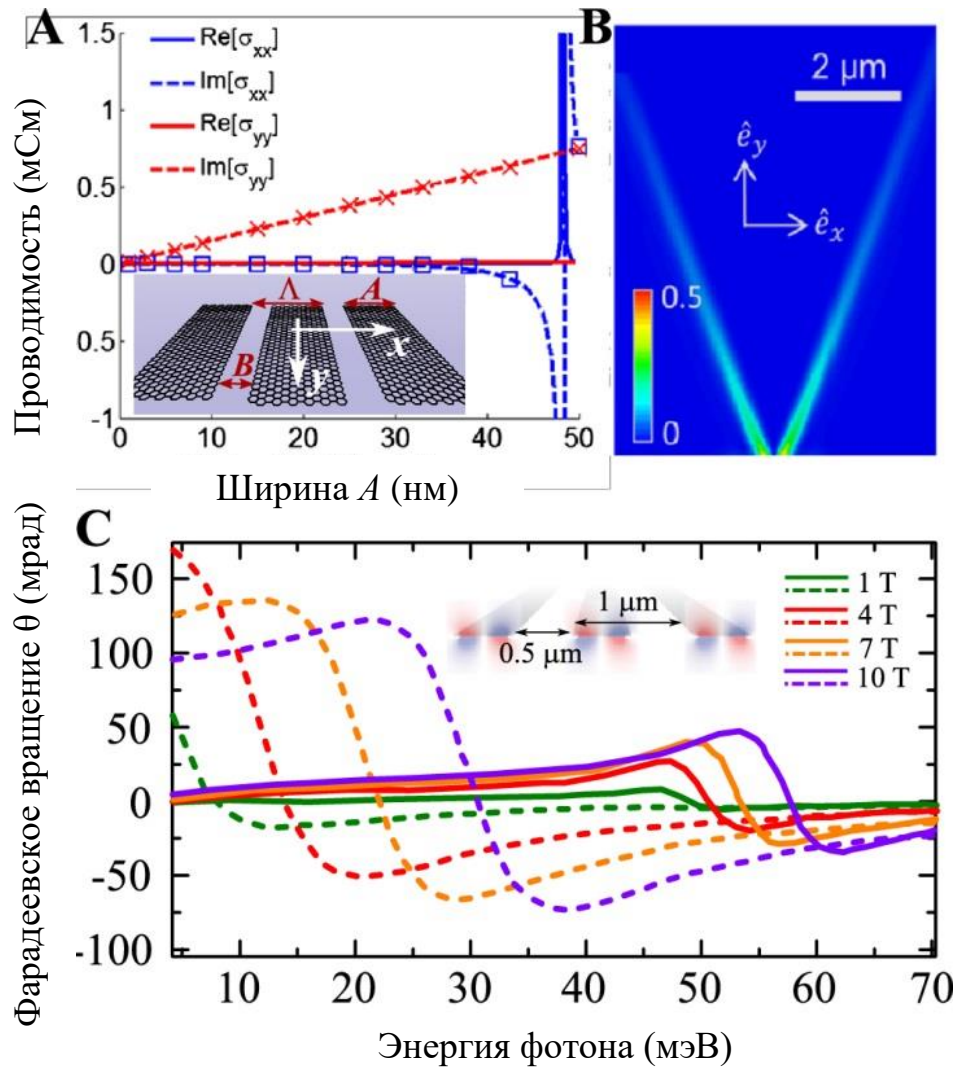


Рис. 4. (А) Эффективная проводимость метаповерхности, образованной графеновыми полосками шириной  $A$ , размещенными с периодичностью  $W = 50$  нм в пределе длинноволнового диапазона (т.е.  $\lambda_{SPP} \gg W$ ). Рабочая частота составляет 10 ТГц. (В) Возбуждение ППП точечным источником, размещенным около метаповерхности, работающей в гиперболическом режиме. Магнитоплазмонное вращение Фарадея с помощью метаповерхности, помещенной в перпендикулярное внешнее магнитное поле (С). Пунктирные линии соответствуют однородному графену. (А), (В) из [49], (С) из [37].

Как мы обсуждали ранее, возбуждение магнито-плазмонных мод может существенно влиять на магнитооптический отклик перфорированного графенового слоя. На рисунке 4С показано влияние периодического паттерна графеновых полос и большого магнитного поля на спектры фарадеевского

вращения [37]. Для возрастающего магнитного поля максимумы пунктирных (слой графена) и сплошных (метаповерхность) линий на рис. 4С сдвигаются к более высоким частотам. Максимумы метаповерхности также смещены в сторону более высоких частот по сравнению с однородным графеном.

**Актуальность.** Несмотря на большое количество работ по плазмонике и магнитооптике графена и графеновых структур, многие динамические свойства различных наноструктур остаются неисследованными. В частности, в структурах, сочетающих в себе магнитные материалы и графен, магнитооптические отклики элементов структуры могут складываться и усиливать друг друга; существование гиперболических плазмонов в метаповерхностях может приводить к гигантской оптической активности в цилиндрических наноструктурах на их основе. С учетом вышесказанного следует, что исследование динамических свойств, магнитооптических и плазмонных эффектов в наноструктурах и метаповерхностях на основе графена является актуальным направлением физики конденсированного состояния.

**Цель и задачи диссертационной работы.** Цель работы – развитие теории и исследование магнитооптических и плазмонных эффектов в наноструктурах и метаповерхностях, содержащих графен и магнитные материалы во внешних магнитных полях.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

Рассчитать коэффициенты отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн в сэндвич структуре графен – магнитный полупроводник – графен и в многослойных структурах графен – магнитный полупроводник во внешнем магнитном поле.

Определить дисперсионные характеристики и распределения поля электромагнитной волны в планарном плазмонном волноводе из двух слоев графена с гиротропной средой во внешнем магнитном поле.

Рассчитать коэффициенты отражения от структуры диэлектрик – воздух – деформированный графен – диэлектрик для оценки эффективности возбуждения

ППП в деформированном графене методом нарушенного полного внутреннего отражения в конфигурации Отто.

Определить влияние графенового покрытия на угол поворота спекл-картины излучения в гиротропном оптоволокне.

Исследовать вращение распределения интенсивности ППП в цилиндрическом плазмонном волноводе на основе графена во внешнем магнитном поле.

Получить и проанализировать характеристическое уравнение поперечно-электрических мод, распространяющихся в цилиндрическом плазмонном волноводе на основе графена.

Рассчитать распределение магнитного поля, возникающего за счет обратного эффекта Фарадея при распространении плазмонных мод в цилиндрическом волноводе на основе графена и в структуре графен – диэлектрик – металл.

Определить условия возникновения гиперболического поведения ППП в метаповерхностях на основе усиливающих и диссипативных сред.

Получить условие генерации второй гармоники ППП, распространяющихся вдоль графеновой метаповерхности.

Получить характеристическое уравнение плазмонных мод в графеновых метатрубках, рассчитать частоты резонансов Фабри-Перо в трубках конечной длины, построить резонансные кривые мод в мета-торах.

Рассчитать величину магнитной модуляции волнового числа ППП в гиперболической метаповерхности на гиротропной подложке.

### **Научная новизна.**

1. Исследовано отражение электромагнитных волн от слоистых структур графен – магнитный полупроводник в магнитном поле в конфигурациях Фарадея и Фойгта.
2. Впервые продемонстрирована возможность переключения распределения интенсивности ППП в планарном плазмонном волноводе из двух слоев графена с магнитоактивной сердцевиной.

3. Изучены особенности вращения спекл-картины света, распространяющегося по магнитоактивному оптоволокну, покрытому графеном в магнитном поле. Показана возможность изменения угла поворота спекла как внешним магнитным полем, так и при изменении химического потенциала графена.
4. Впервые предсказано гигантское фарадеевское вращение ППП-мод графеновых нанопроводов с магнитоактивной сердцевиной.
5. Изучены особенности распространения ТЕ-поляризованных плазмон-поляритонных мод в цилиндрическом графеновом волноводе.
6. Впервые получено распределение магнитного поля, возникающего за счет обратного эффекта Фарадея при распространении плазмонных мод вдоль графенового нанопровода.
7. Исследован обратный эффект Фарадея в планарной структуре графен – диэлектрик – металл при распространении ППП.
8. Предложена принципиально новая концепция формирования гиперболической МП за счет конкуренции оптических потерь и усиления. Показана возможность реализации такой МП на основе элементов из плазмонных материалов с оптическими потерями, внедренных в усиливающую матрицу.
9. Впервые рассчитано условие фазового синхронизма ППП основной и удвоенной частот для наблюдения эффекта генерации второй гармоники в МП на основе графена.
10. Предсказана гигантская оптическая активность метатрубок на основе графена, возможность однонаправленного распространения мод, исчезновения резонансов Фабри-Перо в трубках конечной длины и гигантское расщепление мод в мета-торах.

**Научная и практическая значимость работы.** Полученные результаты являются новыми и вносят вклад в понимание особенностей магнитооптических, плазмонных и магнитоплазмонных эффектов в наноструктурах. Исследованные эффекты выходят за рамки графеновой плазмоники, поскольку они качественно справедливы для произвольных наноструктур, сформированных искусственными

2D-метаповерхностями, поддерживающими распространяющиеся моды ППП. Данные результаты могут лечь в основу физических принципов разработки качественно новых устройств обработки и хранения информации.

**Личный вклад автора** отражен в постановке всех задач, рассмотренных в диссертации, выборе методов исследования, проведении численных расчетов, анализе и обсуждении полученных результатов, формулировке основных выводов. Большинство опубликованных работ написано лично автором, остальная часть совместно с соавторами И.В. Бычковым, М.О. Усиком, О.Г. Харитоновой, В.А. Толкачевым, В.В. Темновым, В.Г. Шавровым, Л.Н. Котовым, причем вклад диссертанта был определяющим.

Результаты расчетов возбуждения ППП в деформированном графене получены М.О. Усиком.

Результаты расчетов обратного эффекта Фарадея в структуре графен - диэлектрик – металл получены В.А. Толкачевым.

Результаты расчетов условия фазового синхронизма для генерации второй гармоники в метаповерхности на основе графена получены М.О. Усиком и О.Г. Харитоновой.

**Основное содержание.** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

**ПЕРВАЯ ГЛАВА** посвящена исследованию распространения поверхностных и объемных электромагнитных волн в планарных структурах на основе графена. Рассчитаны коэффициенты отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн в слоистых структурах графен – магнитный полупроводник в магнитном поле в конфигурациях Фарадея и Фойгта.

Рассмотрены свойства сэндвич структуры графен – магнитный диэлектрик – графен, помещенной в магнитное поле, направленное перпендикулярно слоям графена. Исследованы свойства многослойных структур графен – магнитный диэлектрик в двух конфигурациях магнитного поля: вдоль слоев графена (геометрия Фойгта) и поперек слоев (геометрия Фарадея)

Исследуется распространение ППП в планарном плазмонном волноводе на основе двух слоев графена с магнитоактивной сердцевиной при ориентации магнитного поля в плоскости графеновых слоев и перпендикулярно направлению распространения ППП. Рассчитаны распределения поля ППП при различных направлениях магнитного поля. Исследована зависимость от внешнего магнитного поля и частоты отношения амплитуд ППП, локализованных около противоположных слоев графена.

Показана возможность управления электродинамическими характеристиками таких структур при помощи внешнего магнитного поля и при изменении свойств графена.

ВТОРАЯ ГЛАВА посвящена исследованию распространения поверхностных и объемных электромагнитных волн в цилиндрических структурах на основе графена.

Изучены особенности магнитного поворота спекл-картины света, распространяющегося по магнитоактивному оптоволокну, покрытому графеном. Показана возможность изменения угла поворота спекла как внешним магнитным полем, так и при изменении свойств графена.

Исследован аналогичный эффект в плазмонном цилиндрическом волноводе. Предсказано гигантское фарадеевское вращение мод графеновых нанопроводов с магнитоактивной сердцевиной.

Изучены условия распространения TE-поляризованных мод в цилиндрическом плазмонном волноводе.

ТРЕТЬЯ ГЛАВА посвящена теоретическому исследованию особенностей обратного эффекта Фарадея в плазмонных наноструктурах на основе графена.

Показана возможность формирования неоднородного распределения магнитного поля, возникающего за счет обратного эффекта Фарадея при распространении плазмонных мод вдоль графенового нанопровода. Обсуждается возможность воссоздания разного пространственно-временного профиля распределения магнитного поля за счет интерференции мод различных порядков.

Исследованы особенности обратного эффекта Фарадея в планарной структуре графен – диэлектрик – металл при распространении ППП. Показана возможность небольшой подстройки магнитного поля в указанной структуре при приложении внешних упругих напряжений.

В ЧЕТВЕРТОЙ ГЛАВЕ анализируются плазмонные эффекты в гиперболических метаповерхностях.

Вводится принципиально новая концепция для реализации гиперболической метаповерхности за счет конкуренции потерь и усиления. Продемонстрирована возможность реализации такого принципа в метаповерхности на основе элементов из плазмонных материалов с оптическими потерями (на примере кобальта), внедренных в усиливающую матрицу (на основе молекул красителя).

Изучена возможность фазового синхронизма ППП основной и удвоенной частот для наблюдения эффекта генерации второй гармоники в метаповерхностях на основе графена.

Изучены плазмонные свойства мета-структур на основе графеновой метаповерхности: мета-трубок и мета-торов. Рассматривается распространение плазмонных мод вдоль бесконечных мета-трубок, резонансы в трубках конечной длины и мета-торах.

В ЗАКЛЮЧЕНИИ сформулированы выводы по диссертационной работе.

#### **Результаты и положения, выносимые на защиту:**

1. В микроволновом диапазоне частот коэффициент пропускания электромагнитных волн через слоистую структуру графен – магнитный полупроводник изменяется на 40 % в магнитных полях до 2 кЭ. На терагерцевых частотах изменение составляет до 25 % в магнитных полях до 10 кЭ. Поглощение изменяется до 30 % внешним магнитным полем до 10 кЭ при толщине структуры 100 нм.
2. При изменении направления внешнего магнитного поля в гиротропной среде между двумя слоями графена наблюдается полное переключение ППП на длине волны 1,247 мкм при толщине структуры 25 нм.

3. При возбуждении ППП в деформированном графене методом нарушенного полного внутреннего отражения, эффективность возбуждения зависит от направления распространения ППП и изменяется от 1 (вдоль направления деформации) до 0,4 (в поперечном направлении).
4. Вращением спекл-картины линейно поляризованного света, прошедшего через покрытое графеном оптическое волокно, помещенное во внешнее магнитное поле можно управлять изменяя химический потенциал графена. Величина обратного вращения достигает  $17^\circ$  в магнитном поле до 30 кЭ.
5. При инверсии внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси нанопроволоки, плазмонные моды высокого порядка могут поворачиваться на угол до  $\sim 100^\circ$  на расстояниях около 500 нм на средних инфракрасных частотах.
6. TE-поляризованные плазмонные моды, поддерживаемые цилиндрическим волноводом на основе графена, существуют при радиусе сердцевины более 500 нм на частотах от ближнего инфракрасного до видимого света.
7. Внутри и снаружи нанопроволоки, покрытой графеном, при распространении плазмонных мод за счет ОЭФ индуцируется вихреподобное магнитное поле с противоположными направлениями вращения. Моды высоких порядков индуцируют дополнительно продольную составляющую магнитного поля.
8. Наведенное магнитное поле в структуре графен-диэлектрик-металл за счет ОЭФ достигает  $\sim 10$  кЭ при изменении химического потенциала графена.
9. В графеновых метатрубках наблюдается гигантское вращение азимутальных плазмонных мод (угол поворота  $\sim 100^\circ$  на 1 мкм), киральность метатрубок приводит к исчезновению резонансов Фабри-Перо. Метатор, обладает спектром азимутальных резонаторных мод с большим расщеплением в зависимости от направления распространения ППП.
10. МП из проводящих элементов, внедренных в матрицу из усиливающей среды, обладает гиперболическим поведением ППП. Для пластин из кобальта, внедренных в матрицу на основе полупроводниковых квантовых

точек при длине волны 1560 нм гиперболичность наблюдается при факторе заполнения от 0.67 до 0.96. Магнитная модуляция ППП в гибридной магнитоплазмонной структуре, состоящей из гиперболических плазмонных МП и магнитной диэлектрической подложки, на порядок выше, чем в гибридных металл - ферромагнитных структурах и однородных пленках.

**Апробация работы.** Основные материалы диссертации опубликованы в 21 печатном издании [A1-A21], из которых 2 в журналах из списка ВАК, 14 в международных журналах, индексируемых базами данных Web of Science и Scopus, отдельный список которых приведен в конце диссертации.

Результаты диссертации докладывались и обсуждались на Международном семинаре «Нелинейная нанофотоника встречается наномagnetизм» ("Nonlinear Nanophotonics meets Nanomagnetism", г. Ле-Ман, Франция, 2016), Международном семинаре «Топологические состояния света и смежные темы» ("Topological States of Light and Beyond", Daejeon, Korea, 2016), IV Всероссийской научной молодежной конференции с международным участием (29 ноября - 2 декабря 2016 года, Уфа, Россия), Международной конференции «Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference» (2016, 7-9 December 2016, Paris, France), Международных конференциях «Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference» (2016 год, Париж, Франция; 2018 год, Рим, Италия), Международных конференциях «МЕТА'16-19, the 7-10th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics» (2016 год, Малага, Испания; 2017 год, Инчхон, Корея; 2018 год, Марсель, Франция; 2019 год, Лиссабон, Португалия), Международном семинаре "Acousto-magneto-plasmonics meets quantum optics" (2017, Versailles, France), Московских Международных Симпозиумах по Magnetизму (2017 и 2019 гг., Москва, Россия), Международных симпозиумах «Progress In Electromagnetics Research Symposium» (2017 год, Сингапур; 2019 год, Рим, Италия), Международном симпозиуме «Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies» (2019, Санкт-Петербург), 11й Международной конференции по Магнитным и Сверхпроводящим Материалам (MSM19, Seoul, Korea), Международной конференции «Functional Materials»

(ICFM-2021, 2021 год, Алушта, Крым, Россия), научных семинарах кафедры радиофизики и электроники и кафедры физики конденсированного состояния ЧелГУ.

# ГЛАВА 1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ОБЪЕМНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

## 1.1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОБЪЕМНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ГРАФЕН – МАГНИНЬИЙ ПОЛУПРОВОДНИК

### 1.1.1. Объемные электромагнитные волны в сэндвич структуре графен – магнитный полупроводник – графен: геометрия Фарадея

Рассмотрим сэндвич-структуру графен – магнитный полупроводник – графен, помещенную во внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$ , направленное перпендикулярно поверхности структуры [A2].

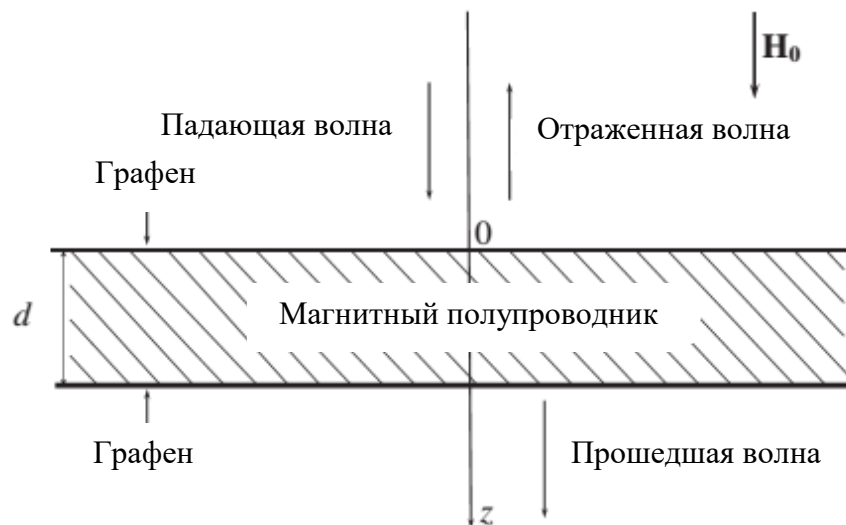


Рис. 1.1. Схема задачи [A2].

Предположим, что линейно поляризованная плоская гармоническая электромагнитная волна с зависимостью от времени  $\exp(-i\omega t)$  ( $\omega = 2\pi f$  - угловая частота,  $f$  - линейная частота) нормально падает на поверхность структуры, как показано на рис. 1.1 (геометрия Фарадея). Достаточно рассмотреть электромагнитную волну, поляризованную только вдоль одной оси из-за осевой симметрии задачи. Оси координат выберем так, чтобы ось  $z$  совпадала с

направлением внешнего магнитного поля, т.е.  $\mathbf{H}_0 = (0, 0, H_0)$ . Толщина магнитного полупроводника обозначим  $d$ .

Для решения такой задачи необходимо знать характеристики каждого компонента структуры. Для магнитного полупроводника такими характеристиками являются тензоры магнитной восприимчивости  $\hat{\mu}$  и диэлектрической проницаемости  $\hat{\varepsilon}$ . Тензор проницаемости магнитного полупроводника, помещенного во внешнее магнитное поле, можно описать следующим образом:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{\perp} & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{pmatrix};$$

$$\mu_{\perp} = 1 + \frac{\omega_M(\omega_H - i\alpha\omega)}{\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2 - 2i\alpha\omega\omega_H};$$

$$\mu_{\parallel} = 1 + \frac{-i\alpha\omega_M}{\omega + i\alpha\omega_H};$$

$$\mu_a = \frac{-\omega_M\omega}{\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2 - 2i\alpha\omega\omega_H}. \quad (1.1.1)$$

В (1.1.1) мы использовали следующие обозначения:  $\omega_H = gH_0$ ,  $\omega_M = 4\pi gM_0$ ,  $g$  - гиромагнитное отношение,  $M_0$  - намагниченность насыщения,  $\alpha$  - параметр затухания.

Тензор диэлектрической проницаемости имеет обычный вид [50]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & i\varepsilon_a & 0 \\ -i\varepsilon_a & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix};$$

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2]} \right);$$

$$\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right);$$

$$\varepsilon_a = \varepsilon_0 \frac{\omega_p^2\omega_c}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2]}. \quad (1.1.2)$$

Здесь  $\varepsilon_0$  - решеточная часть диэлектрической проницаемости,  $\omega_p = 4\pi n_s e^2/m^*$  и  $\omega_c = eH_0/m^*c$  - плазменная и циклотронная частоты, соответственно,  $e$  и  $m^*$  - заряд и эффективная масса носителей заряда,  $c$  - скорость света в вакууме,  $n_s$  - плотность носителей,  $\nu$  - эффективная частота столкновений.

Присутствие графена можно представить как бесконечно тонкий проводящий слой с тензором проводимости  $\hat{\sigma}$  [17, 21, 27, 28]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_0 & \sigma_H \\ -\sigma_H & \sigma_0 \end{pmatrix},$$

$$\sigma_0 = \frac{e^2 v_F^2 |eH_0| (\hbar\omega + 2i\Gamma)}{i\pi c} \times \sum_n \left\{ \frac{[n_F(M_n) - n_F(M_{n+1})] - [n_F(-M_n) - n_F(-M_{n+1})]}{(M_{n+1} - M_n)^3 - (\hbar\omega + 2i\Gamma)^2 (M_{n+1} - M_n)} + \frac{[n_F(-M_n) - n_F(M_{n+1})] - [n_F(M_n) - n_F(-M_{n+1})]}{(M_{n+1} + M_n)^3 - (\hbar\omega + 2i\Gamma)^2 (M_{n+1} + M_n)} \right\};$$

$$\sigma_H = \frac{e^2 v_F^2 eH_0}{\pi c} \times \sum_n \left\{ \frac{[n_F(M_n) - n_F(M_{n+1})] + [n_F(-M_n) - n_F(-M_{n+1})]}{2[M_n^2 + M_{n+1}^2 - (\hbar\omega + 2i\Gamma)^2]} \times \frac{2[M_n^2 + M_{n+1}^2 - (\hbar\omega + 2i\Gamma)^2]}{[M_n^2 + M_{n+1}^2 - (\hbar\omega + 2i\Gamma)^2]^2 - 4M_n^2 M_{n+1}^2} \right\}. \quad (1.1.3)$$

Здесь  $M_n = v_F(2neH_0/c)^{1/2}$  - энергия соответствующего уровня Ландау,  $n_F$  - функция распределения Ферми-Дирака,  $v_F$  - скорость электронов на поверхности Ферми,  $\Gamma/\hbar$  - частота рассеяния электронов.

Для решения поставленной задачи необходимо решить систему уравнений Максвелла

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad \text{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (1.1.4)$$

С материальными уравнениями

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}\mathbf{E}; \quad \mathbf{B} = \hat{\mu}\mathbf{H}; \quad \mathbf{j} = \hat{\sigma}\mathbf{E}. \quad (1.1.5)$$

И граничными условиями

$$(\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) \times \mathbf{n}_{12} = 0; (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) \times \mathbf{n}_{12} = 4\pi\mathbf{j}/c. \quad (1.1.6)$$

Индексы «1» и «2» обозначают поля в первой и второй средах, соответственно,  $\mathbf{n}_{12}$  – единичный вектор нормали, направленный из первой среды во вторую.

Дисперсионное уравнение в магнитном диэлектрике имеет обычный для бигиротропных сред вид [51]

$$k_{\pm} = k_0 \sqrt{(\varepsilon_{\perp} \pm \varepsilon_a)(\mu_{\perp} \pm \mu_a)}, \quad (1.1.7)$$

где  $k_0 = \omega/c$  – волновое число электромагнитной волны в вакууме, индексы «+» и «-» соответствуют право- и лево- поляризованным волнам.

Решая систему уравнений (1.1.4-1.1.6) совместно с дисперсионным уравнением (1.1.7), получим амплитуды отраженной и прошедшей волн. Зная эти амплитуды, несложно вычислить энергетические коэффициенты отражения  $R$  и прохождения  $T$  электромагнитной волны:

$$R = \frac{|E_{xR}|^2 + |E_{yR}|^2}{|E_{x0}|^2 + |E_{y0}|^2}; T = \frac{|E_{xT}|^2 + |E_{yT}|^2}{|E_{x0}|^2 + |E_{y0}|^2}. \quad (1.1.8)$$

Здесь индексы « $R$ » и « $T$ » обозначают амплитуды отраженной и прошедшей волны, соответственно, а индекс «0» присвоен амплитуде падающей волны. В таком случае можно рассчитать коэффициент поглощения  $A$ :

$$A = 1 - R - T. \quad (1.1.9)$$

Явный вид выражений для коэффициентов отражения, прохождения и поглощения очень громоздкий и сложен для дальнейшего анализа, поэтому дальше мы ограничимся результатами численных расчетов.

Ферриты, обычно используемые для СВЧ-техники, а также во многих экспериментах по ферромагнитному резонансу и спиновым волнам обычно являются полупроводниками с такой малой проводимостью, что эффектом от носителей заряда можно пренебречь [51]. Но есть ряд ферритов с большей проводимостью (см. например, [52]) и тогда эффект становится значительным. Более того, существуют и магнитные полупроводники [53], которые сочетают в себе магнитные свойства с проводимостью не хуже, чем у «хороших» полупроводников. Другой способ объединить полупроводимость и ферромагнетизм «классический» - допировать полупроводник любым магнитным элементом (например, Mn). Этот путь привел к тому, что за последние 50 лет ферромагнетизм в разбавленных магнитных полупроводниках и оксидах стал важным разделом материаловедения [54]. Все эти материалы имеют очень широкий диапазон параметров.

Например,  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  является хорошо изученным магнитным полупроводником. Он может быть магнитным полупроводником n- и p-типа (в зависимости от способа получения [55]), имеет температуру Кюри  $T_c = 130$  К [56], спонтанную намагниченность  $M_s = 2800 - 3100$  кЭ при температуре  $T = 77$  К [56], [57], подвижность около  $100$   $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  [58], удельное сопротивление  $\sim 10^4$  с [59], концентрацию носителей  $n \sim 10^{16}-10^{17}$   $\text{см}^{-3}$  и узкую линию ферромагнитного резонанса  $2\Delta\text{H} = 1,6$  Э [58]. Из этих данных мы можем оценить некоторые параметры, необходимые для расчетов:  $\alpha = \Delta\text{H}/\text{H} \sim 0,001$  в магнитном поле порядка  $1$  кЭ;  $\omega_p \sim 10^{12}-10^{14}$   $\text{с}^{-1}$ ,  $\nu \sim 10^{13}$   $\text{с}^{-1}$ .

Свойства разбавленного магнитного полупроводника  $\text{Ti}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_{2-\delta}$  могут существенно меняться в зависимости от способа получения. Он может иметь высокую температуру Кюри  $\sim 600$  К [60], концентрация носителей заряда обычно составляет от  $\sim 10^{18}$  до  $\sim 10^{22}$   $\text{см}^{-3}$  [61], электрическое сопротивление может варьироваться от  $10^{-4}$  до  $10^6$  с [62, 63], намагниченность насыщения может составлять около  $125$  кЭ [64], данных по ФМР-исследованию этого материала, к сожалению, найти не удалось. Для этих данных  $\omega_p \sim 10^{14}-10^{16}$   $\text{с}^{-1}$ ,  $\nu \sim 10^{11}-10^{18}$   $\text{с}^{-1}$ .

$\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$  представляет собой очень интересный разбавленный магнитный полупроводник для нашего исследования из-за возможности эпитаксиального роста графена на силиконовой подложке [65]. Этот материал может быть магнитным полупроводником р-типа при комнатной температуре с концентрацией дырок  $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , удельным сопротивлением  $\sim 10^{-4} \text{ с}$  и намагниченностью насыщения 10–400 Гс (в зависимости от концентрации Mn, температуры и способа получения) [66, 67]. Эти данные позволяют оценить  $\omega_p \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Существует много других разбавленных магнитных полупроводников с высокими  $T_c$  [68–70].

Для численного моделирования будем использовать параметры типичного магнитного полупроводника, попадающие в указанный выше диапазон:

$$\begin{aligned} M_0 &= 160 \text{ Гс}, \alpha = 0.05, g = 1.75 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1}\text{с}^{-1}, \\ \varepsilon_0 &= 17.8, m^* = 0.1 m_e, \omega_p = 10^{12} \text{ с}^{-1}, \nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \quad (1.1.10)$$

Для моделирования свойств графена будем использовать параметры  $v_F = 10^8 \text{ см/с}$ ,  $\Gamma = 2 \cdot 10^{-15} \text{ эрг}$ , значение химического потенциала  $\mu_{chem}$  из функции распределения Ферми–Дирака зависит от температуры  $T$  и концентрации носителей заряда в графене  $n_0$ . Как было показано в [71], для температур, близких к комнатным ( $T = 300 \text{ К}$ ) и плотности носителей  $n_0 \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$  значение химического потенциала  $\mu_{chem} \sim 3,5 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}$ .

Толщина графена порядка атомных расстояний. Таким образом, можно ожидать, что графен не будет влиять на коэффициент отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн в диапазоне частот, по крайней мере, до тысяч ТГц. Покажем теперь, что наличие графеновых слоев приводит к некоторым эффектам даже на гигагерцовых частотах. Прежде всего, рассмотрим влияние слоя графена на электродинамические свойства структуры графен–полубесконечный магнитный полупроводник. На частотах, близких к частоте ферромагнитного резонанса, в магнитном полупроводнике будут возбуждаться спиновые колебания. Электромагнитная волна такой частоты будет плохо

проникать в среду. Это приводит к увеличению коэффициента отражения. Энергия электромагнитной волны вблизи частоты циклотронного резонанса будет активно преобразовываться в энергию электронов, вращающихся вокруг силовых линий магнитного поля, что также будет мешать распространению электромагнитной волны внутри материала. Таким образом, электромагнитное излучение этих частот также будет хорошо отражаться. Резонансные частоты зависят от величины внешнего магнитного поля. Влияние слоев графена на электромагнитные свойства структуры будет более заметно на частотах, соответствующих переходам носителей между уровнями Ландау.

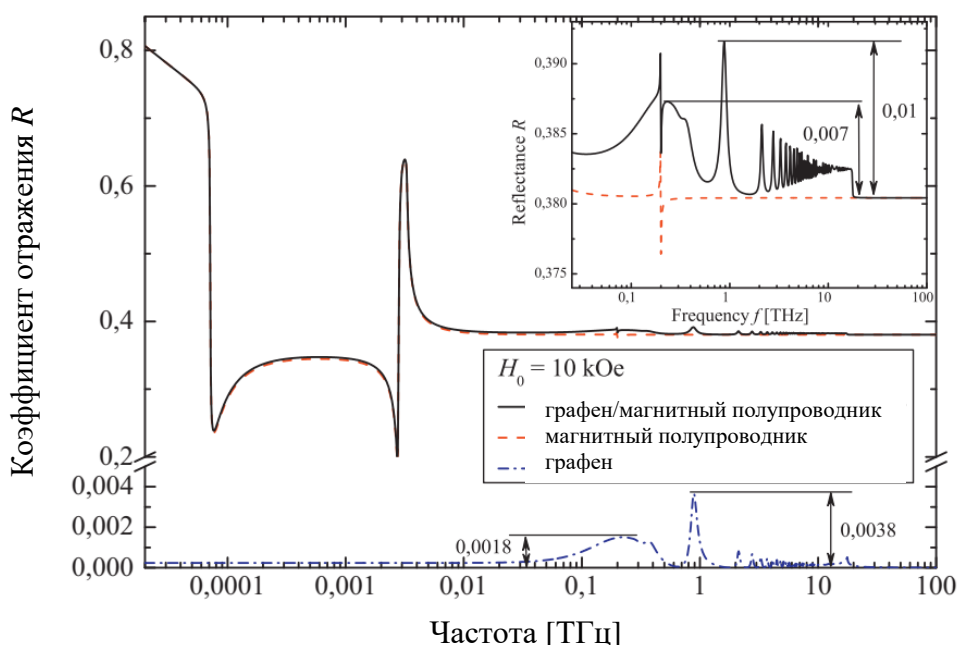


Рис. 1.2. Частотные зависимости коэффициента отражения электромагнитной волны от монослоя графена (штрих-пунктир), от поверхности полубесконечного магнитного полупроводника (штрих) и от поверхности полубесконечного магнитного полупроводника, покрытого слоем графена (сплошная линия) [A2]. Внешнее магнитное поле 10 кЭ.

На этих частотах резко возрастает проводимость графена, что приводит к увеличению коэффициента отражения. Результаты численного моделирования представлены на рис. 1.2. Видно, что сочетание слоя графена с полубесконечным магнитным полупроводником не приводит к простому алгебраическому

суммированию коэффициентов отражения отдельных материалов. Такая особенность обусловлена взаимодействием возбуждений графенового слоя с возбуждениями магнитного полупроводника. Как видно из рис. 1.2, это взаимодействие приводит к тому, что увеличение коэффициента отражения, вызванное переходами носителей графена между уровнями Ландау, примерно в три раза больше для структуры графен–магнитный полупроводник, чем для отдельно стоящего слоя графена. Наличие слоя графена на поверхности магнитного полупроводника практически не влияет на особенности частотной зависимости коэффициента отражения, обусловленные ферромагнитным и циклотронным резонансами. Отметим также, что рассчитанный коэффициент отражения графенового слоя очень мал (даже на резонансах он меньше 0,5%), что согласуется с другими работами [16,19,71].

Рассмотрим теперь влияние графеновых слоев на отражательную способность сэндвич-структуры графен–магнитный полупроводник–графен. Все упомянутые выше особенности будут иметь место и в этом случае. Основной особенностью является наличие размерных резонансов за счет интерференции волн, отраженных границами структуры (графеновыми слоями). Результаты численного моделирования представлены на рис. 1.3. Видно, что коэффициент отражения двухслойного графена также очень мал (около 1 % на резонансах). Взаимодействие между возбуждениями в графене и магнитном полупроводнике приводит к менее выраженному увеличению резонансов, обусловленных переходами носителей графена между уровнями Ландау, чем в случае полубесконечного магнитного полупроводника, но это взаимодействие приводит и к усилению резонанса, соответствующего циклотронному резонансу в магнитных полупроводниках. В целом влияние графеновых слоев на отражательную способность сэндвич-структуры графен–магнитный полупроводник–графен составляет менее 1%, но следует ожидать более выраженного эффекта в многослойной структуре на основе графена и магнитного полупроводника.

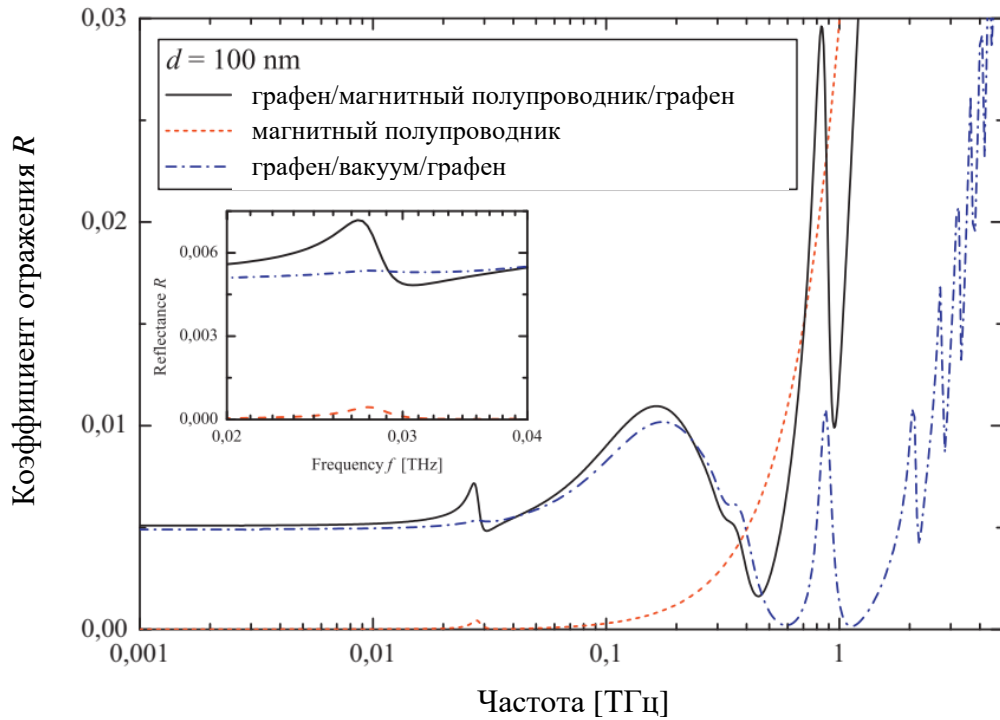


Рис. 1.3. Частотные зависимости коэффициента отражения электромагнитной волны от конечных структур одинаковой толщины  $d = 100$  нм: графен-вакуум-графен (штрих-пунктир), слой магнитного полупроводника (пунктир) и сэндвич-структуры графен-магнитный полупроводник – графен (сплошная линия) [A2]. Внешнее магнитное поле 10 кЭ.

Из-за резонансного характера частотных зависимостей компонент тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей магнитного полупроводника (1.1.1), (1.1.2) и тензора проводимости графена (1.1.3) ясно, что коэффициенты отражения, пропускания и поглощения будут иметь некоторые особенности вблизи резонансов. На частотах вблизи ферромагнитной резонансной частоты  $\omega \sim \omega_H(1 + \alpha_2)^{-1/2}$  спиновые колебания (или магноны) будет возбуждаться в магнитном полупроводнике, и, следовательно, электромагнитная волна будет сильно затухать в среде. Это приводит к уменьшению коэффициента пропускания и увеличению коэффициентов отражения и поглощения. Вблизи частоты циклотронного резонанса  $\omega \sim \omega_c(1 + \nu^2)^{-1/2}$  энергия электромагнитной волны активно преобразуется в энергию электронов, вращающихся вокруг силовых линий магнитного поля. Таким образом, электромагнитное излучение этих частот также

будет сильно поглощаться средой. Отметим, что эти эффекты приведут не только к особенностям в частотных зависимостях коэффициентов отражения, пропускания и поглощения, но и к изменению поляризации отраженных и прошедших волн. Это связано с тем, что циркулярно поляризованная волна, с поляризацией, совпадающей с направлением вращения спина или электронов соответственно, будет поглощаться сильнее. Резонансные частоты определяются величиной внешнего магнитного поля. Влияние слоев графена на электромагнитные свойства структуры более заметно на частотах, соответствующих переходам носителей между уровнями Ландау. На этих частотах резко возрастает проводимость графена, что приводит к увеличению коэффициентов поглощения и отражения (структура становится более «металлической») и снижению коэффициента пропускания. Эти особенности можно увидеть на рис. 1.4.

Расчеты показывают, что такие эффекты наиболее ярко проявляются в частотных зависимостях коэффициентов пропускания и поглощения. В частотной зависимости коэффициента пропускания, представленной на рис. 1.4, практически отсутствует особенность, связанная с ферромагнитным резонансом. Это связано с недостаточной толщиной слоя магнитного полупроводника для наблюдения значительного эффекта и с выбранными параметрами материала. Увеличение толщины структуры приводит к тому, что электромагнитная волна проходит более длинный путь в магнитном полупроводнике и, следовательно, больше энергии передается магнитной подсистеме.

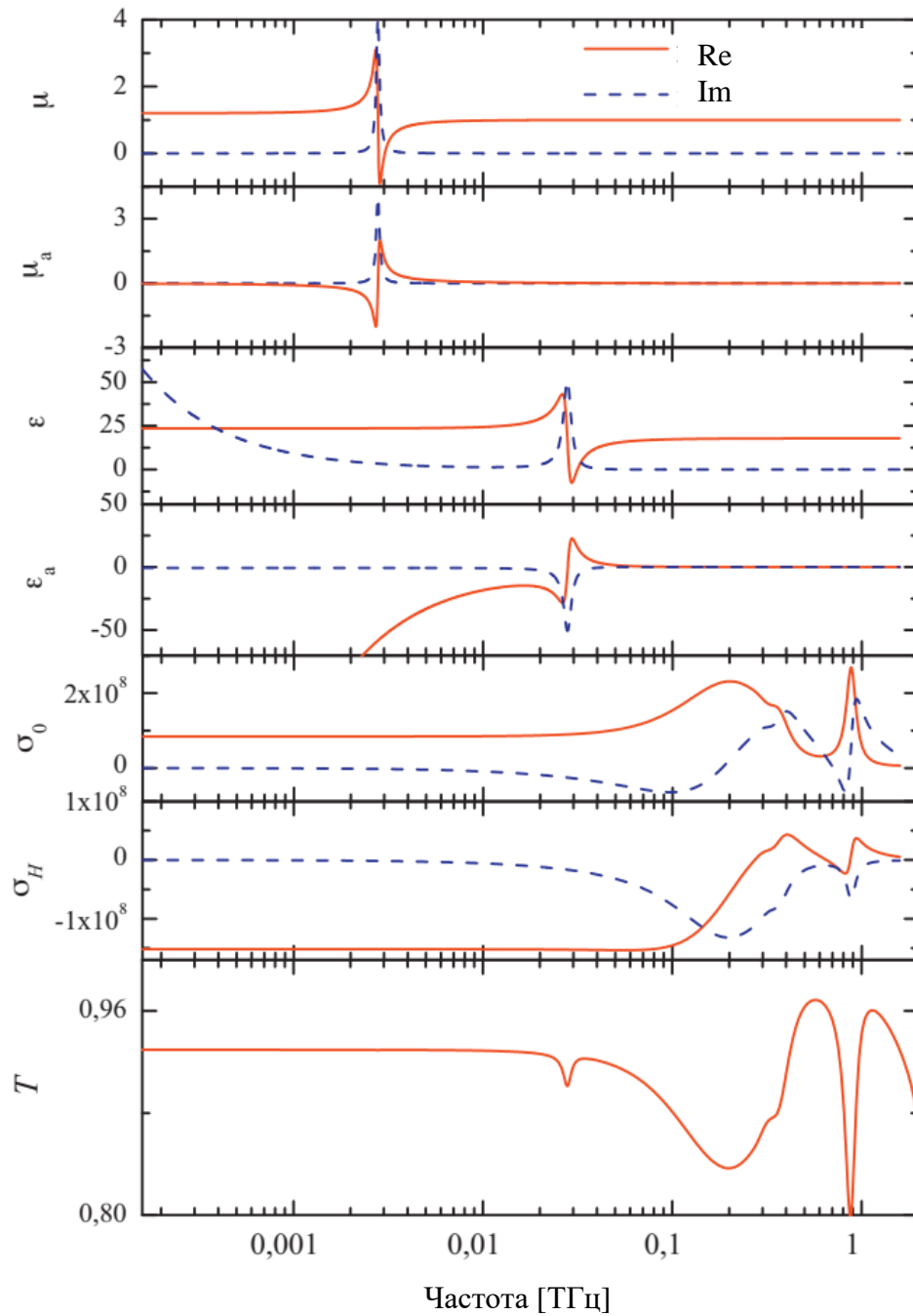


Рис. 1.4. Частотные зависимости компонент тензора диэлектрической и магнитной проницаемостей магнитного полупроводника, компонент тензора проводимости графена и коэффициента пропускания электромагнитной волны для сэндвич-структуры графен – магнитный полупроводник – графен [A2]. Толщина структуры 100 нм, магнитное поле 10 кЭ.

На рис. 1.5 представлены результаты расчетов частотной зависимости коэффициентов пропускания, отражения и поглощения для различных толщин

слоя магнитного полупроводника. В дополнение к упомянутым выше эффектам также видно, что на частотах  $\omega < 10^{12} \text{ с}^{-1}$  поглощение слабо зависит от толщины магнитного полупроводника; следовательно, поглощение структуры вдали от резонансов в основном обусловлено графеновыми слоями. На высоких частотах вклад размерных эффектов становится существенным. Характерные размерные резонансные частоты для параметров (1.1.10) следующие:  $\omega \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  для толщины  $d = 100 \text{ нм}$ ,  $\omega \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$  для толщины  $d = 500 \text{ нм}$  и  $\omega \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$  для толщины  $d = 1 \text{ мкм}$ .

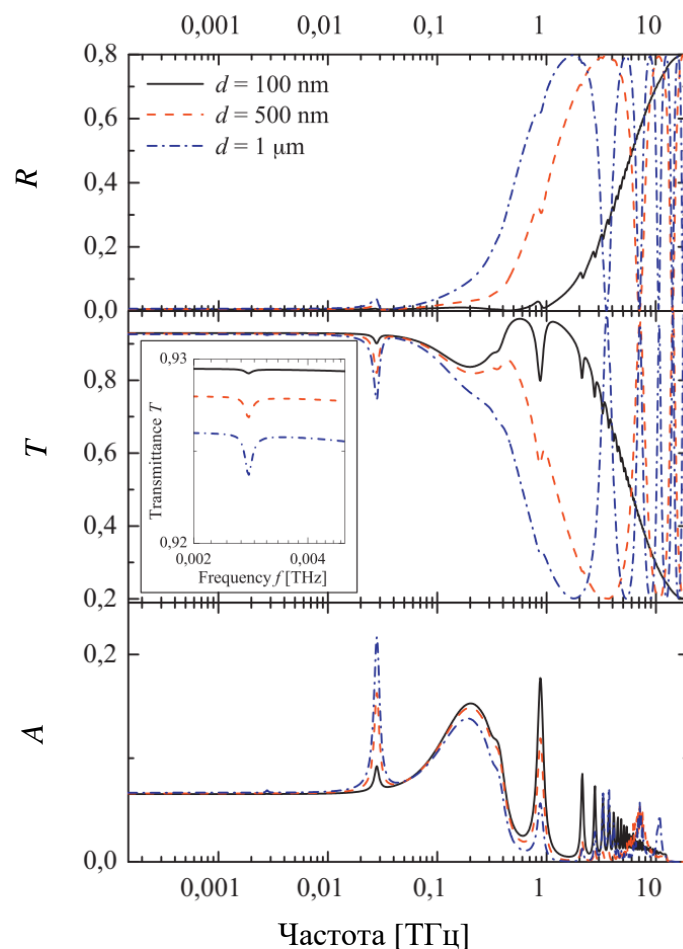


Рис. 1.5. Частотные зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн от сэндвич-структур различной толщины [A2]. Магнитное поле 10 кЭ.

Пиковые значения мнимых частей компонент тензора проницаемости, отвечающих за поглощение электромагнитных волн материалом, тем выше и уже,

чем меньше параметр затухания спиновых колебаний  $\alpha$ . Выбирая среду без параметра затухания, можно наблюдать значительную особенность коэффициентов отражения, пропускания и поглощения, связанную с возбуждением спиновых волн, даже для тонких пленок магнитных полупроводников.

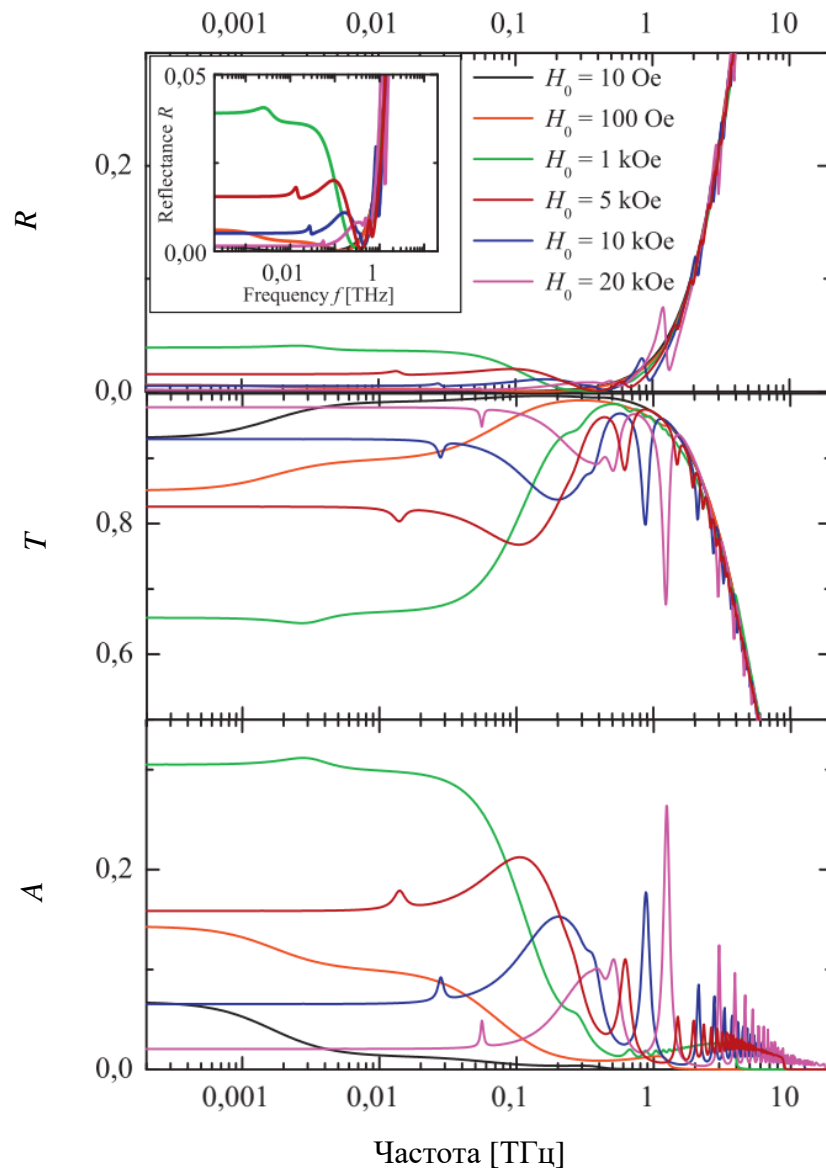


Рис. 1.6. Частотные зависимости коэффициентов отражения ( $R$ ), пропускания ( $T$ ) и поглощения ( $A$ ) электромагнитных волн от сэндвич-структуры в различных магнитных полях [A2]. Толщина структуры 100 нм.

Значения резонансных частот, энергия уровней Ландау в графене и расстояние между ними зависят от величины внешнего магнитного поля. Таким образом, внешнее магнитное поле является эффективным средством управления электродинамическими характеристиками структуры. На рис. 1.6 представлены частотные зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитной волны структурой графен-магнитный полупроводник-графен для различных значений внешнего магнитного поля. Видно, что при магнитных полях  $H_0 > 50$  Э на частотах  $\omega < 10^{13}$  с<sup>-1</sup> структура полностью прозрачна: коэффициент отражения близок к нулю, коэффициент поглощения также очень мал. Особенность на низких частотах в основном обусловлена электродинамическими свойствами магнитного полупроводника. Например, при  $H_0 = 10$  Э  $\omega_H \sim 10^8$  с<sup>-1</sup>,  $\omega_c \sim 10^9$  с<sup>-1</sup> и резонансные частоты находятся ниже рассматриваемой области частот. Однако ясно, что при меньшей величине магнитного поля мнимая часть магнитной проницаемости больше. То же самое верно и для компонент тензора диэлектрической проницаемости. Это соответствует большему поглощению энергии электромагнитных волн магнитным полупроводником. Увеличение величины магнитного поля приводит к смещению резонансов в сторону более высоких частот, и эта особенность становится более заметной. Дальнейшее увеличение величины магнитного поля приводит к увеличению проводимости графена на частотах  $\omega < 10^{12}$  с<sup>-1</sup> и, следовательно, к увеличению коэффициентов отражения и поглощения и уменьшению коэффициентов пропускания. При относительно сильных магнитных полях  $H_0 > 10$  кЭ проводимость графена уменьшается и резонансная частота магнитного полупроводника смещается в сторону более высоких частот, что приводит к полной прозрачности структуры на частотах  $\omega < 10^{12}$  с<sup>-1</sup>. При высоких частотах переходы между уровнями Ландау в графене становятся существенными, что приводит к скачкам проводимости. Изменение магнитного поля приводит к смещению частоты и величины этих скачков.

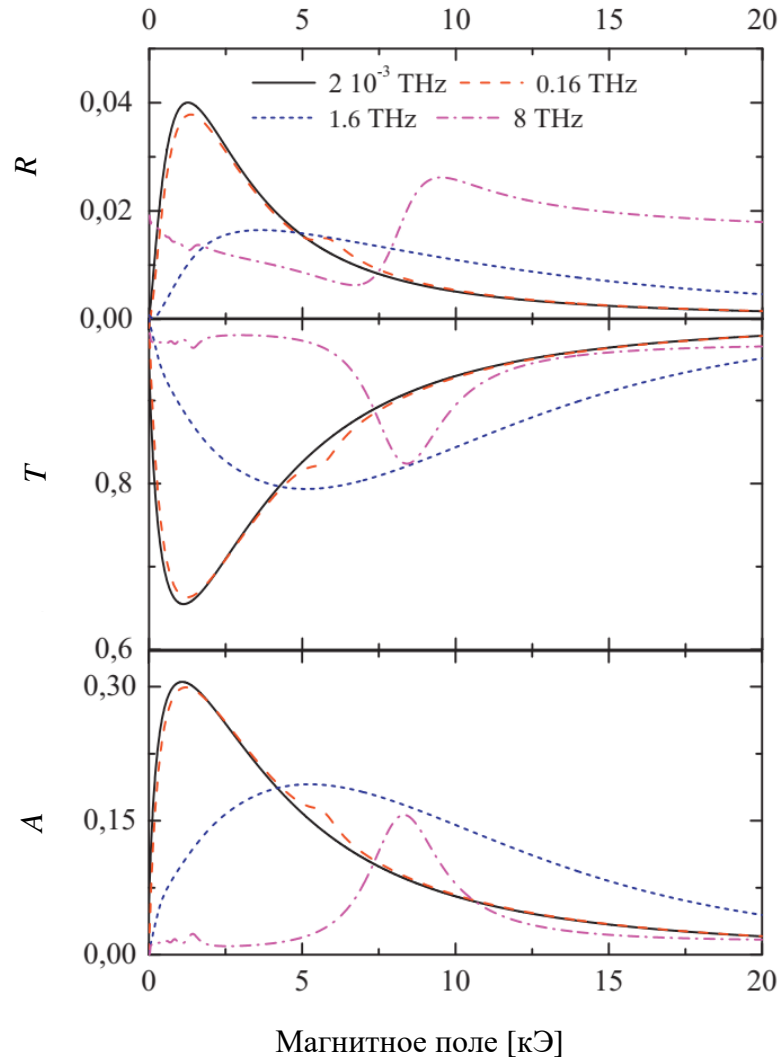


Рис. 1.7. Полевые зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн от сэндвич-структуры на различных частотах [A2]. Толщина структуры 100 нм.

На рис. 1.7 показаны полевые зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитной волны структурой графен–магнитный полупроводник–графен. Полевые зависимости имеют резонансный вид. Увеличение частоты приводит к более высоким резонансным значениям магнитного поля. Большой пик на достаточно низких частотах  $\omega < 10^{12} \text{ с}^{-1}$  связан с изменением проводимости графена из-за приложенного магнитного поля. В области средних частот  $\omega \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$  наблюдается также особенность при магнитных полях около 5 кЭ, связанная со сдвигом циклотронной частоты. При определенном значении магнитного поля этот пик входит в рассматриваемую

частотную область. На более низких частотах этот пик не наблюдается, так как электромагнитные свойства структуры на этих частотах в основном определяются графеновыми слоями; пик циклотронного резонанса теряется из-за вклада графена. На более высоких частотах этот эффект отсутствует; что связано с узкой шириной рассматриваемого диапазона магнитных полей. На частотах выше  $\omega \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$  помимо большого резонанса становятся наблюдаемыми несколько меньших резонансов. Эти резонансы вызваны нерегулярной проводимостью графена, связанной с переходами между уровнями Ландау.

### **1.1.2. Объемные электромагнитные волны в многослойной структуре графен – магнитный полупроводник: геометрия Фарадея**

Рассмотрим теперь особенности распространения, отражения и поглощения электромагнитных волн в многослойных структурах графен-магнитный полупроводник, помещенных в магнитное поле, перпендикулярное плоскости графеновых слоев [A1]. Геометрия задачи представлена на рис. 1.8. Структура представляет собой периодический массив слоев графена и слоев магнитного полупроводника. Предположим, что на поверхность структуры нормально падает линейно поляризованная плоская электромагнитная волна, а внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  направлено перпендикулярно поверхности структуры (то есть будем рассматривать задачу в геометрии Фарадея). Ввиду осевой симметрии задачи достаточно рассматривать электромагнитную волну, поляризованную вдоль какой-либо одной оси. Оси координат выбраны так, чтобы ось  $z$  совпадала с направлением внешнего магнитного поля. Толщина магнитного полупроводника обозначена  $d$ ;  $D$  – толщина всей структуры.

Для решения этой задачи необходимо знать характеристики каждого составляющего элемента структуры. Для магнитного полупроводника такими характеристиками являются тензоры проницаемости и диэлектрической проницаемости, определенные в предыдущем разделе (см. формулы (1.1.1) и (1.1.2)). Электродинамические свойства графена определяются тензором поверхностной проводимости (1.1.3). Для расчета коэффициентов отражения,

прохождения и поглощения, в принципе, может быть использован подход, изложенный в предыдущем разделе: необходимо решить уравнения Максвелла в каждом из слоев магнитного полупроводника и сшить решения граничными условиями, определяемыми поверхностной проводимостью графена.

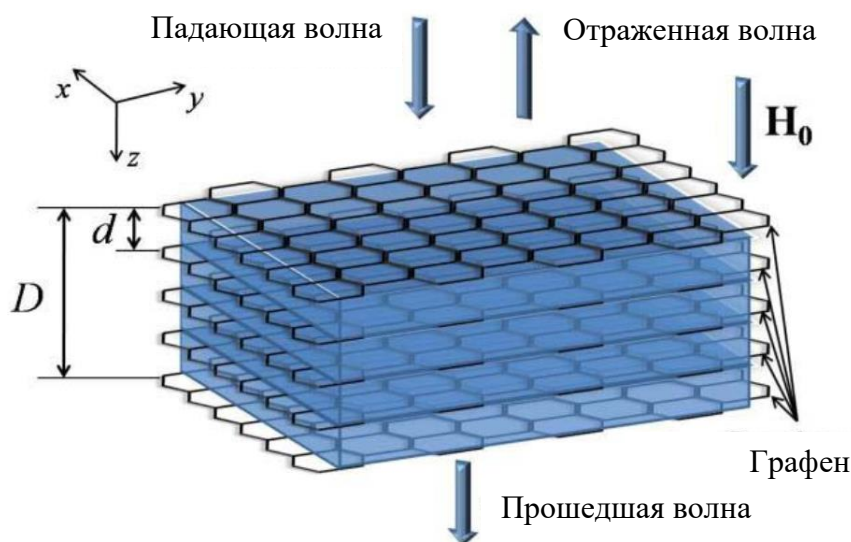


Рис. 1.8. Схема задачи [A1].

Однако такой способ решения задачи не очень удобен из-за резкого увеличения числа уравнений при увеличении периодов структуры. В нашем случае, более подходящим является использование метода матриц переноса. В случае, когда уравнения Максвелла в среде разделяются на две независимых системы, описывающих поперечно электрическую (TE)- и поперечно магнитную (TM-) поляризацию, обычно используют матрицы переноса размера  $2 \times 2$ . В нашем случае из-за гиротропии среды электромагнитную волну нельзя классифицировать на TE- и TM- волны, и, в общем случае, необходимо использовать матрицу переноса  $4 \times 4$ . Матрица переноса  $\hat{M}$  связывает амплитуды тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на передней и задней границах слоя материала:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix}_{before} = \widehat{M} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix}_{after} .$$

Обозначим матрицу переноса графена  $\widehat{M}_g$ , а матрицу переноса слоя магнитного полупроводника  $\widehat{M}_{ms}$ . Таким образом, передаточная матрица одного периода структуры (графен–магнитный полупроводник)  $\widehat{M}_1 = \widehat{M}_g \widehat{M}_{ms}$ , а передаточная матрица всей структуры  $\widehat{M} = (\widehat{M}_1)^N \widehat{M}_g$ , где  $N = D/d$  – количество периодов структуры. Когда известна общая матрица всей структуры, несложно составить систему уравнений для определения амплитуд отраженной и прошедшей волн:

$$\begin{pmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \\ H_{x0} \\ H_{y0} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{xR} \\ E_{yR} \\ H_{xR} \\ H_{yR} \end{pmatrix} = \widehat{M} \begin{pmatrix} E_{xT} \\ E_{yT} \\ H_{xT} \\ H_{yT} \end{pmatrix} .$$

Здесь, как и раньше, индексами «0», «R» и «T» обозначены амплитуды падающей, отраженной и прошедшей волн, соответственно. Решив эту систему уравнений, можно посчитать коэффициенты отражения, прохождения и поглощения, используя формулы (1.1.8) и (1.1.9).

Приведем результаты численного расчета. В качестве параметров модели выберем использованные в предыдущем разделе параметры магнитного полупроводника (1.1.10).

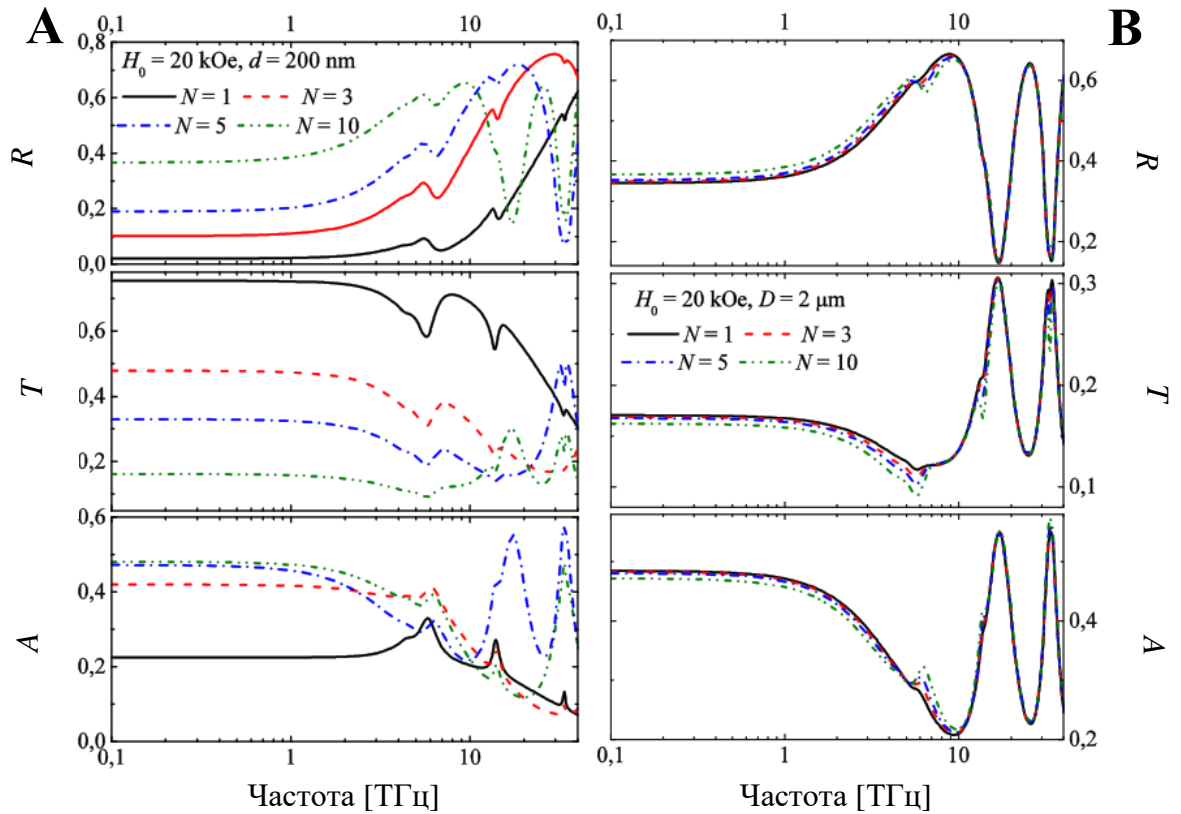


Рис. 1.9. Частотные зависимости коэффициентов отражения  $R$ , пропускания  $T$  и поглощения  $A$  электромагнитных волн для различного числа периодов  $N$  [A1]. (A) - фиксированный размер одного периода  $d$ . (B) - фиксированный размер всей структуры  $D$ . Величина внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0 = 20$  кЭ.

Как и в случае сэндвич-структуры, из-за резонансных зависимостей компонент диэлектрической проницаемости, тензоров проницаемости магнитного полупроводника (1.1.1), (1.1.2) и тензора проводимости графена (1.1.3) ясно, что коэффициенты отражения, пропускания и поглощения будут иметь некоторые особенности вблизи резонансных частот. На частотах, близких к частотам ферромагнитного и циклотронного резонансов энергия электромагнитной волны будет активно передаваться магнитной и электронной подсистемам полупроводника. Влияние слоев графена на электромагнитные свойства структуры более заметно на частотах, соответствующих переходам носителей между уровнями Ландау. На этих частотах резко возрастает проводимость

графена, что приводит к увеличению коэффициентов поглощения и отражения и снижению коэффициента пропускания.

На рис. 1.9 представлены частотные зависимости  $R$ ,  $T$  и  $A$  для структуры, помещенной в магнитное поле 20 кЭ. Можно видеть, что увеличение числа периодов при фиксированном размере одного периода приводит к увеличению коэффициентов отражения и поглощения и уменьшению коэффициентов пропускания. Это также приводит к смещению частот размерного резонанса, вызванному интерференцией волн, отраженных от разных границ слоев. В частотной зависимости коэффициента пропускания, представленной на рис. 1.9, практически отсутствует особенность, связанная с ферромагнитным резонансом. Это связано с недостаточной толщиной слоя магнитного полупроводника для наблюдения значительного эффекта. Увеличение толщины структуры приводит к тому, что электромагнитная волна проходит более длинный путь в магнитном полупроводнике и, следовательно, больше энергии будет передано магнитной подсистеме. Для структуры с фиксированным размером увеличение количества слоев графена с двух до 11 (см. правую часть рис. 1.9) приводит к увеличению коэффициента отражения и снижению коэффициентов пропускания и поглощения примерно на 3–4%. Уменьшение коэффициента поглощения вызвано тем, что часть электромагнитной волны отражается от каждого слоя графена. Поэтому вглубь материала попадает меньшая часть энергии электромагнитной волны, чем без слоев графена в структуре. На частотах переходов электронов графена между уровнями Ландау потери электромагнитной мощности в графеновых слоях становятся более значительными, чем эффект отражения, и особенности, связанные с такими переходами, проявляются с увеличением числа графеновых слоев.

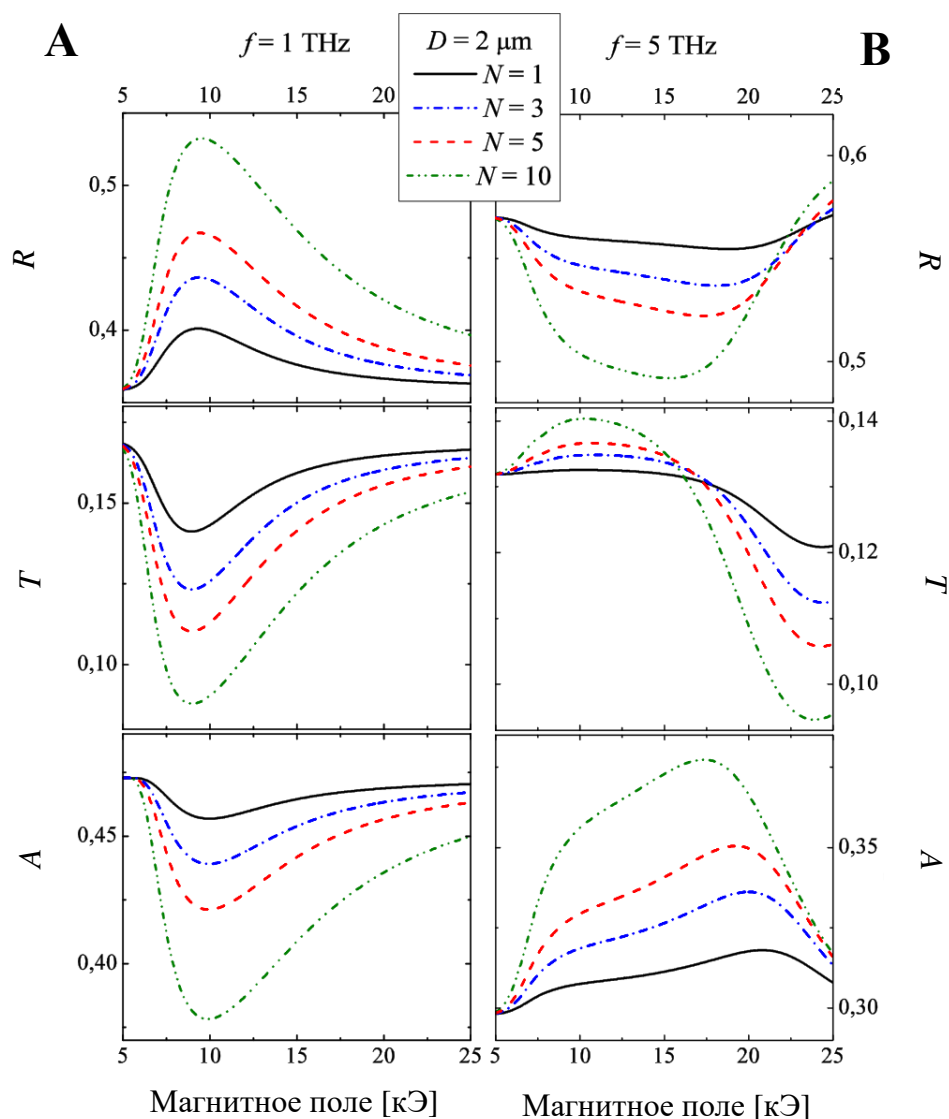


Рис. 1.10. Полевые зависимости коэффициентов отражения  $R$ , пропускания  $T$  и поглощения  $A$  электромагнитных волн для различного числа периодов  $N$  [A1]. (A) соответствует частоте  $f = \omega/2\pi = 1$  ТГц. (B) соответствует частоте  $f = 5$  ТГц. Размер всей структуры  $D = 2$  мкм.

Значения резонансной частоты, энергия уровней Ландау в графене и расстояние между ними зависят от величины внешнего магнитного поля. На рис. 1.10 представлены полевые зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитной волны сверхрешеткой графен–магнитный полупроводник для частот  $f = \omega/2\pi = 1$  ТГц и  $f = 5$  ТГц. Полевые зависимости имеют резонансный вид. Расчет показывает, что при  $f < 3\text{--}4$  ТГц в основном имеется один резонанс, связанный с циклотронным резонансом в слоях

магнитных полупроводников. На частотах  $f > 3-4$  ТГц наблюдаются два связанных резонанса: циклотронный и резонанс, связанный с электронными переходами между уровнями Ландау в графена. Увеличение числа периодов структуры приводит к увеличению резонансного значения коэффициента отражения и уменьшению резонансных значений коэффициента пропускания и поглощения для  $f < 3-4$  ТГц. Общий сценарий изменения коэффициентов отражения, пропускания и поглощения при увеличении магнитного поля в этом диапазоне частот следующий: резкое изменение резонанса (увеличение  $R$  и уменьшение  $T$  и  $A$ ) и затем медленная релаксация. На частотах  $f > 3-4$  ТГц спад сменяется медленным спадом  $R$  (ростом  $A$ ) при величине магнитного поля около 10 кЭ и достигает перелома при магнитном поле около 15–20 кЭ. Величина магнитного поля этой точки поворота зависит от числа периодов  $N$  структуры и с увеличением  $N$  сдвигается в сторону меньших магнитных полей. Это связано с взаимодействием колебаний носителей заряда в графеновых слоях. Поведение коэффициента пропускания  $T$  иное: в слабых магнитных полях  $T$  увеличивается и достигает максимума при значениях магнитного поля около 10 кЭ, а затем постепенно уменьшается до минимума при сильных магнитных полях около 25 кЭ. Критические значения магнитного поля для коэффициента пропускания практически не зависят от числа периодов структуры, но увеличение  $N$  приводит к более сильному изменению коэффициента пропускания.

### **1.1.3. Объемные электромагнитные волны в многослойной структуре графен – магнитный полупроводник: геометрия Фойгта**

Данный раздел посвящен исследованию электродинамических характеристик многослойной структуры графен-магнитный полупроводник в геометрии Фойгта, когда внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно оси периодической структуры (т.е. лежит в плоскости графеновых слоев) [A3].

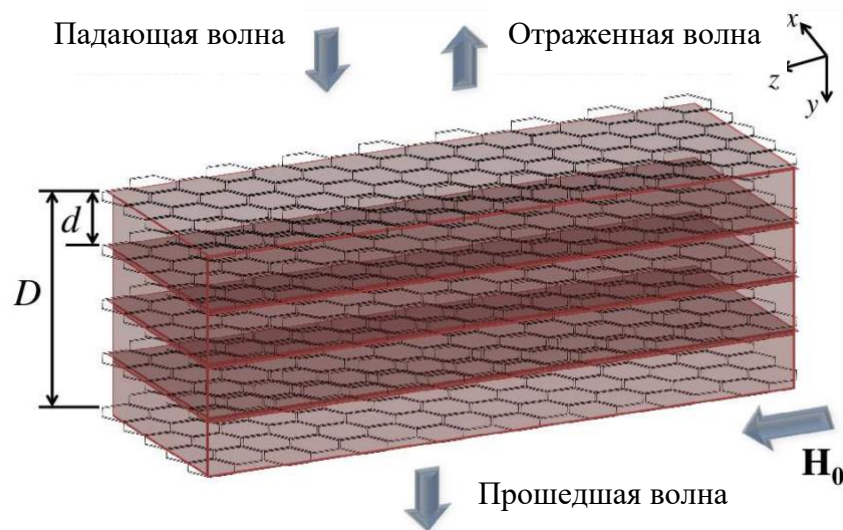


Рис. 1.11. Геометрия рассматриваемой задачи [А3].

Геометрия задачи представлена на рис. 1.11. Структура представляет собой периодический массив слоев графена и пленок магнитного полупроводника. Предположим, что на поверхность структуры нормально падает линейно поляризованная плоская электромагнитная волна, а внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  направлено перпендикулярно оси периодичности структуры. Оси координат выбраны так, чтобы ось  $z$  совпадала с направлением внешнего магнитного поля, ось  $y$  совпадала с осью периодичности структуры. Толщина магнитного полупроводника обозначается  $d$ ;  $D$  – толщина всей структуры. Симметрия задачи нарушается внешним магнитным полем, поэтому электродинамические свойства структуры будут зависеть от поляризации падающей электромагнитной волны. Угол между осью  $z$  (направлением внешнего магнитного поля) и поляризацией электрической составляющей электромагнитной волны обозначим  $\theta$ .

Для описания электродинамических свойств магнитного полупроводника, как и раньше, будем использовать тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей (1.1.1) и (1.1.2). Заметим, что для сохранения формы записи (1.1.1) и (1.1.2) в геометрии задачи было выбрано другое расположения осей системы координат.

Внешнее магнитное поле, направленное вдоль графеновых слоев не приводит к возникновению уровней Ландау в графене, при этом также не возникает

гиротропии. В таких условиях, проводимость графена будет скалярной величиной и может быть вычислена следующим образом [71]:

$$\begin{aligned}\sigma(\omega) &= \sigma_{intra}(\omega) + \sigma_{inter}(\omega), \\ \sigma_{intra}(\omega) &= \frac{2ie}{\hbar\pi} \frac{k_B T}{(\hbar\omega - i\Gamma)} \ln \left( 2 \cosh \left( \frac{\mu_{ch}}{k_B T} \right) \right), \\ \sigma_{inter}(\omega) &= \frac{e^2}{4\hbar} \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left( \frac{(\hbar\omega - i\Gamma) - 2\mu_{ch}}{2k_B T} \right) \right] \\ &\quad - \frac{i}{2\pi} \ln \left( \frac{[(\hbar\omega - i\Gamma) + 2\mu_{ch}]^2}{[(\hbar\omega - i\Gamma) - 2\mu_{ch}]^2 + 4k_B^2 T^2} \right).\end{aligned}\tag{1.1.11}$$

Для определения коэффициентов отражения, прохождения и поглощения электромагнитной волны в рассматриваемом случае, воспользуемся, как и в предыдущем разделе, методом матриц переноса. В общем случае, когда поляризация падающей волны имеет произвольное направление, как и ранее необходимо использовать матрицы переноса размера  $4 \times 4$ .

Дальнейший расчет выполнен численно. В качестве материальных параметров магнитного полупроводника использованы параметры (1.1.10). Для моделирования свойств графена будем использовать параметры  $v_F = 10^8$  см/с,  $\Gamma = 2 \times 10^{-15}$  эрг, значение химического потенциала  $\mu_{ch}$  зависит от температуры  $T$  и плотности носителей в графене  $n_0$ . Как было показано в [71], для температур  $T \approx 10$  К и плотности носителей  $n_0 \approx 10^{11}$  см $^{-2}$  значение химического потенциала составляет  $\mu_{ch} \approx 1 \times 10^{-14}$  эрг. Концентрацию носителей можно изменить легированием, либо с помощью постоянного электрического поля.

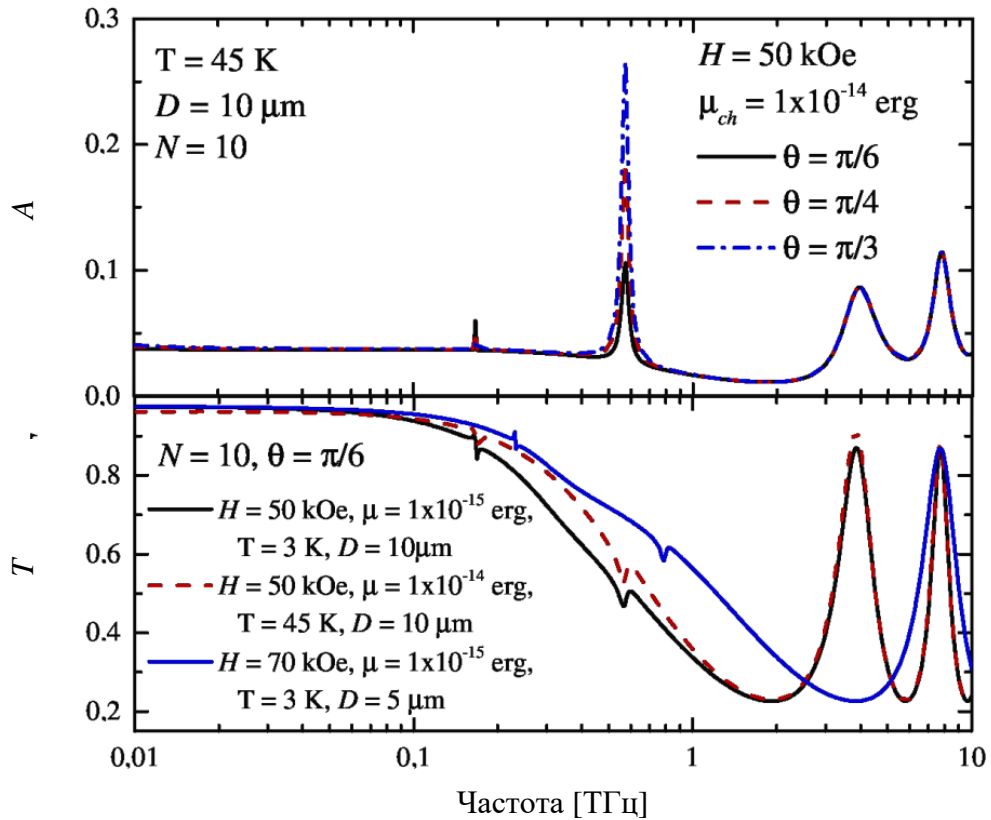


Рис. 1.12. Частотные зависимости коэффициентов пропускания  $T$  и поглощения  $A$  электромагнитных волн для различных параметров структуры [А3].  $N$  — количество периодов,  $f = \omega/2\pi$ .

Расчеты показывают (см. рис. 1.12), что электродинамические характеристики структуры зависят от поляризации падающей волны. Для электромагнитной волны, поляризованной вдоль направления магнитного поля ( $\theta = 0$ ), резонанс в поглощении, связанный с ферромагнитным резонансом магнитного полупроводника, отсутствует, а циклотронный связанный резонанс имеет максимум. В противном случае, когда электромагнитная волна поляризована перпендикулярно направлению магнитного поля ( $\theta = \pi/2$ ), циклотронный резонанс отсутствует, а ферромагнитный резонанс имеет максимум. Электродинамические характеристики структуры также зависят от величины внешнего магнитного поля. Увеличение магнитного поля приводит к увеличению ферромагнитных и циклотронных резонансных частот. Изменение температуры приводит к изменению коэффициента пропускания и снижению

коэффициента поглощения электромагнитных волн в диапазоне частот 0,1-1 ТГц. Увеличение количества слоев графена приводит к увеличению коэффициента поглощения (см. рис. 1.13).

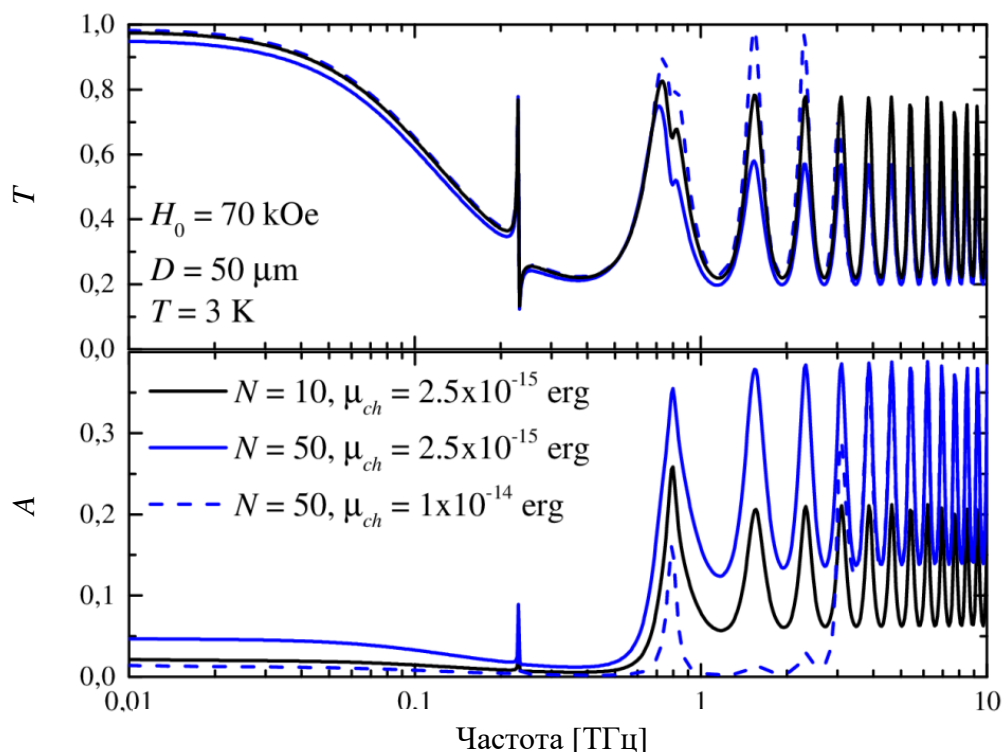


Рис. 1.13. Частотные зависимости коэффициентов пропускания  $T$  и поглощения  $A$  электромагнитных волн для различного числа периодов  $N$  и химического потенциала [A3].

Хорошо известно [71], что графен имеет логарифмическую особенность на пороге межзонного поглощения  $\omega = 2\mu_{ch}/\hbar$ . Она приводит к соответствующему увеличению коэффициента поглощения на частотах более  $2\mu_{ch}/\hbar$ . Химический потенциал можно изменить, например, приложив внешнее электрическое поле. Увеличение значения химического потенциала приводит к смещению порога межзонного поглощения в сторону более высоких частот. Можно добиться более сильного поглощения электромагнитных волн путем подстройки химического потенциала, особенно на частотах, близких к частотам ферромагнитного, циклотронного или размерных резонансов.

#### 1.1.4. Обсуждение результатов

Теоретически исследованы электродинамические свойства сэндвич-структуры графен–магнитный полупроводник–графен с учетом процессов диссипации. Проанализировано влияние графеновых слоев на распространение электромагнитных волн в сэндвич-структурах графен–полубесконечный магнитный полупроводник и графен - магнитный полупроводник – графен. Рассчитаны частотные и полевые зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн такой структурой. Проанализированы размерные эффекты, связанные с толщиной структуры. Показана возможность эффективного управления электродинамическими свойствами сэндвич-структуры графен–магнитный полупроводник–графен внешним магнитным полем. Структуры достаточно малых размеров, представляющие практический интерес, являются слабоотражающими. Коэффициент пропускания электромагнитных волн может изменяться при изменении внешнего магнитного поля. В микроволновом диапазоне частот это изменение может достигать 35–40 % в магнитных полях 1–2 кЭ. На терагерцовых частотах изменение не столь велико, но тоже существенно: до 20–25 % при значениях магнитного поля 8–10 кЭ. Не проходящая через материал энергия электромагнитного излучения в основном поглощается структурой. Поглощение можно регулировать от 0 до 30 % на частотах  $10^{10} < \omega < 10^{12} \text{ с}^{-1}$  и от 0 до 15 % на частотах около  $5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$  значениями внешнего магнитного поля  $0 < H_0 < 10 \text{ кЭ}$  при толщине около 100 нм. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения также зависят от толщины структуры, которая в основном влияет на значения  $R$ ,  $T$ ,  $A$  на частотах вблизи ферромагнитного и циклотронного резонансов. Отметим, что тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей магнитного полупроводника и тензор проводимости графена - антисимметричны. Это приводит к изменению поляризации электромагнитной волны. В общем случае как отраженные, так и прошедшие волны эллиптически поляризованы. Поляризацией отраженных и прошедших волн также можно управлять с помощью величины внешнего магнитного поля.

Теоретически исследованы электродинамические свойства сверхрешетки графен–магнитный полупроводник, помещенной в магнитное поле, в геометрии Фарадея с учетом процессов диссипации. Методом матриц переноса рассчитаны частотные и полевые зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн такой сверхрешеткой для разного числа периодов структуры и разной периодичности. Показана возможность эффективного управления электродинамическими свойствами такой сверхрешетки. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн могут изменяться при изменении внешнего магнитного поля и числа периодов структуры. На частотах  $f < 3\text{--}4$  ТГц это изменение может достигать более 10% в магнитных полях около 10 кЭ. При  $f > 3\text{--}4$  ТГц изменение  $R$  и  $A$  не столь велико: около 5 % при значениях магнитного поля 10 кЭ и чуть менее 10 % при значениях магнитного поля 15–20 кЭ. Изменение  $T$  в этом диапазоне частот еще меньше: около 1 % при 10 кЭ и около 5 % при 25 кЭ. При комнатных температурах следует использовать магнитные полупроводники с более высокой  $T_C$ : например,  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeP}_2$  [72],  $\text{Co}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_2$  [70] или  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}$  [69]. Однако особенности проводимости графена при высокой температуре будут не такими резкими. Следовательно, эффекты, обсуждаемые в этом параграфе, при комнатной температуре могут быть меньше, чем мы предсказывали.

Исследовано поглощение электромагнитных волн многослойной структурой графен-магнитный полупроводник для геометрии Фойгта с учетом процессов диссипации. Показана возможность управления электродинамическими свойствами структуры внешним магнитным полем, изменением числа периодов структуры, химического потенциала слоев графена и температуры. Электродинамика структуры также чувствительна к поляризации падающей волны. Структура показывает особую управляемость на терагерцовых частотах.

При наклонном падении электромагнитной волны в структуре могут возбуждаться ППП [A28, A30], что приведет к дополнительным особенностям.

## 1.2. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

### 1.2.1. Поверхностные плазмон-поляритоны в структуре графен – магнитный диэлектрик – графен

В наше время графен привлекает большое внимание исследователей в области плазмоники. В отличие от плазмоники на основе металлов, графен может поддерживать как ТЕ-, так и ТМ-поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) [13, 73-75]. Многослойные структуры на основе графена могут использоваться как гиперболические метаматериалы [76,77]; они могут поддерживать субволновые поверхностные моды [78]; неоднородная граница массивов графеновых листов может иметь отрицательную плазмонную рефракцию [79]. Большинство авторов рассматривают только простую диэлектрическую среду, в которой размещен графеновый слой (ГС). Теоретически исследованы ГС с подложкой из жидкого кристалла [80]. Не так давно был изготовлен ГС на пленке железо-иттриевого граната [81]. Несмотря на то, что в этой работе авторов интересовали магнитные свойства ГС, такая структура может открыть широкие перспективы для устройств магнитоплазмоники на основе графена. Магнитооптические свойства ГС в магнитном поле, направленном перпендикулярно ее поверхности, хорошо известны [82, 83], но ГС нечувствительны к магнитному полю, направленному вдоль поверхности ГС. В такой геометрии может быть весьма интересным исследование влияния гиротропии подложки на плазмонные свойства ГС.

В СВЧ-технике хорошо известно, что в прямоугольных волноводах, заполненных поперечно намагниченными ферритами, распределение электромагнитной энергии не имеет симметрии отражения вдоль оси, перпендикулярной как внешнему магнитному полю, так и направлению распространяющейся волны [51]. Можно надеяться, что аналогичный эффект будет иметь место в плоском гиротропном волноводе на инфракрасных или оптических частотах. В случае ППП-волновода можно ожидать перераспределения энергии плазмонов между двумя направляющими поверхностями. Такой эффект может быть использован

для устройств плазмоники, фотоники и оптоэлектроники, а также для сенсорных приложений. Волноводные свойства двойных ГС исследовались ранее [84-88]. В данном разделе мы исследуем управление магнитным полем инфракрасных и оптических ППП в двухслойном плазмонном волноводе на основе ГС, заполненном намагниченной гиротропной средой [A5].

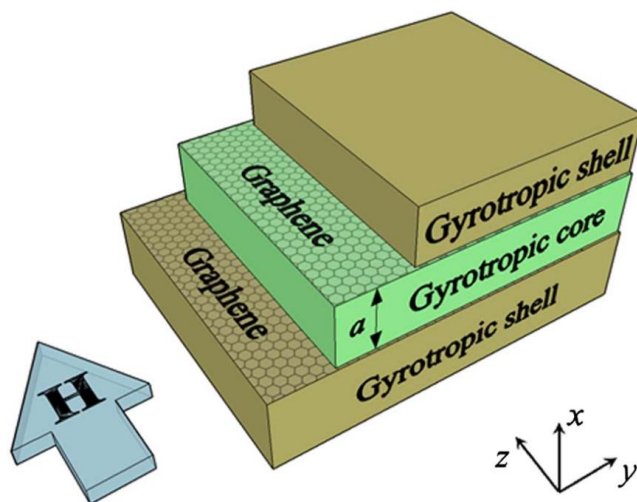


Рис. 1.14. Схема двухслойного графенового волновода с гиротропными сердцевиной и оболочкой [A5].

Рассмотрим плазмонный волновод, образованный двумя ГС, заполненными гиротропным ядром при  $0 < x < a$ , где  $a$  — расстояние между ГС. Предположим, что верхняя и нижняя среды (оболочка волновода) одинаковы и тоже обладают гиротропией. Такой волновод помещен во внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$ , лежащее в плоскости ГС. Оси координат выбраны таким образом, чтобы ось  $y$  совпадала с направлением распространения ППП; ось  $z$  совпадала с направлением магнитного поля (т. е.  $\mathbf{H} = (0; 0; H_0)$ ). Схема представлена на рис. 1.14.

Пусть электромагнитное поле с гармонической временной зависимостью ( $\sim \exp[i\omega t]$ ) распространяется в системе вдоль оси  $y$  ( $\sim \exp[-i\beta y]$ , где  $\beta$  — постоянная распространения). Электродинамические свойства гиротропного ядра и оболочки можно описать тензорами диэлектрической проницаемости, имеющими тот же вид, что и тензор диэлектрической проницаемости магнитного полупроводника (1.1.2):

$$\hat{\varepsilon}_{c,sh} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{c,sh} & i\varepsilon_{a c,sh} & 0 \\ -i\varepsilon_{a c,sh} & \varepsilon_{c,sh} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel c,sh} \end{pmatrix}.$$

ГС можно представить как бесконечно тонкую проводящую поверхность [73]. Проводимость ГС  $\sigma$  рассматривалась во многих работах [16, 19, 27, 28, 71, 73, 83]. Мы будем использовать выражение, вытекающее из формулы Кубо [28] и использованное ранее (1.1.11). Для нашего исследования существенно, что  $\sigma$  зависит от химического потенциала, который, например, может быть легко изменен напряжением на затворе. В выбранной геометрии гиротропия влияет только на ТМ-моды волновода. Используя уравнения Максвелла, можно вывести тангенциальные компоненты электромагнитных полей в виде  $H_z(x,y) = H_{z\beta}(x)\exp[-i\beta y]$ ,  $E_y(x,y) = E_{y\beta}(x)\exp[-i\beta y]$ , где

$$H_{z\beta}(x) = \begin{cases} A\exp[-\gamma x], & x \geq a \\ B\exp[\xi x] + C\exp[-\xi x], & 0 < x < a \\ D\exp[\gamma x], & x < 0 \end{cases}$$

$$E_{y\beta}(x) = \begin{cases} i\gamma_+ A\exp[-\gamma x]/k_0\varepsilon_{\perp sh}, & x \geq a \\ i[-\xi_- B\exp[\xi x] + \xi_+ C\exp[-\xi x]]/k_0\varepsilon_{\perp c}, & 0 < x < a \\ -i\gamma_- D\exp[\gamma x]/k_0\varepsilon_{\perp sh}, & x < 0 \end{cases}$$

Здесь использованы следующие обозначения:  $\gamma_{\pm} = \gamma \pm \beta \varepsilon_{a sh}/\varepsilon_{sh}$ ,  $\xi_{\pm} = \xi \pm \beta \varepsilon_{a c}/\varepsilon_c$ ,  $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ ,  $\varepsilon_{\perp c,sh} = \varepsilon_{c,sh} - \varepsilon_{a c,sh}^2/\varepsilon_{c,sh}$ .  $c$  – скорость света в вакууме,  $\lambda$  – длина волны возбуждающего света.  $\gamma$ ,  $\xi = (\beta^2 - \varepsilon_{\perp c,sh}k_0^2)^{1/2}$  – постоянные, характеризующие степень локализации поля ППП внутри соответствующей среды.

Поля нужно сшить граничными условиями вида (1.1.6). Подставляя поля в условия (1.1.6), получим систему уравнений для амплитуд полей А, В, С и D. Из этой системы можно получить дисперсионное уравнение для поверхностных плазмон-поляритонов:

$$\exp(-2\xi a) = \frac{(\varepsilon_{\perp c}\gamma_+ + \varepsilon_{\perp sh}\xi - \Phi_+)(\varepsilon_{\perp c}\gamma_- + \varepsilon_{\perp sh}\xi + \Phi_-)}{(\varepsilon_{\perp c}\gamma_+ - \varepsilon_{\perp sh}\xi + \Phi_+)(\varepsilon_{\perp c}\gamma_- - \varepsilon_{\perp sh}\xi - \Phi_-)}, \quad (1.2.1)$$

$$\Phi_{\pm} = 1 - i \frac{4\pi\sigma\gamma_{\pm}}{ck_0\varepsilon_{\perp sh}}.$$

Уравнение (1.2.1) позволяет вычислить постоянную распространения  $\beta$ . С помощью  $\beta$  мы можем вычислить константы локализации  $\gamma$ ,  $\xi$  и определить распределение поля. Это уравнение трудно поддается анализу и может быть решено только численными методами.

Введем параметр, характеризующий распределение ППП между двух СГ:

$$\eta = \frac{E_{y\beta}(a)}{E_{y\beta}(0)} = - \frac{1}{\gamma_-} \frac{\Phi_- \gamma_+ \xi \varepsilon_{\perp sh}}{(\varepsilon_{\perp c}\gamma_+ - \varepsilon_{\perp sh}\Phi_+ \beta \varepsilon_{ac}/\varepsilon_c) \sinh(\xi a) + \varepsilon_{\perp sh}\Phi_+ \xi \cosh(\xi a)}.$$

В общем случае,  $\eta$  имеет комплексные значения и может быть выражен как  $\eta = |\eta| \exp[i\varphi]$ , где  $|\eta|$  означает отношение между амплитудами, а  $\varphi$  — фазовый сдвиг для ППП на верхнем и нижнем слоях графена.

Нетрудно показать, что для негиротропных ядра и оболочки существуют две ТМ-моды (симметричная и антисимметричная) и  $\eta = \pm 1$ . Дисперсионное уравнение нельзя разделить на симметричную и антисимметричную моды, если даже только сердцевина волновода является гиротропной. В таком случае можно вычислить:

$$\eta = \pm \sqrt{\frac{(\varepsilon_{\perp c}\gamma_+ + \varepsilon_{sh}\Phi\beta\varepsilon_{ac}/\varepsilon_c)^2 - (\Phi\xi\varepsilon_{sh})^2}{(\varepsilon_{\perp c}\gamma_- - \varepsilon_{sh}\Phi\beta\varepsilon_{ac}/\varepsilon_c)^2 - (\Phi\xi\varepsilon_{sh})^2}}.$$

Откуда можно заключить, что нетривиальных случаев, когда эффект перераспределения энергии отсутствует, немного. Первый случай, когда  $\varepsilon_a = 0$ , мы обсудили выше. Второй соответствует условию  $\Phi = 1 - 4i\pi\sigma\gamma/c k_0\varepsilon_{sh} = 0$ . Перераспределение энергии будет иметь место даже при  $\Phi = 0$ , если и ядро, и оболочка одновременно гиротропны.

Для численных расчетов положим в проводимости графена частоту рассеяния  $\tau^{-1}$ , соответствующую энергии  $\Gamma = \hbar\tau^{-1} \sim 1$  мэВ при температуре  $T = 300$  К [89]. В недавних экспериментах химический потенциал ГС  $\mu_{ch}$  достигал

значений 1,17 эВ [90]. Будем рассматривать только симметричный волновод, когда верхний и нижний ГС имеют одинаковую проводимость  $\sigma$  ( $\mu_{ch}$  верхнего и нижнего слоев равны). Несимметричный волновод будет иметь некоторые особенности, и его следует исследовать отдельно. Для сердцевины и оболочки волновода мы будем использовать параметры железо-иттриевых гранатов, легированных висмутом. Они обладают большой гиротропией и часто используются в магнитооптических приложениях. Кроме того, небольшое изменение уровня легирования висмутом должно приводить к небольшому изменению показателя преломления и гиротропии материала. Константы Верде ядра и оболочки будем считать одинаковыми. Они определяют антисимметричную часть диэлектрической проницаемости  $\epsilon_a = VH_0\lambda\epsilon^{1/2}/\pi$ . У допированного висмутом ЖИГ постоянная Верде  $V \sim 10^{-6}$  рад/Гс мкм [91]. Длину волны света в вакууме примем равной  $\lambda = 1,5$  мкм (длина волны излучения волоконных лазеров, легированных эрбием, часто используемых для волоконно-оптической связи). Показатели преломления ядра и оболочки положим равными, соответственно,  $n_c = \epsilon_c^{1/2} = 2,36$  и  $n_{sh} = \epsilon_{sh}^{1/2} = 2,34$ .

Анализ показывает, что при таких значениях параметров может существовать только квазиантисимметричная мода при размерах волновода не более  $\sim 10$  нм. На рис. 1.15 видно, что распространяющиеся волны слабо локализованы (константа локализации  $Re\gamma \approx 0,08$  мкм<sup>-1</sup>). Отношение между амплитудами достигает примерно 2.

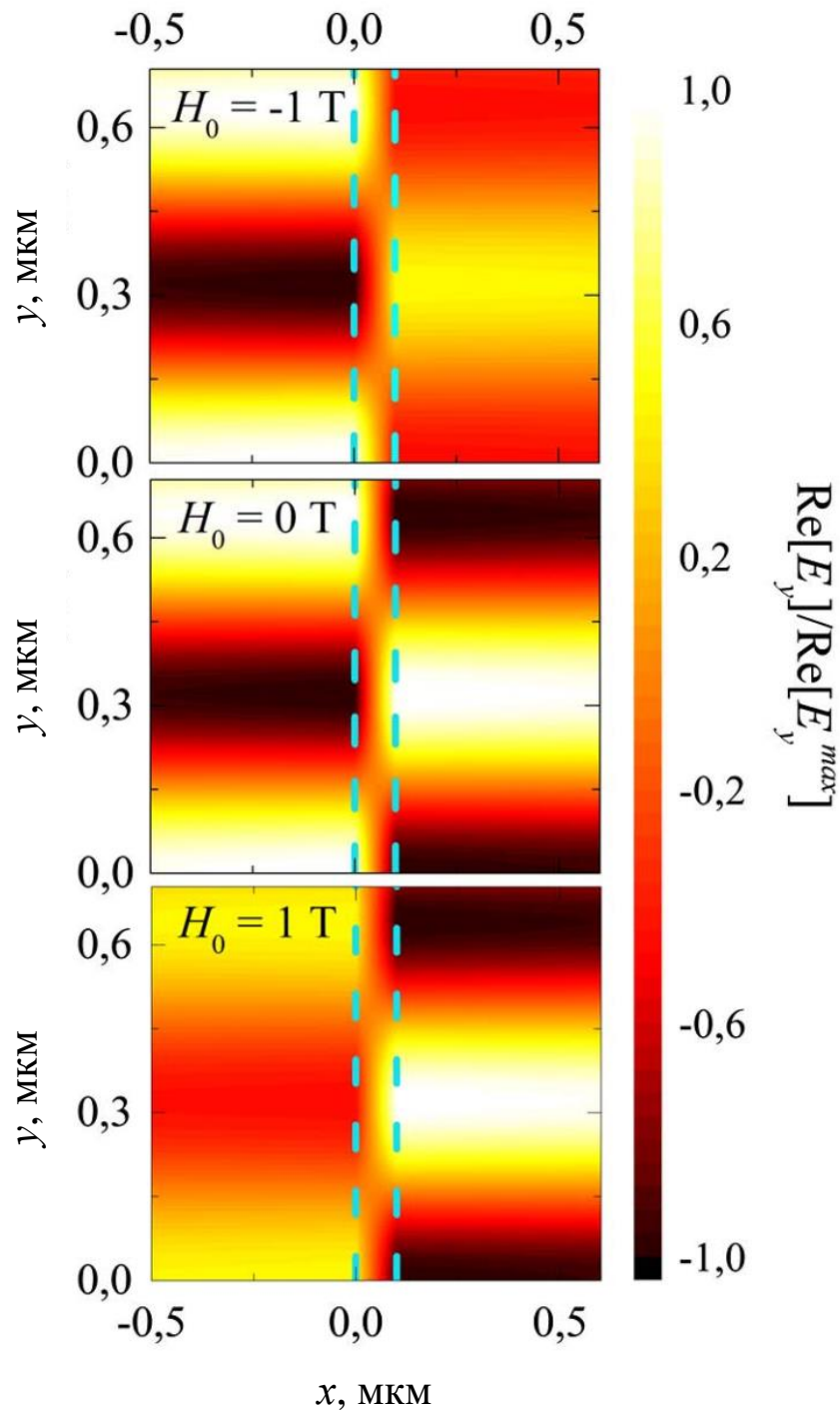


Рис. 1.15. Типичное распределение электрического поля [A5]. Пунктирные линии показывают положение графеновых слоев. Размер волновода 100 нм; химический потенциал графена  $\mu_{ch} = 1$  эВ; длина волны возбуждающего света  $\lambda = 1,5$  мкм.

Расчеты показывают, что локализация распространяющихся волн зависит от размера волновода и разности показателей преломления ядра и оболочки. Например, при той же разности показателей преломления, но при ширине

волновода в 5 раз больше ( $a = 500$  нм) параметр локализации также увеличивается почти в 5 раз:  $Re\gamma \approx 0,38$  мкм<sup>-1</sup>. Для таких размеров отношение между амплитудами достигает всего 1,2. С другой стороны, для волновода с 100 нм, но  $n_{sh} = 2,30$ , получаем  $Re\gamma \approx 0,23$  мкм<sup>-1</sup> и величина эффекта перераспределения составит всего около 1,3.

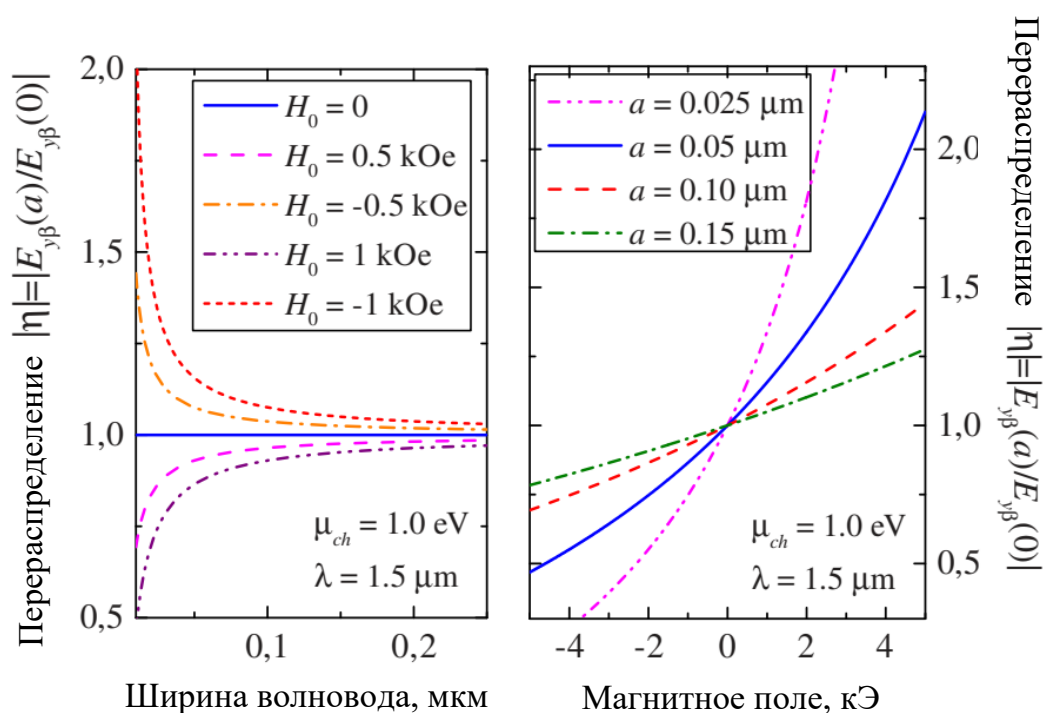


Рис. 1.16. Зависимость эффекта перераспределения от размера волновода  $a$  и величины магнитного поля  $H_0$  [A5].

Рассмотрим подробно, как исследуемый эффект зависит от размера волновода и величины магнитного поля. На рис. 1.16 представлены результаты расчетов. Видно, что уменьшение размера волновода приводит к увеличению  $|\eta|$ . При размере волновода  $\sim 10$  нм  $|\eta|$  может достигать двух даже в достаточно малых магнитных полях 1 кЭ. Как мы указывали ранее, ППП слабо локализованы для меньших волноводов. Увеличение магнитного поля приводит к увеличению  $|\eta|$  и не влияет на локализацию ППП. Следует также отметить, что существует некоторая критическая связь между длиной волны и размером волновода, когда квазиантисимметричная мода становится квазисимметричной. Это соответствует

изменению фазового сдвига  $\varphi$  от  $\pm\pi$  до нуля. Расчет показывает, что при таком критическом соотношении  $|\eta|$  достигает максимума, т. е. ППП локализованы только вблизи одной из поверхностей волновода.

Исследуем теперь влияние изменения химического потенциала ГС и длины волны возбуждающего света на эффект перераспределения. Действительно, показатели преломления и постоянные Верде ядра и оболочки будут зависеть от длины волны возбуждающего света. Для простоты расчетов и интерпретации результатов пренебрежем дисперсионными свойствами ядра и оболочки. Мы будем рассматривать диапазон длин волн  $500 \text{ нм} < \lambda < 2,0 \text{ мкм}$ . Он закрывает часть видимого света и ближнего инфракрасного излучения. Результаты расчетов представлены на рис. 1.17. Можно видеть некоторые особенности, отмеченные выше. На некоторой длине волны, критической для выбранного размера волновода, квазиантисимметричная мода (с  $\varphi$  около  $\pi$ ) становится квазисимметричной (с  $\varphi$  около 0). На этой же длине волны  $|\eta|$  достигает максимума: в магнитном поле, направленном вдоль оси  $z$ , ППП, распространяющиеся вдоль оси  $y$ , локализуются возле поверхности  $x = a$ , а в магнитном поле противоположного направления они будут локализованы возле поверхности  $x = 0$ . Изменение химического потенциала ГС приводит к смещению этой критической длины волны. Несмотря на малое влияние изменения химического потенциала на  $|\eta|$  на длинах волн, далеких от критической, вблизи критической длины волны  $|\eta|$  может изменяться на несколько порядков. Кроме того, уменьшение химического потенциала ГС изменяет диапазон длин волн перехода от квазиантисимметричной моды ППП к более широкой квазисимметричной. Это позволяет управлять как перераспределением, так и фазой ППП за счет изменения химического потенциала ГС на длинах волн вблизи критической. Подчеркнем тот факт, что почти полное перераспределение ( $|\eta| \sim 10^{\pm 6}$ ) может быть достигнуто для длины волны  $\lambda \approx 1,246\text{--}1,247 \text{ мкм}$  на масштабах значительно меньших длины волны - всего 25 нм.

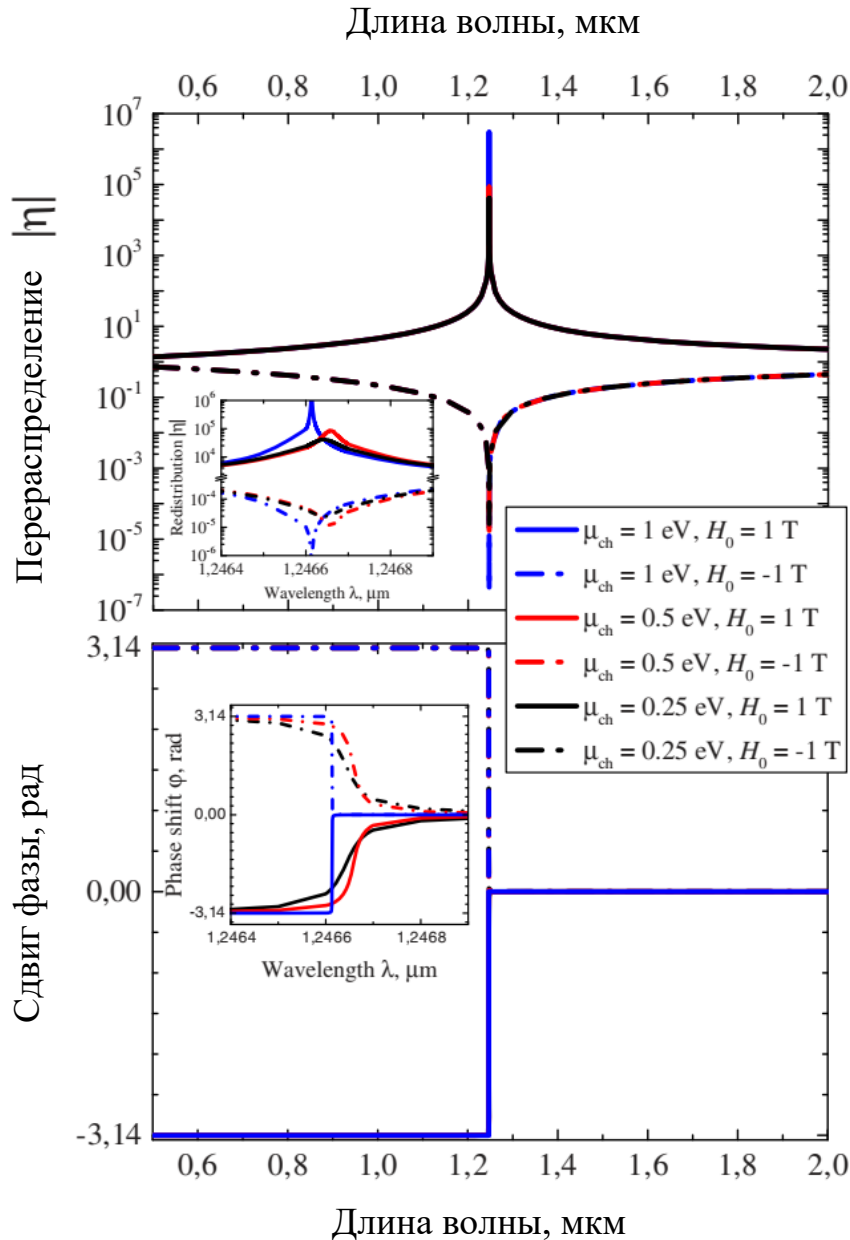


Рис. 1.17. Зависимость эффекта перераспределения от длины волны возбуждающего света при различных значениях химического потенциала [A5]. На вставках показан диапазон длин волн вблизи критического поведения. Размер волновода 25 нм.

Мнимая часть проводимости ГС меняет знак из-за межзонного поглощения при попадании частоты  $\omega$  в окно  $1,667 < \hbar\omega/\mu_{ch} < 2$ . При таких частотах (или химических потенциалах) единичный ГС не может поддерживать ТМ-моду ППП. В наших расчетах эта ситуация соответствует  $\mu_{ch} = 0,5$  эВ. В то же время, например,  $\mu_{ch} = 0,25$  эВ и  $\mu_{ch} = 1,00$  эВ соответствуют  $\hbar\omega/\mu_{ch} > 2$  и  $\hbar\omega/\mu_{ch} < 1,667$ ,

соответственно. На высоких частотах (или при малых значениях  $\mu_{ch}$ ) ГС почти прозрачны, структура, из-за малых размеров, плохо поддерживает локализованную распространяющуюся моду (она фактически становится оптическим планарным волноводом, работающим в докритическом режиме), и видны небольшие широкие пики (см. рис. 1.17). На низких частотах существенна только Друде-подобная внутризонная проводимость. На таких частотах ГС ведет себя как металлическое нанопокрывание, но с проводимостью на порядок меньшей проводимости благородных металлов, т.е. ППП оказываются лучше локализованы в структуре, и на рис. 4 виден острый пик. Внутри окна  $1,667 < \hbar\omega/\mu_{ch} < 2$  можно считать, что графеновые слои лишь немного модулируют эффективный показатель преломления планарного волновода. Это изменение приводит к небольшому смещению критической длины волны. Пренебрежимо малый сдвиг критической длины волны из-за изменения  $\mu_{ch}$  можно объяснить малой проводимостью ГС на рассматриваемых частотах. ГС имеет более высокую проводимость на ТГц и СВЧ частотах, но на таких частотах гиротропия диэлектрической проницаемости подложки становится незначительной.

Примечательно, что изменение направления распространения ППП на противоположное без изменения магнитного поля также приведет к перераспределению ППП. Направления магнитного поля и распространения ППП связаны в выражениях для  $\xi$  и  $\gamma$ , которые содержат член  $\beta\epsilon_a$ . Таким образом, если поменять местами только распространение или направление магнитного поля (только знак  $\epsilon_a$  или  $\beta$ ), ППП изменят поверхность локализации. В случае изменения обоих направлений мы не будем наблюдать никакого эффекта перераспределения.

### **1.2.2. Поверхностные плазмон-поляритоны в деформированном графене**

Для практических приложений крайне желательно иметь эффективные средства управления характеристиками ППП. Обычно эта цель может быть достигнута за счет введения в плазмонную структуру некоторых оптически активных материалов [92-94]. В отличие от такого подхода графен может сам проявлять

оптическую активность: его оптическими свойствами можно эффективно управлять электрическим [10, 11, 95] и магнитным [24, 25] полем, топологическими преобразованиями [46-48] или упругими деформациями [96, 97].

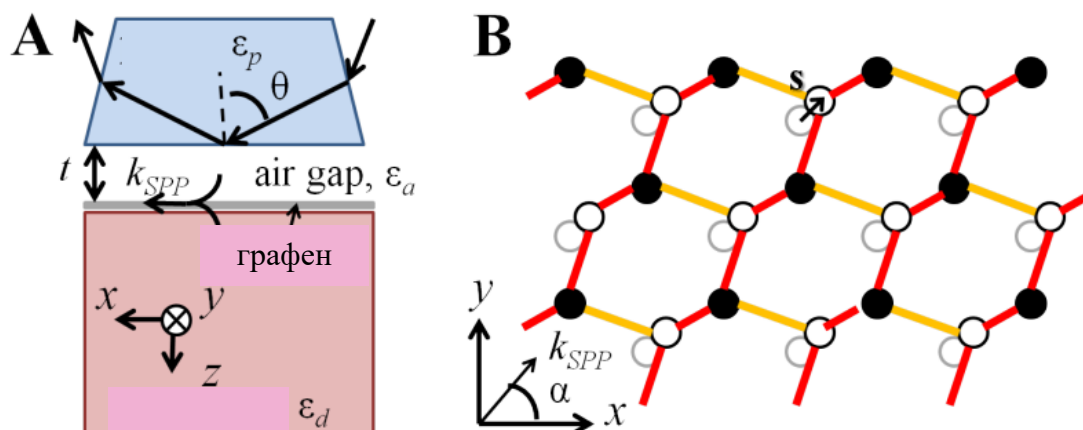


Рис. 1.18. Поверхностные плазмон-поляритоны в деформированном графене могут возбуждаться в конфигурации Отто (А). Неупругая деформация графенового слоя приводит к анизотропии распространяющихся ППП относительно направления распространения (В). Из [A17].

Некоторые особенности управления электродинамическими свойствами структур на основе графена при помощи магнитного и электрического (изменение химического потенциала графена) полей мы рассмотрели в предыдущих разделах. Несмотря на большое количество работ, посвященных управлению ППП в графене с помощью электрического и магнитного поля, влияние деформаций на плазмонные свойства изучено недостаточно (имеются в виду деформации, которые не относятся к деформации формы, т.е. изгибу графеновых слоев). В данном разделе рассмотрим возбуждение ППП в неупруго деформированном графене методом нарушенного полного внутреннего отражения в геометрии Отто (см. рис. 1.18) [A17, A37].

Для экспериментального наблюдения ППП можно использовать ряд методов, например решетчатую структуру [98] и метаповерхности [99]. Метод

нарушенного полного отражения (в конфигурации Отто) недавно был использован для экспериментального наблюдения поперечных электрических поляритонных мод в графене на инфракрасных частотах [100]. В настоящей работе мы сосредоточимся на этом методе возбуждения ППП чтобы проиллюстрировать анизотропию плазмонных свойств деформированного графена.

Конфигурация Отто - это метод возбуждения ППП, основанный на принципе нарушенного полного внутреннего отражения. При большом угле падения возбуждающей волны  $\theta > \theta_{cr}$  ( $\theta_{cr}$  — критический угол из условия полного внутреннего отражения) фотоны из полубесконечной призмы туннелируют через воздушный зазор и могут взаимодействовать с плазмонами в проводящей среде, которой в нашем случае является графен (см. рис. 1А) [33, 101]

Предположим, что призма на основе Si (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_p = 12$ ) отделена от графена на подложке SiO<sub>2</sub> (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_d = 4$ ) воздушным зазором (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_g = 1$ ) толщиной  $t$ . Электромагнитная волна падает из призмы под углом  $\theta$ . Графеновый слой неупруго деформирован, как показано на рис. 1(В). В рассматриваемом случае деформация решетки графена вызвана смещением  $s = (s_x, s_y)$  одной из подрешеток графена относительно другой. Такая деформация может возникнуть в графене, выращенном на подложке с определенным рассогласованием между решеткой подложки и графена [102, 103]. Оптические (но не плазмонные) свойства деформированного таким образом графена были исследованы в работе [97]: обнаружено, что анизотропное оптическое поглощение вызывает модуляцию коэффициента пропускания и дихроизм в зависимости от поляризации падающей волны.

Тензор оптической проводимости для такой деформированной решетки графена имеет ненулевые недиагональные компоненты и модифицированные диагональные компоненты [97]

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma(\omega) \left(1 \pm 2\beta \frac{s_y}{a}\right), \quad (1.2.2)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 2\sigma(\omega)\beta \frac{s_x}{a}.$$

Здесь  $\beta$  — электронный параметр Грюнайзена,  $\sigma(\omega)$  — динамическая проводимость недеформированного графена на частоте  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  — линейная частота. Проводимость недеформированного графена при заданных температуре  $T$ , химическом потенциале (или уровне Фреми)  $\mu_{ch}$  и скорости рассеяния электронов  $\Gamma$  можно представить как взаимодействие между воздействиями внутрizonных и межзонных переходов носителей по уже использованной ранее формуле (1.1.11).

Для исследования отражения электромагнитной волны от исследуемой структуры необходимо решить уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями на каждой границе раздела (1.1.4)-(1.1.6). Для монохроматической волны электрическое и магнитное поля могут быть представлены в виде  $E_{\alpha\pm} H_{\alpha\pm} \sim \exp[-i\omega t + i\mathbf{k}_{\alpha\pm}\mathbf{r}]$ , где  $\omega$  — угловая частота, а  $\mathbf{k}_{\alpha\pm} = (k_x, k_y, \pm k_{\alpha,z})$  — волновой вектор (знак «+» соответствует волне, распространяющейся вдоль оси  $z$ , а «-» соответствует встречной волне,  $\alpha = p, a, d$  обозначает «призма», «воздух» и «диэлектрик», соответственно). Уравнения Максвелла и материальные уравнения в таком случае примут вид:

$$[\mathbf{k}_{\alpha\pm}, \mathbf{E}_{\alpha\pm}] = i \frac{\omega}{c} \mathbf{B}_{\alpha\pm}; \quad [\mathbf{k}_{\alpha\pm}, \mathbf{H}_{\alpha\pm}] = -i \frac{\omega}{c} \mathbf{D}_{\alpha\pm};$$

$$\mathbf{B}_{\alpha\pm} = \mathbf{H}_{\alpha\pm}; \quad \mathbf{D}_{\alpha\pm} = \varepsilon_{\alpha} \mathbf{E}_{\alpha\pm}; \quad \alpha = p, a, d.$$

Граничные условия должны выполняться для полных полей  $(\mathbf{E}_{\alpha}, \mathbf{H}_{\alpha}) = (\mathbf{E}_{\alpha+}, \mathbf{H}_{\alpha+}) + (\mathbf{E}_{\alpha-}, \mathbf{H}_{\alpha-})$ :

$$\mathbf{H}_{p,\tau}|_{z=0} = \mathbf{H}_{a,\tau}|_{z=0}; \quad \mathbf{E}_{p,\tau}|_{z=0} = \mathbf{E}_{a,\tau}|_{z=0};$$

$$\mathbf{H}_{a,\tau}|_{z=t} - \mathbf{H}_{d,\tau}|_{z=t} = \hat{\sigma} \mathbf{E}_{a,\tau}|_{z=t};$$

$$\mathbf{E}_{a,\tau}|_{z=t} = \mathbf{E}_{d,\tau}|_{z=t}.$$

Эти уравнения дают систему линейных уравнений для амплитуд прошедших и отраженных волн в каждой среде.

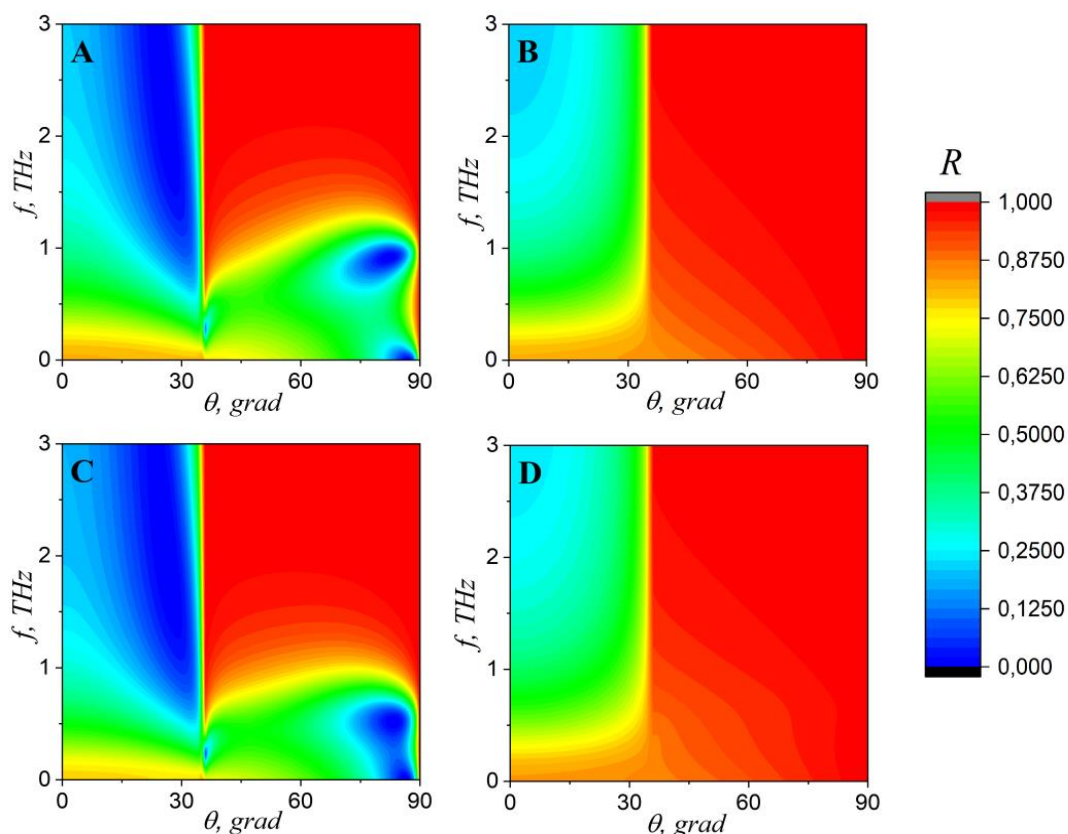


Рис. 1.19. Цветные карты коэффициента отражения [A17]: А) недеформированный графен, падающая волна с ТМ-поляризацией; В) недеформированный графен, ТЕ-поляризованная падающая волна; С) деформированный графен ( $s/a = (0,04, 0,03)$ ), падающая волна ТМ-поляризованная; D) деформированный графен ( $s/a = (0,04, 0,03)$ ), ТЕ-поляризованная падающая волна.

При заданных параметрах возбуждения (частота, угол падения, поляризация падающей волны, деформация и химический потенциал графена) можно рассчитать коэффициент отражения  $R = |\mathbf{E}_p^-|^2 / |\mathbf{E}_p^+|^2$  падающей электромагнитной волны от этой структуры, который показывает, какая часть энергии падающей

волны потрачена на возбуждение ППП. Проведем численный анализ поведения коэффициента отражения. Во всех расчетах примем следующие параметры:  $T = 300$  К,  $\mu_{ch} = 0,5$  эВ,  $t = 2$  мкм,  $\beta = 2$ . Цветные карты коэффициента отражения показаны на рис. 1.19. Видно, что в деформированном графене характер возбуждения поверхностных плазмонов отличается от такового в недеформированном графене. Возбуждение ППП падающей ТМ-волной более эффективно на более низких частотах. Для ТЕ-поляризованной падающей волны возбуждение ППП происходит более заметно и при больших углах падения  $\theta$ .

Из рис. 1.20 видно, что, изменяя угол распространения  $\alpha$  по отношению к вектору деформации  $s$ , можно управлять интенсивностью возбуждения поверхностных плазмонов. Также имеет место совпадение поведения системы при  $\alpha = 0$  и  $\alpha = \pi/2 - \arctan(s_y/s_x)$ .

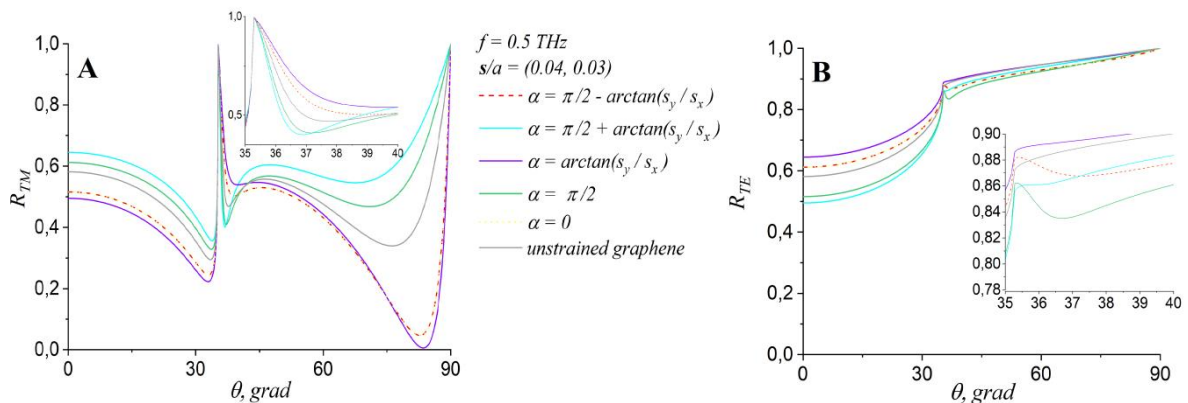


Рис. 1.20. Угловые зависимости коэффициента отражения системы для нескольких значений углов распространения в плоскости  $xu$  [A17].

На рис. 1.21 показана зависимость коэффициента отражения системы от ширины зазора. Легко заметить, что поведение системы для падающих волн с ТМ- и ТЕ-поляризацией идентично. Наиболее сильное возбуждение поверхностных плазмонов происходит в диапазоне до 1 ТГц.

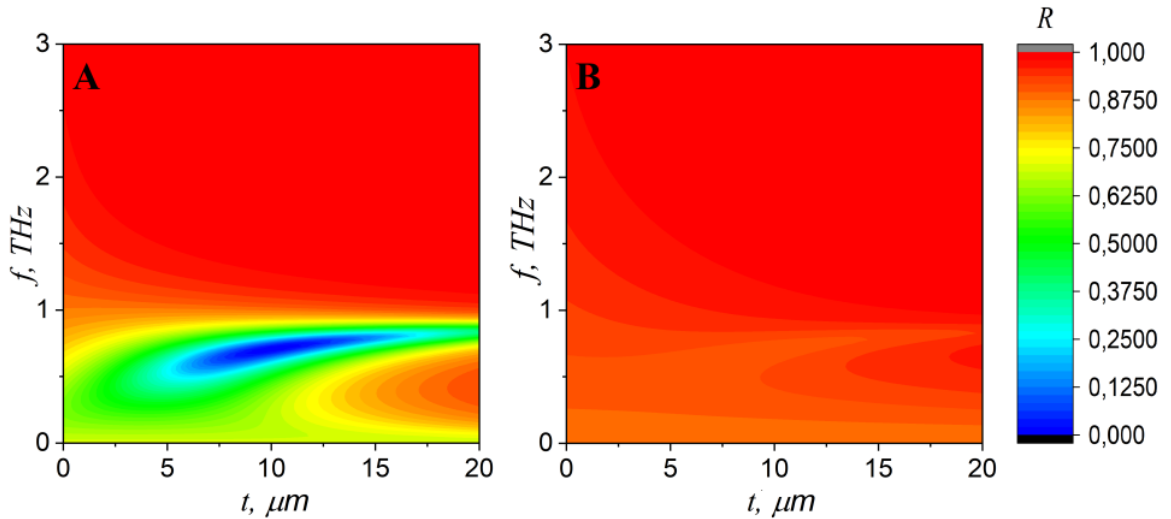


Рис. 1.21. Цветовые карты коэффициентов отражения системы [A17]: **A)** деформированный графен ( $s/a = (0,04, 0,03)$ ), падающая волна ТМ-поляризованная; **B)** — деформированный графен ( $s/a = (0,04, 0,03)$ ), ТЕ-поляризованная падающая волна.

Как правило, для плазмоники на основе графена диапазон частот возбуждения ППП варьируется от ТГц до среднего инфракрасного диапазона в зависимости от химического потенциала графена. На частотах, соответствующих условию внутризонных электронных переходов в графене (т.е. когда  $\hbar\omega \approx 2\mu_{ch}$ ), мнимая часть его проводимости становится отрицательной (или, что то же самое, его диэлектрическая проницаемость становится положительной), а значит, графен не может поддерживать ППП. Отметим также, что метод нарушенного полного отражения основан на резонансном фазовом синхронизме между падающим светом и распространяющимися ППП. Это означает, что изменение химического потенциала графена (например, внешним напряжением на затворе) приведет к нарушению условия фазового синхронизма и значительному изменению (увеличению) коэффициента отражения. Частота возбуждения ППП в конфигурации нарушенного полного внутреннего отражения зависит от участка дисперсионной кривой, лежащего между световыми линиями призмы  $\omega = ck/\epsilon_p^{1/2}$  и диэлектрика  $\omega = ck/\epsilon_d^{1/2}$  [101]. Учитывая дисперсию ППП в свободном слое графена [104]  $k \approx 2\pi\hbar^2\epsilon_0\epsilon_d\omega^2/(e^2\mu_{ch})$ , можно рассчитать максимальную частоту ППП:  $\omega \approx$

$e^2\mu_{ch}/(2\pi c\hbar^2\varepsilon_0\varepsilon_d^{1/2}) \sim 1$  ТГц (для параметров, использованных в данном разделе).  
Изменение материальных параметров диэлектрика и/или химического потенциала графена позволяет настроить наблюдаемую часть дисперсионной кривой ППП.

## ГЛАВА 2. ОБЪЕМНЫЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

### 2.1. ВЛИЯНИЕ ГРАФЕНА НА ПОВОРОТ СПЕКЛ-КАРТИНЫ СВЕТА В ГИРОТРОПНОМ ОПТОВОЛОКНЕ

Хорошо известно, что при прохождении света через гиротропную среду его плоскость поляризации вращается за счет эффекта Фарадея. В [105] предсказана возможность вращения спекл-картины (распределения излучения в поперечном сечении волокна) света, прошедшего через гиротропное оптоволокно, помещенное в продольное магнитное поле. Также было показано, что моды, соответствующие меридиональным лучам, в основном ответственны за вращение спекл-картины. Позже похожий эффект наблюдался экспериментально для линейно поляризованного света, проходящего через низкомодовое кварцевое волокно, помещенное в продольное магнитное поле [106]. Некоторые теоретические объяснения эффекта, основанные на подходе теории возмущений, были сделаны в работах [107, 108]. Предложен и экспериментально реализован метод обнаружения изменения магнитного поля по вращению спекл-картины [109].

Как было показано в предыдущей главе, внедрение графена в магнитные гиротропные структуры приводит к возникновению ряда особенностей. В связи с этим представляет интерес исследование того, как покрытие сердцевины волокна графеновым слоем повлияет на вращение спекл-картины. Исследуемые особенности могут иметь как фундаментальный интерес (взаимодействие поляризации света с его траекторией), так и различные практические приложения (определение свойств графена по углу поворота спекл-картины, для устройств фотоники и оптоэлектроники и др.).

Рассмотрим круглое гиротропное волокно с радиусом  $a$ , длиной  $l$  и ступенчатым профилем показателя преломления, в котором между сердцевиной и оболочкой волокна расположен слой графена (см. Рис. 2.1) [A4, A6, A21]. Для

решения задачи необходимо решить уравнения Максвелла с материальными уравнениями и граничными условиями при  $r=a$  (1.1.6). Для оптических частот можно считать, что и сердцевина, и оболочка волокна немагнитны (магнитная восприимчивость скаляр, и равна  $\mu=1$ ). Тензор диэлектрической проницаемости  $\hat{\epsilon}_{c,sh}$  для гиротропной среды имеет вид

$$\hat{\epsilon}_{c,sh} = \begin{pmatrix} \epsilon_{c,sh} & i\epsilon_{a c,sh} & 0 \\ -i\epsilon_{a c,sh} & \epsilon_{c,sh} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel c,sh} \end{pmatrix}.$$

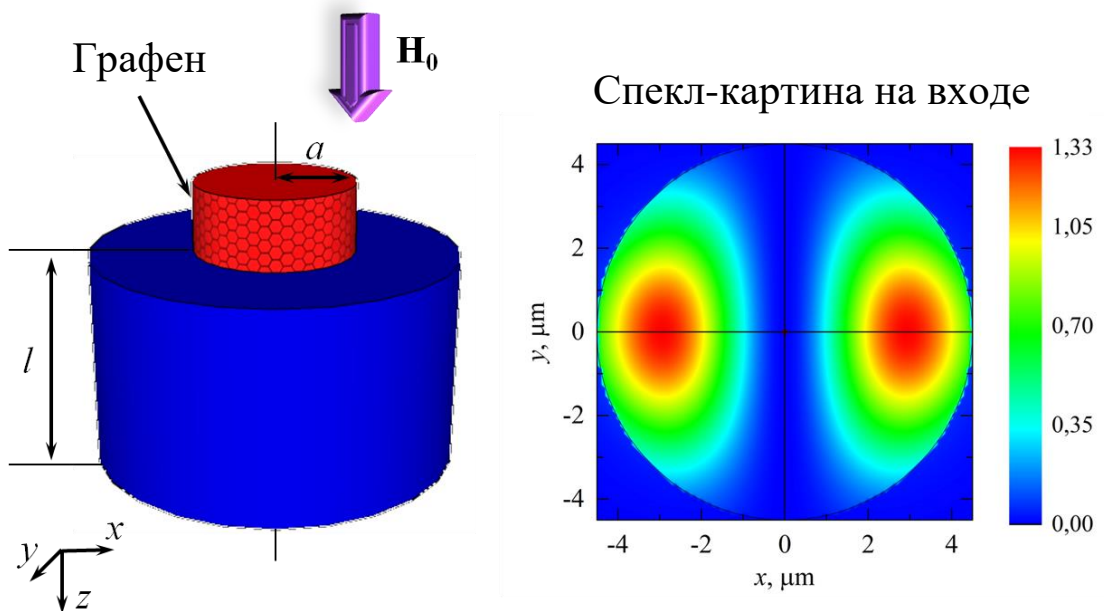


Рис. 2.1. Геометрия задачи и спекл-картина на входе волновода [A4].

Предположим, что поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  имеют гармоническую зависимость от времени  $\sim \exp[i\omega t]$ , где  $\omega$  – круговая частота.

Для продольных составляющих поля из уравнений Максвелла несложно получить:

$$\left( \nabla_{\perp}^2 - \frac{\epsilon_{\parallel c,sh}}{\epsilon_{c,sh}} \beta^2 + k_0^2 \epsilon_{\parallel c,sh} \right) E_z + i\beta k_0 \frac{\epsilon_{a c,sh}}{\epsilon_{c,sh}} H_z = 0,$$

$$(\nabla_{\perp}^2 - \beta^2 + k_0^2 \varepsilon_{\perp c, sh}) H_z - i\beta k_0 \varepsilon_{\parallel c, sh} \frac{\varepsilon_{a c, sh}}{\varepsilon_{c, sh}} E_z = 0.$$

Здесь введены обозначения  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon - \frac{\varepsilon_a^2}{\varepsilon}$ ,  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  - волновое число электромагнитной волны в вакууме,  $\beta$  - волновое число, распространяющейся вдоль оси  $z$  волны.

Выражая из первого уравнения  $H_z$  или из второго  $E_z$  несложно убедиться, что обе продольные компоненты поля удовлетворяют одному уравнению четвертого порядка:

$$\begin{aligned} L(E_z) &= 0, L(H_z) = 0, \\ L &= \nabla_{\perp}^4 + p\nabla_{\perp}^2 + q, \\ p &= \left[ k_0^2 (\varepsilon_{\parallel c, sh} + \varepsilon_{\perp c, sh}) - \beta^2 \left( \frac{\varepsilon_{\parallel c, sh}}{\varepsilon_{c, sh}} + 1 \right) \right], \\ q &= \frac{\varepsilon_{\parallel c, sh}}{\varepsilon_{c, sh}} \beta^4 - 2k_0^2 \varepsilon_{\parallel c, sh} \beta^2 + k_0^4 \varepsilon_{\parallel c, sh} \varepsilon_{\perp c, sh}. \end{aligned}$$

В таком случае, оператор  $L$  можно представить в виде

$$L = (\nabla_{\perp}^2 + \varkappa_1^2)(\nabla_{\perp}^2 + \varkappa_2^2),$$

где  $\varkappa_1$  и  $\varkappa_2$  - корни биквадратного уравнения

$$\varkappa_{1,2}^4 + p\varkappa_{1,2}^2 + q = 0.$$

Отметим, что аналогичное дифференциальное уравнение 4-го порядка можно записать для любой компоненты поля электромагнитной волны, решить это уравнение, и при помощи уравнений Максвелла получить все остальные компоненты поля. Поэтому представляется целесообразным [51] ввести некоторую скалярную величину (потенциал), которая удовлетворяла бы тому же дифференциальному уравнению, а компоненты поля получались бы при этом

простым дифференцированием потенциала. В рассматриваемом случае, такой функцией является функция  $\psi$ , связанная с компонентами поля следующим образом:

$$\begin{aligned}\nabla_{\perp}^2 \psi + \varkappa_{1,2}^2 \psi &= 0, \\ \mathbf{E} &= \hat{U} \cdot \text{grad}(\psi \cdot \exp[-i\beta z]), \\ \mathbf{H} &= \hat{V} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \cdot \text{grad}(\psi \cdot \exp[-i\beta z]).\end{aligned}$$

Компоненты тензоров  $\hat{U}$  и  $\hat{V}$  являются функциями компонент тензоров  $\hat{\varepsilon}_{c,sh}$ , частоты,  $\beta$  и величин  $\varkappa_1$  и  $\varkappa_2$  [51]. Отметим, что существует две функции  $\psi_{1,2}$  каждая из которых соответствует своему значению  $\varkappa_{1,2}$ , и определяет свои компоненты поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , которые независимы до наложения граничных условий.

Уравнения должны быть дополнены граничными условиями, которые заключаются в непрерывности тангенциальных компонент электрической и магнитной напряженностей суммарного поля.

В таком случае для движения вдоль оси  $z$  волновые составляющие электромагнитного поля могут быть представлены в цилиндрической системе координат [51]

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{N_m} \vec{E}_{m,n}(r) \exp(im\varphi - i\beta_{m,n}z), \\ \vec{H} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{N_m} \vec{H}_{m,n}(r) \exp(im\varphi - i\beta_{m,n}z).\end{aligned}$$

Здесь  $\vec{E}_{m,n}(r)$  и  $\vec{H}_{m,n}(r)$  - радиальное распределение электрического и магнитного поля моды  $m$ , распространяющейся вдоль оси  $z$  с волновым числом  $\beta_{m,n}$ .

Для сердцевины волновода данное распределение является суперпозицией функций Бесселя  $J_m(\varkappa_{i,m,n}r)$ ,  $i = 1,2$ , и их производных. В оболочке  $\vec{E}_{m,n}(r)$  и

$\vec{H}_{m,n}(r)$  необходимо вместо функций Бесселя использовать функции МакДональда  $K_m(\xi_{i,m,n}r)$ ,  $i = 1, 2$ . Величины  $\alpha_{i,m,n}$  и  $\xi_{i,m,n}$  имеют смысл поперечных постоянных распространения моды  $m$ ,  $n$  и связаны с продольной соотношениями (индексы  $m$ ,  $n$  опущены):

$$\alpha_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[ k_0^2 (\epsilon_{\parallel core} + \epsilon_{\perp core}) - \beta^2 \left( 1 + \frac{\epsilon_{\parallel core}}{\epsilon_{core}} \right) \right] \pm \left\{ \frac{1}{4} \left[ k_0^2 (\epsilon_{\parallel core} - \epsilon_{\perp core}) - \beta^2 \left( \frac{\epsilon_{\parallel core}}{\epsilon_{core}} - 1 \right) \right]^2 + k_0^2 \beta^2 \epsilon_{\parallel core} \left( \frac{\epsilon_{acore}}{\epsilon_{core}} \right)^2 \right\}^{1/2}$$

$$\xi_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[ \beta^2 \left( 1 + \frac{\epsilon_{\parallel shell}}{\epsilon_{shell}} \right) - k_0^2 (\epsilon_{\parallel shell} + \epsilon_{\perp shell}) \right] \pm \left\{ \frac{1}{4} \left[ k_0^2 (\epsilon_{\parallel shell} - \epsilon_{shell}) - \beta^2 \left( \frac{\epsilon_{\parallel shell}}{\epsilon_{shell}} - 1 \right) \right]^2 + k_0^2 \beta^2 \epsilon_{\parallel shell} \left( \frac{\epsilon_{ashell}}{\epsilon_{shell}} \right)^2 \right\}^{1/2}$$

Дисперсионное уравнение, из которого определяются постоянные распространения  $\beta_{m,n}$ , получается из граничных условий

Численные расчеты проведем для кварцевого световода с параметрами [106]: радиус сердцевинны  $a = 4.5$  мкм, показатель преломления сердцевинны  $n_{core} = \sqrt{\epsilon_{core}} = 1,47$ , показатель преломления оболочки  $n_{shell} = \sqrt{\epsilon_{shell}} = 1,466$ , предположим, что  $\epsilon_{\parallel} = \epsilon$ . Постоянную Верде  $V$  будем считать одинаковой, как для оболочки, так и для сердцевинны световода. Она определяет антисимметричную часть тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_a = \sqrt{\epsilon} V H_0 \lambda / \pi$ , которую будем считать одинаковой для сердцевинны и оболочки. Для кварца она равна  $V = 4.072 \cdot 10^{-10}$  рад/(Гс·мкм). Проведем расчет для длины волны лазерного излучения  $\lambda = 0,633$  мкм. Для данного световода постоянная распространения имеет следующую область разрешенных значений:  $k_2 \leq \beta \leq k_1$ ,  $k_1 \approx 14,59$  рад/мкм,  $k_2 \approx 14,55$  рад/мкм.

Будем считать, что на вход световода подается линейно поляризованная волна с компонентами

$$E_{0x} \sim \exp\left[-\frac{\left(r-\frac{a}{2}\right)^2}{\frac{a^2}{4}}\right] \cos(\varphi) \exp(i\omega t - ik_0 z); E_{0y} = 0.$$

В этом случае, возбуждаются четыре моды с  $m = \pm 2, n = 1; m = 0, n = 1, 2$ . Спекл-картина  $I_x = E_x E_x^*$  (операция \* означает комплексное сопряжение) такого излучения показана на рис. 1.1.

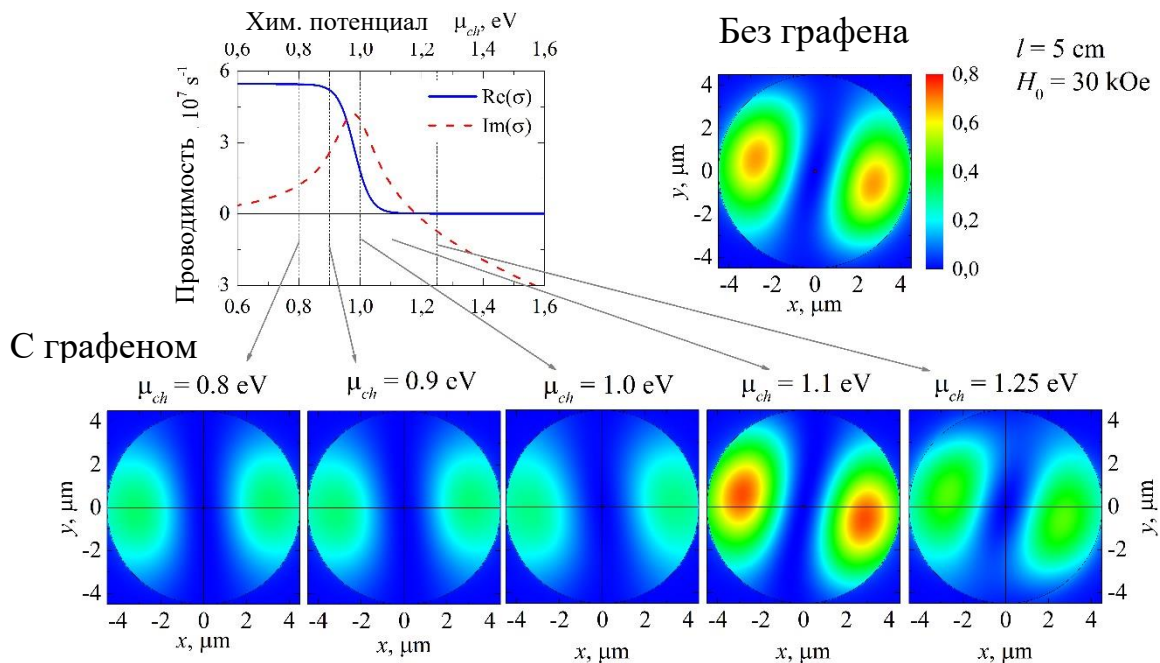


Рис. 2.2. Зависимость действительной и мнимой частей проводимости графена от химического потенциала; спекл-картина  $x$ -поляризованного излучения, прошедшего через не покрытый волновод длиной  $l = 5 \text{ см}$ , помещенный в магнитное поле  $H_0 = 30 \text{ кОе}$ ; спекл-картины излучения, прошедшего через волновод длиной  $l = 5 \text{ см}$ , покрытый графеном с различными значениями химического потенциала, помещенный в магнитное поле  $H_0 = 30 \text{ кОе}$ . Из [А4].

В случае покрытия сердцевины волновода графеновым слоем, его можно представить как бесконечно тонкую проводящую поверхность с проводимостью, использованной при расчетах в предыдущей главе использованное ранее (1.1.11).

Химический потенциал графена можно менять допированием и при помощи внешнего электрического поля. Известно, что существует некоторое критическое значение химического потенциала при котором действительная часть проводимости резко уменьшается, а мнимая – становится положительной и сопоставимой с действительной частью (см. рис. 2.2). Данная особенность связана с близостью энергии фотонов  $\hbar\omega$  и энергии межзонных переходов в графене  $\sim 2\mu_{ch}$ . В области значений химического потенциала, при которых мнимая часть проводимости положительна, возможно существование как ТМ-, так и ТЕ-поляризованных плазмонов (в [73] показано, что ТЕ- поляризованные моды могут существовать при отрицательных значениях мнимой части проводимости; это противоречие связано с тем, что авторы рассматривают временную зависимость полей вида  $\exp(-i\omega t)$ ).

Наличие проводимости приводит к потерям при распространении электромагнитных волн вдоль волновода. Расчеты показывают, что проводимость входит в дисперсионное уравнение в том числе в виде произведения  $m\sigma$ . Это говорит о том, что при смене знака у мнимой либо действительной части  $\sigma$  меняется соотношение между фазовыми скоростями мод с  $\pm|m|$ . Расчеты также показывают, что для положительной действительной и отрицательно мнимой части проводимости (что имеет место для большинства металлов и полупроводников), фазовая скорость волны с отрицательными  $m$  меньше, чем фазовая скорость для мод  $m > 0$  (как и для волновода без покрытия), что и приводит к повороту спекл-картины по часовой стрелке (если смотреть вдоль волновода). Смена знака у мнимой части  $\sigma$  приводит к тому, что фазовая скорость волны с отрицательными  $m$  становится больше, чем фазовая скорость для мод  $m > 0$ , что приводит к обратному вращению спекл-картины излучения. Зависимость действительной и мнимой частей проводимости графена и расчетов спекл-

картины  $I_x(x,y)$  излучения при длине волновода 5 см и различных значениях химического потенциала показаны на рис. 2.2.

На рис. 2.2 также показан расчет спекл-картины  $I_x(x,y)$  для волновода без графена. Видно, что результаты расчетов по крайней мере качественно соответствуют результатам эксперимента [106] и расчетов [107, 108], проведенных с использованием метода возмущений. В настоящей работе задача решалась непосредственным решением уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями.

Наличие положительной мнимой части проводимости графена компенсирует вращение спекл-картины, характерное для гиротропного волновода без графена, и при определенных значениях химического потенциала спекл-картина оказывается не повернутой относительно исходной. Дальнейшее увеличение мнимой части проводимости графена приводит к эффекту обратного вращения спекл-картины. Данный эффект достигает максимума при максимальном значении мнимой части проводимости (см. рис. 2,  $\mu_{ch} = 1$  eV). Для рассматриваемого в работе волновода этот эффект составляет порядка нескольких градусов.

Отметим, что используемые для расчетов значения химического потенциала  $\mu_{ch} \sim 1$  eV легко достижимы в экспериментальных условиях. На данный момент характерные размеры графеновых слоев, которые могут быть получены, составляют несколько микрон. Наши расчеты показывают, что для заметного эффекта необходим волновод длиной порядка нескольких сантиметров. Однако, для наблюдения эффекта не принципиально покрытие сердцевины волновода именно одним непрерывным слоем графена. Необходимо наличие очень тонкого слоя материала с положительной мнимой частью проводимости. Для этих целей можно использовать и несколько слоев графена. Кроме того, нами использовались значения материальных параметров кварцевого волновода, использованного в эксперименте [106]. Выбор материала волновода с большей постоянной Верде может усилить наблюдаемые эффекты, а значит, сократить необходимую длину световода. Так, например, постоянная Верде наиболее часто используемого в магнитооптике железо-иттриевого граната допированного висмутом [91]

примерно на 2 порядка больше использованного при расчетах значения. Используя аналогию с эффектом Фарадея, можно ожидать, что для наблюдения такого же эффекта в таком волноводе потребуется длина на два порядка меньше, т.е. порядка сотен микрон.

## 2.2. ГИГАНТСКОЕ ФАРАДЕЕВСКОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛАЗМОННЫХ МОД ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ В НАНОПРОВОДАХ, ПОКРЫТЫХ ГРАФЕНОМ

Рассмотрим гиротропный нанопровод, покрытый слоем графена (см. рис. 2.3) [A11, A21, A22, A26]. Будем использовать цилиндрическую систему координат  $(r, \varphi, z)$ . Ось нанопроволоки будем считать осью  $z$ , совпадающей с осью вращения. Такая ситуация может быть реализована, например, в магнитных нанопроводах, намагниченных вдоль оси провода. Электродинамические свойства нанопровода можно описать тензором диэлектрической проницаемости

$$\hat{\epsilon}_{wire} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & -i\epsilon_a & 0 \\ i\epsilon_a & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}.$$

Здесь  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная (на протяжении всей главы мы будем использовать единицы СИ). Слой графена можно описать двумерной проводимостью  $\sigma_g$  (1.1.11), которая зависит от температуры  $T$ , угловой частоты  $\omega$ , частоты рассеяния носителей заряда  $\Gamma$  и химического потенциала  $\mu_{ch}$ . Присутствие графена будем учитывать только как граничное условие вида (1.1.6). Будем считать, что внешней средой является воздух, т.е. диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_{out} = \epsilon_0$ .

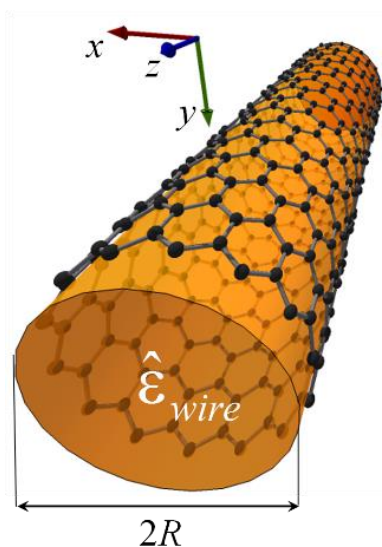


Рис. 2.3. Схема рассматриваемой структуры [A21].

Теперь нужно решить уравнения Максвелла внутри каждой среды. Будем считать, что электромагнитная волна имеет гармоническую зависимость от времени и распространяется вдоль оси  $z$ , т.е.  $\mathbf{E}, \mathbf{H} \sim \exp[-i\omega t + i\beta z]$ , где  $\beta = \beta' + i\beta''$  – комплексная постоянная распространения. Распределение электромагнитного поля внутри магнитного нанопровода может быть выражено аналогично распределению поля цилиндрических СВЧ-волноводов и световодов, заполненных гиротропной средой [51, 107, 108]. Поле вне нанопровода имеет обычный вид. Эти поля должны удовлетворять граничным условиям при  $r = R$ :  $E_{z,m}^{in} = E_{z,m}^{out}$ ,  $E_{\varphi,m}^{in} = E_{\varphi,m}^{out}$ ,  $H_{z,m}^{out} - H_{z,m}^{in} = -\sigma_g E_{\varphi,m}^{in}$ , and  $H_{\varphi,m}^{out} - H_{\varphi,m}^{in} = \sigma_g E_{z,m}^{in}$ . Таким образом, мы получим дисперсионное уравнение. Решив это уравнение, найдем постоянную распространения  $\beta$  для каждого индекса азимутальной моды  $m$ .

Стандартными характеристиками ППП являются длина волны ППП  $\lambda_{SPP} = 2\pi/\beta'$  и длина распространения  $L_{SPP} = 1/\beta''$ . Когда  $L_{SPP}$  становится меньше  $\lambda_{SPP}$  для выбранного  $m$ , соответствующая мода ППП становится сильно затухающей и не может распространяться в структуре.

Аналитический анализ показывает, что дисперсионное уравнение имеет члены с первой и третьей степенями индекса моды  $m$ . Это приводит к невязности для мод с противоположным азимутальным направлением распространения, т.е. моды с разными знаками  $m$  будут распространяться с немного разными скоростями.

Предположим, что при  $z = 0$  имеет место распределение полей с азимутальной зависимостью  $\sim \cos(m\varphi)$ . Такое распределение можно описать суперпозицией двух мод с  $m = \pm|m|$ , которые возбуждаются без фазового сдвига:

$$E_i = \tilde{E}_{i,+m}(r) \exp[im\varphi] \exp[i\beta_{+m}z] + \tilde{E}_{i,-m}(r) \exp[-im\varphi] \exp[i\beta_{-m}z]$$

где  $\tilde{E}_{i,\pm m}(r)$  — радиальные распределения поля,  $i = r, \varphi, z$ . Действительно, из-за различия постоянных распространения  $\beta_{\pm m}$  эти распределения будут различаться

для разных знаков  $m$ , но в первом подходе будем считать, что  $\tilde{E}_{i,+m}(r) \approx \tilde{E}_{i,-m}(r)$ . Справедливость такого предположения в дальнейшем будет подтверждена численными расчетами распределений полей. Различные значения скорости распространения приведут к фазовому сдвигу при выбранном  $z = z_0$  и, таким образом, к повороту распределения поля на угол  $(\beta'_{-m} - \beta'_{+m})z_0/2m$ . Эта формула аналогична формуле для СВЧ волновода, заполненного гиротропной средой [51]. Для характеристики угла поворота мы будем использовать удельный угол поворота для каждого режима, определяемый следующим образом:

$$\theta = \frac{(\beta'_{-m} - \beta'_{+m})}{2m}.$$

Длина распространения также будет различаться для мод с противоположными знаками  $m$ . Это может привести к тому, что при определенном значении  $z$  одна из мод станет пренебрежимо малой. При такой длине, определяемой условием

$$|\beta''_{-m} - \beta''_{+m}|z_0 \gg 1,$$

азимутальное распределение интенсивности становится пространственно однородным.

Для численного решения дисперсионного уравнения и исследования распределения поля будем использовать следующие параметры: линейная частота электромагнитной волны  $f = \omega/2\pi = 100$  ТГц (длина волны в вакууме  $\lambda_0 = 3$  мкм), радиус нанопровода  $R = 50$  нм (квантовые эффекты в графеновых структурах следует учитывать при размере структуры менее  $\approx 20$  нм [110]). Для простоты будем считать, что  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\parallel} = \varepsilon$ . Значение  $\varepsilon$  выберем равным 2. Будем рассматривать комнатные температуры ( $T = 300$  К) и энергию рассеяния носителей заряда в графене  $\Gamma = 0,1$  мэВ. В связи с тем, что вращение может наблюдаться только для мод, зависящих от азимутального угла, будем рассматривать моды с  $|m| \neq 0$ .

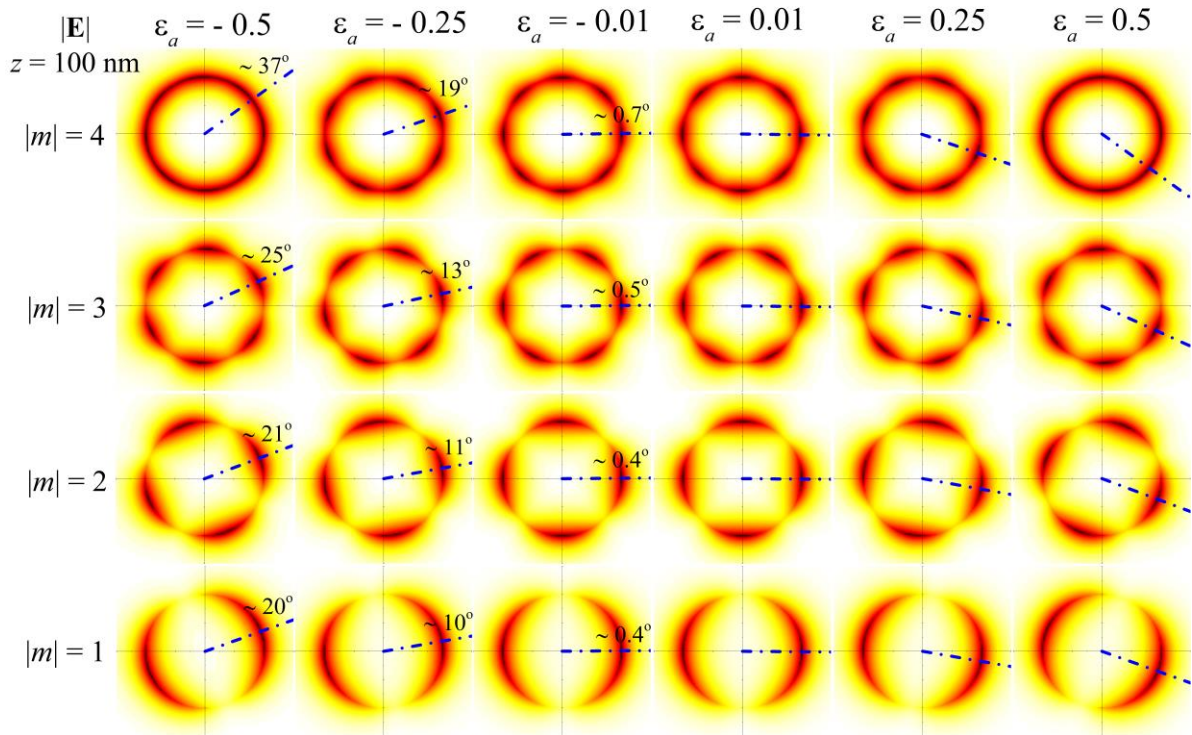


Рис. 2.4. Распределение электрического поля некоторых низших мод при  $z = 100$  нм для разных значений  $\varepsilon_a$  [A21]. Штрихпунктирные линии показывают рассчитанное положение первого максимума. При  $\varepsilon_a > 0$  углы поворота такие же, как и для соответствующего случая  $\varepsilon_a < 0$ , но распределение вращается в противоположном направлении. Химический потенциал графена  $\mu_{ch} = 1$  эВ.

На рис. 2.4 показано распределение электрического поля некоторых мод высокого порядка на расстоянии  $z = 100$  нм для различных значений  $\varepsilon_a$ . Химический потенциал графена  $\mu_{ch} = 1$  эВ. Штрихпунктирные линии показывают расчётное положение максимума. Видно, что расчётные значения углов поворота хорошо согласуются с численным моделированием. Изменение знака гиротропии  $\varepsilon_a$  (т.е. изменение намагниченности или направления магнитного поля) приводит к противоположному вращению распределения поля. Различие между радиальными распределениями полей с разными знаками  $m$  не оказывает заметного влияния. Для высокоиндексных мод в случае гигантской гиротропии условие  $|\beta''_{-m} - \beta''_{+m}|z_0 \gg 1$  не выполняется, и наблюдается размытие распределения, о котором мы говорили выше.

Изменение проводимости графена (или его химического потенциала) может привести к большому различию констант распространения мод с противоположными знаками  $m$ . Это можно использовать для регулировки угла поворота аналогично оптическому волокну с графеновым покрытием, рассмотренному в предыдущем разделе. Расчетные зависимости удельного угла поворота, для некоторых низших мод, показаны на рис. 2.5. На этом рисунке также указаны длина волны ППП и длина распространения. Видно, что удельный угол поворота достигает максимума при определенном химическом потенциале, значения которого различны для каждой моды. Для более низких мод максимум соответствует более высоким значениям химического потенциала. Эти максимальные значения отмечены пунктирными линиями. Максимальный угол поворота уменьшается при увеличении номера моды. Увеличение гиротропии  $|\epsilon_a|$  приводит к некоторому сдвигу максимума в сторону понижения химических потенциалов. При положительных значениях гиротропии удельные углы поворота отрицательны, но равны по абсолютной величине случаю отрицательной гиротропии. Для графиков изменения длины волны ППП и длины распространения знак  $\epsilon_a$  приводит к тому, что линии для  $m > 0$  и  $m < 0$  меняются местами. В целом, угол поворота можно регулировать примерно в два раза, изменяя химический потенциал графена.

Следует отметить, что максимальное удельное вращение наблюдается вблизи точки перегиба зависимости длины волны ППП от химического потенциала для моды с большей длиной волны. При таких значениях химического потенциала соответствующие моды имеют длину распространения меньше длины волны ППП, т.е. когда моды становятся затухающими.

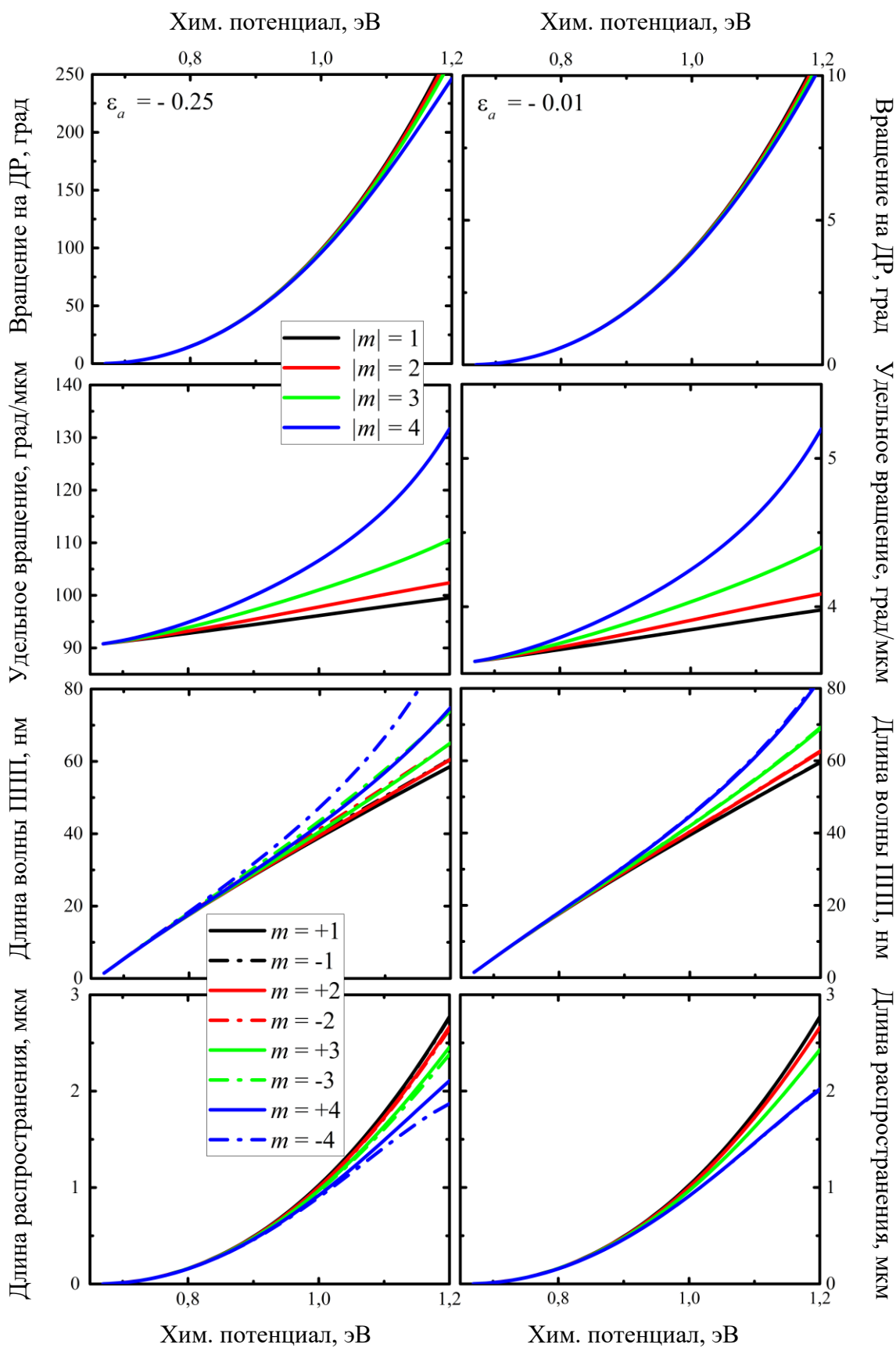


Рис. 2.5. Зависимости угла поворота на длине распространения (ДР), удельного угла поворота, длины волны ППП и длины распространения от химического потенциала графена [A21].

Также видно, что при максимальных углах поворота длины распространения мод с противоположным знаком  $m$  существенно различаются. Таким образом, условие  $|\beta''_{-m} - \beta''_{+m}|z_0 \gg 1$  играет решающую роль.

Характеристики распространения мод зависят от диэлектрической проницаемости нанопровода, его радиуса и частоты электромагнитной волны. Все эти параметры можно использовать для достижения максимального вращения желаемой моды.

Угол поворота линейно зависит от длины нанопровода. Таким образом, максимальное вращение может быть достигнуто на расстоянии, равном длине распространения ППП. Но надо иметь в виду условие  $|\beta''_{-m} - \beta''_{+m}|z_0 \gg 1$ , чтобы избежать нежелательного размытия распределения.

Следует отметить, что для практического применения исследуемого эффекта необходимы большие значения  $\varepsilon_a$ . Для часто используемых в магнитооптике материалов эта компонента тензора принимает значения  $\varepsilon_a \sim 0,001-0,01$  на длинах волн, примерно равных рассмотренным нами [91]. Часто для характеристики гиротропных материалов используют угол Фарадея и постоянную Верде. Фарадеевский угол поворота можно определить следующим образом [51]:  $\theta_F = z\omega[(\varepsilon + \varepsilon_a)^{1/2} - (\varepsilon - \varepsilon_a)^{1/2}]/(2c) = BVz$ , где  $B$  — магнитная индукция внешнего поля,  $V$  — постоянная Верде. При  $\varepsilon_a \ll \varepsilon$  гиротопия пропорциональна  $BV$ . Высокие значения постоянной Верде в терагерцовом диапазоне частот (0,1-10 ТГц) имеют некоторые полупроводники: (Cd,Mn)Te ( $10^3$  рад  $T^{-1} m^{-1}$ ) [111], InSb ( $10^4$  рад  $Tl^{-1} m^{-1}$ ) [112], HgTe ( $10^6$  рад  $T^{-1} m^{-1}$ ) [113]. В таких материалах могут быть достигнуты значения  $\varepsilon_a$ , необходимые для практического применения, но предлагаемая структура должна быть адаптирована для терагерцовых частот (должен быть увеличен радиус сердцевины). Следует отметить, что на терагерцовых частотах длина распространения ППП значительно больше, чем в рассматриваемой здесь инфракрасной области. Таким образом, можно добиться больших углов поворота, но на больших пространственных масштабах.

### 2.3. ПОПЕРЕЧНО-ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЛАЗМОННЫЕ МОДЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ГРАФЕНОВЫХ НАНОПРОВОДОВ

Хорошо известно, что ГС (одиночные, двухслойные и многослойные волноводы) могут поддерживать высоколокализованные электромагнитные волны, т.е. поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), как ТЕ-, так и ТМ-поляризации [73, 86, 87, 100]. В связи с этим возникает вопрос о возможности распространения ТЕ-мод в цилиндрических плазмонных волноводах на основе графена [A10, A21, A26].

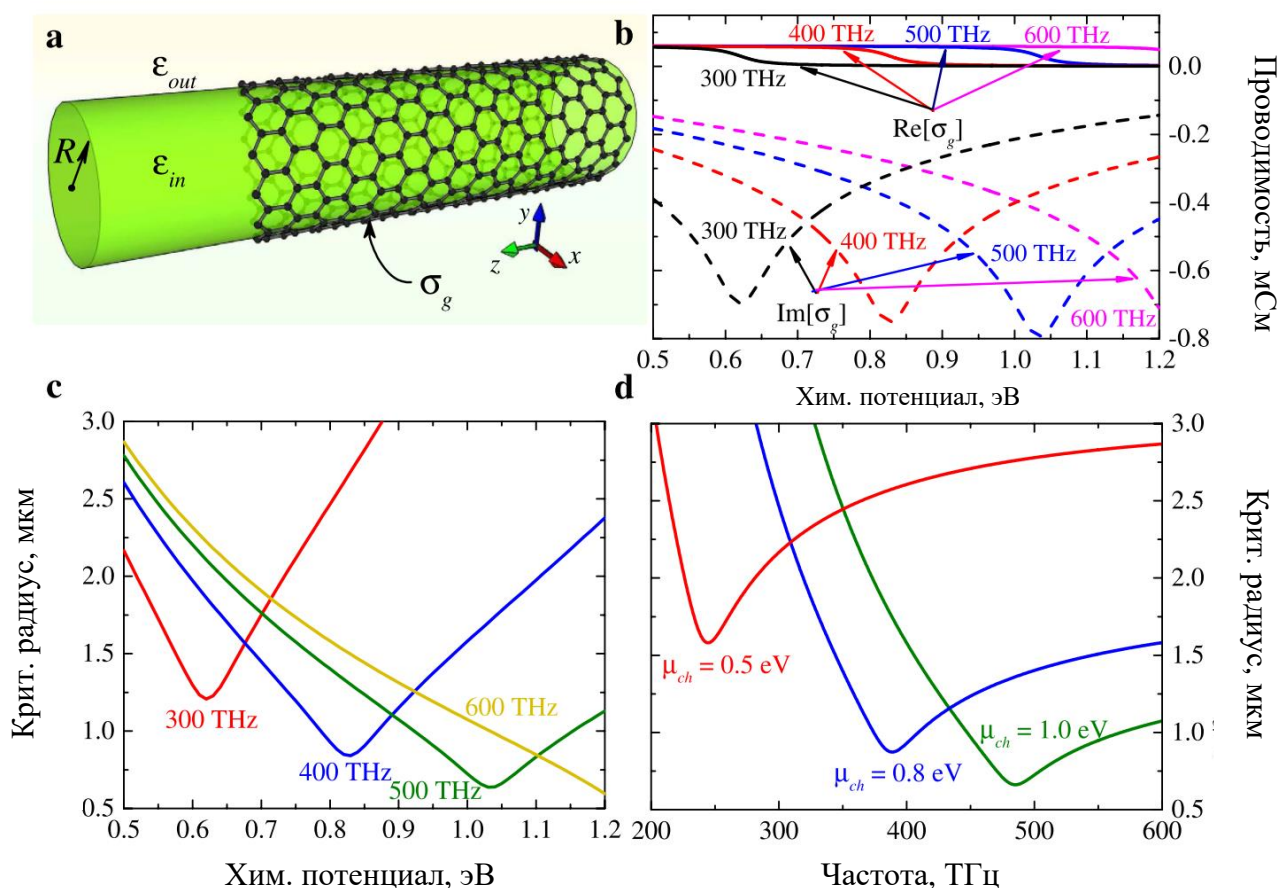


Рис. 2.6. Геометрия задачи (а), проводимость графена в зависимости от химического потенциала на разных частотах (b), радиус критического ядра в зависимости от химического потенциала графена (c) и частоты (d). Из [A10].

Схема задачи показана на рис. 2.6. Рассмотрим нанопровод с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{wire}$ , покрытый слоем графена. Пусть такая структура расположена в среде с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{out}$ . Радиус нанопровода обозначим  $R$ . Будем использовать цилиндрические координаты  $(r, \varphi, z)$ , ось нанопроволоки совпадает с осью  $z$ . Графен будем как и раньше описывать поверхностной проводимостью  $\sigma_g$ , выраженной в формуле (1.1.11).

Будем рассматривать монохроматические плазмоны, распространяющиеся вдоль оси нанопровода (оси  $z$ ), подставляя электрические и магнитные поля  $\mathbf{E}, \mathbf{H} \propto \exp[i(\beta z - \omega t)]$  в уравнения Максвелла ( $\beta = \beta' + i\beta''$  — комплексная постоянная распространения,  $\omega$  — круговая частота). Компоненты электрического и магнитного полей в цилиндрических координатах  $(r, \varphi, z)$  внутри нанопровода (т.е. при  $0 < r < R$ ) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_{r,m}^{in} &= -ig^{-2}\{\beta g A_m I_m'(gr) + i\omega m \mu_0 r^{-1} B_m I_m(gr)\}, \\ E_{\varphi,m}^{in} &= -ig^{-2}\{i\beta m r^{-1} A_m I_m(gr) - \omega \mu_0 g B_m I_m'(gr)\}, \\ E_{z,m}^{in} &= A_m I_m(gr), \\ H_{r,m}^{in} &= -ig^{-2}\{\beta g B_m I_m'(gr) - i\omega m \varepsilon_{in} r^{-1} A_m I_m(gr)\}, \\ H_{\varphi,m}^{in} &= -ig^{-2}\{i\beta m r^{-1} B_m I_m(gr) - \omega \varepsilon_{in} g A_m I_m'(gr)\}, \\ H_{z,m}^{in} &= B_m I_m(gr). \end{aligned}$$

В этих выражениях опущен множитель  $\exp[i(m\varphi + \beta z - \omega t)]$ . Уравнения, описывающие поля вне нанопровода (при  $r > R$ )  $\mathbf{E}^{out}, \mathbf{H}^{out}$ , могут быть получены из этих же выражений путем замены:

$$g \rightarrow p, I_m(gr) \rightarrow K_m(pr), A_m \rightarrow C_m, B_m \rightarrow D_m, \varepsilon_{in} \rightarrow \varepsilon_{out}.$$

Во всех формулах  $I_m(x)$  и  $K_m(x)$  — модифицированные функции Бесселя первого и второго типа соответственно; операция  $'$  означает дифференцирование

по аргументу;  $g^2 = \beta^2 - \omega^2 \epsilon_{in} \mu_0$ ,  $p^2 = \beta^2 - \omega^2 \epsilon_{out} \mu_0$ ,  $\mu_0$  – магнитная постоянная. Параметры  $p$  и  $g$  связаны с глубиной проникновения (локализацией около слоя графена) поля моды. Константы  $A_m$ ,  $B_m$ ,  $C_m$ ,  $D_m$  определяются граничными условиями и процедурой нормирования мод. Граничные условия при  $r = R$  следующие:  $E_{z,m}^{in} = E_{z,m}^{out}$ ,  $E_{\varphi,m}^{in} = E_{\varphi,m}^{out}$ ,  $H_{z,m}^{out} - H_{z,m}^{in} = -\sigma_g E_{\varphi,m}^{in}$ , и  $H_{\varphi,m}^{out} - H_{\varphi,m}^{in} = \sigma_g E_{z,m}^{in}$ .

Характеристическое (или дисперсионное) уравнение для  $m$ -й плазмонной моды может быть получено из граничных условий с полевыми выражениями полей.

При  $m = 0$  электромагнитные волны можно разделить на ТЕ- и ТМ-моды. У мод высоких порядков все компоненты электрического и магнитного полей в общем случае не равны нулю. Т.е. такие моды нельзя классифицировать как ТЕ- или ТМ- поляризованные волны.

Дисперсионное соотношение для ТЕ-поляризованной фундаментальной моды ( $m = 0$ ) выглядит следующим образом:

$$i\omega\mu_0\sigma_g = \frac{gI_0(gR)}{I_1(gR)} + \frac{pK_0(pR)}{K_1(pR)}.$$

Оба слагаемых в правой части положительны, поэтому можно заключить, что условие  $\text{Im}[\sigma_g] < 0$  является необходимым. Но этого условия недостаточно. Предположим, что  $|\text{Re}[\sigma_g]| \ll |\text{Im}[\sigma_g]|$ . Это условие хорошо выполняется вблизи межзонного перехода носителей заряда в графене (т.е. когда  $1,667 < \hbar\omega/\mu_{ch} < 2$ ). Предел отсечки (т. е.  $p \rightarrow 0$ ) приводит к критической связи между радиусом ядра, частотой и диэлектрической проницаемостью. В пределе  $g_{cr}R \ll 1$ , соответствующем малому радиусу ядра, малой разнице диэлектрических проницаемостей внутренней и внешней среды или низкой частоте, приводит к условию  $\omega\mu_0|\text{Im}[\sigma_g]|R = 2$ . Оценки критического радиуса для диапазона частот 100-600 ТГц (от ближнего инфракрасного до видимого света) дают характерные

размеры волновода  $R \sim 1$  мкм. ТЕ-подобные ППП-моды высоких порядка могут распространяться в структурах с гораздо большим радиусом.

Рассмотрим более подробно случай равенства ядра и внешней среды, что соответствует наименьшему радиусу ядра. Зависимости критического радиуса от частоты распространяющихся волн и химического потенциала графена представлены на рис. 2.6 с, d. Видно, что минимальное значение критического радиуса соответствует внутризонным переходам носителей в графене  $\hbar\omega/\mu_{ch} = 2$ . Это значение сравнимо с длиной волны объемных электромагнитных волн. Увеличение частоты при фиксированном химическом потенциале приводит к уменьшению минимального значения критического радиуса. При фиксированном радиусе ядра диапазон химических потенциалов, когда структура поддерживает ТЕ-плазмоны, увеличивается с увеличением частоты. И наоборот, увеличение химического потенциала приводит к увеличению диапазона частот. Следует отметить, что при определенных значениях радиуса сердцевин волновод может поддерживать ТЕ-плазмоны в широком диапазоне частот. Например, при  $R = 1,25$  мкм для химического потенциала 1,0 эВ частотное окно составляет примерно от 425 ТГц до более 600 ТГц, при  $R = 1,75$  мкм для химического потенциала 0,8 эВ – примерно от 330 ТГц, при  $R = 3$  мкм для химического потенциала 0,5 эВ – примерно от 200 ТГц. Таким образом, предлагаемая структура может работать как фильтр высоких частот с управляемыми характеристиками.

Основными характеристиками распространяющихся плазмон-поляритонов являются эффективный показатель преломления  $n_{eff} = \text{Re}[h]/k_0$ , где  $k_0 = \omega/c$ , и длина распространения  $L_{SPP} = 1/(2\text{Im}[h])$ . Исследуем эти характеристики распространяющихся в структуре ТЕ-мод. Для простоты положим  $\varepsilon_{out} = \varepsilon_{in} = \varepsilon_0$ . Радиус сердцевин примем равным  $R = 1$  мкм. При таком радиусе сердцевин структура может поддерживать ТЕ плазмон-поляритоны в диапазоне частот примерно от 370 ТГц и значений химического потенциала примерно от 0,8 эВ. На рис. 2.7а показаны зависимости  $n_{eff}$  и  $L_{SPP}$  от частоты и химического потенциала, рассчитанные из точного дисперсионного уравнения.

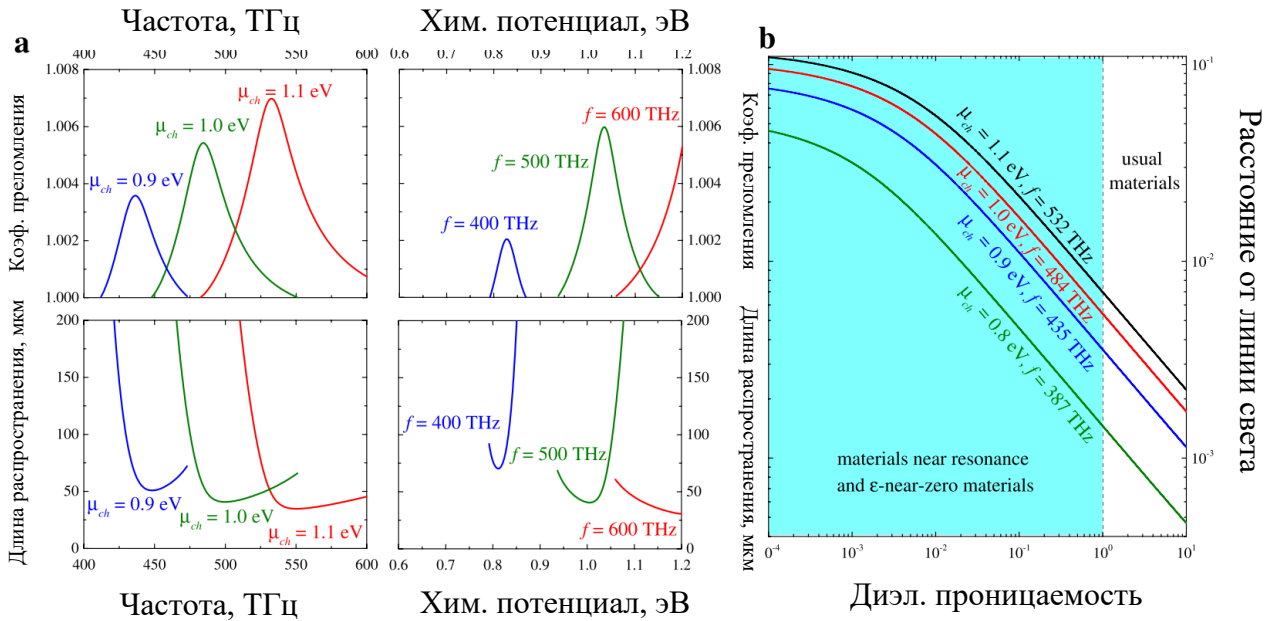


Рис. 2.7. Характеристики распространяющихся ТЕ плазмон-поляритонов (а) и расстояние ТЕ плазмонной моды от световой линии (б) [A10]. Радиус сердцевинны  $R = 1$  мкм. Диэлектрические проницаемости ядра и внешней среды равны. Заштрихованная область на (б) соответствует значениям  $\epsilon_{out}^r = \epsilon_{in}^r < 1$ , что может наблюдаться в некоторых материалах в условиях, близких к резонансным, или в так называемых «epsilon-near-zero» материалах и метаматериалах. Для обеих осей используется логарифмическая шкала.

Видно, что максимальный эффективный показатель преломления соответствует условию  $\hbar\omega/\mu_{ch} \approx 2$ . В рассматриваемом случае локализация плазмонной моды характеризуется параметром  $p^2 = g^2 = h^2 - \epsilon_0\mu_0\omega^2 = h^2 - k_0^2$ . Таким образом, если эффективного показателя преломления становится больше единицы, моду можно считать локализованной. ТЕ-мода цилиндрического графенового волновода слабо локализована, как и в случае однослойного графена [73, 84]. Длина распространения при  $\hbar\omega/\mu_{ch} \approx 2$  близка к минимальной из-за большей локализации. При фиксированной частоте (химическом потенциале) длина распространения быстро увеличивается, когда химический потенциал (частота) уменьшается (увеличивается), а степень локализации почти не изменяется. Это связано с уменьшением действительной части проводимости графена при  $\hbar\omega/\mu_{ch} < 2$  и, следовательно, с уменьшением диссипации.

Также, как и в случае однослойного графена и двухслойной конфигурации [87, 114], ТЕ-мода в рассматриваемой структуре очень чувствительна к разнице между диэлектрическими проницаемостями сердцевины и внешней среды. Расчеты показывают, что при наиболее благоприятных для ТЕ- моды условиях  $\hbar\omega/\mu_{ch} \approx 2$  структура может поддерживать эту моду только при  $(\epsilon_{in}^r - \epsilon_{out}^r) < 0,003$  при  $\mu_{ch} = 0,8$  эВ ( $f \approx 387$  ТГц),  $(\epsilon_{in}^r - \epsilon_{out}^r) < 0,01$  при  $\mu_{ch} = 0,9$  эВ ( $f \approx 435$  ТГц),  $(\epsilon_{in}^r - \epsilon_{out}^r) < 0,017$  при  $\mu_{ch} = 1,0$  эВ ( $f \approx 484$  ТГц), и  $(\epsilon_{in}^r - \epsilon_{out}^r) < 0,024$  при  $\mu_{ch} = 1,1$  эВ ( $f \approx 532$  ТГц). Наши оценки дают меньшие критические значения разности диэлектрических проницаемостей, чем для двухслойной конфигурации (при толщине прослойки 100 нм критическое  $\epsilon_{out}^r / \epsilon_{in}^r = 0,77$  [87], в то время, когда мы получили  $\epsilon_{out}^r / \epsilon_{in}^r = 1/1,024 \approx 0,98$ ). Это связано с тем, что фундаментальную ТЕ-моду цилиндрического волновода лучше сравнивать с симметричной модой в планарной геометрии, которая подробно не рассматривалась.

Основной трудностью экспериментального обнаружения и практического применения ТЕ-плазмонов в графене является их близость к световой линии. Расстояние ТЕ-мод от световой линии можно описать разностью  $(n_{eff} - n_{out})$ , где  $n_{out} = (\epsilon_{out}^r)^{1/2}$  — показатель преломления внешней среды. Как уже упоминалось выше, наиболее благоприятными для распространения ТЕ-моды являются условия  $\hbar\omega/\mu_{ch} = 2$  и  $\epsilon_{out}^r = \epsilon_{in}^r$ . Исследуем, как значение диэлектрической проницаемости повлияет на характеристики ТЕ-мод. Зависимость плазмонного расстояния от линии света  $(n_{eff} - n_{out})$  от диэлектрической проницаемости для различных значений химического потенциала и частоты, соответствующая условию межзонных переходов, показана на рисунке рис. 2.7b. Радиус сердцевины равен 1 мкм. Закрашенная область соответствует значениям  $\epsilon_{out}^r = \epsilon_{in}^r < 1$ . Такая ситуация может наблюдаться в некоторых материалах в околорезонансных условиях или в так называемых «epsilon-near-zero» материалах и метаматериалах [115-117]. Видно, что при значениях диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{out}^r = \epsilon_{in}^r > 0,025$  расстояние плазмона от световой линии  $(n_{eff} - n_{out})$  уменьшается почти экспоненциально с увеличением диэлектрической проницаемости (логарифмическая шкала используется для обеих осей на рисунке

2.7b). При  $\varepsilon_{out}^r = \varepsilon_{in}^r < 0,025$  разность  $(n_{eff} - n_{out})$  медленно увеличивается с уменьшением диэлектрической проницаемости. Сравнение значений  $(n_{eff} - n_{out})$  для обычных материалов  $\varepsilon_{out}^r = \varepsilon_{in}^r > 1$  со значениями для материалов в околорезонансных условиях и «epsilon-near-zero» материалов, можно сделать вывод, что в последнем случае разница  $(n_{eff} - n_{out})$  может быть на порядок больше. Таким образом, для экспериментального наблюдения ТЕ-мод может быть выгоднее использовать «epsilon-near-zero» метаматериалы.

Моды с индексом  $|m| > 0$  существуют на частотах, выше частоты отсечки. Количество поддерживаемых мод на фиксированной длине волны  $\lambda_0$  можно оценить как  $\text{Re}[i2\pi R(\varepsilon_{in} + \varepsilon_{out})c/(\sigma_g \lambda_0)]$ . Увеличение диэлектрической проницаемости сердечника приводит к увеличению числа поддерживаемых мод.

## 2.4. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В настоящей главе исследованы особенности распространения объемных и поверхностных волн в цилиндрических структурах на основе графена.

Мы показали возможность управления спекл-картиной линейно поляризованного света как с помощью изменения магнитного поля, так и химического потенциала графена (например, с помощью напряжения затвора). Эта возможность может быть использована для управления светом в различных приложениях оптоэлектроники и фотоники. С другой стороны, можно измерить свойства слоя покрытия по углу поворота спекл-картины или подавить магнитное вращение спекл-картины за счет правильно подобранного покрытия, когда это необходимо.

Мы предсказали гигантское фарадеевское вращение плазмонных мод высокого порядка в покрытом графеном нанопроводе и управление этим эффектом как гиротропией (магнитным полем или намагниченностью), так и химическим потенциалом графена (химическое легирование графена или напряжение затвора). Эффект может быть использован для магнитного управления плотностью состояний электромагнитного излучения на масштабах много меньших длины волны, что интересно для квантово-оптических устройств, работающих в телекоммуникационном диапазоне частот [118]. В нанопроводах конечной длины магнитное поле можно использовать для настройки мод резонатора Фабри–Перо, что выходит за рамки резонансного усиления вращения Фарадея в магнитооптической среде, расположенной внутри оптического резонатора [119]. Полученные результаты улучшают понимание микроскопических механизмов усиления магнитооптических эффектов в магнитоплазмонных наноструктурах и, следовательно, могут быть полезны для разработки новых плазмонных устройств, функционирующих на наномасштабах.

Мы исследовали плазмонные TE-моды, поддерживаемые цилиндрической структурой на основе графена. Такие моды могут распространяться в структуре только при радиусе ядра, превышающем, по меньшей мере, 500 нм, на частотах от

ближнего инфракрасного до видимого света. Наиболее благоприятным условием для распространения ТЕ плазмонов является равенство диэлектрических проницаемостей внутренней и внешней сред. Дисперсия ТЕ плазмонов более значительно отклоняется от световой линии при низких значениях диэлектрических проницаемостей  $\epsilon_{in}^r = \epsilon_{out}^r \ll 1$ . Использование нескольких слоев графена должно привести к уменьшению критического радиуса или рабочей частоты. Детальное исследование показало [120], что в двухслойном графене плазмоны ТЕ могут больше отклоняться от световой линии по сравнению с однослойным графеном. Эффективная оптическая проводимость случайно ориентированных нескольких слоев графена пропорциональна количеству слоев  $N$  [39, 121-123]. Таким образом, абсолютное значение мнимой части проводимости увеличится, а значение критического радиуса уменьшится примерно в  $N$  раз. Например, если использовать 5-слойный графен, все результаты, которые мы получили для радиуса сердцевинки 1 мкм, можно наблюдать при радиусе сердцевинки около 200 нм. Экспериментально ТЕ-плазмоны наблюдались на телекоммуникационных частотах [100] (длина волны в вакууме составляет 1,55 мкм). С учетом возможности уменьшения критического радиуса активной зоны предлагаемая структура может иметь широкие перспективы в коммуникационных технологиях.

## ГЛАВА 3. ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

### 3.1. ОСОБЕННОСТИ ОБРАТНОГО ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В НАНОПРОВОДАХ, ПОКРЫТЫХ ГРАФЕНОМ

Хорошо известно, что магнитная среда может изменять поляризацию распространяющегося в ней света. Этот эффект называется магнитооптическим эффектом Фарадея. Вращение поляризации света возникает в результате спин-орбитального взаимодействия, нарушающего симметрию электронных волновых функций, что приводит к вращению возбуждаемых дипольных токов. Наоборот, поляризованные фотоны могут влиять на намагниченность [так называемый обратный эффект Фарадея (ОЭФ)]. Эффективное магнитное поле, индуцированное электрическим полем света, можно рассчитать [124-127] следующим образом:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \alpha \text{Im}[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*], \quad (3.1)$$

где  $\alpha$  — магнитооптическая восприимчивость; операция «\*» означает комплексное сопряжение.

На сегодняшний день ОЭФ привлекает внимание исследователей возможностью оптического намагничивания и перемагничивания. Простейшим случаем является перемагничивание циркулярно поляризованным светом [124-127]. Перекрестное произведение  $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$  может быть ненулевым, если имеется некоторый фазовый сдвиг между двумя ортогональными электрическими компонентами света в среде. В частности, показано существование обратного поперечного магнитооптического эффекта Керра [128]. Эти обратные эффекты (как Фарадея, так и Керра) могут усиливаться при поверхностном плазмон-поляритонном резонансе в плазмонных наноструктурах [128–130] за счет

локализации света вблизи поверхности и, как следствие, увеличения его локальной интенсивности.

Получения различных заданных распределений оптически индуцированного магнитного поля представляет особый интерес. Показана возможность генерации продольной намагниченности посредством ОЭФ сфокусированными вихревыми пучками как с азимутальной [131, 132], так и с радиальной [133] поляризацией. В [134] было предложено использовать оптические волны, обладающие пространственно-неоднородной поляризацией или фазовыми сингулярностями, для запечатления магнитных вихрей.

Собственные электромагнитные моды в цилиндрически-симметричных структурах азимутально поляризованы. Это говорит о том, что волны в таких структурах также способны индуцировать намагничивание среды. Так, например, были предложены концепции спинового сита на основе поперечных электрических и поперечных магнитных волн при совпадающем и противоположных направлениях вращения в цилиндрической геометрии [135]. Спин и угловой момент света могут влиять на намагниченность материала. Несколько похожий сценарий можно ожидать в плазмонных цилиндрически-симметричных структурах, таких как металлические нанопровода и нанопровода на основе графена [A9, A12]. Нанопровода на основе графена кажутся более подходящими для практического использования из-за возможности подстройки проводимости графена, например, с помощью напряжения на затворе или химического легирования. Такая настройка может повлиять на вращение спекл-картины в гиротропных оптических волокнах с графеновым покрытием (см. предыдущую главу). Сильные взаимодействия света с веществом могут наблюдаться в графене из-за сильной локализации света и относительно больших расстояний распространения плазмонов [136]. Использование плазмонов в цилиндрических двумерных материалах было предложено для приложений нанофотоники [30]. Дисперсионные характеристики ППП в цилиндрических нанопроводах на основе графена были подробно исследованы в работе [137]. Исследование показало, что нанопровод с графеновым покрытием поддерживает

моды с гораздо более высокого порядка и обеспечивает лучшую локализацию мод, чем нанопровод с металлическим покрытием. Исходя из указанных здесь особенностей, можно ожидать довольно интересных проявлений ОЭФ в нанопроводе, покрытом графеном [A8, A27].

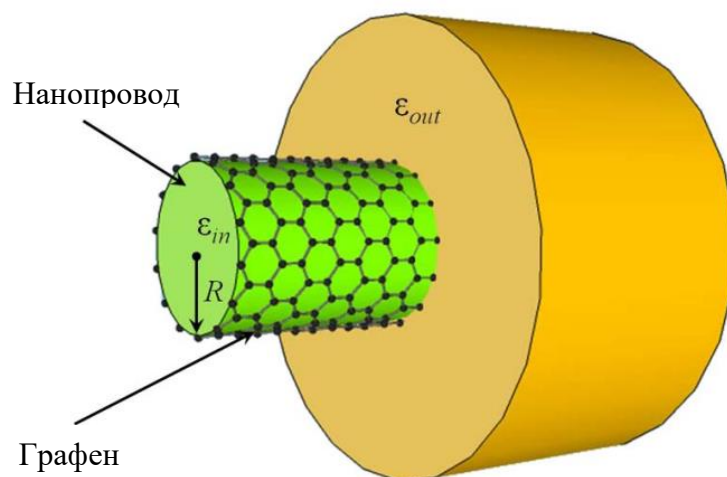


Рис. 3.1. Схема задачи [A8].

Следуя работе [137], рассмотрим диэлектрический нанопроволод радиусом  $R$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , покрытый слоем графена и располагающийся во внешней среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{out}$  (см. рис. 3.1). Слой графена можно представить в виде бесконечно тонкого слоя с поверхностной проводимостью  $\sigma_g$ , которая зависит от температуры  $T$ , химического потенциала  $\mu_{ch}$ , времени релаксации  $\tau$  и частоты электромагнитной волны  $\omega$ , и может быть рассчитана по формулам Кубо, как мы и делали в предыдущих главах. Мы будем рассматривать монохроматические плазмоны, распространяющиеся вдоль оси нанопроволоки (оси  $z$ ), подставляя электрические и магнитные поля  $\mathbf{E}, \mathbf{H} \propto \exp[i(\beta z - \omega t)]$  в уравнения Максвелла. ( $\beta = \beta' + i\beta''$  — комплексная постоянная распространения;  $\omega$  — круговая частота). Компоненты электрического и магнитного полей в цилиндрических координатах  $(r, \varphi, z)$  внутри нанопровода (т.е. при  $0 < r < R$ ) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
E_{r,m}^{in} &= -ig^{-2}\{\beta g A_m I_m'(gr) + i\omega t \mu_0 r^{-1} B_m I_m(gr)\}, \\
E_{\varphi,m}^{in} &= -ig^{-2}\{i\beta m r^{-1} A_m I_m(gr) - \omega \mu_0 g B_m I_m'(gr)\}, \\
E_{z,m}^{in} &= A_m I_m(gr), \\
H_{r,m}^{in} &= -ig^{-2}\{\beta g B_m I_m'(gr) - i\omega t \varepsilon_{in} r^{-1} A_m I_m(gr)\}, \\
H_{\varphi,m}^{in} &= -ig^{-2}\{i\beta m r^{-1} B_m I_m(gr) - \omega \varepsilon_{in} g A_m I_m'(gr)\}, \\
H_{z,m}^{in} &= B_m I_m(gr).
\end{aligned}$$

В этих выражениях опущен множитель  $\exp[i(m\varphi + \beta z - \omega t)]$ . Уравнения, описывающие поля вне нанопровода (при  $r > R$ )  $\mathbf{E}^{out}$ ,  $\mathbf{H}^{out}$  имеют вид:

$$\begin{aligned}
E_{r,m}^{out} &= -ip^{-2}\{\beta p C_m K_m'(pr) + i\omega t \mu_0 r^{-1} D_m K_m(pr)\}, \\
E_{\varphi,m}^{out} &= -ip^{-2}\{i\beta m r^{-1} C_m K_m(pr) - \omega \mu_0 p D_m K_m'(pr)\}, \\
E_{z,m}^{out} &= C_m K_m(pr), \\
H_{r,m}^{out} &= -ip^{-2}\{\beta p D_m K_m'(pr) - i\omega t \varepsilon_{out} r^{-1} C_m K_m(pr)\}, \\
H_{\varphi,m}^{out} &= -ip^{-2}\{i\beta m r^{-1} D_m K_m(pr) - \omega \varepsilon_{out} p C_m K_m'(pr)\}, \\
H_{z,m}^{out} &= D_m K_m(pr).
\end{aligned}$$

Во всех формулах  $I_m(x)$  и  $K_m(x)$  — модифицированные функции Бесселя первого и второго типа соответственно; операция  $'$  означает дифференцирование по аргументу;  $g^2 = \beta^2 - \omega^2 \varepsilon_{in} \mu_0$ ,  $p^2 = \beta^2 - \omega^2 \varepsilon_{out} \mu_0$ ,  $\mu_0$  — магнитная постоянная. Параметры  $p$  и  $g$  связаны с глубиной проникновения (локализацией около слоя графена) поля моды. Константы  $A_m$ ,  $B_m$ ,  $C_m$ ,  $D_m$  определяются граничными условиями и процедурой нормирования мод. Граничные условия при  $r = R$  следующие:

$$\begin{aligned}
E_{z,m}^{in} &= E_{z,m}^{out}, \quad E_{\varphi,m}^{in} = E_{\varphi,m}^{out}, \\
H_{z,m}^{out} - H_{z,m}^{in} &= -\sigma_g E_{\varphi,m}^{in}, \quad H_{\varphi,m}^{out} - H_{\varphi,m}^{in} = \sigma_g E_{z,m}^{in}.
\end{aligned}$$

Характеристическое уравнение для  $m$ -й плазмонной моды может быть получено из граничных условий с учетом выражений для компонент поля. Это довольно громоздкое и малоинформативное выражение; читатели могут найти его, например, в работе [137].

Полное выражение, описывающее поле электромагнитной волны, представляет собой сумму полей каждой возбужденной моды

$$(\mathbf{E}, \mathbf{H}) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} C_m (\mathbf{E}_m, \mathbf{H}_m) \exp[i(m\varphi + \beta_m z - \omega t)]$$

где  $C_m$  – комплексная константа, характеризующая амплитуду и фазу  $m$ -й моды. Плазмонно-индуцированное магнитное поле можно рассчитать по формуле (3.1):

$$H_{eff,r} = \alpha \text{Im}[E_\varphi E_z^* - E_z E_\varphi^*],$$

$$H_{eff,\varphi} = \alpha \text{Im}[E_z E_r^* - E_r E_z^*],$$

$$H_{eff,z} = \alpha \text{Im}[E_r E_\varphi^* - E_\varphi E_r^*].$$

Для начала проанализируем магнитное поле, индуцированное одиночной плазмонной модой. Для режима с электромагнитными волнами  $m = 0$  поля можно разделить на ТЕ- и ТМ-моды. Легко показать, что ТЕ-мода не может создавать никакого магнитного поля, а ТМ-мода индуцирует азимутальное магнитное поле внутри нанопровода:

$$H_{eff,\varphi} = 2\alpha |A_0^2| I_0(gr) I_1(g^*r) \exp[-2\beta''z] \text{Im}\left[i \frac{\beta}{g}\right].$$

Поле, снаружи будет иметь такой же вид, но необходимо произвести замену  $g \rightarrow p, I_{0,1}(gr) \rightarrow K_{0,1}(pr), A_0 \rightarrow C_0$ .

Такое магнитное вихреподобное поле локализовано вблизи слоя графена и экспоненциально затухает в направлении оси  $z$ . Компоненты магнитного поля, индуцированные любой одиночной модой, не зависят от азимутального угла  $\varphi$ .

Для мод с  $m \neq 0$  все компоненты магнитного поля отличны от нуля. Изменение направления распространения приводит к изменению направления закрученности поля  $\mathbf{H}_{eff}$ .

Следует отметить, что из-за нелинейности индуцированного поля  $\mathbf{H}_{eff}$  оно не удовлетворяет принципу суперпозиции: поле, индуцированное композицией мод, не равно сумме полей, индуцированных каждой модой в отдельности. Рассмотрим, например, две распространяющиеся моды с азимутальными номерами  $m$  и  $n$ . Суммарное электрическое поле, порождаемое этими модами имеет следующий вид:

$$\mathbf{E} = C_m \mathbf{E}_m \exp[i(m\varphi + \beta_m z - \omega t)] + C_n \mathbf{E}_n \exp[i(n\varphi + \beta_n z - \omega t)].$$

Таким образом, индуцированное за счет обратного эффекта Фарадея магнитное поле можно рассчитать следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{eff} &= \mathbf{H}_{eff,m} + \mathbf{H}_{eff,n} + \mathbf{H}_{eff,mn} \\ \mathbf{H}_{eff,i} &= \alpha |C_i|^2 \text{Im}[\mathbf{E}_i \times \mathbf{E}_i^*] \exp[-2\beta_i'' z], i = m, n \\ \mathbf{H}_{eff,mn} &= 2\alpha \text{Im}\{C_m C_n^* [\mathbf{E}_m \times \mathbf{E}_n^*] \exp[i(m-n)\varphi + i(\beta_m' - \beta_n')z] \exp[-(\beta_m'' + \beta_n'')z]\} \end{aligned}$$

Такое распределение поля, в отличие от магнитного поля, индуцированного одиночной модой, зависит от азимутального угла  $\varphi$  и периодически изменяется вдоль оси  $z$ . Характерный период по оси  $z$  равен  $l = 2\pi/(\beta_m' - \beta_n')$ .

Рассмотрим суперпозицию двух мод с противоположной азимутальной поляризацией (т. е. в предыдущем случае положим  $n = -m$ ). В таком случае, эффективное магнитное поле можно вычислить:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{eff} &= \mathbf{H}_{eff,+} + \mathbf{H}_{eff,-} + \mathbf{H}_{eff,+,-} \\ \mathbf{H}_{eff,\pm} &= \alpha |C_{\pm}|^2 \text{Im}[\mathbf{E}_{\pm} \times \mathbf{E}_{\pm}^*] \exp[-2\beta'' z], \end{aligned}$$

$$\mathbf{H}_{eff,+ -} = 2\alpha \text{Im}\{C_+ C_-^* [\mathbf{E}_+ \times \mathbf{E}_-^*] \exp[2im\varphi] \exp[-2\beta'' z]\}.$$

Видно, что если распространяются две моды с одинаковыми энергиями (т. е.  $|C_+| = |C_-|$ ) но с контролируемо изменяемым фазовым сдвигом  $\Delta\varphi$  (т. е.  $C_+ C_-^* = |C|^2 \exp[i\Delta\varphi]$ ), то распределение поля будет вращаться на угол  $\Delta\varphi$ .

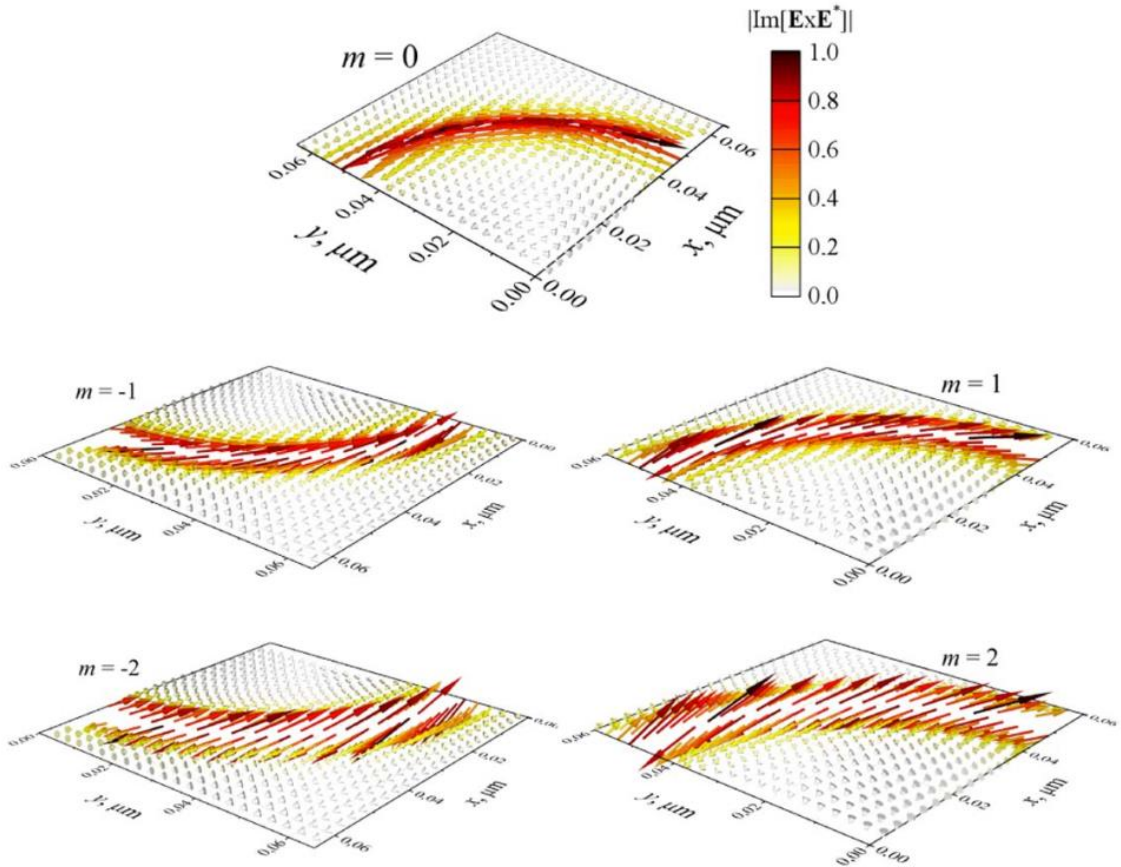


Рис. 3.2. Распределение плазмонно-индуцированного магнитного поля для различных азимутальных мод  $m$  [A8]. Показаны первые квадранты.

Проведем дальнейший анализ численно. Будем считать температуру  $T = 300$  К; время релаксации  $\tau$  для графена положим равным  $0,5$  пс [138]. Для определенности положим  $\varepsilon_{in} = 2\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_{out} = \varepsilon_0$ . Квантовыми эффектами, связанными с конечными размерами графена можно пренебречь при размере структуры более  $20$  нм [110]. Рассмотрим нанопровод радиусом  $R = 50$  нм. Магнитооптическая восприимчивость  $\alpha$  из уравнения (3.1) пропорциональна постоянной Верде материала, которая достигает максимальных значений для многих материалов на

инфракрасных частотах [91]. Поэтому выберем частоту  $f = \omega/2\pi = 100$  ТГц. Плазмонно-индуцированное магнитное поле зависит от координаты  $z$ , поэтому следует задать длину нанопровода  $L$ . Положим  $L = 0,5$  мкм. Химический потенциал слоя графена выберем равным 1 эВ.

На рис. 3.2 показаны распределения магнитного поля для  $m = 0, 1$  и  $2$  на частоте  $f = 100$  ТГц. Можно видеть, что распределение имеет вихреобразный характер (как это было предсказано нами аналитически для  $m = 0$ ). Направление закрутки противоположно для поля, индуцированного внутри и снаружи нанопроволоки. Увеличение номера азимутальной моды приводит к увеличению продольной составляющей наведенного поля. Направление этой компоненты противоположно для поля, индуцированного внутри и снаружи нанопроволоки.

Расчеты показывают, что изменение химического потенциала графена приводит к изменению локализации индуцированного поля. В диапазоне  $0,5 \text{ эВ} \leq \mu_{ch} \leq 1 \text{ эВ}$  слой графена может поддерживать только ТМ-моды на выбранных частотах. Снижение химического потенциала от 1 до 0,5 эВ приводит к увеличению действительной части проводимости  $\text{Re}[\sigma_g]$  и уменьшению ее мнимой части  $\text{Im}[\sigma_g]$ . Увеличение  $\text{Re}[\sigma_g]$  приводит к более сильной локализации плазмонов. Соответственно, индуцированное магнитное поле также имеет большие значения вблизи графена.

При распространении двух различных азимутальных мод вдоль покрытых графеном нанопроводах, как мы упоминали выше, распределение магнитного поля может быть повернуто путем подстройки фазового сдвига между модами. Рассмотрим, например, две моды с  $m = \pm 4$ . В азимутальной зависимости распределения плазмонно-индуцированного поля будет присутствовать  $2m = 8$  максимумов. Распределение поля вблизи каждого максимума имеет сложную вихреобразную структуру. Изменение фазового сдвига приводит к повороту распределения поля. Все эти особенности показаны на рис. 3.3.

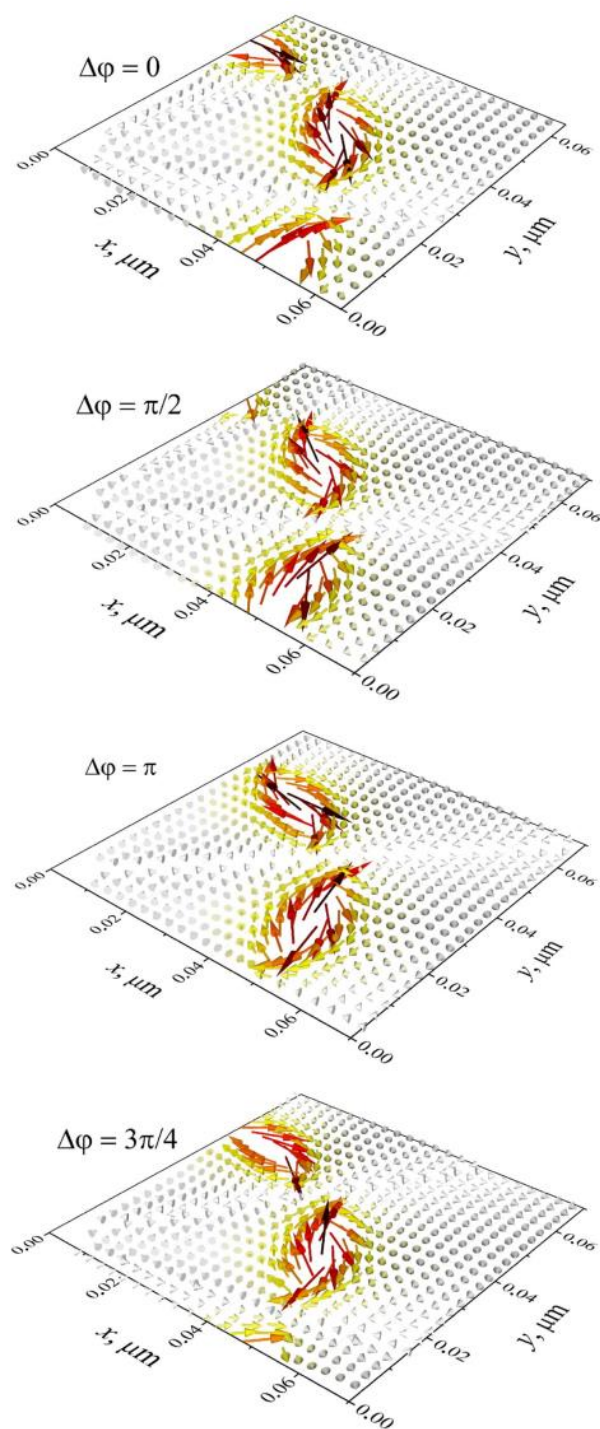


Рис. 3.3. Распределение плазмонно-индуцированного магнитного поля для двухмодового режима с  $m = \pm 4$  и разным фазовым сдвигом [A8]. Показаны первые квадранты.

Исследуем теперь, что произойдет с распределением поля в двухмодовом режиме с разными номерами азимутальных мод  $m$  и  $n$ . Как следует из аналитических вычислений, распределение поля будет неравномерно

распределено по оси  $z$ . Азимутальная зависимость будет иметь  $|m-n|$  максимумов. Иллюстрация такого распределения для  $m = 1$  и  $n = 4$  представлена на рис. 3.4.

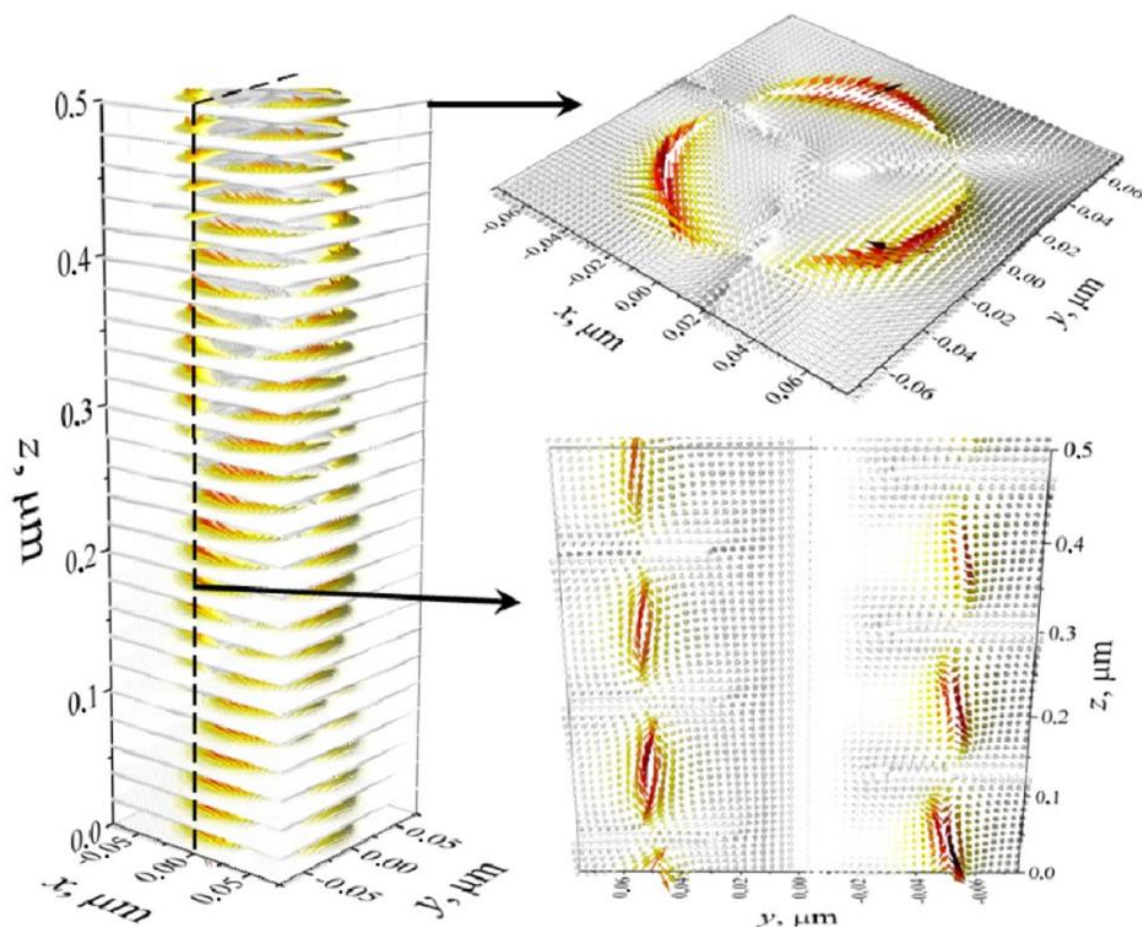


Рис. 3.4. Распределение плазмонно-индуцированного магнитного поля в двухмодовом режиме для различных азимутальных мод  $m = 1$  и  $n = 4$  [A8].

Существует очень важный вопрос, связанный с возможным практическим применением и экспериментальным наблюдением: каковы наибольшие значения магнитного поля, которые можно получить? Уравнение (3.1) состоит из двух множителей:  $\alpha$  характеризует свойства материала волновода, а векторное произведение  $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$  зависит от потока мощности распространяющихся плазмонов. Рассматриваемая здесь линейная модель поверхностного тока графена справедлива, когда амплитуда электрического поля  $E_0 \ll E_{cr}$ . Для типичных экспериментальных параметров  $E_{cr} \sim 100$  В/см [73] будем считать, что  $E_0 \sim 10$  В/см ( $10^6$  СГСЭ). Будем иметь  $|\text{Im}[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]|_{\text{max}} \sim 10^2$  В<sup>2</sup>/см<sup>2</sup> (или  $\sim 10^{12}$  СГСЭ<sup>2</sup>).

Параметр  $\alpha = g/16\pi M_0$ , где  $M_0$  – намагниченность насыщения;  $g$  – параметр инерции, для висмутового феррита-граната,  $g \sim 10^{-4}$ ;  $M_0 \sim 10^2$  Гс;  $\alpha \sim 10^{-9}$  Гс $^{-1}$  [91]. Используя эти параметры, можно рассчитать максимальное магнитное поле, которое будет составлять около 1 кЭ. Это значение магнитного поля достаточно велико для нанометровых масштабов. Увеличение мощности плазмонных мод приведет к увеличению величины магнитного поля.

### 3.2. ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В НАНОСТРУКТУРЕ ГРАФЕН-ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ

В этом разделе исследуем спектр и распределение поля и энергии ППП в структуре графен-диэлектрик-металл, а также промоделируем распределение намагниченности, возникающей за счет ОЭФ в данной структуре [A13, A14]. Рассмотрим распространение поверхностной электромагнитной волны вдоль оси  $x$  в структуре графен-диэлектрик-металл, изображенной на рис. 3.5. Пусть распространяющаяся волна имеет ТМ-поляризацию: напряженность магнитного поля волны направлена вдоль оси  $y$ , вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости  $xz$ . Компоненты магнитного и электрического полей могут быть записаны в виде:  $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$  и  $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ . Структура на рис. 3.5 состоит из металлической подложки с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_3$ , слоя диэлектрика с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  и толщиной  $d$ , слоя графена с поверхностной проводимостью  $\sigma$ , нанесенного на поверхность диэлектрика, среда над структурой соответствует вакууму с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1 = 1$ . Мы полагаем, что все среды - немагнитные, т.е. магнитная проницаемость каждого слоя равна единице ( $\mu = 1$ ).

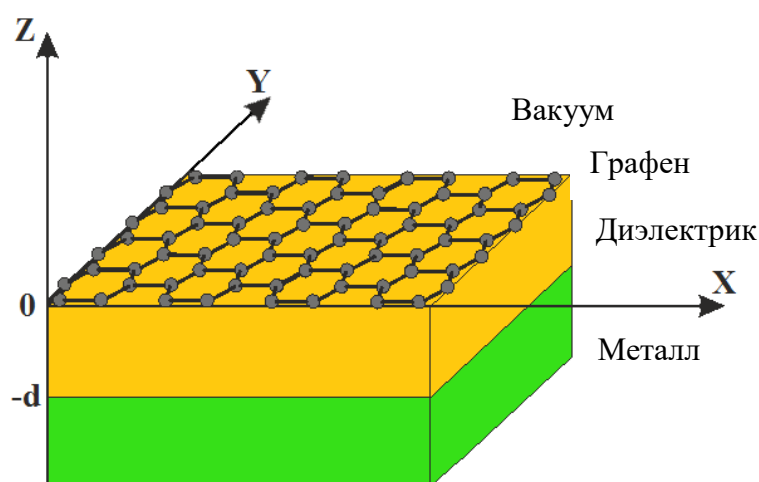


Рис. 3.5. Схематическое представление структуры графен-диэлектрик-металл [A13].

Напряженности магнитного поля в каждом слое структуры можно представить в виде

$$\begin{aligned} z \geq 0: & \quad H_{y1} = H_1 e^{(-i\omega t + i\beta x - \gamma_1 z)} \\ -d \leq z \leq 0: & \quad H_{y2} = H_2^+ e^{(-i\omega t + i\beta x - \gamma_2 z)} + H_2^- e^{(-i\omega t + i\beta x + \gamma_2 z)} \\ z \leq -d: & \quad H_{y3} = H_3 e^{-i\omega t + i\beta x + \gamma_3 z} \end{aligned}$$

Напряженности электрического поля можно получить из уравнений Максвелла. Граничные условия на электромагнитное поле имеют вид:

$$\begin{aligned} \text{при } z = -d: & \quad E_{x2} = E_{x3}, \quad \varepsilon_2 E_{z2} = \varepsilon_3 E_{z3}, \quad H_{y2} = H_{y3}, \\ \text{при } z = 0: & \quad E_{x2} = E_{x1}, \quad \varepsilon_2 E_{z2} = \varepsilon_1 E_{z1}, \quad H_{y2} - H_{y1} = \frac{4\pi\sigma}{c} E_{x1}. \end{aligned}$$

Решая систему уравнений из граничных условий и уравнений Максвелла, мы получим дисперсионное уравнение ППП, распространяющихся в структуре графен-диэлектрик-металл:

$$\left(1 - \frac{\varepsilon_3 \gamma_2}{\varepsilon_2 \gamma_3}\right) \left(\frac{\varepsilon_2}{\gamma_2} - \frac{\varepsilon_1}{\gamma_1} - i \frac{4\pi\sigma}{\omega}\right) e^{-2\gamma_2 d} - \left(1 + \frac{\varepsilon_3 \gamma_2}{\varepsilon_2 \gamma_3}\right) \left(\frac{\varepsilon_2}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon_1}{\gamma_1} + i \frac{4\pi\sigma}{\omega}\right) = 0$$

Разные компоненты поля связаны следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} H_{y2}^+ / H_{y2}^- &= \alpha = e^{-2\gamma_2 d} (\varepsilon_3 \gamma_2 + \varepsilon_2 \gamma_3) / (\varepsilon_3 \gamma_2 - \varepsilon_2 \gamma_3), \\ H_{y3} / H_{y2}^- &= \alpha e^{(\gamma_2 + \gamma_3)d} + e^{(\gamma_3 - \gamma_2)d}, \\ H_{y1} / H_{y2}^- &= -2\varepsilon_1 \left(\frac{\varepsilon_2}{\gamma_2} - \frac{\varepsilon_1}{\gamma_1} - i \frac{4\pi\sigma}{\omega}\right)^{-1} / \gamma_1. \end{aligned}$$

Устремление толщины слоя диэлектрика  $d \rightarrow \infty$  приводит к разделению дисперсионного уравнения на отдельные дисперсионные уравнения для структур диэлектрик – металл и вакуум – графен – диэлектрик. В полученных выражениях

введены обозначения  $\gamma_i = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_i}$ ,  $i=1-3$ ;  $k_0 = \omega/c$ ; поверхностную проводимость графена возьмем в виде  $\sigma = \sigma^{intra} + \sigma^{inter}$ :

$$\sigma^{intra} = \frac{e^2}{4\hbar} \frac{i}{2\pi} \left\{ \frac{16k_B T}{\hbar(\omega + i/\tau)} \ln \left( 2 \cosh \left( \frac{\mu_c}{2k_B T} \right) \right) \right\}$$

$$\sigma^{inter} = \frac{e^2}{4\hbar} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \frac{\hbar\omega - 2\mu_c}{2k_B T} - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu_c)^2}{(\hbar\omega - 2\mu_c)^2 + (2k_B T)^2} \right\}$$

где  $e$  – заряд электрона,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура в К,  $\mu_c$  – химический потенциал. Время релаксации электронов –  $\tau$ , выражается как  $\tau = u\hbar\sqrt{\pi n_s}/ev_F$ , где  $u$  – подвижность электронов,  $v_F$  – скорость Ферми,  $n_s$  – концентрация электронов [71]:

$$n_s = \frac{2}{\pi(\hbar v_F)^2} \int_{+\infty}^0 \varepsilon d\varepsilon [f(\varepsilon - \mu_c) - f(\varepsilon + \mu_c)]$$

функция  $f(x)$  – распределение Ферми-Дирака. На оптических частотах и при малых значениях  $\mu_c$  проводимость графена определяется в большей степени межзонными переходами. При комнатной температуре, частотах  $f < 30$  ТГц и  $\mu_c > 0,05$  эВ внутрizonные переходы дают наибольший вклад в оптическую проводимость слоя графена.

Дальнейшее исследование произведем численно. В численных расчетах для структуры графен-диэлектрик-металл будем использовать следующие параметры материалов для различных слоев: относительная диэлектрическая проницаемость вакуума  $\varepsilon_1 = 1$ , в качестве слоя диэлектрика мы рассмотрим кварц  $\text{SiO}_2$  с  $\varepsilon_2 = 4$ , в качестве металла, рассмотрим золото Au. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости Au  $\varepsilon_3$  описывается формулой Друде [148]. Параметры для расчета оптической проводимости графена следующие: подвижность  $u = 10^4$  см<sup>2</sup>В<sup>-1</sup>с<sup>-1</sup>, скорость Ферми  $v_F = 10^8$  см/с, температура  $T=300$  К.

Решение дисперсионного уравнения дает несколько корней для постоянной распространения  $\beta$ , которые соответствуют распространяющимся волноводным и

поверхностным модам. Мы ограничимся рассмотрением только распространяющихся ППП мод, для которых выполняются условия

$$\operatorname{Re}(\beta) > 2\pi \operatorname{Im}(\beta), \quad \operatorname{Re}(\gamma_i) > \operatorname{Im}(\gamma_i), \quad i=1-3. \quad (3.2)$$

Из численного анализа дисперсионного уравнения можно получить условие для распространения ПП на границе с графеном, при  $f = 0.3$  ТГц химический потенциал –  $\mu_c \geq 0.27$  эВ. На рис. 3.6. приведены зависимости действительных и мнимых частей  $\beta, \gamma_1, \gamma_2$  полученные из решения дисперсионного уравнения. Действительная и мнимая части  $\gamma_3$  соответствующей металлу являются достаточно большими и слабо зависят от параметров модели  $d, f$  и  $\mu_c$ ,  $\gamma_3 = (1 + i) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ , что означает резкое уменьшение амплитуды электромагнитного поля в металле (сильную локализацию поля ППП).

Из графиков на рис. 3.6. видно, что при частоте  $f = 0.3$  ТГц и химическом потенциале  $\mu_c = 0.3$  эВ для удовлетворения условий (3.2) лучше выбрать диэлектрический слой толщиной не более 0.03 см. При больших толщинах на рассматриваемой частоте становится возможным возбуждение волноводных объемных мод внутри диэлектрического слоя.

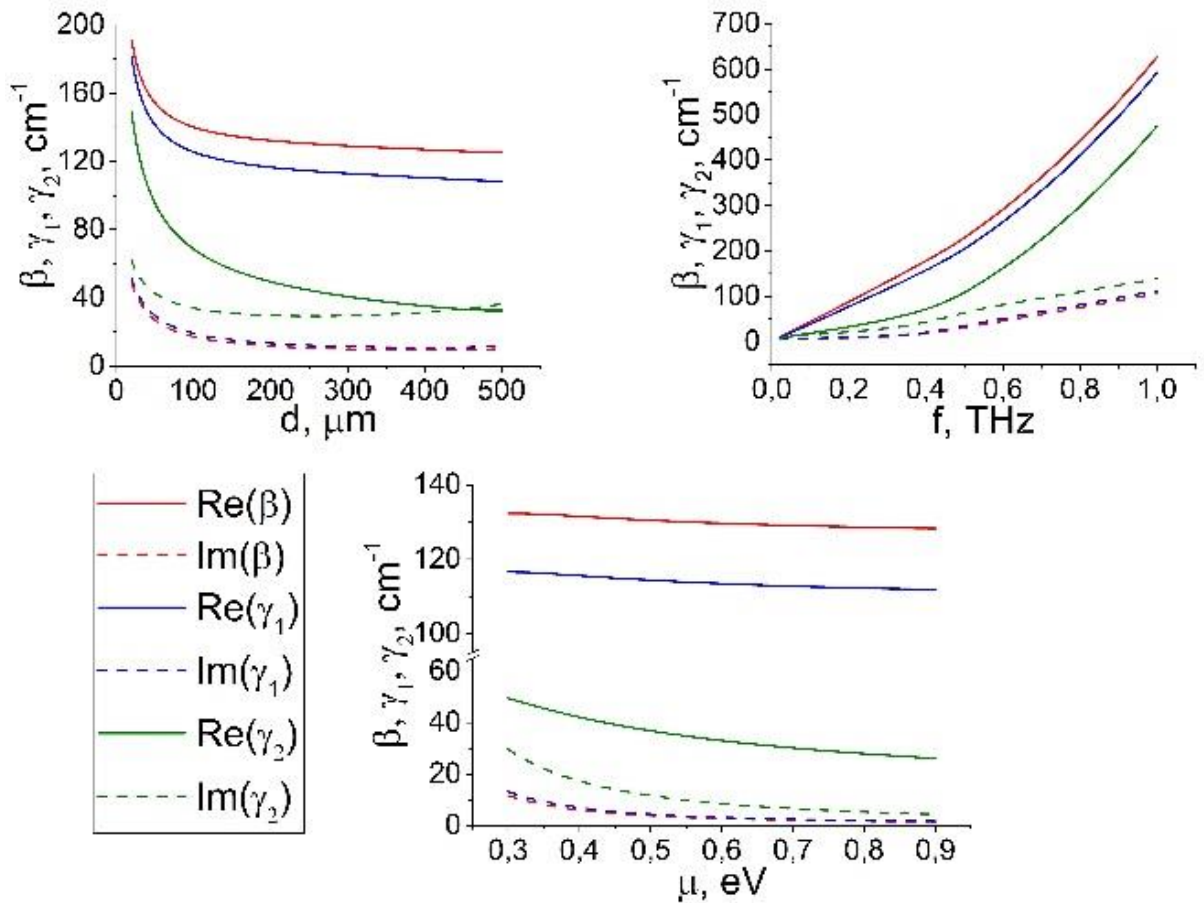


Рис. 3.6. Зависимости  $Re(\beta)$ ,  $Im(\beta)$ ,  $Re(\gamma_1)$ ,  $Im(\gamma_1)$ ,  $Re(\gamma_2)$ ,  $Im(\gamma_2)$  от  $f$ ,  $d$  и  $\mu_c$ . а) зависимости от  $d$  при  $f=0.3$  ТГц и  $\mu_c=0.3$  eV, б) частотные зависимости при  $d=0.02$  см и  $\mu_c=0.3$  eV, в) зависимости от  $\mu_c$  при  $d=0.02$  см и  $f=0.3$  ТГц. [A13]

Вычислим распределение плотности энергии электромагнитного поля ППП в структуре графен-диэлектрик-металл  $w = \varepsilon|E|^2 + |H|^2$ . Можно заметить, что при низких частотах  $f < 0.3$  ТГц энергия поля ППП локализуется на двух границах раздела диэлектрик – металл и диэлектрик-графен - вакуум, а при частотах  $f > 0.3$  ТГц преобладает локализация энергии на границе раздела содержащей графен (см. рис 3.7). Расчеты распределения энергии электромагнитного поля приведены в относительных единицах, энергия нормирована на энергию поля во всей структуре  $W = \int_{-\infty}^{+\infty} (\varepsilon|E|^2 + |H|^2) dz$ .

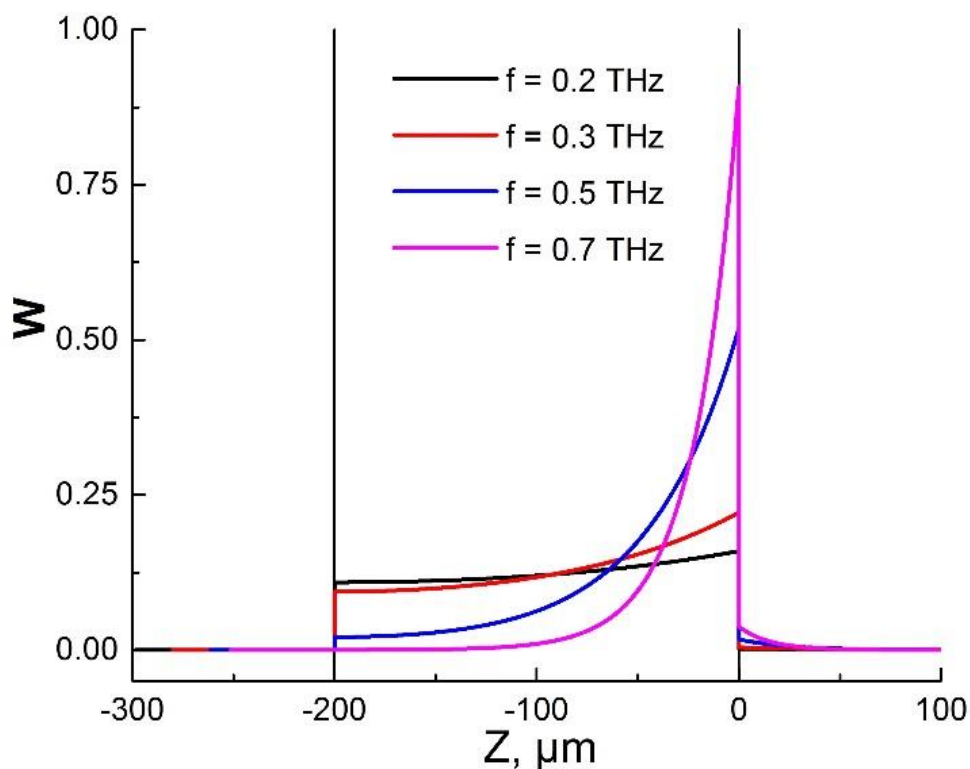


Рис. 3.7. Распределение энергии ППП в структуре графен-диэлектрик-металл при частотах 0.2 - 0.7 ТГц. Толщина диэлектрика  $d=0.02$  см, химический потенциал  $\mu_c=0.3$  эВ. [A13]

Используя дисперсионное уравнение и связь между компонентами электромагнитного поля можно рассчитать эффективное магнитное поле генерируемое ППП за счет ОЭФ

$$H_{eff} = \alpha \text{Im}[\mathbf{E}, \mathbf{E}^*],$$

где  $\alpha$  - параметр зависящий от свойств среды. Представим распределение  $\text{Im}[\mathbf{E}, \mathbf{E}^*]$  в относительных единицах:  $[\mathbf{E}, \mathbf{E}^*]/[\mathbf{E}, \mathbf{E}^*]_{max}$ , где  $[\mathbf{E}, \mathbf{E}^*]_{max}$  - максимальное значение на распределении  $[\mathbf{E}, \mathbf{E}^*]$ . На рис. 3.8 приведено распределение  $\mathbf{I} = i[\mathbf{E}, \mathbf{E}^*]$  в структуре графен-диэлектрик-металл при различных значениях химического потенциала графена, частоте волны  $f = 0.3$  ТГц и толщине диэлектрического слоя  $d = 0.02$  см.

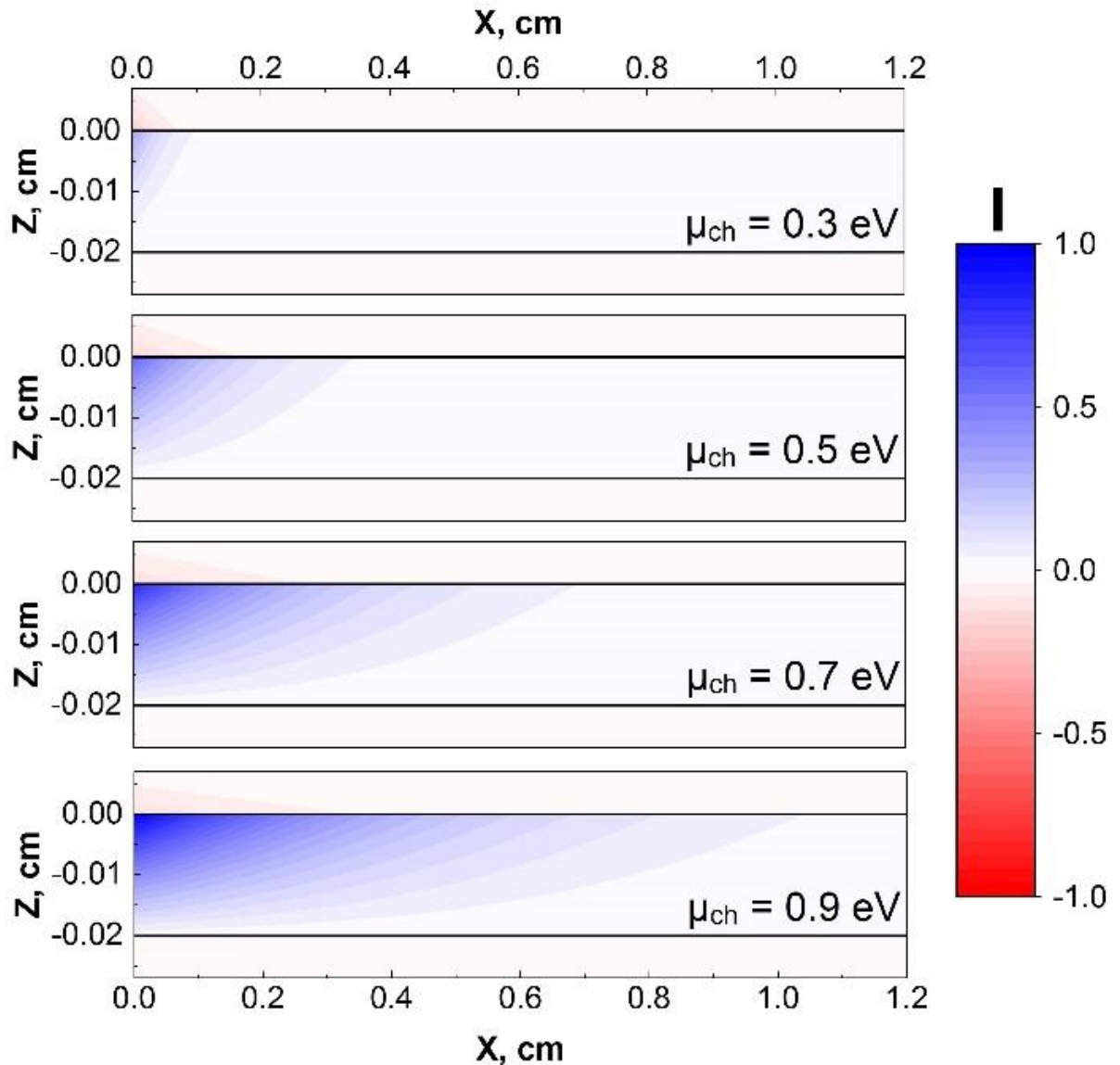


Рис. 3.8. Распределение постоянного эффективного магнитного поля (намагниченности) сгенерированного ППП в структуре графен-диэлектрик-металл при  $f = 0.3$  ТГц,  $d = 0.02$  см, при различных химических потенциалах [A13].

Из рис. 3.8 видно, что увеличение  $\mu_c$  приводит к уменьшению  $I$  и «размыванию» его распределения. Синий цвет на рисунке соответствует направлению вектора  $I$  по оси  $Y$ , красный цвет соответствует противоположному направлению. Анализ расчетов показывает, что увеличение частоты и уменьшение толщины

диэлектрика приводит к увеличению  $I$ . Параметр  $\alpha$  в среде имеет вид  $\alpha = |(16\pi)^{-1} \partial \varepsilon_a / \partial H|$  [127], и следовательно

$$H_{eff} = \frac{1}{16\pi} \frac{\partial \varepsilon_a}{\partial H} \text{Im}[\mathbf{E}, \mathbf{E}^*] \quad (3.3)$$

$\varepsilon_a$  - недиагональный компонент тезора диэлектрической проницаемости, ответственный за гиротропию среды. В не сильных полях гиротропию в диэлектрической среде можно вычислить через постоянную Верде  $V$ ,  $|\varepsilon_a| = 2Vc\sqrt{\varepsilon}H/\omega$ , и следовательно  $\alpha = Vc\sqrt{\varepsilon}/(8\pi\omega)$ . Полагая, что для кварца постоянная Верде мало отличается при частотах видимого и субтерагерцового диапазонов,  $V = 4.1 \cdot 10^{-6}$  рад/ Гс см на частоте  $f = 0.3$  ТГц получим  $\alpha = 1.6 \cdot 10^{-8}$  Гс $^{-1}$ . Полагая, что амплитуда напряженности электрического поля ППП  $E_0 = 10$  В/см ( $10^6$  СГСЭ) получим величину эффективного магнитного поля на границе раздела с графеном  $H_{eff} \approx 10^4$  Э. Отметим, что эффективное магнитное поле уменьшается вглубь диэлектрика экспоненциально  $\exp(-2\gamma_2 z)$ . В вакууме гиротропии не существует и параметр  $\alpha = 0$ . Векторное произведение в вакууме  $[\mathbf{E}, \mathbf{E}^*]$  отождествляется с плотностью спина света или плотностью спинового орбитального момента [149, 150]  $\mathbf{s} = [\mathbf{E}^*, \mathbf{E}]/(16\pi\omega)$ , для использованных при моделировании параметров имеем  $s = 0.066$ . Спин света с увеличением расстояния от графена уменьшается по закону  $\exp(-2\gamma_1 z)$ . В металле оценить эффективное магнитное поле можно по формуле (3.3):  $\varepsilon_a$  для металла имеет вид  $\varepsilon_a = -\omega_p^2 \omega_c / (\omega(\omega^2 - \omega_c^2))$ ,  $\omega_c = eH/mc$ ,  $\omega_p = (4\pi N e^2 / m)^{1/2}$  и при  $\omega \gg \omega_c$  получим в металле [151]

$$H_{eff} = -\omega_p^2 e \text{Im}[\mathbf{E}, \mathbf{E}^*] / (16\pi m c \omega^3)$$

Параметр  $\alpha$  в металле при  $f = 0.3$  ТГц и  $\omega_p \sim 10^{15}$  с $^{-1}$  будет равен  $\alpha = 5.2 \cdot 10^{-2}$  Гс $^{-1}$ , что на много превосходит такой же параметр в диэлектрике. Так как амплитуда поля на границе диэлектрик – металл изначально меньше поля на

границе с графеном в  $\exp(-\gamma_2 z)$  и при этом в металле убывает как  $\exp(-2\gamma_3 z)$  то и  $H_{eff}$  будет пренебрежимо мало по сравнению с полем в диэлектрике.

Рассмотрим возможность изменять эффективное поле при помощи упругих напряжений  $\sigma$  вдоль оси  $z$ . В линейном приближении изменение толщины диэлектрического слоя будет  $d=d_0(1+\sigma/E_u)$ ,  $d_0$  – толщина слоя без упругих напряжений,  $E_u$  – модуль Юнга,  $\sigma < 0$  – сжатие,  $\sigma > 0$  – растяжение. Упругие напряжения приводят к изменению диэлектрической проницаемости материала, из изотропной она становится тензором, его компоненты имеют вид

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_0^2 [p_{12} - \mu(p_{11} + p_{12})]}{E_u} \sigma_{zz}$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_0^2 [p_{11} - 2p_{12}\mu]}{E_u} \sigma_{zz} ,$$

$\varepsilon_0$  диэлектрическая проницаемость без упругих напряжений,  $\mu$  - коэффициент Пуассона,  $p_{11}$ ,  $p_{12}$  – упругооптические коэффициенты. Для кварца  $E_u=7.3 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $\mu=0.17$ ,  $p_{11}=0.27$ ,  $p_{12}=0.12$ . Используя эти данные получим изменение эффективного магнитного поля  $\Delta H_{eff}$  при  $\sigma = \pm 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup> дает 1.5%.

### 3.3. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В главе рассмотрены некоторые особенности ОЭФ в плазмонных наноструктурах на основе графена. Обсудим теперь некоторые возможные применения исследованных эффектов. В связи с тем, что магнитное поле, индуцированное одномодовыми плазмонами, имеет вихреобразный характер, а спиральность вихря зависит от направления распространения плазмонов, можно использовать предложенную структуру для «запечатывания» магнитных вихрей [139–141], стабилизации скирмионов [142, 143], управление вихревыми доменными стенками (блоховскими стенками) [144, 145] в магнитных материалах и др. Двухмодовые режимы дают возможность наномасштабного управления магнитными неоднородностями с помощью фазового сдвига. Все указанные здесь функции могут быть использованы для магнитных запоминающих устройств. Возможность создания различных типов квазипериодических вдоль оси нанопроволок и неоднородных магнитных полей может стать основой для плазмонно реконфигурируемых магнитных кристаллов.

Исследования показали, что ОЭФ в структуре графен-диэлектрик-металл можно контролировать, изменяя химический потенциал графена. Наведенное магнитное поле может быть по порядку величины  $\mathbf{H}_{eff} \gtrsim 1$  Т. Таких магнитных полей достаточно для перемагничивания многих магнитных материалов в наномасштабе в непосредственной близости от графена. Предложена концепция деформационного управления ППП-свойствами конструкции. Численные оценки показывают, что разумные внешние упругие напряжения позволяют изменять величину магнитного на несколько процентов. Это значение может быть дополнительно увеличено за счет использования сегнетоэлектрических материалов. Такой эффект представляет потенциальный интерес для стрейнтронного управления в плазмонных устройствах.

Следует также отметить, что существуют и другие механизмы взаимодействия света с намагничиванием материала. Сверхбыстрое

перемагничивание может быть вызвано нагревом [146], нестационарным ОЭФ [147] и т. д. Эти особенности остаются за рамками настоящей работы.

## ГЛАВА 4. ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМОННЫХ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАПОВЕРХНОСТЯХ И МЕТАСТРУКТУРАХ

### 4.1. ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ МЕТАПОВЕРХНОСТИ НА ОСНОВЕ УСИЛИВАЮЩИХ И ДИССИПАТИВНЫХ СРЕД

В настоящее время гиперболическая плазмоника привлекает внимание исследователей своими интересными оптическими свойствами [46-48, 152-154]. Гиперболические метаповерхности (МП) поддерживают сильно локализованные поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), обеспечивая резкое усиление взаимодействий света и вещества вблизи поверхности. Кроме того, гиперболические МП позволяют эффективно манипулировать ППП, начиная от направления их вдоль определенных направлений на поверхности [153, 155-157], до бездисперсионного распространения (канализации) и отрицательного преломления.

Обычной реализацией гиперболической МП является построение поверхности, которая ведет себя как диэлектрик (имеет емкостный импеданс) в одном направлении и как металл (имеет индуктивный импеданс) в ортогональном. В гиперболическом режиме плазмоны распространяются очень узким пучком в определенном направлении.

Используя такую стратегию, были детально исследованы как теоретически, так и экспериментально [158, 159] гиперболические МП на основе вытянутых частиц золота.

Экспериментально показано и численно подтверждено, что эта концепция работает не только с плазмонными, но и с поляритонными МП, например с МП на основе гексагонального нитрида бора (hBN) [156].

Идея введения усиления в трехмерные (3D) гиперболические метаматериалы интенсивно исследовалась в контексте преодоления оптических потерь [160-164]. Недавно было предложено комбинирование усиливающих материалов с гиперболическими плазмонными МП: было продемонстрировано увеличение

интенсивности оптического излучения на  $> 350\%$  по сравнению с чмстыми полупроводниковыми квантовыми ямами [165].

Мы предлагаем новый класс двумерных (2D) гиперболических МП, в которых гиперболичность индуцируется исключительно взаимодействием между усилением и потерями [A19, A36]. Мы предлагаем также простую реализацию такой гиперболической МП с усилением и потерями, состоящей из массива пластин с потерями, включенных в усиливающую среду.

Рассмотрим общий случай произвольной анизотропной 2D-МП, которая представляет собой периодическое расположение различных оптических материалов с периодом значительно меньшим оптической длины волны и длины волны ППП. Ее толщина  $d$  также предполагается меньше оптической толщины скин-слоя, так что оптические свойства 2D-МП определяются диагональным тензором поверхностной проводимости (считаем, что МП лежит в плоскости  $xy$ ):

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} \end{pmatrix}. \quad (4.1)$$

ППП, распространяющиеся вдоль такой МП, характеризуются волновым вектором  $\mathbf{q} = (q_x, q_y, i\gamma)$  и подчиняются следующему закону дисперсии [46]:

$$(q_x^2 - k_0^2)\sigma_{xx} + (q_y^2 - k_0^2)\sigma_{yy} = 2i\gamma\omega \left( \epsilon_0 + \frac{\mu_0\sigma_{xx}\sigma_{yy}}{4} \right), \quad (4.2)$$

где  $\gamma^2 = q_x^2 + q_y^2 - k_0^2$ ,  $k_0 = \omega/c$ ,  $\omega$  — угловая частота (предполагается зависимость от времени  $\propto \exp(-i\omega t)$ ). Предположим, что поверхностная проводимость  $\sigma_{ii} = \text{Re}[\sigma_{ii}] + i\text{Im}[\sigma_{ii}]$  преимущественно вещественная, с небольшой (но не нулевой) мнимой частью  $\text{Im}[\sigma_{ii}] \ll |\text{Re}[\sigma_{ii}]|$ .

С учетом связи между 2D-проводимостью МП  $\sigma$  и эффективной объемной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{eff}$ , которая определяется выражением

$$\sigma = -i\omega\epsilon_0\epsilon_{eff}d \quad (4.3)$$

видно, что действительная часть проводимости соответствует мнимой части объемной диэлектрической проницаемости. Особое внимание уделим линейному режиму распространения ППП, т.е. до наступления порога оптического усиления в активной среде. Поэтому для описания усиливающей среды будем использовать диэлектрическую проницаемость с отрицательной мнимой частью или, что то же самое, с отрицательной действительной частью поверхностной проводимости.

Таким образом, условие  $\text{Im}[\sigma_{ii}] \ll |\text{Re}[\sigma_{ii}]|$  означает, что усиление ( $|\text{Re}[\sigma_{ii}]| < 0$ ) или потери ( $|\text{Re}[\sigma_{ii}]| > 0$ ) играют решающую роль в электродинамическом поведении поверхности.

Во избежание путаницы, отметим, что отрицательная проводимость не означает, что существуют реальные токи, которые движутся в направлении, противоположном внешнему электрическому полю. Здесь это означает движение эффективных токов, связанных с динамикой электрической поляризации, в усиливающей среде. Вне режима генерации в пределе слабых полей распространение ППП в структуре с усиливающими средами можно описать введением отрицательной мнимой части  $\text{Im}[\varepsilon_{eff}] < 0$  эффективной диэлектрической проницаемости. Такой простой подход использовался в ряде работ по теоретическому исследованию усиливающих сред [166-170], при исследовании РТ-симметричных структур [171-175], а также для анализа результатов экспериментов с метаматериалами [161-164, 176].

Мы также будем искать сильно локализованные коротковолновые ППП, для которых справедливо  $q_x, q_y \gg k_0$ . Линеаризация уравнения (4.2) по малому параметру  $\text{Im}[\sigma_{ii}]$  приводит к следующему приближенному дисперсионному закону для ППП:

$$\text{Re}[\sigma_{xx}]q_x^2 + \text{Re}[\sigma_{yy}]q_y^2 = -\frac{\gamma\omega\mu_0}{2} (\text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Im}[\sigma_{yy}] + \text{Im}[\sigma_{xx}]\text{Re}[\sigma_{yy}]) \quad (4.4)$$

В случае  $\text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Re}[\sigma_{yy}] < 0$  и положительной правой части уравнения (4.4) изочастотный контур становится гиперболой. Предполагая, что ось  $y$  является осью усиления (т. е.  $\text{Re}[\sigma_{yy}] = -|\text{Re}[\sigma_{yy}]| < 0$ ), условие положительной правой части уравнения может быть переписано в следующем виде

$$|\text{Re}[\sigma_{yy}]| > \text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Im}[\sigma_{yy}]/\text{Im}[\sigma_{xx}].$$

Это означает, что в метаповерхностях с высокой анизотропией  $|\text{Im}[\sigma_{yy}]|/\text{Im}[\sigma_{xx}] \ll 1$  можно получить гиперболическую дисперсию ППП даже при относительно низких значениях коэффициента усиления.

Изочастотные контуры ППП для нескольких наборов проводимостей показаны на рис. 4.1. Следует отметить, что решение точного дисперсионного уравнения (4.2) приводит к деформации гиперболических изочастотных контуров: они становятся замкнутыми с конечными значениями волнового вектора вдоль асимптот гипербол. Позже будет показано, что упомянутое выше условие  $\text{Im}[\sigma_{yy}] \ll |\text{Re}[\sigma_{yy}]|$  для всех компонент тензора проводимости вряд ли достижимо, по крайней мере, для простых геометрий метаповерхностей. Тем не менее, точное численное решение дисперсионного уравнения (4.2) показывает, что даже при нарушении этого условия для одной из компонент проводимости, изочастотный контур все еще имеет гиперболоподобный вид.

Кроме того, взаимодействие между реальной и мнимой частями проводимостей может привести к нетривиальным прямоугольным изочастотным контурам с плоскими областями (такими как на рис. 4.1с, например), которые представляют большой интерес для получения изображений на субволновых пространственных масштабах [177-179].

Обсудим возможную практическую реализацию метаповерхности с усилением и потерями, поддерживающую гиперболоподобные ППП.

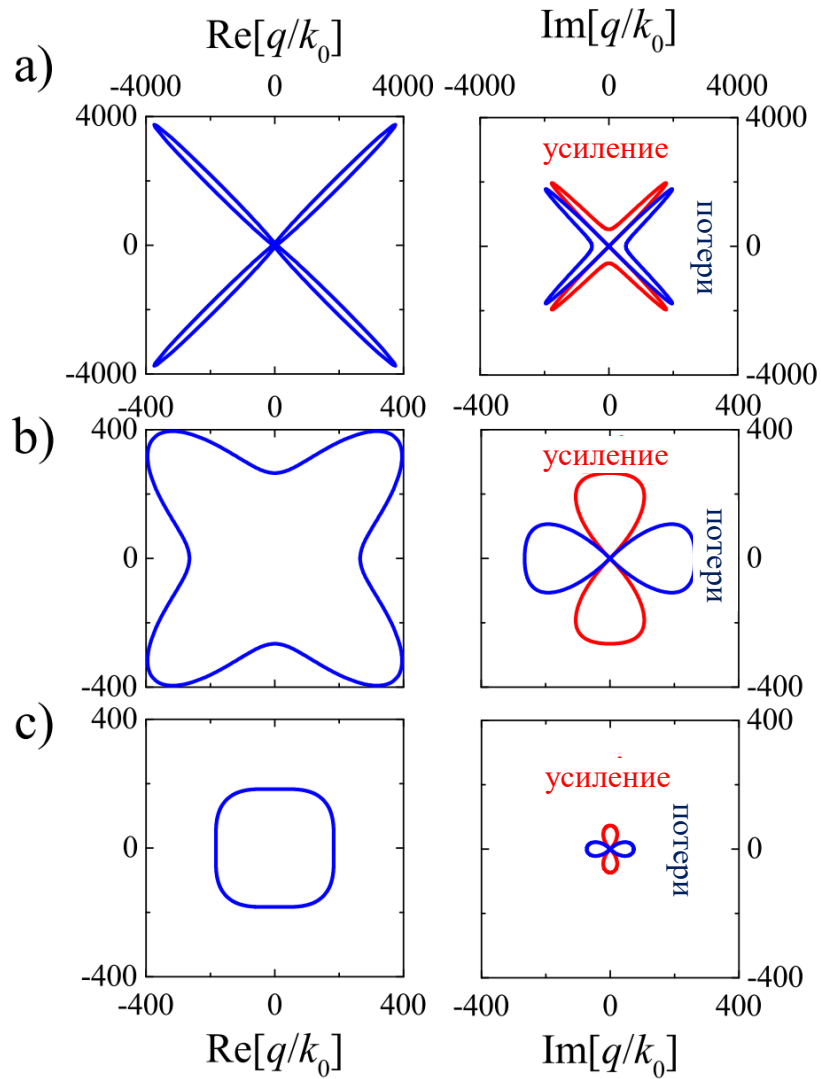


Рис. 4.1. Конкуренция усиления и потерь в МП позволяет реализовать различные типы изочастотных контуров ППП [A19]: почти идеально гиперболический (а) вычислен для  $\sigma_{xx} = 1 + 0,1i$  мС и  $\sigma_{yy} = -1 + 0,1i$  мС, гиперболический контур (b) вычислен для  $\sigma_{xx} = 1+1i$  мС и  $\sigma_{yy} = -1+1i$  мС, плоский контур (c) вычислен для  $\sigma_{xx} = 1+2,5i$  мС и  $\sigma_{yy} = -1+2,5i$  мС. Синие (потеря) и красные (выигрыш) кривые на правых панелях соответствуют  $\text{Im}[q] > 0$  (ослабление) и  $\text{Im}[q] < 0$  (усиление), соответственно. На всех графиках изображены полярные диаграммы.

Рассмотрим тонкий слой, состоящий из периодически расположенных плазмонных пластин с потерями размерами  $W_n$  и периодичностью  $L_n$  ( $n = x, y$ ) с тонкими зазорами шириной  $G_n$  между ними (см. рис. 4.2а). Используя подход

эффективной среды, справедливый при  $\lambda_{SPP} \gg L_n = W_n + G_n$ , можно рассчитать эффективные проводимости поверхности [46-48]:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \sigma_{g,x} \sigma_l (L_x W_y / L_y) / (W_x \sigma_{g,x} + G_x \sigma_l), \\ \sigma_{yy} &= \sigma_{g,y} \sigma_l (L_y W_x / L_x) / (W_y \sigma_{g,y} + G_y \sigma_l).\end{aligned}\quad (4.5)$$

Здесь  $\sigma_l = -i\omega\epsilon_0\epsilon_1 d$  — двумерная проводимость плазмонных пластин,  $\epsilon_1$  — их электрическая диэлектрическая проницаемость,  $d$  — его толщина;  $\sigma_{g,x}$  и  $\sigma_{g,y}$  — эффективные проводимости, соответствующие ближнеполевой связи между соседними пластинами, которые могут быть рассчитаны в электростатическом пределе аналогично тому, как это было сделано в работах [46-48]:

$$\begin{aligned}\sigma_{g,n} &= -i\omega\epsilon_0\epsilon_g d_{eff,n} \\ d_{eff,n} &= -(L_n/\pi) \ln[\sin(\pi G_n/2L_n)], \quad n = x, y.\end{aligned}\quad (4.6)$$

здесь под  $d_{eff,n}$  (которая может принимать значения, сравнимые с шириной щели или зазора) следует понимать эффективную толщину, определяемую распределением электрического поля в зазоре между соседними проводящими пластинами в электростатическом приближении [34],  $\epsilon_g$  - диэлектрическая проницаемость усиливающей матрицы. Поэтому при практической реализации металлическая метаповерхность должна быть окружена слоем усиливающей среды с минимальной толщиной, равной  $d_{eff}$ .

Оптические свойства усиливающей среды описываются полуклассическими уравнениями Максвелла-Блоха, которые в линейном режиме приводят к комплексной диэлектрической проницаемости

$$\epsilon_g(\omega) = 1 - (2\alpha\omega_0/\tau_p) / (\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega/\tau_p), \quad (4.6)$$

с положительной мнимой частью (см., например, [181]). Это обеспечивает желаемую отрицательную действительную часть  $\sigma_{g,n}$ . В этом соотношении  $\omega_0$  — частота оптического перехода,  $\tau_p$  — время релаксации поляризации, параметр  $\alpha$  количественно определяет коэффициент усиления: он зависит от интенсивности накачки, концентрации активных оптических излучателей и их переходных дипольных моментов.

Большое количество геометрических параметров анизотропной метаповерхности с усилением и потерями не позволяет провести аналитический расчет поведения их проводимости и дисперсии, поэтому приступим к численному исследованию. Из условия  $\text{Im}[\sigma_{ii}] \ll |\text{Re}[\sigma_{ii}]|$  ясно, что нужно проектировать МП из элементов с  $\text{Im}[\sigma] < |\text{Re}[\sigma]|$ . По этой причине мы выберем "плохой" плазмонный материал, такой как кобальт, на телекоммуникационной длине волны 1560 нм, где он имеет диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_1 = -38,363 + 50,976i$  [182]. Для моделирования активной среды используются параметры полупроводниковых квантовых точек:  $\omega_0 = 1,2 \cdot 10^{15}$  рад/с,  $\tau_p = 50$  фс,  $\alpha = 0,7$  [183]. Для таких параметров получается  $\epsilon_g = 2,248 - 0,6i$  на длине волны 1560 нм. Рассмотрим квадратную решетку пластин кобальта толщиной  $d = 10$  нм с периодом  $L_x = L_y = 20$  нм и исследуем поведение МП при изменении геометрических характеристик пластин.

Учитывая, что рассматриваемая здесь гиперболичность, обусловленная усилением и потерями может наблюдаться при  $\text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Re}[\sigma_{yy}] < 0$ , а изученная ранее индуктивно-емкостная гиперболичность возникает при  $\text{Im}[\sigma_{xx}]\text{Im}[\sigma_{yy}] < 0$  [46-48] мы рассчитали фазовую диаграмму для МП (см. рис. 4.2b). Можно видеть, что МП поддерживает распространение ППП в обычном эллиптическом режиме, гиперболическом режиме усиление-потери (что является ключевым вопросом нашего исследования) и двойном гиперболическом режиме, который возникает при одновременном выполнении двух следующих условий:  $\text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Re}[\sigma_{yy}] < 0$  и  $\text{Im}[\sigma_{xx}]\text{Im}[\sigma_{yy}] < 0$ . Следует отметить, что двойной гиперболический режим может порождать некоторые нетривиальные свойства ППП, но их анализ выходит

за рамки настоящего исследования. Мы сосредоточимся на гиперболическом режиме усиление-потери, который при выбранном наборе параметров может наблюдаться, когда один из факторов металлического заполнения  $W_i/L_i$  попадает в диапазон от  $\sim 0,67$  до  $\sim 0,96$ . Для этих коэффициентов заполнения минимальная толщина усиливающей среды согласно уравнению (4.6) должна быть в пределах  $0,22L_n (\sim 4 \text{ нм}) < d_{eff,n} < 0,88L_n (\sim 17.5 \text{ нм})$ .

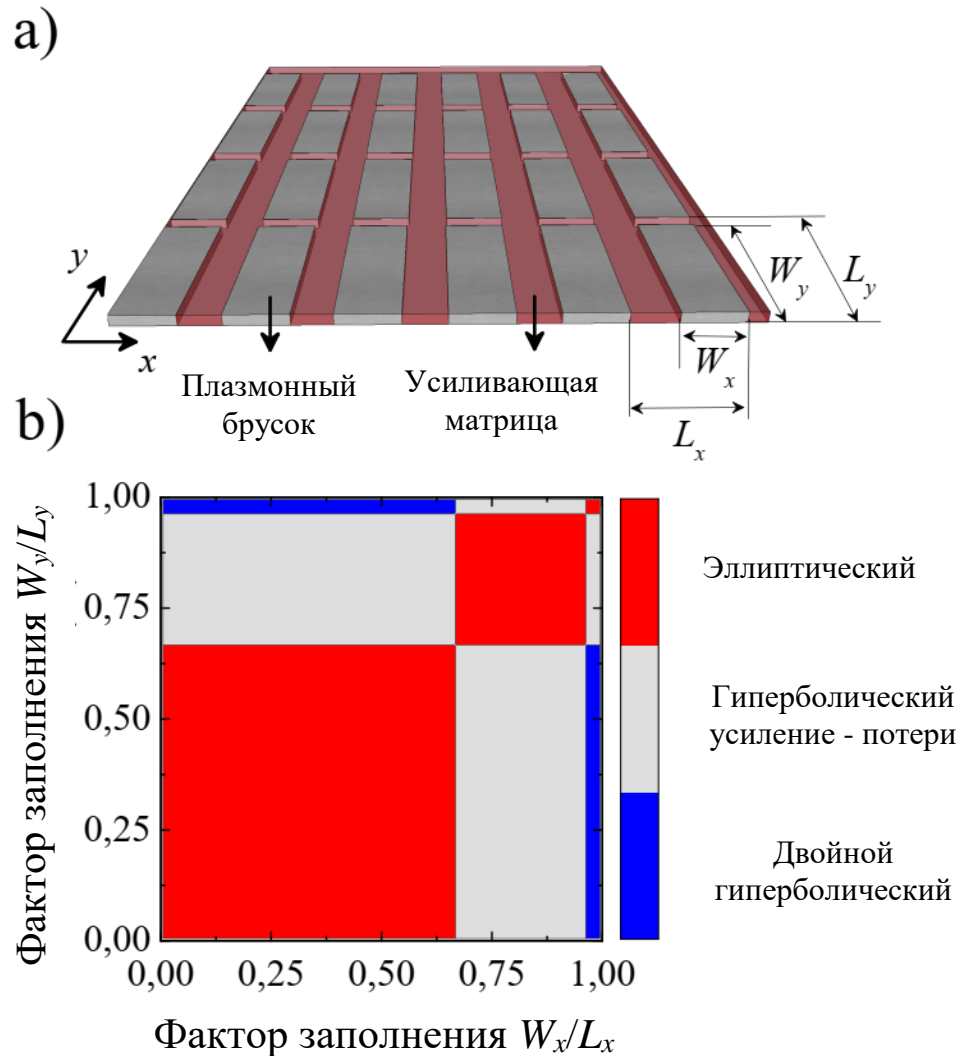


Рис. 4.2. Анизотропная МП с потерями и усилением (а) состоит из плазменных металлических пластин, встроенных в усиливающую матрицу. В зависимости от своих геометрических параметров такая МП допускает ряд режимов (б): эллиптический ( $\text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Re}[\sigma_{yy}] > 0$ ,  $\text{Im}[\sigma_{xx}]\text{Im}[\sigma_{yy}] > 0$ ), гиперболический ( $\text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Re}[\sigma_{yy}] < 0$ ,  $\text{Im}[\sigma_{xx}]\text{Im}[\sigma_{yy}] > 0$ ) и двойной гиперболический ( $\text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Re}[\sigma_{yy}] < 0$ ,  $\text{Im}[\sigma_{xx}]\text{Im}[\sigma_{yy}] < 0$ ). [A19]

Обсудим конкретный набор параметров МП в гиперболическом режиме усиления-потери,  $W_x = 5$  нм,  $W_y = 18$  нм, и проанализируем изочастотный контур, диаграмму усиления-затухания и параметр  $\text{FoM} = 2\pi\text{Im}[q]/\text{Re}[q] = \lambda_{\text{SPP}}/L_{\text{SPP}}$ , который следует понимать как отношение длины волны ППП к характерной длине усиления/затухания ППП (см. рис. 4.3).

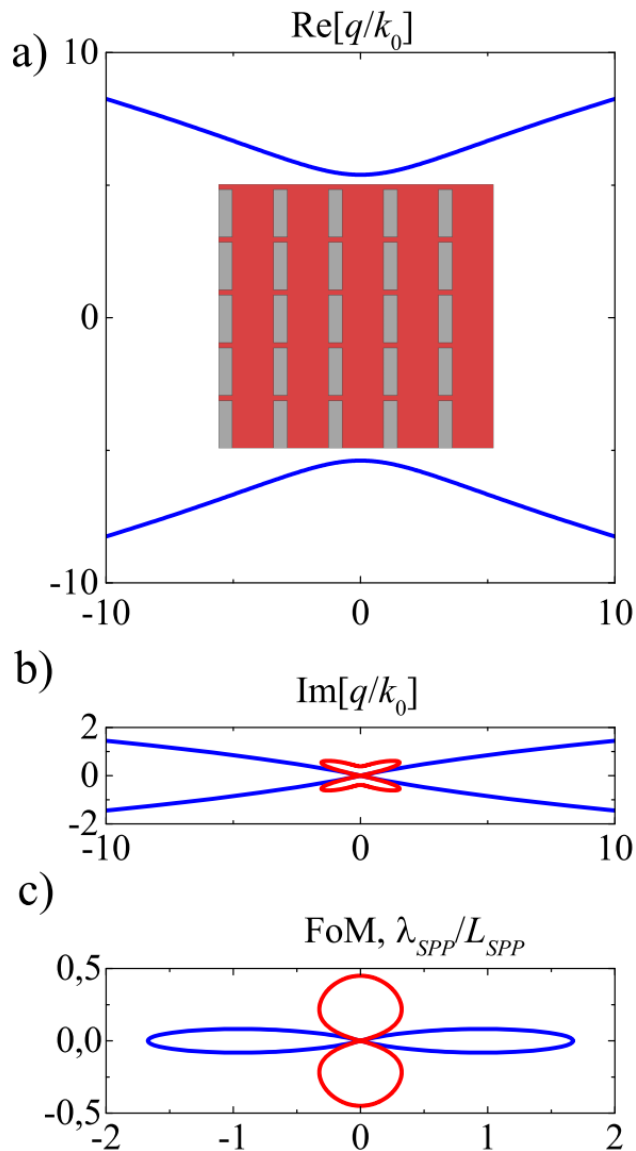


Рис. 4.3. Для кобальтовых пластин, включенных в усиливающую матрицу на основе молекул красителя с геометрическими параметрами  $L_x = L_y = 20$  нм,  $W_x = 5$  нм,  $W_y = 18$  нм, изочастотный контур (а) имеет гиперболическое поведение. Ослабление (синяя кривая) / усиление (красная кривая) (b) и параметр FoM (c)

показывают, что ППП могут распространяться с относительно небольшим изменением интенсивности в некоторых направлениях [A19]. Полярные диаграммы показаны для всех графиков.

Изочастотный контур имеет гиперболоподобное поведение с относительно плоской частью для ППП, распространяющихся в некотором угловом диапазоне около горизонтальной оси  $x$ . Это означает, что точечный источник будет возбуждать ППП почти плоского фронта, распространяющиеся в направлении  $x$ . Рисунки 4.3b) и c) показывают, что в этом направлении может наблюдаться относительно слабое усиление ППП. ППП, распространяющиеся за пределами этого узкого углового диапазона, сильно затухают.

Следует отметить, что для «хороших» плазмонных материалов, таких как серебро или золото, условие  $\text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Re}[\sigma_{yy}] < 0$  возникает при более высоких коэффициентах заполнения, чем гиперболический режим диэлектрик-металл, для которого  $\text{Im}[\sigma_{xx}]\text{Im}[\sigma_{yy}] < 0$ . Например, для указанных выше геометрических параметров для золотых плазмонных пластин будет  $\text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Re}[\sigma_{yy}] < 0$ , поэтому гиперболический режим усиление-потери не будет наблюдаться. Для выбранных частот гиперболический режим усиления-потери может наблюдаться для «плохих» плазмонных материалов, таких как ферромагнитные Ni, Fe или Co.

Обсудим теперь некоторые перспективы использования таких МП. Прежде всего, из-за возможности распространения высоконаправленных и почти плоских ППП без значительного усиления/затухания, МП усиление-потери, по-видимому, могут быть успешно использованы для построения плазмонных бездиссипативных линз. Более того, несмотря на то, что усиление невелико, МП могут обеспечивать направленное спонтанное или вынужденное излучение. Сильно анизотропные свойства МП делают его многообещающим кандидатом для потенциального применения фотонных связанных состояний в континууме, индуцированных анизотропией, о которых сообщалось в [184]. Принимая во внимание нетривиальные оптические, магнитные и акустические [92] свойства материалов, из которых состоит МП, можно предположить, что ее можно

использовать в сверхбыстрых лазерных экспериментах, в том числе в нелинейных магнитооптических исследованиях [185].

## 4.2. ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В МЕТАПОВЕРХНОСТЯХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

Нелинейность гиперболической метаповерхности на основе графена позволяет наблюдать явление генерации второй гармоники - нелинейно-оптический процесс, при котором два фотона с одинаковой частотой преобразуются в один фотон с удвоенной частотой и энергией. Здесь мы исследуем влияние параметров гиперболической метаповерхности на основе графена на это явление, таких как периодичность структуры, ширина ленты, химический потенциал графена и частота возбуждающего света [A18, A38, A39].

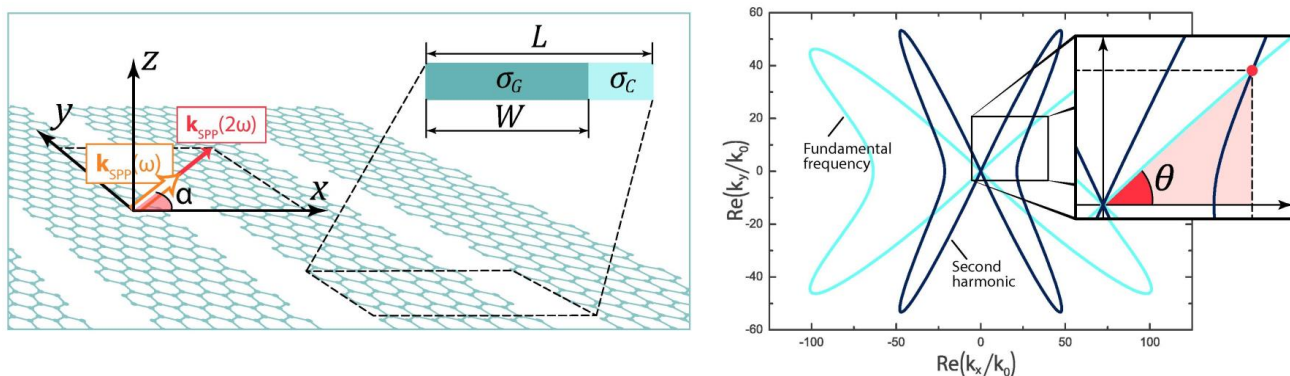


Рис. 4.4. Геометрия задачи (слева). Изочастотные контуры поверхностных плазмон поляритонов на основной и удвоенной частотах могут иметь точки пересечения, что соответствует фазовому синхронизму волн, бегущих в заданном направлении (правая панель). [A18]

Как и в предыдущем разделе, электродинамические свойства метаповерхности будем описывать 2D тензором поверхностной проводимости общего вида:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix},$$

где все компоненты тензора, в общем случае, - комплексные величины. Тензор проводимости может быть диагонализирован выбором «правильной» системы координат. Недиагональные компоненты могут возникать, если субволновые метаатомы несимметричны относительно системы координат [48, 186] или имеют место магнитооптические эффекты [48]. На рис. 4.4 показана схематическая модель гиперболической метаповерхности на основе графена, исследованной в этом разделе.

Метаповерхность состоит из массива плотно упакованных графеновых полосок с периодом  $L$  и шириной полос  $W$ . Считая, что условие  $L \ll \lambda_{SPP}$  выполняется, где  $\lambda_{SPP}$  - длина волны ППП, тензор эффективной проводимости этой метаповерхности на основе графена может быть получен аналитически с использованием теории эффективной среды, как в работах [46-48]

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= L\sigma_G\sigma_C/(W\sigma_G + G\sigma_C), \\ \sigma_{yy} &= \sigma_g W/L.\end{aligned}\quad (4.7)$$

где  $G$  - расстояние между двумя соседними полосками,  $\sigma_G$  - проводимость графена, а  $\sigma_C$  - эффективная проводимость, обусловленная ближнеполевой связью между соседними полосками, полученная с использованием электростатического подхода:

$$\begin{aligned}\sigma_C &= -i\omega\varepsilon_0 d_{eff} \\ d_{eff} &= -(L/\pi) \ln[\sin(\pi G/2L)],\end{aligned}\quad (4.8)$$

Проводимость графена мы уже рассматривали в первой главе:

$$\begin{aligned}\sigma(\omega) &= \sigma_{intra}(\omega) + \sigma_{inter}(\omega) \\ \sigma_{intra}(\omega) &= \frac{2ie}{\hbar\pi} \frac{k_B T}{(\hbar\omega - i\Gamma)} \ln\left(2 \cosh\left(\frac{\mu_{ch}}{k_B T}\right)\right) \\ \sigma_{inter}(\omega) &= \frac{e^2}{4\hbar} \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan\left(\frac{(\hbar\omega - i\Gamma) - 2\mu_{ch}}{2k_B T}\right) \right] - \frac{i}{2\pi} \ln\left(\frac{[(\hbar\omega - i\Gamma) + 2\mu_{ch}]^2}{[(\hbar\omega - i\Gamma) - 2\mu_{ch}]^2 + 4k_B^2 T^2}\right),\end{aligned}\quad (4.9)$$

Дисперсионное соотношение ППП, распространяющихся вдоль исследуемой гиперболической метаповерхности, может быть представлено в следующем виде [46-48]:

$$\left(2 \frac{k_z}{k_0} + \eta_0 \sigma'_{yy}\right) \left(2 \frac{k_0}{k_z} + \eta_0 \sigma'_{xx}\right) = \eta_0^2 \sigma'_{xy} \sigma'_{yx}, \quad (4.9)$$

где  $\eta_0$  - импеданс свободного пространства,  $\sigma'_{xx}$ ,  $\sigma'_{xy}$ ,  $\sigma'_{yx}$ , и  $\sigma'_{yy}$ , обозначают элементы тензора проводимости метаповерхности, развернутой в плоскости  $xy$  на некоторый угол:

$$\hat{\sigma}' = \begin{pmatrix} \sigma'_{xx} & \sigma'_{xy} \\ \sigma'_{yx} & \sigma'_{yy} \end{pmatrix} = \hat{\mathbf{R}}^T \hat{\sigma} \hat{\mathbf{R}}. \quad (4.10)$$

Здесь, символ «Т» означает транспонирование матрицы,  $\hat{\mathbf{R}}$  - матрица поворота:

$$\hat{\mathbf{R}} = \begin{pmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix} = \frac{1}{k_\rho} \begin{pmatrix} k_x & -k_y \\ k_y & k_x \end{pmatrix}$$

$k_\rho$  – волновое число ППП, распространяющихся в направлении, определяемом углом  $\varphi$ :  $k_x = k_\rho \cos\varphi$ ,  $k_y = k_\rho \sin\varphi$ .

Чтобы решить уравнение (4.9), мы зафиксируем направление распространения ППП вдоль одного конкретного угла в системе координат, например, оси  $x$  (т.е.  $k_y = 0$ ), а затем развернем метаповерхность на угол  $\varphi$ , т.е. модифицируем тензор проводимости используя уравнение (4.10), для оценки характеристик ППП, распространяющиеся в этом направлении. Используя этот подход, мы получаем два возможных решения для поперечного волнового числа  $k_z$  в любом произвольном направлении распространения ППП  $\varphi$ :

$$k_z^\pm(\varphi) = \frac{k_0}{2\sigma'_{xx}} \left[ - \left( \frac{2}{\eta_0} + \frac{\eta_0}{2} (\sigma'_{xx}\sigma'_{xy} - \sigma'_{xy}\sigma'_{yy}) \right) \pm \sqrt{\left( \frac{2}{\eta_0} + \frac{\eta_0}{2} (\sigma'_{xx}\sigma'_{yy} - \sigma'_{xy}\sigma'_{yx}) \right)^2 - 4\sigma'_{xx}\sigma'_{yy}} \right]$$

ППП поддерживаются бесконечно тонкой поверхностью только тогда, когда поперечные волновые числа соответствуют уменьшению амплитуды при отдалении от поверхности (имеют существенную мнимую составляющую), т.е.  $\text{Im}[k_z] > 0$ . Решение дисперсионного соотношения можно определить из поперечного волнового числа как  $k_\rho = \sqrt{k_0^2 - k_z^2(\varphi)}$ . Это решение используется для вычисления выражений для  $k_x$  и  $k_y$  в исходной, не развернутой, системе координат, и при построении изочастотных контуров.

Чтобы наблюдать явление генерации второй гармоники в метаповерхности, необходимо создать условие согласования фаз:

$$2k_{SPP}(\omega) = k_{SPP}(2\omega), \quad (4.11)$$

что можно переписать в следующем виде

$$\text{Re} \left( \frac{2k_\rho(\omega)}{k_0} \right) = \text{Re} \left( \frac{k_\rho(2\omega)}{k_0} \right). \quad (4.12)$$

Это уравнение не будет удовлетворено для произвольного угла распространения ППП на основной и удвоенной частотах, и может иметь решение лишь для некоторого определенного значения угла  $\alpha = \theta$ . Этот угол  $\theta$  является требуемым углом согласования фаз. На рисунке 4.4b показан этот угол на изочастотных контурах. Если угол  $\alpha$  распространения ППП равен углу согласования фаз, можно наблюдать явление генерации второй гармоники.

Исходные ППП на фундаментальной частоте могут возбуждаться, например, призмным вводом [A20].

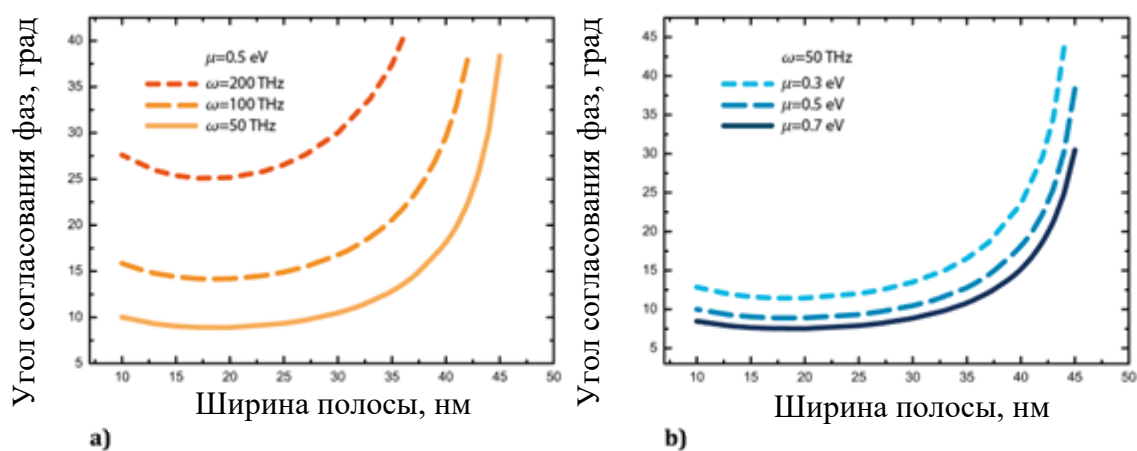


Рис. 4.5. Зависимость угла согласования фаз  $\theta$  от ширины графеновых полос  $W$  при различной частоте  $\omega$  (a) и химическом потенциале  $\mu$  (b) [A18].

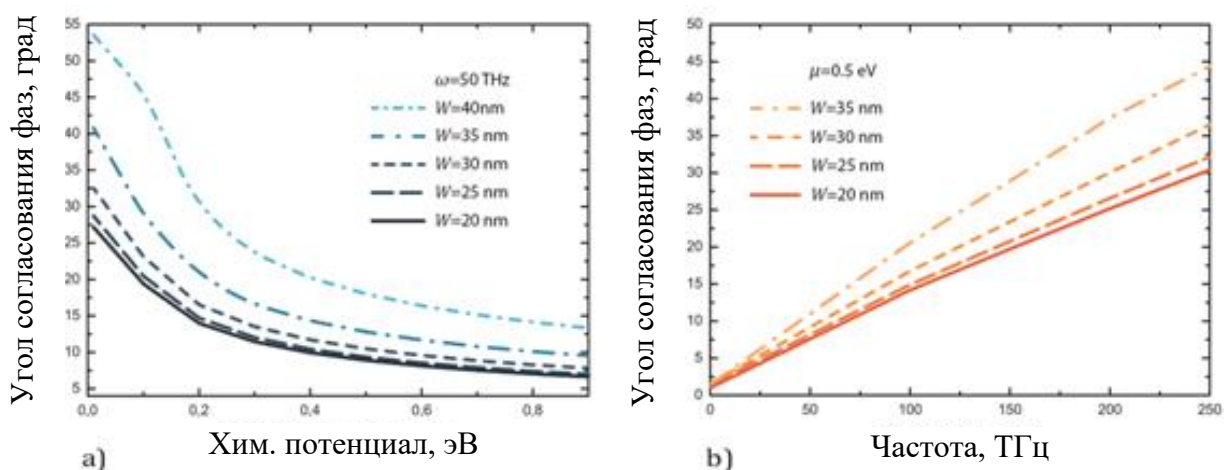


Рис. 4.6. Зависимость угла согласования фаз  $\theta$  от химического потенциала  $\mu$  (a) и частоты  $\omega$  (b) при различной ширине графеновых полос  $W$  [A18].

Для всех численных расчетов мы приняли следующие параметры:  $T = 300$  К,  $L = 50$  нм. На рисунке 4.5 показана полученная зависимость угла согласования фаз  $\theta$  от ширины лент графена  $W$ . Мы исследовали эту зависимость при разной частоте  $\omega$  (рис. 4.5.a) и химическом потенциале  $\mu$  (рис. 4.5.b).

График имеет минимум в определенной точке, который зависит от свойств метаповерхности и падающего света. Также ясно, что увеличение ширины полос

графена увеличивает угол согласования фаз. Кроме того, частота падающего излучения оказывает такое же влияние, как показано на рисунке 4.6а. И наоборот, угол согласования фаз уменьшается с увеличением химического потенциала (рис. 4.6b).

Принимая во внимание возможность управлять свойствами графена (т.е. его химическим потенциалом или уровнем Ферми), например, напряжением затвора, полученные результаты могут стать основой для нелинейных оптических реконфигурируемых устройств.

### 4.3. ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ В СПИРАЛЬНЫХ ГРАФЕНОВЫХ МЕТАСТРУКТУРАХ

Для реальных применений могут использоваться только метаповерхности конечного размера. Наличие краев в конструкции приводит к нежелательным потерям из-за электромагнитного излучения во внешнюю среду. Такого недостатка можно избежать в цилиндрических структурах. Цилиндрические волноводы на основе графена могут работать в одно- и многомодовых режимах в диапазоне частот от ТГц до среднего ИК [137, 187, 188] Они могут поддерживать плазмоны с ТЕ-поляризацией (см. Главу 2), аналогично одиночному слою графена [73]. Во второй Главе было показано, что цилиндрический волновод на основе графена, заполненный гиротропной (или намагниченной) средой, демонстрирует гигантское фарадеевское вращение плазмонных мод высокого порядка, закручивающихся по спирали вокруг оси нанопроволоки. Хотя магнитное управление в таких гибридных магнитоплазмонных структурах возможно, для практических применений было бы предпочтительно разработать аналогичные функциональные возможности без использования внешнего магнитного поля. В данном разделе мы фокусируемся на асимметричном распространении киральных ППП в цилиндрических плазмонных волноводах на основе свернутых графеновых метаповерхностей (метатрубок), а также структур конечной длины, служащих метарезонаторами [A15, A21, A25, A29, A31, A40].

Основная концепция исследования показана на рисунке 4.7. Киральные азимутальные плазмонные моды, распространяющиеся вдоль цилиндрических структур, в чем-то аналогичны гайкам на винтах. Плазмонные моды более высокого порядка имеют  $2m$  узлов, что придает угловому распределению интенсивности визуальное сходство с формой обычных гаек. В то время как в механическом случае направление вращения гайки определяется резьбой на винте (левой или правой), в плазмонике обычно возможны оба направления вращения, что приводит к распространению электромагнитных мод, вращающихся по часовой стрелке ( $+m$ ) или против часовой стрелки ( $-m$ ). Однако, при

соответствующих условиях, по аналогии с примером механической гайки на винте, хиральность распространяющихся плазмонных мод диктуется хиральностью метатрубки, и моды с противоположной хиральностью не могут распространяться.

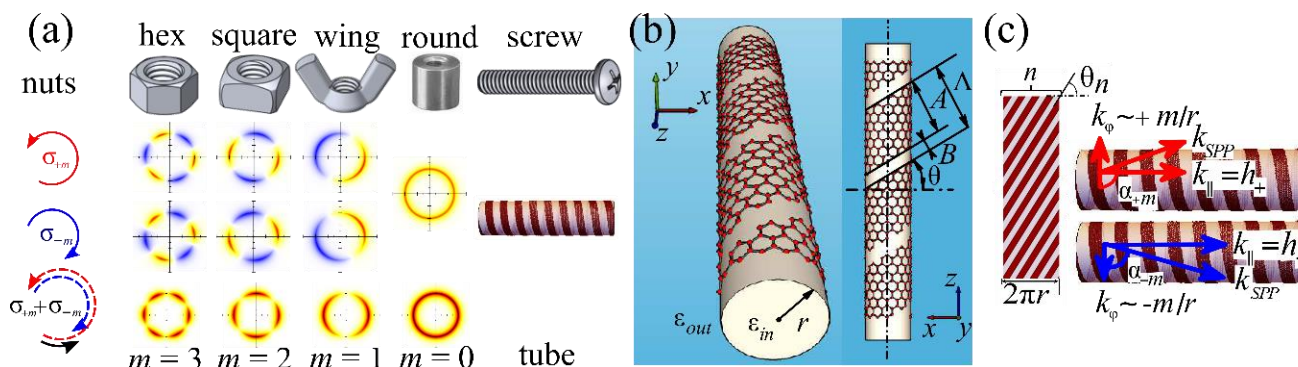


Рис. 4.7. (а) Хиральные моды ППП характеризуются азимутальными индексами  $\pm m$  и распространяются вдоль плазмонных нанопроводов, подобно гайкам на винте. Стрелки показывают направление вращения распределения поля ППП для  $+m$  и  $-m$  мод при распространении. (б) Киральная метатрубка на основе графена (плазмонный винт) получается путем намотки пучка из  $n$  идентичных графеновых полосок вокруг цилиндрической сердцевины под фиксированным углом  $\theta_n$ . (в) Киральные моды ППП с противоположными азимутальными числами  $+m$  и  $-m$  распространяются вдоль киральной метатрубки с различными  $k$ -векторами  $h_+ \neq h_-$ . Распределение интенсивности суперпозиции мод  $+m$  и  $-m$  в (а) также меняется при распространении из-за разницы в волновых векторах  $h_+$  и  $h_-$ . (подробности см. в тексте). [A15]

Рассмотрим диэлектрический цилиндр (сердцевину волновода) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{in} = \epsilon'_{in}\epsilon_0$  (мы используем единицы СИ,  $\epsilon_0$  - электрическая постоянная) и радиусом  $r$ , на который намотаны графеновые полосы (см. рис. 4.7(б, в)). Такой цилиндр расположен в диэлектрической среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{out} = \epsilon'_{out}\epsilon_0$ . Обе среды являются немагнитными ( $\mu_{in} = \mu_{out} = \mu_0$ ), мы будем использовать цилиндрические координаты  $(\rho, \phi, z)$ , где ось  $z$  совпадает с осью цилиндра.

Топографическая проекция нашей цилиндрической структуры радиуса  $r$  показана на рисунке 4.7 (b), она представляет собой метаповерхность, образованную графеновыми полосками шириной  $A$ , разделенными зазорами шириной  $B$ . Для фиксированного периода метаповерхности  $\Lambda = A + B$  угол наклона может принимать дискретный набор значений (см. рис. 4.7 (c)):

$$\theta_n = \arcsin[nL / 2\pi r]$$

Здесь  $n$  - целое число, называемое “топологический индекс”, представляющий собой количество графеновых полос, наматываемых на метатрубку. Это число представляет собой топологический индекс структуры, потому что при гомеоморфных преобразованиях нельзя изменить количество спиралей. Максимальный топологический индекс  $n_{max} = 2nr/\Lambda$  соответствует продольной ориентации графеновых полос. Недавно были предложены аналогичные системы с несколькими металлическими спиральями для создания ближних полей с высокой оптической хиральностью [189].

ППП, распространяющиеся вдоль цилиндрической метатрубки, описываются электрическими и магнитными полями  $\mathbf{E}, \mathbf{H} \sim \exp[-i\omega t + ihz + im\phi]$ , где  $\omega$  - круговая частота,  $h$  - постоянная распространения,  $m$  - индекс азимутальной моды, характеризующий хиральность ППП. Эти азимутальные моды могут быть грубо интерпретированы как плоские электромагнитные волны, характеризующиеся продольной и поперечной (к оси нанопроволоки) составляющими волнового вектора  $h_{\pm}$  и  $k_{\phi} \approx \pm m/r$  соответственно. Две моды с противоположными  $\pm m$  распространяются под разными углами относительно полос графена в нашей хиральной структуре. Расчеты показывают, что константы распространения для этих мод различны,  $h_+ \neq h_-$ , аналогично плазмонным модам в гиротропных нанопроводах, покрытых графеном, рассмотренным в Главе 2. Мы сосредоточимся на модах с  $m = \pm 1$  (обозначаемых как  $\sigma_{\pm}$ ) и подробно обсудим их дисперсионные характеристики.

Для периода структуры много меньше длины световой волны  $\Lambda \ll \lambda$  оптические свойства метаповерхностей графена определяются тензором анизотропной проводимости

$$\hat{\sigma}_{meta} = \begin{pmatrix} \sigma_{\phi\phi} & \sigma_{\phi z} \\ \sigma_{z\phi} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$$

где все компоненты тензора зависят от проводимости графена  $\sigma_g$  и емкостной связи  $\sigma_C$  между полосами (подробности обсуждались в предыдущих разделах). Метаповерхности графена имеют переход от эллиптической к гиперболической топологии через состояние с  $\varepsilon$  близким к нулю, определяемого условием  $\text{Im}\{A\sigma_C + B\sigma_g\} = 0$  [46-48]. Этот переход играет решающую роль в плазмонике: в то время как в случае эллиптической топологии ППП могут распространяться во всех направлениях, в гиперболическом случае, когда их распространение возможно, - это только некоторые фиксированные направления. Физически, гиперболическая метаповерхность имеет металлоподобное электродинамическое поведение в одном направлении, и при этом диэлектрический отклик в ортогональных направлениях. Из-за выраженной частотной зависимости  $\sigma_g$  и  $\sigma_C$  спектральные области гиперболической и эллиптической топологии разделены запрещенной зоной.

На рис. 4.8 показана частотная зависимость длины волны ППП  $\lambda_{SPP} = 2\pi/\text{Re}\{h\}$ , длины распространения  $L_{SPP} = 1/(2\text{Im}\{h\})$  и показатель качества  $L_{SPP}/\lambda_{SPP}$  для структуры с радиусом сердцевинки  $r = 200$  нм, полосами графена шириной  $A = 45$  нм, периодичность  $\Lambda = 2nr/n_{max} \approx 50,3$  нм, химический потенциал графена  $\mu_{ch} = 0,5$  эВ,  $\varepsilon_{in}^r = 3$ ,  $\varepsilon_{out}^r = 1$  и топологический индекс  $n = \pm 15$  (или, что эквивалентно,  $\theta_n \approx \pm 37^\circ$ ).

В киральных структурах волновые векторы  $\sigma_+$  ( $m=1$ ) и  $\sigma_-$  ( $m=-1$ ) ППП-мод ориентированы по-разному относительно полос графена (см. рис. 4.7(с)). Это приводит к различию в дисперсионных соотношениях: в то время как  $\sigma_+$  ППП обладают частотой отсечки 10 ТГц для  $n = 15$ , как в случае непрерывного

графенового покрытия [137, 187],  $\sigma$ -ППП могут распространяться на более низких частотах. Другими словами, дисперсионные кривые  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  характеризуются несколько различными запрещенными зонами, где ППП не могут распространяться. Изменение хиральности структуры приводит к противоположному поведению. Открытие запрещенной зоны вызвано переходом от эллиптической (выше запрещенной зоны) к гиперболической (ниже запрещенной зоны) дисперсии ППП. Этот переход происходит через сильно анизотропное  $\epsilon$ -близкое к нулю состояние метаповерхности, где ее резонансный отклик сопровождается большими диссипативными потерями. Очевидно, что разница в запрещенных зонах может быть использована для проектирования структур с асимметричным односторонним распространением ППП.

Чтобы подчеркнуть важность  $\sigma_{\pm}$  ППП-мод, отметим, что их возбуждение легко наблюдалось в экспериментах с изотропными нанопроводами, возбуждаемыми на одном из концов плоской электромагнитной волной при наклонном падении [190-192]. В этом нехиральном случае спиральное вращение распределения интенсивности было сформировано двумя интерферирующими ППП модами, а именно модой  $m=0$  и  $\sigma_+$  либо  $\sigma_-$  модой [190]. В киральных структурах мы ожидаем вращение распределения электромагнитного поля исключительно для суперпозиции между  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  собственными модами из-за их различных констант распространения  $h_+ \neq h_-$ . Предполагая, что линейно поляризованная электромагнитная волна, падающая на край метатрубки при  $z = 0$ , будет преимущественно возбуждать линейную комбинацию  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  ППП с равными амплитудами, результирующее распределение азимутального поля будет вращаться при распространении, как показано на вставке на рис. 4.9.

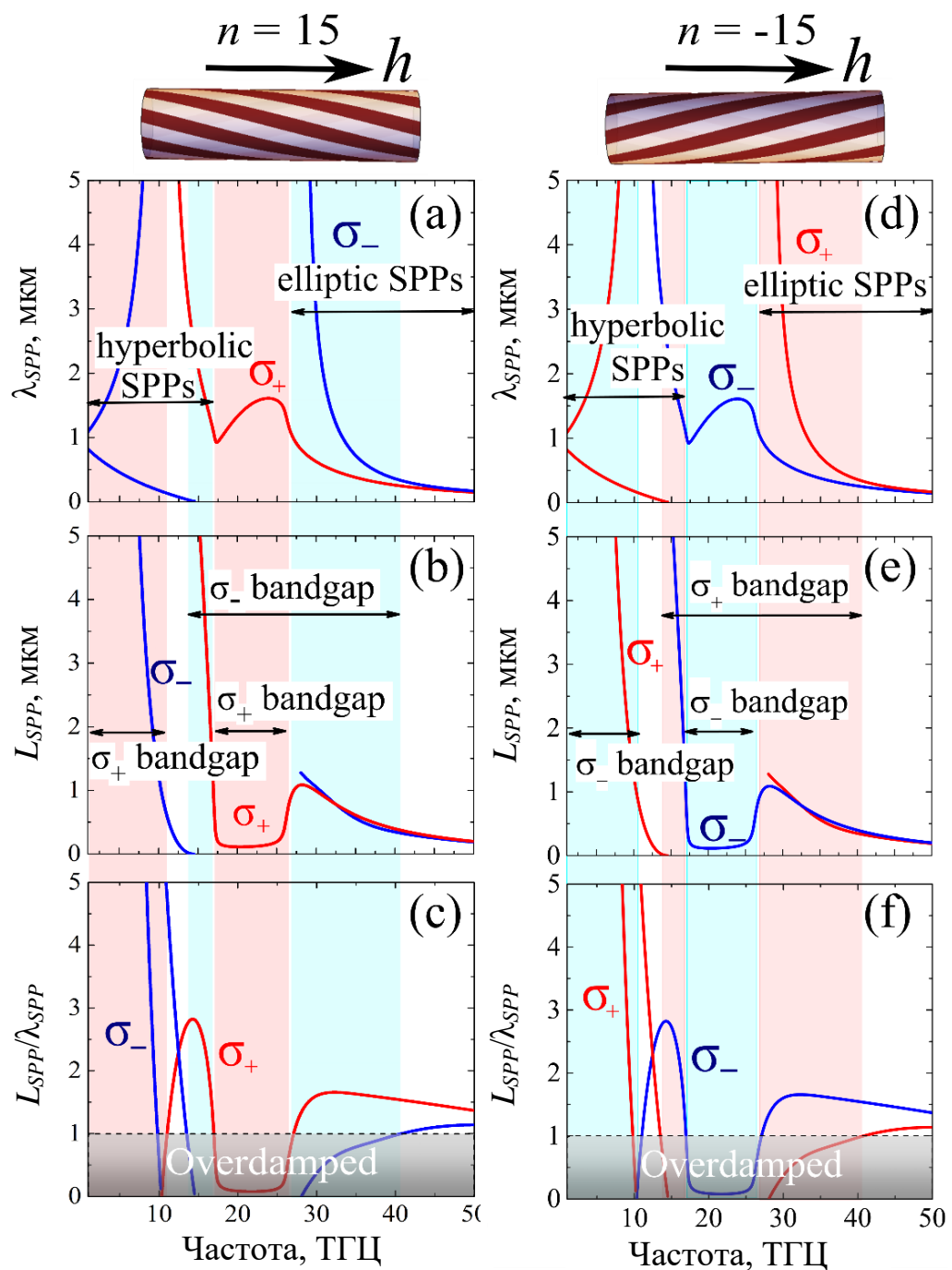


Рис. 4.8. Дисперсия мод ППП зависит как от хиральности метатрубки (индекс  $n=+15$ , трубка с правой резьбой или  $n=-15$ , трубка с левой резьбой), так и от хиральности моды (индекс  $m = \pm 1$  для  $\sigma_{\pm}$  мод). Гиперболическая и эллиптическая моды ППП разделены запрещенными зонами, где ППП не могут распространяться. Последнее определено на диаграмме качественно как частотные области с  $L_{SPP}/\lambda_{SPP} < 1$  (области с сильным затуханием, ниже пунктирной горизонтальной линии). Различные запрещенные зоны для  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  мод приводят к явлению одностороннего распространения; дисперсия ППП симметрична при изменении хиральности трубки. [A15]

Учитывая случай, когда разница в затухании  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  ППП не вносит значительных изменений, т.е. некоторое расстояние от края метатрубки  $z_0$  такое, что  $z_0|\text{Im}\{h_- \} - \text{Im}\{h_+ \}| \ll 1$ , первоначальное распределение поля будет сохранено и повернуто вокруг оси трубки на угол  $\psi = z_0(\text{Re}\{h_- \} - \text{Re}\{h_+ \})/2$ . После распространения вдоль метатрубки конечной длины  $z_0$  ППП будут выведены в линейно поляризованное излучение свободного пространства с плоскостью поляризации, повернутой на угол  $\psi$ . Чтобы количественно оценить это вращение поляризации, мы вводим удельный угол поворота  $\psi_0 = \psi/z_0$  на единицу длины. На рисунке 4.9 показана зависимость этого удельного угла поворота от топологического индекса  $n$  для метатрубки с периодичностью  $\Lambda = 2nr/25 \approx 50,3$  нм и шириной графеновой полосы  $A = 45$  нм.

Максимальное удельное вращение может достигать нескольких сотен градусов на микрометр при  $n=20\dots22$ , что соответствует углам наклона  $\theta_n$  в диапазоне от  $50^\circ$  до  $60^\circ$ . Регулировка химического потенциала графена, с помощью внешнего напряжения на затворе или внутреннего химического допирования могут значительно изменить удельное вращение  $\psi_0$ . Максимальные значения  $\psi_0$  получаются намного больше, чем предсказанные для гиротропных нанопроводов, покрытых графеном, при аналогичных условиях.

Противоположная хиральность структуры может быть формально получена либо задав отрицательные числа наклона (что соответствует отрицательным углам наклона), либо путем распространения волн в обратном направлении. Стоит отметить, что обсуждаемая оптическая активность в спиральных метаструктурах аналогична таковой в растворах натуральных сахаров и искусственных хиральных средах [193-196].

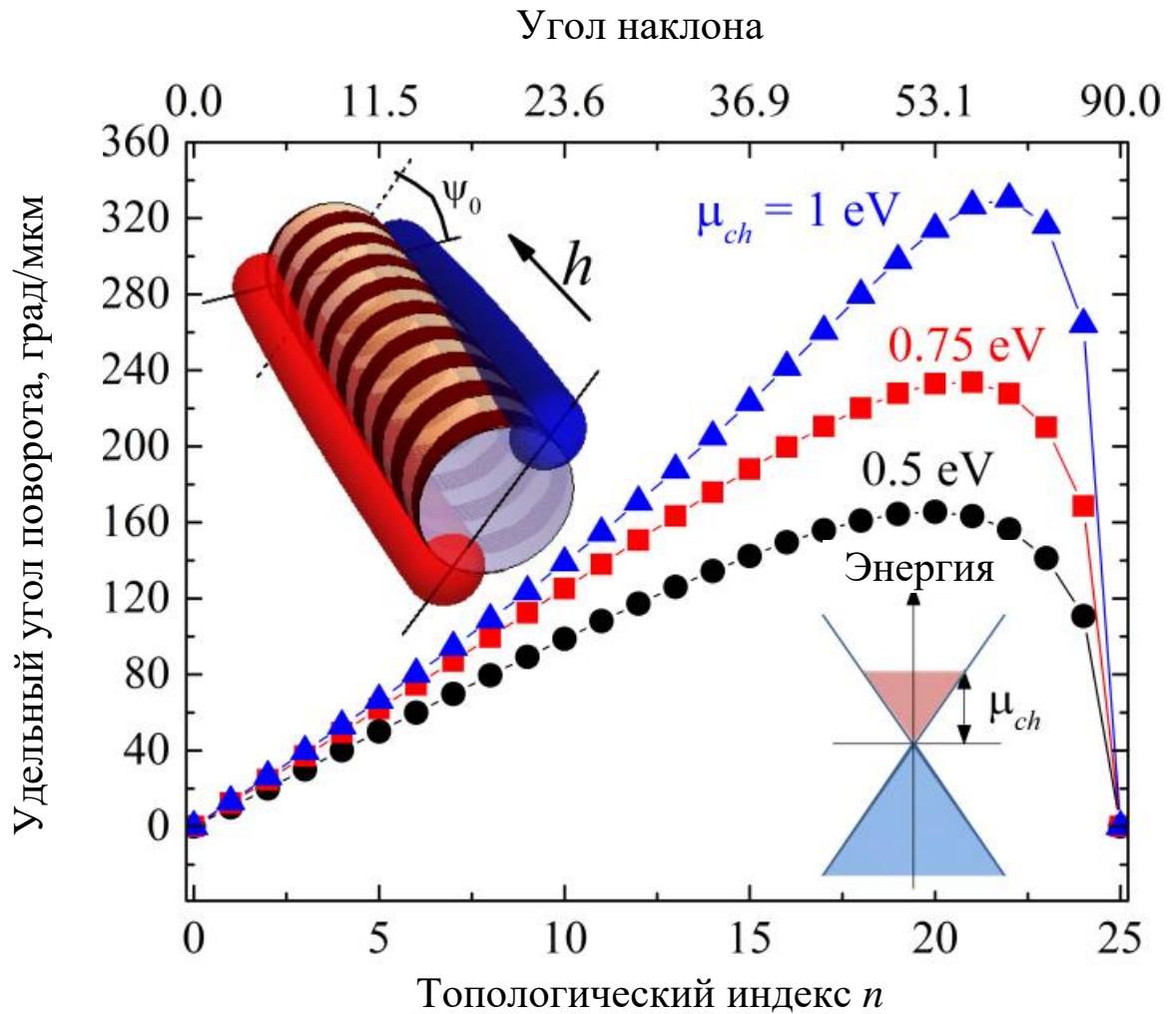


Рис. 4.9. Удельный угол поворота  $\psi_0$  для спирального волновода с периодичностью  $\Lambda = 2nr/25 \approx 50,3$  нм и шириной графеновой полосы  $A = 45$  нм от топологического индекса структуры для частоты 50 ТГц и различных значений химического потенциала графена. На вставках показано определение угла поворота и химического потенциала графена (или уровня Ферми). [A15]

Давайте теперь рассмотрим метатрубку конечной длины  $L$ , где распространяющиеся вперед и назад ППП могут образовывать резонансы Фабри-Перо. Из-за асимметричных свойств структуры резонансное условие имеет вид

$$L[h_+(\omega_{res}) + h_-(\omega_{res})] = 2\pi M,$$

где  $M$  - целое число. Учитывая дисперсию ППП на рис. 4.8, возможны два типа резонансов: с гиперболическими ППП ниже запрещенной зоны и эллиптическими ППП выше запрещенной зоны.

Значительное отличие частот отсечки для ППП, распространяющихся вперед и назад, может препятствовать существованию некоторых мод Фабри-Перо низкого порядка (соответствующих малых  $M$ ) в киральных метатрубках (см. рис. 4.10(a)). Этот эффект проиллюстрирован на рисунке 4.10(b), на котором показаны резонансные частоты метатрубки длиной  $L = 1$  мкм при изменении топологического индекса  $n$  (или угла наклона полосок).

Можно видеть, что в определенном диапазоне топологических индексов резонансы Фабри-Перо отсутствуют из-за одностороннего режима распространения. Для резонансов Фабри-Перо более высокого порядка (большие значения  $M$ ) этот диапазон становится меньше, поскольку  $h$  увеличивается, а углы  $\alpha_{\sigma_{\pm}}$  оба приближаются к  $90^\circ$  (см. рис. 4.7(c)), т.е. разница между двумя поляризациями  $\sigma_{\pm}$  ( $m=\pm 1$ ) становится незначительна.

Возбуждение хиральной метатрубки с параметрами, соответствующими режиму одностороннего распространения, должно приводить к созданию электромагнитной “горячей точки” на одном из концов [197]; для мод с противоположной хиральностью горячая точка будет расположена на противоположном конце.

Еще более интересным подходом к изменению топологии структуры является преобразование цилиндра в тор и, таким образом, введение второго топологического индекса  $N$  (см. рис. 4.10(a)). В такой системе угол наклона  $\theta_{nN}$  должен одновременно удовлетворять двум различным условиям:  $\theta_{nN} = \arcsin[n/2\pi r]$  и  $\theta_{nN} = \arccos[N/2\pi R]$ . Для произвольной геометрии тора эти условия обычно не выполняются для произвольного  $n$ . Например, две различные конфигурации с перпендикулярной ( $n=0$ ,  $N=N_{\max}$ ) и продольной ( $n=n_{\max}$ ,  $N=0$ ) ориентацией полос графена существуют только в том случае, если отношение  $R/r$  радиусов тора является целым числом.

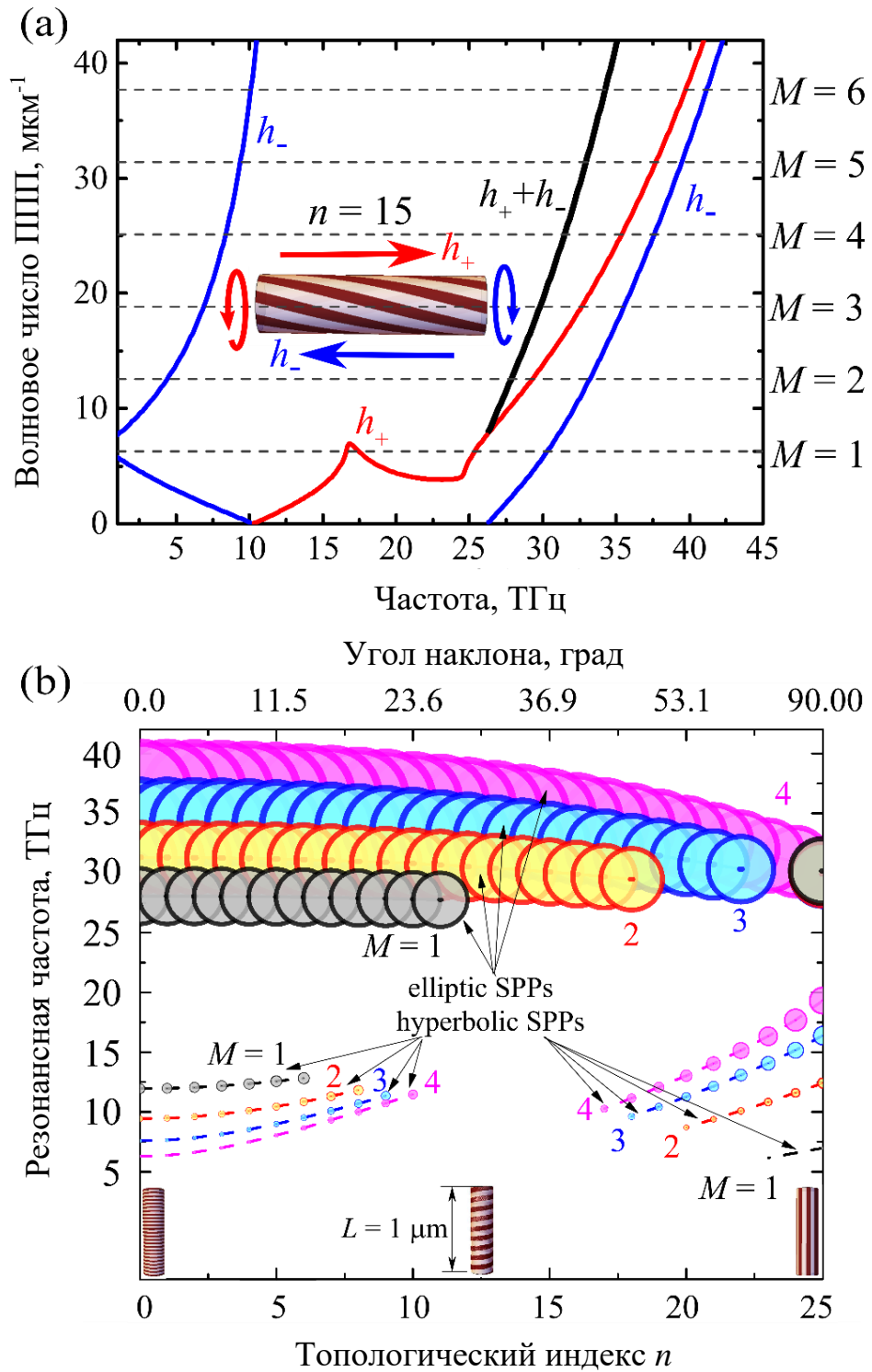


Рис. 4.9. Резонансные моды Фабри-Перо соответствуют условию  $L[h_+(\omega_{res}) + h_-(\omega_{res})] = 2\pi M$  для  $M = 1, 2, 3$  и т.д. Дисперсия ППП в метатрубках (а) дает резонансные частоты. Резонансные частоты  $f_{res} = \text{Re}[\omega_{res}]/2\pi$  метатрубки длиной  $L = 1 \text{ мкм}$  в зависимости от топологического индекса  $n$  (b). Отсутствие резонансов Фабри-Перо в определенном диапазоне топологических индексов проявляется в разрывности кривых. Размеры символов (радиусы окружностей) соответствуют ширине резонансов Фабри-Перо на полувысоте. [A15]

Для анализа резонансов мета-тора мы предполагаем, что  $R/r \gg 1$ , т.е. мы можем формально описать его как часть цилиндра, подчиняющуюся периодическим граничным условиям вдоль оси цилиндра. Условие Фабри-Перо для мод, распространяющихся по часовой стрелке тора и против часовой стрелки, гласит:

$$2\pi R h_{\pm} = 2\pi M,$$

где  $M$  - целое число. Учитывая случай, когда константы распространения  $h_+$  и  $h_-$  различны, условие резонанса для этих двух мод будет выполняться для двух разных частот. Только в двух вырожденных случаях с углом наклона  $0^\circ$  и  $90^\circ$  распространение моды было бы симметричным, и обе резонансные частоты стали бы идентичными. Резонансы всех порядков существуют в мета-торе для всех возможных топологических индексов в отличие от метатрубки конечной длины (см. рис. 4.9(б)).

Рассмотрим мета-тор, образованный метатрубкой с  $r = 200$  нм и  $R = 2$  мкм, покрытой графеновыми полосками шириной  $A = 45$  нм, ситуация, соответствующая  $n_{max} = 2\pi r/\Lambda = 25$  и  $N_{max} = 2\pi R/\Lambda = 250$ . Резонансные кривые такого тора показаны на рисунке 4.10(с-f) для нескольких комбинаций топологических индексов  $(n, N) = (0, 250)$ ,  $(15, 200)$ , и  $(25, 0)$ , которые соответствуют углам наклона  $\theta_{nN} = 0^\circ$ ,  $37^\circ$  и  $90^\circ$ , соответственно.

Показанные здесь резонансные моды соответствуют условию  $M=1$  и  $M=10$ . При ненулевой хиральности структуры резонансные частоты для мод, распространяющихся против и по часовой стрелке, различны. Условие резонанса для мета-тора  $Rh = M$  однозначно определяет эффективный угол распространения ППП:  $\tan(\alpha_{mM}) = Mr/mR$ . По аналогии с топологическими индексами  $n$  и  $N$  пара электродинамических индексов  $m$  и  $M$  определяет электродинамическую топологию резонансной моды. Существование топологических резонансов ППП

на мета-торе подразумевает фиксированную связь между структурными топологическими индексами  $(n, N)$  и электромагнитными топологическими индексами  $(m, M)$  резонансной моды:

$$\frac{n}{N} \operatorname{ctg} \theta_{nN} = \frac{m}{M} \operatorname{tg} \alpha_{mM} \quad (4.13)$$

Это уравнение показывает, что геометрическая хиральность структуры связана с электромагнитной хиральностью резонансных ППП-мод. Приведенный выше анализ облегчает понимание расщепления резонансных частот на рисунке 4.10 (с-f), где мы снова фокусируемся на киральных свойствах  $\sigma_{\pm}$  ( $m = \pm 1$ ) ППП резонансов в структурах с продольной ( $n = 25, N = 0$ ) и перпендикулярной ( $n = 0, N = 250$ ) ориентации графеновых полос в сравнении с наклонной хиральной конфигурацией ( $n = 15, N = 200$ ). Для основной моды с  $m = 0$  нет расщепления для резонансных частот распространения против часовой стрелки и по часовой стрелке ни в одной из этих структур.

Для  $M=1$  на рис. 4.10 (с, d) эллиптические и гиперболические  $\sigma_{\pm}$  моды обладают разными частотами для всех структур. Рисунок 4.10(e) иллюстрирует специально выбранный экзотический случай  $M=10$ , когда угол распространения ППП  $\alpha_{\sigma_{\pm}} = 45^{\circ}$  по отношению к графеновым полосам одинаков для продольной и перпендикулярной ориентации полос. Эта ситуация соответствует условию  $h_{\sigma_{\pm}} = r^{-1}$  ( $5 \text{ мкм}^{-1}$  для структуры на рис. 4.10). Расщепление резонансных эллиптических и гиперболических  $\sigma_{\pm}$  мод для киральной структуры является наибольшим (см. рис. 4.10 (b)).

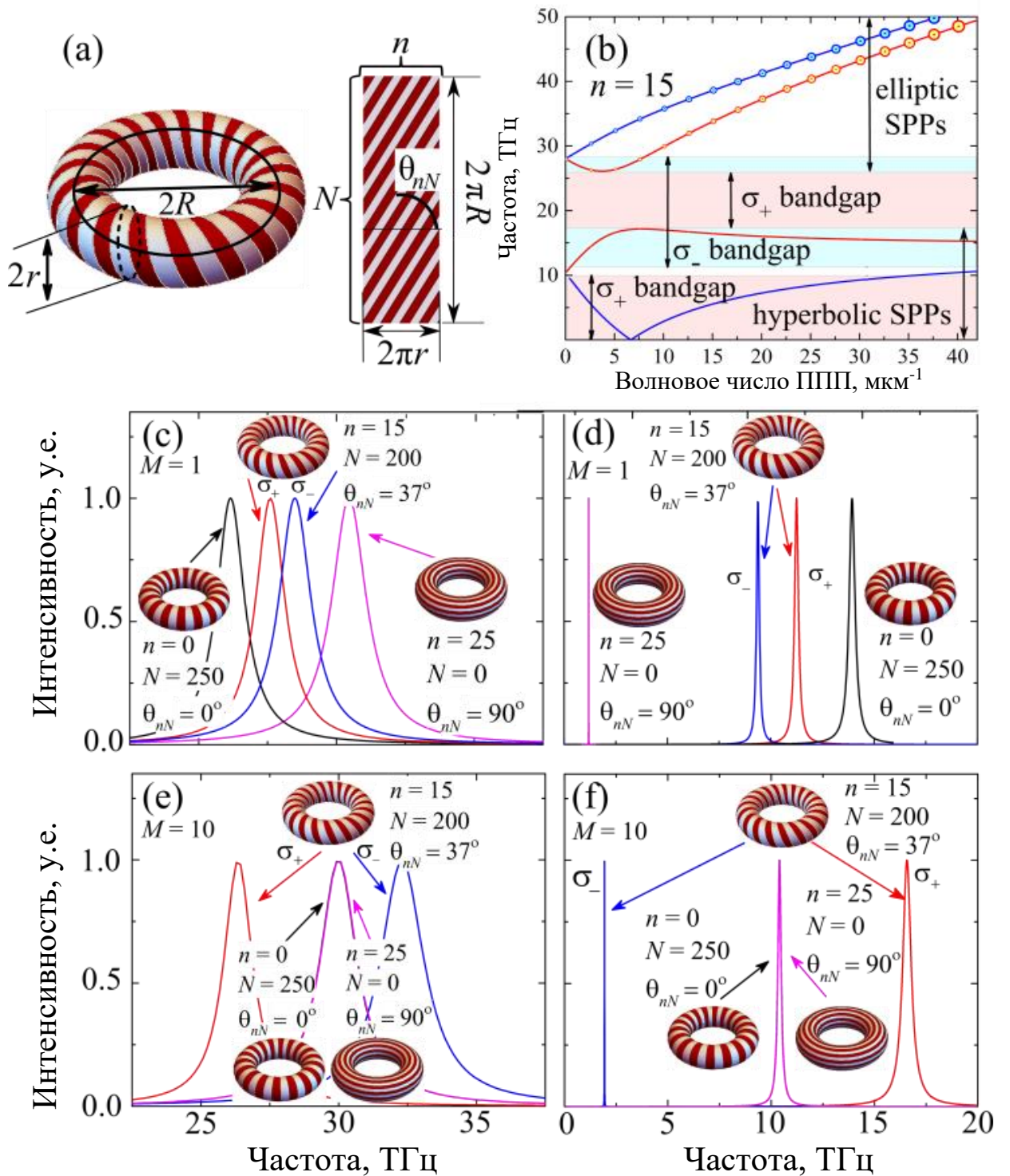


Рис. 4.10. (а) Мета-тор характеризуется парой топологических индексов структуры  $n$  и  $N$ . (б) Обе киральные моды  $\sigma_{\pm}$  ППП существуют для всех волновых чисел. Резонансные кривые эллиптических (с,е) и гиперболических (d,f) ППП в мета-торе соответствуют условию  $Rh = M$  для  $M = 1$  (с,d) и 10 (e,f);  $R/r = 10$ . Схема тора показана рядом с каждой кривой. Непрерывные красные и синие линии соответствуют распространению ППП против часовой стрелки и по часовой стрелке соответственно. [A15]

Удивительно, но уравнение (4.13) помогает объяснить, почему максимальное расщепление происходит при  $M = 10$ . Однако для этого требуется некоторая дополнительная информация об электродинамике структуры. Анализ ППП, распространяющихся на плоской метаповерхности, показывает [46-48], что их характерные частоты имеют наибольшую разницу для волновых векторов, направленных вдоль и перпендикулярно полос графена. Для резонансных мод в киральном тороидальном резонаторе мы получаем одинаковые значения  $h_{\sigma\pm}$ , а следовательно  $\alpha_{\sigma-} = 180^\circ - \alpha_{\sigma+}$ . По аналогии с плоскими метаповерхностями максимальное частотное расщепление в киральной тороидальной структуре должно быть достигнуто для  $\alpha_{\sigma-} - \alpha_{\sigma+} = 90^\circ$ , что приводит к  $\alpha_{\sigma+} = 45^\circ$ ,  $\alpha_{\sigma-} = 135^\circ$ ; кроме того, мы должны получить  $\theta_{nN} = 45^\circ$ . В этих условиях мы можем использовать уравнение (4.13) для вычисления набора топологических индексов для максимального частотного расщепления, подчиняющегося условию  $Mn/N = 1$ . Для модельной структуры на рис. 4.10  $\theta_{nN} = 45^\circ$  не может быть достигнуто ни для каких возможных топологических индексов. Ближайший угол  $\theta_{nN} \approx 37^\circ$  получается для набора индексов  $(n, N) = (15, 200)$ , что приводит к  $M = N \cdot \text{tg}(\theta_{nN})/n = 10$ .

#### 4.4. МАГНИТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ППП В ГИПЕРБОЛИЧЕСКОЙ МЕТАПОВЕРХНОСТИ НА МАГНИТНОЙ ПОДЛОЖКЕ

Все, отмеченные в настоящей главе особенности распространения ППП в гиперболических метаповерхностях показывают, что в таких структурах наблюдается более сильное взаимодействие света с веществом, по сравнению с однородными пленками. Это позволяет предположить, что эффект магнитной модуляции ППП, который заключается в изменении волнового числа ППП при изменении направления внешнего магнитного поля, также должен иметь ряд нетривиальных особенностей в гиперболических МП. Данный раздел посвящен их исследованию.

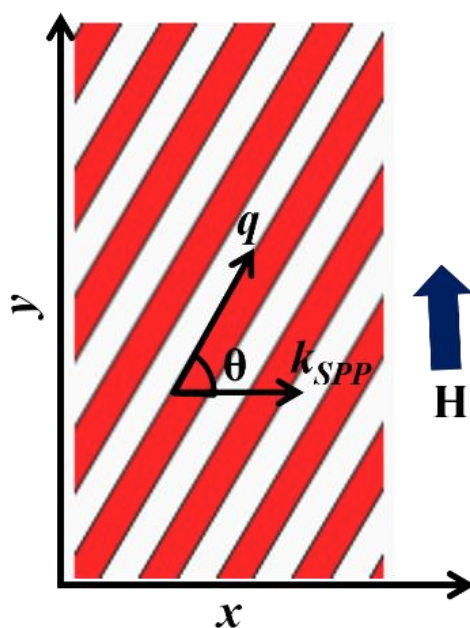


Рис. 4.11. Метаповерхность состоит из проводящих полос (красные области) разделенных зазорами (белые области). ППП распространяются под некоторым углом  $\theta$  относительно проводящих полос с волновым числом  $k_{SPP}$ . Внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно направлению распространения ППП  $k_{SPP}$ .

Рассмотрим простейшую реализацию гиперболической метаповерхности из проводящих полос шириной  $W$ , разделенных диэлектрическими зазорами шириной  $G$ . Период структуры обозначим  $L$ . Пусть такая метаповерхность лежит в плоскости  $xu$  и ориентирована произвольным образом в этой плоскости (см. Рис. 4.11). Для определенности, ориентацию МП будем обозначать вектором  $\mathbf{q}$ , направление которого совпадает с направлением проводящих полос. Такая МП лежит на поверхности магнитного диэлектрика. Зафиксируем направление внешнего магнитного поля вдоль оси  $y$ , а направление распространения ППП – вдоль оси  $x$ . Будем считать также, что магнитный диэлектрик намагничен до насыщения и изменение направления внешнего магнитного поля на противоположное приводит к соответствующему повороту вектора намагниченности в диэлектрике.

С учетом всех предположений, электродинамические свойства метаповерхности, как и раньше, будем описывать тензором проводимости:

$$\hat{\sigma}_{MS} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{\parallel} & 0 \\ 0 & \sigma_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}^T$$

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_{2D} W/L$$

$$\sigma_{\perp} = L\sigma_C\sigma_{2D}/(W\sigma_C + G\sigma_{2D})$$

Здесь,  $\sigma_{2D} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_M d$  - эффективная 2D-проводимость проводящей пленки толщиной  $d$ ,  $\varepsilon_M$  - диэлектрическая проницаемость металла,  $\sigma_C = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{gap}d_{eff}$  - эффективная проводимость зазора, обусловленная ближнеполевой связью между соседними полосками,  $d_{eff} = -\ln[\sin(\pi G/2L)]L/\pi$  - эффективная толщина, на которую проникает поле в зазоре. Такое приближение справедливо в случае длинноволновых ППП  $\lambda_{SPP} \gg \max(L, d, d_{eff})$ .

Подложку будем описывать тензором диэлектрической проницаемости:

$$\hat{\varepsilon}_{sub} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & i\varepsilon_a \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ -i\varepsilon_a & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix}$$

Решая уравнения Максвелла в обеих средах (подложка и верхняя среда) с граничными условиями на МП

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{\tau,up}|_{z=0} &= \mathbf{E}_{\tau,sub}|_{z=0}, \\ \mathbf{H}_{\tau,up}|_{z=0} - \mathbf{H}_{\tau,sub}|_{z=0} &= \hat{\sigma}_{MS}\mathbf{E}|_{z=0},\end{aligned}$$

можно получить дисперсионное уравнение распространяющихся ППП:

$$\begin{aligned}D_{TE}D_{TM} &= \sigma_{xy}\sigma_{yx}; \\ D_{TM} &= \frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_V}{\gamma_{2TM} - k_{SPP}\varepsilon_a/\varepsilon_{\perp}} + \frac{i\omega\varepsilon_0}{\gamma_{1TM}} - \sigma_{xx}; \\ D_{TE} &= 2\frac{\gamma_{TE}}{i\omega\mu_0} - \sigma_{yy}.\end{aligned}$$

Здесь введены обозначения:  $\varepsilon_V = \varepsilon_{\perp} - \varepsilon_a/\varepsilon_{\perp}$ ,  $\gamma_{TE} = \gamma_{1TM} = (k_{SPP}^2 - k_0^2)^{1/2}$ ,  $\gamma_{2TM} = (k_{SPP}^2 - \varepsilon_V k_0^2)^{1/2}$ . Отметим, что когда недиагональные члены тензора проводимости равны нулю  $\sigma_{xy,yx} = 0$ , дисперсионное уравнение распадается на два независимых уравнения  $D_{TE} = 0$  и  $D_{TM} = 0$ , которые представляют собой дисперсионные уравнения ТЕ- и ТМ- поляризованных поверхностных волн, соответственно. Переключение направления внешнего магнитного поля приведет к переориентации намагниченности и смене знака  $\varepsilon_a$ . Это, в свою очередь, изменит величину волнового числа ППП  $k_{SPP}(+H) \neq k_{SPP}(-H)$ . Таким образом, волновое число ППП будет модулировано внешним магнитным полем. Чтобы охарактеризовать относительную глубину модуляции мы будем использовать следующий параметр:

$$F_{OM} = \frac{k_{SPP}(+H) - k_{SPP}(-H)}{k_{SPP}(+H) + k_{SPP}(-H)}.$$

Дальнейший анализ проведем на основе численных расчетов. Для определенности, предположим, что метаповерхность изготовлена из золотых полосок. Подложку будем считать изготовленной из ЖИГ, а верхнюю среду будем считать воздухом. Предположим также, что ППП возбуждаются светом с длиной волны телекоммуникационного диапазона 1560 нм. При таких условиях, электродинамические параметры элементов структуры следующие:  $\varepsilon_M = -131.95 + 12.65i$ ,  $\varepsilon_1 = 3$ ,  $\varepsilon_a = 0.02$ . Чтобы продемонстрировать эффект магнитной модуляции ППП примем следующие геометрические параметры МП:  $L = 50$  нм,  $W = 45$  нм. Результаты расчетов представлены на Рис. 4.12.

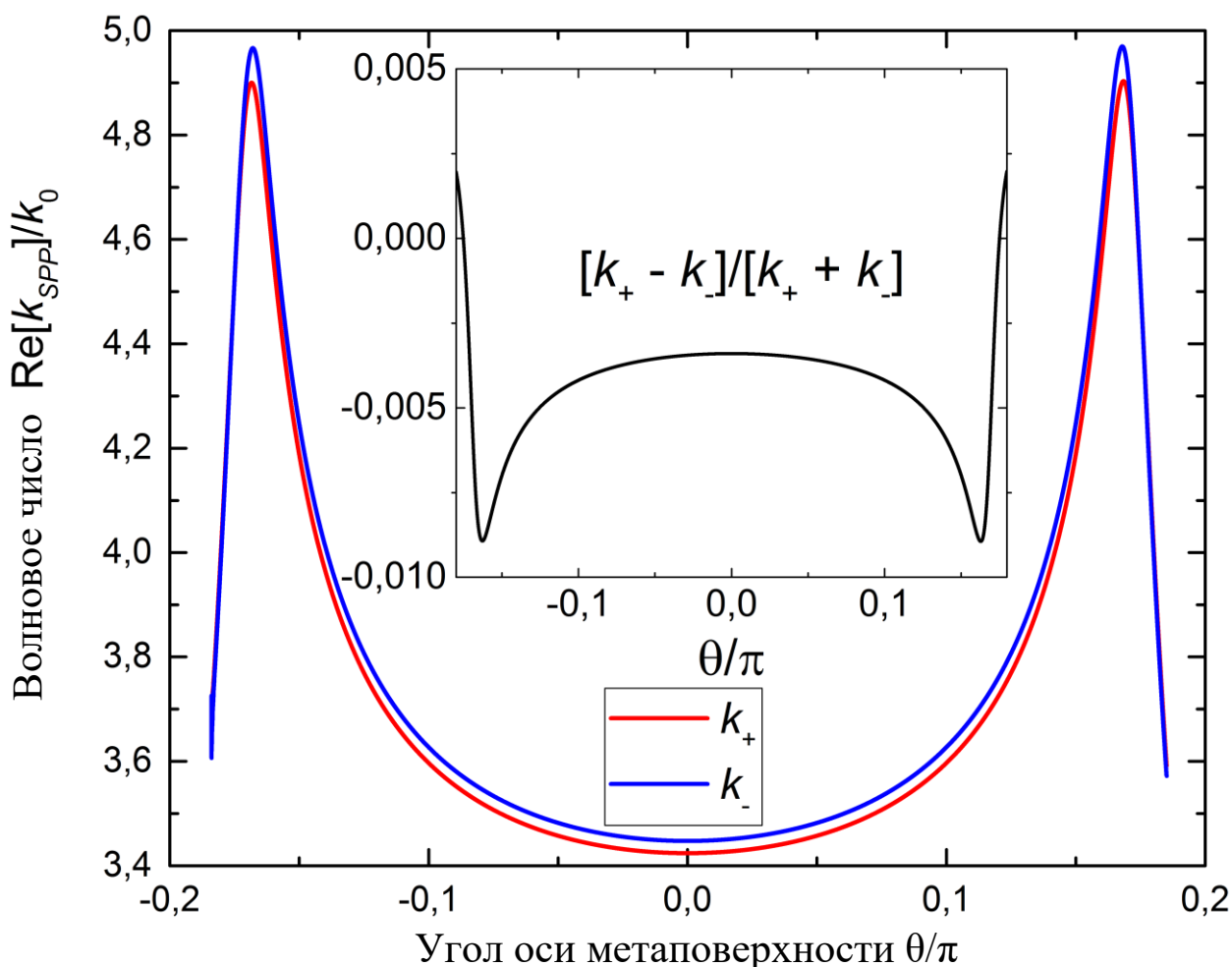


Рис. 4.12. Волновое число ППП незначительно меняется при переключении направления магнитного поля. Максимальная модуляция волнового числа соответствует некоторому углу оси МП  $\theta$ , близкому к максимумам  $k_{SPP}$ . Относительная глубина модуляции FoM показана на вставке.

Можно заметить, что волновое число ППП имеет максимальное значение при некоторой ориентации метаповерхности (угол между полосками и направлением распространения ППП  $\sim 30^\circ$ ). Это типичное поведение ППП в гиперболических метаповерхностях, которое наблюдалось ранее, в том числе в предыдущих разделах диссертации. При переключении направления внешнего магнитного поля волновое число ППП несколько изменяется. Можно заметить, также, что относительная глубина модуляции также достигает максимальных абсолютных значений при определенной ориентации МП.

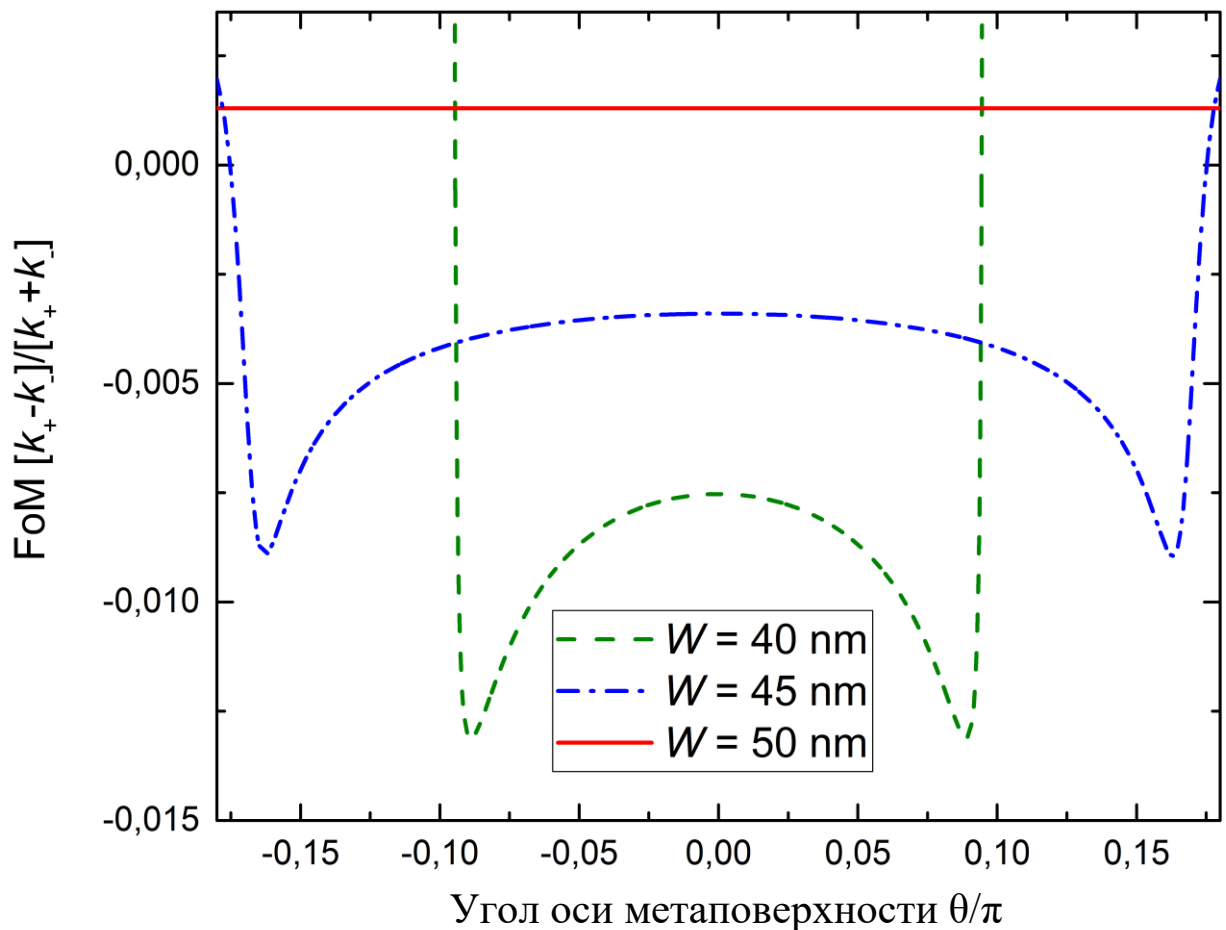


Рис. 4.13. Относительная глубина модуляции FoM для МП с разной шириной полос золота:  $W = 40$  нм (штриховая),  $W = 45$  нм (штрихпунктирная),  $W = 50$  нм (сплошная линия, соответствуют однородной золотой пленке). Период метаповерхности  $L = 50$  нм.

Теперь исследуем, какой вклад дает наличие МП по сравнению со случаем сплошной пленки, а также рассмотрим влияние геометрических параметров МП на магнитную модуляцию. На рис. 4.13 показана угловая зависимость относительной глубины модуляции для различных значений ширины полоски, включая случай сплошной пленки (который является предельным случаем, когда ширина полоски совпадает с периодом структуры  $W = L = 50$  нм). Угловым диапазоном, в котором распространяются ППП становится уже с уменьшением толщины полосок. Для однородной металлической пленки относительная глубина модуляции имеет небольшое положительное значение, которое не зависит от направления распространения. В случае МП, относительная глубина модуляции принимает положительные значения на границах углового диапазона, в котором существуют ППП, и становится отрицательной величиной с минимумами при некоторой ориентации МП. Положение минимумов зависит от ширины полосок. По абсолютной величине относительная глубина модуляции растет с уменьшением ширины полос.

Исследование поведения относительной глубины модуляции позволяет понять некоторые особенности усиления магнитной модуляции в гиперболических МП. Тем не менее, для практического применения важнее оценить реальный фазовый сдвиг, накапливаемый ППП при распространении при инверсии магнитного поля. По этой причине рассчитаем глубину модуляции  $|k_+ - k_-|$ , соответствующую фазовому сдвигу на длине распространения ППП равной 1 мкм при перевороте магнитного поля (см. рис. 4.14).

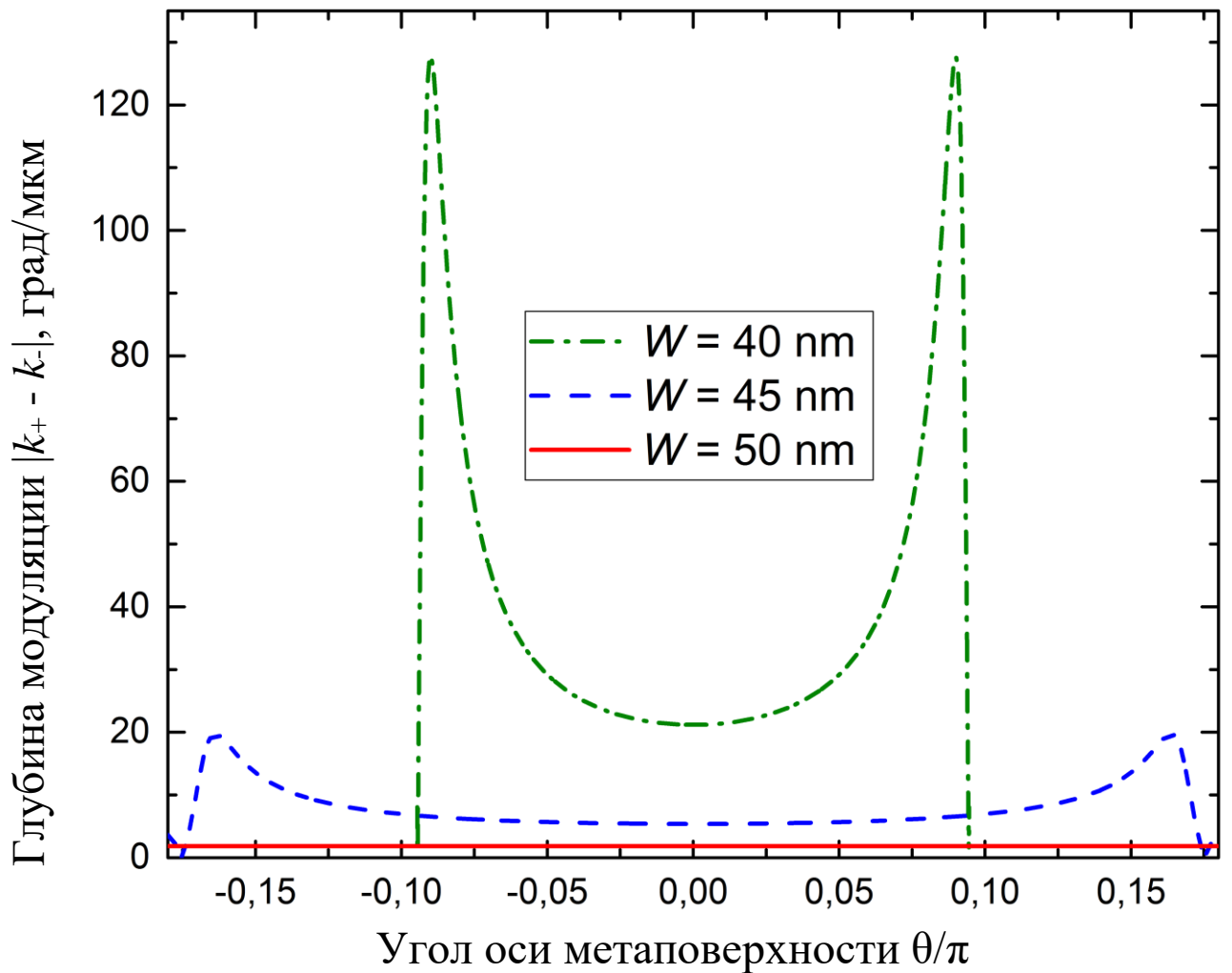


Рис. 4.14. Глубина модуляции  $|k_+ - k_-|$  показывает фазовый сдвиг, накопленный ППП при распространении на длину 1 мкм при переключении магнитного поля:  $W = 40$  нм (штриховая),  $W = 45$  нм (штрихпунктирная),  $W = 50$  нм (сплошная линия, соответствует однородной золотой пленке) . Период метаповерхности  $L = 50$  нм.

Видно, что в отличие от однородной пленки золота, когда глубина модуляции близка к 2 градусам на микрон, магнитная модуляция в гиперболической метаповерхности может достигать более 100 градусов. Следует отметить, что такие гигантские значения глубины модуляции наблюдаются для углового диапазона, где ППП имеют высокую локализацию и, соответственно, большую диссипацию. Расчеты показывают, что, по крайней мере, для выбранных параметров метаповерхности, близких к пикам глубины модуляции, длина распространения ППП меньше 1 мкм и расчетный фазовый сдвиг вряд ли

возможно наблюдать. Тем не менее, в области углов, близких к углу МП  $\theta = 0$  (в области плато на графиках из рис. 4.14), длина распространения может достигать десятков микрон, а глубина модуляции достигает порядка десятков градусов. Эти значения по крайней мере на порядок превышают глубину модуляции однородной пленки золота.

#### 4.4. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В этой главе мы рассмотрели ряд интересных физических эффектов, возникающих в гиперболических метаповерхностях и метаструктурах.

В частности, мы предсказали существование гиперболического распространения ППП на МП с конкуренцией между усилением и потерями. Обсуждалась простая реализация такой МП на основе массива металлических пластин, внедренных в усиливающую матрицу, для реалистичных параметров. Предлагаемые здесь эффекты могут быть полезны для многочисленных плазмонных приложений, начиная от квантовой оптики на основе ППП заканчивая усовершенствованием конструкции спазеров. Поведение излучения такой анизотропной МП с конкуренцией между усилением и потерями за пределами линейного режима может быть предсказано с помощью теории связанных мод, которая была применена, например, для моделирования лазеров с распределенной обратной связью для случая большей периодичности - порядка оптической длины волны. Мы надеемся, что полученные интригующие результаты вдохновят и направят будущие экспериментальные исследования.

В связи с сильной анизотропией оптических свойств метаповерхностей в гиперболическом режиме и сильной частотной дисперсией, становится возможным ряд нехарактерных для обычных сред явлений. Например, возможен процесс генерации второй гармоники из ППП в ППП (т.е. удвоение частоты ППП за счет нелинейных свойств МП). Исследовано влияние на указанный процесс параметров гиперболической метаповерхности на основе графена: ее периодичности, ширины графеновых лент, химического потенциала графена и частоты падающего света. Исследование показало, что такой процесс может наблюдаться только для определённых углов распространения поверхностных плазмон-поляритонов. Если принять во внимание возможность управления свойствами графена (его химическим потенциалом, или энергией Ферми) при помощи, например, электрического напряжения, наши результаты могут стать основой для нелинейных оптических перестраиваемых устройств.

Мы исследовали новый класс топологических плазмонных структур, которые образованы свернутыми метаповерхностями на основе графена. В то время как графеновая метатрубка демонстрирует гигантское вращение азимутальных плазмонных мод, ее внутренняя асимметрия играет решающую роль при проектировании плазмонных устройств с односторонним распространением и отвечает за исчезновение резонансов Фабри-Перо в метатрубках конечной длины. Отрезок метатрубки, свернутый в тор, обладает отчетливым спектром азимутальных резонансных мод с большим расщеплением для направлений распространения ППП по часовой стрелке и против часовой стрелки. Интересно, что электромагнитные и геометрические топологические индексы структуры тесно связаны простыми аналитическими выражениями, физический смысл которых еще предстоит выяснить. Таким образом, наши результаты не ограничиваются структурами на основе графена и прокладывают путь для топологической асимметричной плазмоники в хиральных плазмонных наноструктурах.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе теоретически исследованы оптические, магнитооптические и плазмонные свойства наноструктур на основе графена. Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Получены частотные зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн для сэндвич-структуры графен – магнитный диэлектрик – графен для различных значений внешнего магнитного поля, толщины магнитного полупроводника, химического потенциала графена. Показано, что, используя все эти параметры, можно варьировать коэффициенты отражения, пропускания и поглощения в широком диапазоне.
2. Исследованы электродинамические свойства сверхрешетки графен–магнитный полупроводник, помещенной в магнитное поле, в геометриях Фарадея и Фойгта с учетом процессов диссипации. Методом матриц переноса рассчитаны частотные и полевые зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн такой сверхрешеткой для разного числа периодов структуры и разной периодичности. Показана возможность эффективного управления электродинамическими свойствами такой сверхрешетки. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн могут изменяться при изменении внешнего магнитного поля и числа периодов структуры.
3. Предложена и теоретически исследована возможность управления ППП при помощи магнитного поля в гиротропном планарном волноводе, покрытом ГС. Исследования показали, что ППП могут переключаться с одного ГС на другой слабыми магнитными полями. Эффект резонансно зависит от соотношения между размером волновода и длиной волны возбуждающего света. Изменение химического потенциала ГС приводит к небольшому сдвигу резонансной длины волны, меняет величину эффекта и фазовый сдвиг ППП. Исследованные

особенности делают предложенную структуру перспективной как для наномасштабного управления светом, так и для сенсорных приложений.

4. Теоретически исследовано возбуждение ППП в деформированном графене методом нарушенного полного отражения в геометрии Отто. Эффективность возбуждения ППП сильно зависит от направления распространения ППП. Частота и угол падения наиболее эффективного возбуждения ППП сильно зависят от поляризации падающего света.
5. Исследовано изменение спекл-картины линейно поляризованного света, прошедшего через покрытое графеном оптическое волокно, помещенное во внешнее магнитное поле. Показана возможность подавления магнитного вращения спекл-картины и эффекта обратного вращения. Этот эффект можно контролировать с помощью химического потенциала ГС.
6. Теоретически предсказано гигантское фарадеевское вращение для ППП, распространяющихся по магнитооптически активным нанопроволокам с графеновым покрытием. Изменение концентрации носителей в графене с помощью химического легирования или напряжения на затворе позволяет контролировать свойства ППП и, в частности, угол поворота азимутальных мод высокого порядка.
7. Исследованы ТЕ-поляризованные плазмонные моды, поддерживаемые цилиндрической структурой на основе графена. Такие моды могут распространяться в структуре только при радиусе сердцевины более 500 нм на частотах от ближнего инфракрасного до видимого света.
8. Исследовано распределение магнитного поля, индуцированного распространяющимися плазмонными модами в нанопроволоке, покрытой графеном, за счет ОЭФ. Исследования показывали, что основная мода ( $m = 0$ ) может индуцировать вихреобразное магнитное поле с противоположными направлениями вращения внутри и снаружи нанопроволоки. Моды с большими  $|m|$  индуцируют еще и продольную составляющую магнитного поля. Обнаружено, что в двухмодовом режиме можно индуцировать азимутально-периодическое распределение магнитного поля.

9. ОЭФ в структуре графен-диэлектрик-металл можно контролировать, изменяя химический потенциал графена. Наведенное магнитное поле может достигать нескольких кЭ. Предложена концепция деформационного управления ППП-свойствами структуры.
10. Исследован новый класс топологических плазмонных структур, которые образованы скрученными метаповерхностями на основе графена. Графеновая метатрубка демонстрирует гигантское вращение азимутальных плазмонных мод, ее хиральность играет решающую роль для проектирования плазмонных устройств с «односторонним распространением» и отвечает за исчезновение резонансов Фабри-Перо в метатрубках конечной длины. Метатор, обладает ярко выраженным спектром азимутальных резонаторных мод с большим расщеплением относительно направления распространения ППП.
11. Предложена принципиально новая концепция реализации гиперболических плазмонных МП путем анизотропной конкуренции усиления и потерь и предсказана возможность узконаправленного распространения и усиления ППП.
12. Показано усиление магнитной модуляции ППП за счет использования гибридной магнитоплазмонной структуры, состоящей из гиперболических плазмонных метаповерхностей и магнитной диэлектрической подложки. Магнитная модуляция ППП в предлагаемой структуре может быть на порядок сильнее, чем в гибридных металл - ферромагнитных структурах, традиционно используемых в активной магнитоплазмонике.

В целом, все полученные результаты имеют несомненный фундаментальный интерес, и позволяют глубже понять процессы взаимодействия света с веществом. При этом они не лишены и практической ценности и, потенциально, могут быть использованы во многих отраслях, связанных с разработкой принципиально новых устройств хранения и обработки информации.

\*\*\*\*\*

Автор выражает глубокую благодарность своему учителю Игорю Валерьевичу Бычкову за постоянную поддержку и многолетнее творческое сотрудничество.

Выражаю глубокую признательность своим соавторам Шаврову В.Г., Котову Л.Н., Харитоновой О.Г., Темнову В.В., Толкачеву В.А., Усику М.О..

Отдельно благодарю Василия Дмитриевича Бучельникова за внимание к работе и ценные замечания.

Я также искренне благодарен сотрудникам кафедры радиофизики и электроники ЧелГУ за доброжелательную атмосферу и поддержку при проведении исследований и написании настоящей диссертации.

На протяжении всего времени работы над диссертацией мне постоянно оказывала душевную поддержку моя жена Арина и дети Софья и Нина, за что я им глубоко признателен и благодарен.

## СПИСОК РАБОТ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

### Статьи в журналах:

- A1. Kuzmin, D.A. Electromagnetic Waves Reflectance of Graphene - Magnetic Semiconductor Superlattice in Magnetic Field / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // IEEE Transactions on Magnetics. - V. 50. - I. 11. – 2014. - P. 2505004. (Web of Science, Q2)
- A2. Kuzmin, D.A. Electromagnetic waves reflection, transmission and absorption by graphene-magnetic semiconductor-graphene sandwich-structure in magnetic field: Faraday geometry / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications. - V. 12. - I. 5. – 2014. - PP. 473-481. (Web of Science, Q2)
- A3. Kuzmin, D.A. Electromagnetic Waves Absorption by Graphene Magnetic Semiconductor Multilayered Nanostructure in External Magnetic Field: Voigt Geometry / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // Acta Physica Polonica A. - V. 127. - I. 2. – 2015. - PP. 528-530. (Web of Science)
- A4. Kuzmin, D.A. Influence of graphene coating on speckle-pattern rotation of light in gyrotropic optical fiber / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // Optics Letters. - V. 40. - I. 6. – 2015. - PP. 890-893. (Web of Science, Q1)
- A5. Kuzmin, D.A. Magnetic field control of plasmon polaritons in graphene-covered gyrotropic planar waveguide / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // Optics Letters. - V. 40. - I. 11. – 2015. - PP. 2557-256. (Web of Science, Q1)
- A6. Кузьмин Д.А., Бычков И.В., Шавров В.Г., Магнитное управление плазмон-поляритонами в гиротропном волноводе, покрытом графеном / Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах. Тезисы докладов Международной конференции, посвящённой 80-летию члена-корреспондента РАН И. К. Камилова. Челябинский государственный университет, Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН / Ред. коллегия: В.Д. Бучельников, Е.Г. Екомасов, Е.А.

- Беленков, В. Е. Фёдоров; отв. за выпуск М.А. Загребин. – Челябинск: Челябинский государственный университет, 2015. – С. 173. (РИНЦ)
- A7. Bychkov, I.V. Magnetic Speckle-Pattern Rotation in Gyrotropic Low-Mode Optical Fiber Coated by Conductive Nanoshell / I. V. Bychkov, D. A. Kuzmin, V.A. Tolkachev, H. I. Lee, V. G. Shavrov // Materials Science Forum. - V. 845. – 2016. - PP. 207-210. (Scopus)
- A8. Kuzmin, D.A. Plasmonically induced magnetic field in graphene-coated nanowires / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov, H.-I. Lee, J. Mok // Optics Letters. - V. 41. - I. 2. – 2016. - PP. 396-399. (Web of Science, Q1)
- A9. Lee, H.I. Multiple propagating modes of nanowire plasmonics / H.I. Lee, J. Mok, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov // Optical and Quantum Electronics. - V. 48. - I. 11. – 2016. – P. 499. (Web of Science, Q2)
- A10. Kuzmin, D.A. Transverse-electric plasmonic modes of cylindrical graphene-based waveguide at near-infrared and visible frequencies / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, L.N. Kotov // Scientific Reports. - V. 6. – 2016. – P. 26915. (Web of Science, Q1)
- A11. Kuzmin, D.A. Giant Faraday rotation of high-order plasmonic modes in graphene-covered nanowires / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov // Nano Letters. - V. 16. - I. 7. – 2016. – PP. 4391-4395. (Web of Science, Q1)
- A12. Mok, J. Light Spins of Cylindrical Electromagnetic Waves and their Jumps across Material Interfaces in the Presence of Energy Exchange / J. Mok, H.I. Lee, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov // Advanced Electromagnetics. – 2016. – Т. 5. – №. 2. – С. 17-27. (Web of Science)
- A13. Плаксин П.С., Толкачев В.А., Бирюков И.Ю., Бычков И.В., Кузьмин Д.А., Эффективное магнитное поле плазмон-поляритонов в структуре графен-диэлектрик-металл при изменении энергии Ферми графена // Актуальные проблемы микро- и наноэлектроники: сборник тезисов докладов IV Всероссийской научной молодежной конференции с международным участием / отв. ред. Бахтизин Р.З. – Уфа: РИЦ БашГУ, 2016. – С. 27. (РИНЦ)

- A14. Толкачев В.А., Плаксин П.С., Бирюков И.Ю., Бычков И.В., Кузьмин Д.А., Обратный эффект Фарадея плазмонных мод структуры вакуум-графен-диэлектрик-металл при влиянии упругих напряжений // Актуальные проблемы микро- и наноэлектроники: сборник тезисов докладов IV Всероссийской научной молодежной конференции с международным участием / отв. ред. Бахтизин Р.З. – Уфа: РИЦ БашГУ, 2016. – С. 34-35. (РИНЦ)
- A15. Kuzmin, D.A. Topologically Induced Optical Activity in Graphene-Based Meta-Structures / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov // ACS Photonics. - V. 4. - I. 7. – 2017. – PP. 1633–1638. (Web of Science, Q1)
- A16. Kuzmin, D.A. Plasmonics of magnetic and topological graphene-based nanostructures / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov // Nanophotonics. - V. 7. - I. 3. – 2018. – PP. 597-611. (Web of Science, Q1)
- A17. Usik, M.O. Surface plasmon-polaritons in deformed graphene excited by attenuated total internal reflection / M.O. Usik, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, D.A. Kuzmin // Open Material Sciences. – 2019. – Т. 5. – №. 1. – С. 7-11.
- A18. Kharitonova, O.G. Influence of graphene-based hyperbolic metasurface parameters on the second harmonic generation / O. G. Kharitonova, D. A. Kuzmin, I. V. Bychkov, M. O. Usik, V. A. Tolkahev // Челябинский физико-математический журнал. – 2020. – Т. 5. – №. 4-1. – С. 510-514. (Scopus)
- A19. Kuzmin, D.A. Hyperbolic plasmonics with anisotropic gain–loss metasurfaces / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov // Optics Letters. – V. 46. - I. 2. – 2021. – PP. 420-423. (Web of Science, Q1)
- A20. Usik, M.O. Excitation of surface plasmon-polaritons in hybrid graphene metasurface - vanadium dioxide nanostructure using prism coupling / M.O. Usik, O.G. Kharitonova, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.A. Tolkahev // Челябинский физико-математический журнал. – 2021. – Т. 6. – №. 3. – С. 375-383. (Scopus)

**Главы в коллективных монографиях:**

- A21. Magneto-Plasmonics and Optical Activity in Graphene-Based Nanowires / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov // Nanoplasmonics:

Fundamentals and Applications / ed. G. Barbillon. – London: IntechOpen, 2017. – Ch. 2. – P. 31-48.

**Тезисы докладов:**

A22.Kuzmin D.A., Bychkov I.V., Tolkachev V.A., Biryukov I.Yu., Shavrov V.G., Temnov V.V., Optical activity in graphene-based cylindrical plasmonic waveguides // Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference NANOP 2016, Paris, France, 7-9 December 2016. - P. 29.

A23.Bychkov I.V., Kuzmin D.A., Biryukov I.Yu., Shavrov V.G., Tolkachev V.A., Surface plasmon - polaritons in structure of dielectric - graphene – antiferromagnetic // Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference NANOP 2016, Paris, France, 7-9 December 2016. – P. 59.

A24.Tolkachev V.A., Plaksin P.S., Bychkov I.V., Kuzmin D.A., Shavrov V.G., TM surface plasmon - polaritons in structure of vacuum -graphene – dielectric – metal // Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference NANOP 2016, Paris, France, 7-9 December 2016. – P. 60.

A25.Kuzmin D.A., Non-reciprocity in cylindrical spiral graphene-based plasmonic waveguides, International Workshop “Topological States of Light and Beyond”, IBS Center for Theoretical Physics of Complex Systems, Daejeon, South Korea, 20 - 24 June 2016.

A26.Kuzmin D.A., Bychkov I.V., Shavrov V.G., Temnov V.V., Light Manipulation in Cylindrical Graphene-Covered Gyrotropic Structures // META’16, the 7th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, Torremolinos (Malaga), Spain, 25-28 July 2016. – P. 155.

A27.Kuzmin D.A., Bychkov I.V., Shavrov V.G., Temnov V.V., Inverse Magneto-Optical Effects in Cylindrical Graphene-Coated Nanowires // META’16, the 7th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, Torremolinos (Malaga), Spain, 25-28 July 2016. – P. 973

A28.Kuzmin D.A., Bychkov I.V., Shavrov V.G., Surface plasmon-polaritons in graphene – antiferromagnet layered structure // META 2017, the 8th International

- Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, Incheon, Korea, 25-28 July 2017. – P. 749.
- A29. Kuzmin D.A., Bychkov I.V., Shavrov V.G., Temnov V.V., Topological magneto-plasmonics of graphene-based meta-structures // META 2017, the 8th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, Incheon, Korea, 25-28 July 2017. – P. 751.
- A30. Bychkov I.V., Tolkachev V.A., Kuzmin D.A., Shavrov V.G., Surface Plasmon-polaritons in Graphene - Antiferromagnet Nanostructure // The 39<sup>th</sup> Progress In Electromagnetics Research Symposium PIERS 2017, Singapore, 19 - 22 November 2017. - №52.
- A31. Kuzmin D.A., Bychkov I.V., Shavrov V.G., Temnov V.V., Magneto-plasmonics of graphene-based topological meta-structures // The 39<sup>th</sup> Progress In Electromagnetics Research Symposium PIERS 2017, Singapore, 19 - 22 November 2017. - №3A2-1.
- A32. Tolkachev V.A., Plaksin P.S., Bychkov I.V., Kuzmin D.A., Shavrov V.G., Inverse Faraday effect in graphene-dielectric-metal structure // Moscow International Symposium on Magnetism, Moscow, Russia, 1-5 July, 2017. – P. 181.
- A33. Bychkov I.V., Kuzmin D.A., Tolkachev V.A., Plaksin P.S., Shavrov V.G., Surface electromagnetic-spin coupled waves in magnetic semiconductor // Moscow International Symposium on Magnetism, Moscow, Russia, 1-5 July, 2017. – P. 210.
- A34. Толкачев В.А., Бычков И.В., Кузьмин Д.А., Плаксин П.С., Шавров В.Г., Обратный эффект Фарадея в плазмонной структуре графен-диэлектрик-металл // Международная конференция "Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах", Махачкала, Россия, 6-9 сентября 2017. – С. 462.
- A35. Бычков И.В., Кузьмин Д.А., Толкачев В.А., Плахотский Д.В., Шавров В.Г., Поверхностные геликоны в полупроводнике // Международная конференция "Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах", Махачкала, Россия, 6-9 сентября 2017. – С. 485.

- A36. Kuzmin D.A., Bychkov I.V., Shavrov V.G., Temnov V.V., Anisotropic Gain/Loss Metasurface for Directive Surface Plasmon Polaritons Propagation // The 9th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics META-18, Western Mediterranean Cruise, 24 June - 1 July, 2018. – P. 126.
- A37. Usik M.O., Bychkov I.V., Kharitonova O.G., Shavrov V.G., Kuzmin D.A., Surface plasmon-polaritons in deformed graphene layer // The 10th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics META-19, Lisbon, Portugal, 23 - 26 July, 2019. – P. 892.
- A38. Kharitonova O.G., Bychkov I.V., Usik M.O., Shavrov V.G., Kuzmin D.A., Second harmonic generation in graphene-based hyperbolic metasurface // The 10th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics META-19, Lisbon, Portugal, 23 - 26 July, 2019. – P. 894.
- A39. Kuzmin D.A., Bychkov I.V., Shavrov V.G., Temnov V.V., Second harmonic generation in magneto-plasmonic metasurfaces // 8th International Symposium on Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies (FLAMN-2019), St. Petersburg, Russia, 30 June – 4 July 2019. – P. 129.
- A40. Kuzmin D.A., Bychkov I.V., Shavrov V.G., Temnov V.V., Plasmonics of magnetic and topological graphene-based nanostructures // International Conference “Functional Materials” ICFM-2021, Alushta, Crimea, Russia, 4-8 October 2021. – P. 127.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Zheng, Y. Hall conductivity of a two-dimensional graphite system / Y. Zheng, T. Ando // *Physical Review B*. – 2002. – Т. 65. – №. 24. – С. 245420.
2. Gusynin, V.P. Unconventional integer quantum Hall effect in graphene / V.P. Gusynin, S.G. Sharapov // *Physical review letters*. – 2005. – Т. 95. – №. 14. – С. 146801.
3. Neto, A.H.C. Edge and surface states in the quantum Hall effect in graphene / A. H. C. Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres // *Physical Review B*. – 2006. – Т. 73. – №. 20. – С. 205408.
4. Sheng, D. N., Quantum Hall effect in graphene: disorder effect and phase diagram / D. N. Sheng, L. Sheng, Z. Y. Weng // *Physical Review B*. – 2006. – Т. 73. – №. 23. – С. 233406.
5. Abanin, D.A., Spin-filtered edge states and quantum Hall effect in graphene / D. A. Abanin, P. A. Lee, L. S. Levitov // *Physical review letters*. – 2006. – Т. 96. – №. 17. – С. 176803.
6. Lukose, V. Novel electric field effects on landau levels in graphene / V. Lukose, R. Shankar, G. Baskaran // *Physical review letters*. – 2007. – Т. 98. – №. 11. – С. 116802.
7. Zhang, Y. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene / Y. Zhang, Y.W. Tan, H.L. Stormer, P. Kim // *Nature*. – 2005. – Т. 438. – №. 7065. – С. 201-204.
8. Novoselov, K.S. Unconventional quantum Hall effect and Berry's phase of  $2\pi$  in bilayer graphene / K.S. Novoselov, E. McCann, S.V. Morozov, V.I. Fal'ko, M.I. Katsnelson, U. Zeitler, D. Jiang, F. Schedin, A.K. Geim // *Nature physics*. – 2006. – Т. 2. – №. 3. – С. 177-180.
9. Zhang, Y. Landau-level splitting in graphene in high magnetic fields / Y. Zhang, Z. Jiang, J. P. Small, M. S. Purewal, Y.-W. Tan, M. Fazlollahi, J. D. Chudow, J. A.

- Jaszczak, H. L. Stormer, P. Kim // *Physical review letters*. – 2006. – T. 96. – №. 13. – C. 136806.
10. Novoselov, K.S. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene / K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S. V. Dubonos, A. A. Firsov // *Nature*. – 2005. – T. 438. – №. 7065. – C. 197-200.
  11. Sharapov, S.G. Magnetic oscillations in planar systems with the Dirac-like spectrum of quasiparticle excitations / S.G. Sharapov, V.P. Gusynin, H. Beck // *Physical Review B*. – 2004. – T. 69. – №. 7. – C. 075104.
  12. Gusynin, V.P. Magnetic oscillations in planar systems with the Dirac-like spectrum of quasiparticle excitations. II. Transport properties / S.G. Sharapov, V.P. Gusynin // *Physical Review B*. – 2005. – T. 71. – №. 12. – C. 125124.
  13. Nair, R.R. Fine structure constant defines visual transparency of graphene / R.R. Nair, P. Blake, A.N. Grigorenko, K.S. Novoselov, T.J. Booth, T. Stauber, N.M.R. Peres, A.K. Geim // *Science*. – 2008. – T. 320. – №. 5881. – C. 1308-1308.
  14. Li, Z.Q. Dirac charge dynamics in graphene by infrared spectroscopy / Z.Q. Li, E.A. Henriksen, Z. Jiang, Z. Hao, M.C. Martin, P. Kim, H.L. Stormer, D.N. Basov // *Nature physics*. – 2008. – T. 4. – №. 7. – C. 532-535.
  15. Mak, K.F. Measurement of the optical conductivity of graphene / K.F. Mak, M.Y. Sfeir, Y. Wu, Ch.H. Lui, J.A. Misewich, T.F. Heinz // *Physical review letters*. – 2008. – T. 101. – №. 19. – C. 196405.
  16. Falkovsky, L.A. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer / L.A. Falkovsky, S.S. Pershoguba // *Physical Review B*. – 2007. – T. 76. – №. 15. – C. 153410.
  17. Stauber, T. Optical conductivity of graphene in the visible region of the spectrum / T. Stauber, N.M.R. Peres, A.K. Geim // *Physical Review B*. – 2008. – T. 78. – №. 8. – C. 085432.
  18. Kuzmenko, A.B. Universal optical conductance of graphite / A. B. Kuzmenko, E. van Heumen, F. Carbone, and D. van der Marel // *Physical review letters*. – 2008. – T. 100. – №. 11. – C. 117401.

19. Falkovsky, L.A. Space-time dispersion of graphene conductivity / L.A. Falkovsky, A.A. Varlamov // *The European Physical Journal B.* – 2007. – T. 56. – №. 4. – C. 281-284.
20. Hanson, G.W. Dyadic Green's functions for an anisotropic, non-local model of biased graphene / G.W. Hanson // *IEEE Transactions on antennas and propagation.* – 2008. – T. 56. – №. 3. – C. 747-757.
21. 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.* – 2007. – T. 75. – №. 16. – C. 165407.
22. Gusynin, V.P. Unusual microwave response of Dirac quasiparticles in graphene / V.P. Gusynin, S.G. Sharapov, J.P. Carbotte // *Physical review letters.* – 2006. – T. 96. – №. 25. – C. 256802.
23. Dean, C.R. Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics / C.R. Dean, A.F. Young, I. Meric, C. Lee, L. Wang, S. Sorgenfrei, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Kim, K.L. Shepard, J. Hone // *Nature nanotechnology.* – 2010. – T. 5. – №. 10. – C. 722-726.
24. Crassee, I. Giant Faraday rotation in single-and multilayer graphene / I. Crassee, J. Levallois, A.L. Walter, M. Ostler, A. Bostwick, E. Rotenberg, Th. Seyller, D. van der Marel, A.B. Kuzmenko // *Nature Physics.* – 2011. – T. 7. – №. 1. – C. 48-51.
25. Shimano, R. Quantum Faraday and Kerr rotations in graphene / R. Shimano, G. Yumoto, J.Y. Yoo, R. Matsunaga, S. Tanabe, H. Hibino, T. Morimoto, H. Aoki // *Nature communications.* – 2013. – T. 4. – №. 1. – C. 1-6.
26. Sounas, D.L. Faraday rotation in magnetically biased graphene at microwave frequencies / D.L. Sounas, H.S. Skulason, H.V. Nguyen, A. Guermoune, M. Siaj, T. Szkopek, C. Caloz // *Applied Physics Letters.* – 2013. – T. 102. – №. 19. – C. 191901.
27. Falkovsky, L.A. Quantum magneto-optics of graphite with trigonal warping / L.A. Falkovsky // *Physical Review B.* – 2011. – T. 84. – №. 11. – C. 115414.

28. Gusynin, V.P. Magneto-optical conductivity in graphene / V.P. Gusynin, S.G. Sharapov, J.P. Carbotte // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2006. – T. 19. – №. 2. – C. 026222.
29. Buslaev, P.I. Plasmons in waveguide structures formed by two graphene layers / P.I. Buslaev, I.V. Iorsh, I.V. Shadrivov, P.A. Belov, Yu.S. Kivshar // *JETP letters*. – 2013. – T. 97. – №. 9. – C. 535-539.
30. Soto Lamata, I. Plasmons in cylindrical 2D materials as a platform for nanophotonic circuits / I. Soto Lamata, R. Hillenbrand, A.Y. Nikitin, P. Alonso-González // *ACS Photonics*. – 2015. – T. 2. – №. 2. – C. 280-286.
31. Ferreira, A. Confined magneto-optical waves in graphene / A. Ferreira, N.M.R. Peres, A.H.C. Neto // *Physical Review B*. – 2012. – T. 85. – №. 20. – C. 205426.
32. Iorsh, I.V. Tunable hybrid surface waves supported by a graphene layer / I.V. Iorsh, I.V. Shadrivov, P.A. Belov, Y.S. Kivshar // *JETP letters*. – 2013. – T. 97. – №. 5. – C. 249-252.
33. Melo, L.G.C. Theory of magnetically controlled low-terahertz surface plasmon-polariton modes in graphene–dielectric structures / L.G.C. Melo // *JOSA B*. – 2015. – T. 32. – №. 12. – C. 2467-2477.
34. Crassee, I. Intrinsic terahertz plasmons and magnetoplasmons in large scale monolayer graphene/ I. Crassee, M. Orlita, M. Potemski, A. L. Walter, M. Ostler, Th. Seyller, I. Gaponenko, J. Chen, A. B. Kuzmenko // *Nano letters*. – 2012. – T. 12. – №. 5. – C. 2470-2474.
35. Berman, O.L. Magnetoplasmons in layered graphene structures / O.L. Berman, G. Gumbs, Y.E. Lozovik // *Physical Review B*. – 2008. – T. 78. – №. 8. – C. 085401.
36. Sounas, D.L. Edge surface modes in magnetically biased chemically doped graphene strips / D.L. Sounas, C. Caloz // *Applied Physics Letters*. – 2011. – T. 99. – №. 23. – C. 231902.
37. Tymchenko, M. Faraday rotation due to excitation of magnetoplasmons in graphene microribbons / M. Tymchenko, A.Y. Nikitin, L. Martin-Moreno // *ACS nano*. – 2013. – T. 7. – №. 11. – C. 9780-9787.

38. Mast, D.B. Observation of bulk and edge magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid / D.B. Mast, A.J. Dahm, A.L. Fetter // *Physical review letters*. – 1985. – T. 54. – №. 15. – C. 1706.
39. Yan, H. Infrared spectroscopy of tunable Dirac terahertz magneto-plasmons in graphene / H. Yan, Z. Li, X. Li, W. Zhu, P. Avouris, F. Xia // *Nano letters*. – 2012. – T. 12. – №. 7. – C. 3766-3771.
40. Wang, W. Edge magnetoplasmons and the optical excitations in graphene disks / W. Wang, S.P. Apell, J.M. Kinaret // *Physical Review B*. – 2012. – T. 86. – №. 12. – C. 125450.
41. Kumada, N. Resonant edge magnetoplasmons and their decay in graphene / N. Kumada, P. Roulleau, B. Roche, M. Hashisaka, H. Hibino, I. Petković, D.C. Glatli // *Physical review letters*. – 2014. – T. 113. – №. 26. – C. 266601.
42. Chamanara, N. Non-reciprocal magnetoplasmon graphene coupler / N. Chamanara, D. Sounas, C. Caloz // *Optics express*. – 2013. – T. 21. – №. 9. – C. 11248-11256.
43. Chamanara, N. Terahertz magnetoplasmon energy concentration and splitting in graphene pn junctions / N. Chamanara, D. Sounas, T. Szkopek, C. Caloz // *Optics express*. – 2013. – T. 21. – №. 21. – C. 25356-25363.
44. Liu, F. Directional excitation of graphene surface plasmons / F. Liu, C. Qian, Y. D. Chong // *Optics express*. – 2015. – T. 23. – №. 3. – C. 2383-2391.
45. Nasari, H. Magnetically tunable focusing in a graded index planar lens based on graphene / H. Nasari, M. S. Abrishamian // *Journal of Optics*. – 2014. – T. 16. – №. 10. – C. 105502.
46. Gomez-Diaz, J.S. Hyperbolic metasurfaces: surface plasmons, light-matter interactions, and physical implementation using graphene strips / J.S. Gomez-Diaz, M. Tymchenko, A. Alù // *Optical Materials Express*. – 2015. – T. 5. – №. 10. – C. 2313-2329.
47. Gomez-Diaz, J. S. Hyperbolic plasmons and topological transitions over uniaxial metasurfaces / J.S. Gomez-Diaz, M. Tymchenko, A. Alù // *Physical review letters*. – 2015. – T. 114. – №. 23. – C. 233901.

48. Gomez-Diaz, J. S. Flatland optics with hyperbolic metasurfaces / J.S. Gomez-Diaz, A. Alù // *ACS Photonics*. – 2016. – Т. 3. – №. 12. – С. 2211-2224.
49. Śmigaj, W. Magneto-optical circulator designed for operation in a uniform external magnetic field / W. Śmigaj, J. Romero-Vivas, B. Gralak, L. Magdenko, B. Dagens, M. Vanwolleghem // *Optics letters*. – 2010. – Т. 35. – №. 4. – С. 568-570.
50. Басс, Ф. Г. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками : [монография] / Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тетервов. - Москва : Наука, 1989. - 286, [1] с. : ил. ; 22 см. - (Физика полупроводников и полупроводниковых приборов (ФПиПП) ; вып. 33). - 2350 экз. - ISBN 5-02-014021-X
51. Гуревич, А. Г. Магнитные колебания и волны / А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков. - Москва : Физматлит, 1994. – 464 с. – ISBN 5-02-014366- 9. – Текст : непосредственный.
52. Wohlfarth, E.P. Ferromagnetic materials / E.P. Wohlfarth. – NY : North-Holland, 1980 (Vol. 1 and Vol. 2); 1982 (Vol. 3).
53. Methfessel, S. Handbuch der Physik / S. Methfessel, D. C. Mattis. - Vol. 18. - Part 1. – Ed. by P. J. Wijn. – Berlin: Springer-Verlag, 1968. – p. 389.
54. Dietl, T. A ten-year perspective on dilute magnetic semiconductors and oxides / T. Dietl // *Nature materials*. – 2010. – Т. 9. – №. 12. – С. 965-974.
55. Lehmann, H. W. Semiconducting Properties of Ferromagnetic CdCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> / H. W. Lehmann // *Physical Review*. – 1967. – Т. 163. – №. 2. – С. 488.
56. Menyuk, N. Ferromagnetism in CdCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> and CdCr<sub>2</sub>S<sub>4</sub> / Menyuk N., Dwight T. K., Arnott T. R., Wold, A. // *Journal of Applied Physics*. – 1966. – Т. 37. – №. 3. – С. 1387-1388.
57. Shishkov, A.G. Magnetic and electrical properties of the thin film magnetic semiconductor CdCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> / A.G. Shishkov, E.N. Ilyicheva, N.G. Kanavina, A.N. Nanov, A.M. Pirogova // *Phys. stat. sol. (a)*. – 1981. – Т. 64. - K93.
58. Radautsan, S. I. Preparation and characterization of ternary magnetic semiconductors / S. I. Radautsan // *Il Nuovo Cimento D*. – 1983. – Т. 2. – №. 6. – С. 1782-1789.

59. Котельникова, А.М. Электропроводность монокристаллического  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  в переменных кристаллических полях / А.М. Котельникова, А.Ф. Аленина, Ю.М. Яковлев // Физика твердого тела. - 1982. - Т. 24. - № 6. - С. 1685-1690.
60. Ueno, K. Anomalous Hall effect in anatase  $\text{Ti}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_{2-\delta}$  above room temperature / K. Ueno, T. Fukumura, H. Toyosaki, M. Nakano, T. Yamasaki, Y. Yamada, M. Kawasaki // Journal of Applied Physics. – 2008. – Т. 103. – №. 7. – С. 07D114.
61. Balagurov, L.A. Impact of vacuum thermal treatments on the structure and magnetic properties of titanium oxide films doped with Co / L.A. Balagurov, S.O. Klimonsky, S.P. Kobeleva, A.S. Konstantinova, A.F. Orlov, N.S. Perov, A. Sapelkin, D.G. Yarkin // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2006. – Т. 18. – №. 48. – С. 10999.
62. Fukumura, T. Role of charge carriers for ferromagnetism in cobalt-doped rutile  $\text{TiO}_2$  / T. Fukumura, H. Toyosaki, K. Ueno, M. Nakano, M. Kawasaki // New Journal of physics. – 2008. – Т. 10. – №. 5. – С. 055018.
63. Balagurov, L.A. Ferromagnetism of 3-D transition metals solid solutions in titanium oxides / L.A. Balagurov, S.O. Klimonsky, S.P. Kobeleva, A.S. Konstantinova, A.F. Orlova, N.S. Perov, A. Sapelkin, D.G. Yarkin // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2007. – Т. 310. – №. 2. – С. e714-e716.
64. Ramaneti, R., Anomalous Hall effect in anatase  $\text{Co}:\text{TiO}_2$  ferromagnetic semiconductor / R. Ramaneti, J. C. Lodder, R. Jansen // Applied physics letters. – 2007. – Т. 91. – №. 1. – С. 012502.
65. Suemitsu, M. Epitaxial graphene on silicon substrates / M. Suemitsu, H. Fukidome // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2010. – Т. 43. – №. 37. – С. 374012.
66. Aronzon, B.A. Room-temperature ferromagnetism and anomalous Hall effect in  $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$  ( $x \approx 0.35$ ) alloys / B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, S.N. Nikolaev, V.V. Tugushev, S. Caprara, V.V. Podolskii, V.P. Lesnikov, A. Lashkul, R. Laiho, R.R. Gareev, N.S. Perov, A.S. Semisalova // Physical Review B. – 2011. – Т. 84. – №. 7. – С. 075209.

67. Rylkov, V.V. High-temperature ferromagnetism in  $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$  ( $x \approx 0.5$ ) nonstoichiometric alloys / V.V. Rylkov, S.N. Nikolaev, K.Yu. Chernoglazov, B.A. Aronzon, K.I. Maslakov, V.V. Tugushev, E.T. Kulatov, I.A. Likhachev, E.M. Pashaev, A.S. Semisalova, N.S. Perov, A.B. Granovskii, E.A. Gan'shina, O.A. Novodvorskii, O.D. Khramova, E.V. Khaidukov, V.Ya. Panchenko // JETP letters. – 2012. – Т. 96. – №. 4. – С. 255-262.
68. Philip, J. Carrier-controlled ferromagnetism in transparent oxide semiconductors / J. Philip, A. Punnoose, B.I. Kim, K.M. Reddy, S. Layne, J.O. Holmes, B. Satpati, P.R. Leclair, T.S. Santos, J.S. Moodera // Nature materials. – 2006. – Т. 5. – №. 4. – С. 298-304.
69. Sharma, P. Ferromagnetism above room temperature in bulk and transparent thin films of Mn-doped ZnO / P. Sharma, A. Gupta, K.V. Rao, F.J. Owens, R. Sharma, R. Ahuja, J.M. Osorio Guillen, B. Johansson, G.A. Gehring // Nature materials. – 2003. – Т. 2. – №. 10. – С. 673-677.
70. Matsumoto, Y. Room-temperature ferromagnetism in transparent transition metal-doped titanium dioxide / Y. Matsumoto, M. Murakami, T. Shono, T. Hasegawa, T. Fukumura, M. Kawasaki, P. Ahmet, T. Chikyow, Sh. Koshihara, H. Koinuma // Science. – 2001. – Т. 291. – №. 5505. – С. 854-856.
71. Фальковский, Л.А. Оптические свойства графена и полупроводников типа  $\text{A}_4\text{B}_6$  // Успехи физических наук. – 2008. – Т. 178. - № 9. – СС. 923-934.
72. Medvedkin, G.A. Room temperature ferromagnetism in novel diluted magnetic semiconductor  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeP}_2$  / G.A. Medvedkin, T. Ishibashi, T. Nishi, K. Hayata, Y. Hasegawa, K. Sato // Japanese Journal of Applied Physics. – 2000. – Т. 39. – №. 10A. – С. L949.
73. Mikhailov, S.A. New electromagnetic mode in graphene / S.A. Mikhailov, K. Ziegler // Physical review letters. – 2007. – Т. 99. – №. 1. – С. 016803.
74. Bonaccorso, F. Graphene photonics and optoelectronics / F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, A.C. Ferrari // Nature photonics. – 2010. – Т. 4. – №. 9. – С. 611-622.
75. Bao Q., Loh K. P. Graphene photonics, plasmonics, and broadband optoelectronic devices // ACS nano. – 2012. – Т. 6. – №. 5. – С. 3677-3694.

76. Iorsh, I.V. Hyperbolic metamaterials based on multilayer graphene structures / I.V. Iorsh, I.S. Mukhin, I.V. Shadrivov, P.A. Belov, Y.S. Kivshar // *Physical Review B*. – 2013. – Т. 87. – №. 7. – С. 075416.
77. Othman, M.A.K. Graphene-based tunable hyperbolic metamaterials and enhanced near-field absorption / M.A.K. Othman, C. Guclu, F. Capolino // *Optics express*. – 2013. – Т. 21. – №. 6. – С. 7614-7632.
78. Smirnova, D. Deeply subwavelength electromagnetic Tamm states in graphene metamaterials / D. Smirnova, P. Buslaev, I. Iorsh, I.V. Shadrivov, P.A. Belov, Y.S. Kivshar // *Physical Review B*. – 2014. – Т. 89. – №. 24. – С. 245414.
79. Huang, H. Plasmon-negative refraction at the heterointerface of graphene sheet arrays / H. Huang, B. Wang, H. Long, K. Wang, P. Lu // *Optics Letters*. – 2014. – Т. 39. – №. 20. – С. 5957-5960.
80. Madani, A. Tunable metamaterials made of graphene-liquid crystal multilayers / A. Madani, S. Zhong, H. Tajalli, S. R. Entezar, A. Namdar, Y. Ma // *Progress In Electromagnetics Research*. – 2013. – Т. 143. – С. 545-558.
81. Wang, Z. Proximity-induced ferromagnetism in graphene revealed by the anomalous Hall effect / Z. Wang, C. Tang, R. Sachs, Y. Barlas, J. Shi // *Physical review letters*. – 2015. – Т. 114. – №. 1. – С. 016603.
82. Orlita, M. Magneto-optics of bilayer inclusions in multilayered epitaxial graphene on the carbon face of SiC / M. Orlita, C. Faugeras, J. Borysiuk, J. M. Baranowski, W. Strupiński, M. Sprinkle, C. Berger, W. A. de Heer, D. M. Basko, G. Martinez, and M. Potemski // *Physical Review B*. – 2011. – Т. 83. – №. 12. – С. 125302.
83. Фальковский, Л. А. Магнитооптика графеновых слоёв / Л. А. Фальковский // *Успехи физических наук*. – 2012. – Т. 182. – №. 11. – С. 1223-1228.
84. Hanson, G.W. Quasi-transverse electromagnetic modes supported by a graphene parallel-plate waveguide / G.W. Hanson // *Journal of Applied Physics*. – 2008. – Т. 104. – №. 8. – С. 084314.
85. Gan, C.H. Synthesis of highly confined surface plasmon modes with doped graphene sheets in the midinfrared and terahertz frequencies / C.H. Gan, H.S. Chu, E.P. Li // *Physical Review B*. – 2012. – Т. 85. – №. 12. – С. 125431.

86. Liu, M. Double-layer graphene optical modulator / M. Liu, X. Yin, X. Zhang // Nano letters. – 2012. – Т. 12. – №. 3. – С. 1482-1485.
87. Stauber, T. Plasmons and near-field amplification in double-layer graphene / T. Stauber, G. Gómez-Santos // Physical Review B. – 2012. – Т. 85. – №. 7. – С. 075410.
88. Svintsov, D. Voltage-controlled surface plasmon-polaritons in double graphene layer structures / D. Svintsov, V. Vyurkov, V. Ryzhii, T. Otsuji // Journal of Applied Physics. – 2013. – Т. 113. – №. 5. – С. 053701.
89. Kim, J.Y. Far-infrared study of substrate-effect on large scale graphene / J.Y. Kim, C. Lee, S. Bae, K.S. Kim, B.H. Hong, E.J. Choi // Applied Physics Letters. – 2011. – Т. 98. – №. 20. – С. 201907.
90. Efetov D. K., Kim P. Controlling electron-phonon interactions in graphene at ultrahigh carrier densities / D.K. Efetov, P. Kim // Physical review letters. – 2010. – Т. 105. – №. 25. – С. 256805.
91. Звездин, А.К. Магнитооптика тонких пленок / А.К. Звездин, В.А. Котов. — М.: Наука. Гл. ред. физ. -мат. лит., 1988. — 192 с.
92. Temnov, V.V. Active magneto-plasmonics in hybrid metal-ferromagnet structures / V.V. Temnov, G. Armelles, U. Woggon, D. Guzatov, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, J.-M. Garcia-Martin, T. Thomay, A. Leitenstorfer, R. Bratschitsch // Nature Photonics. – 2010. – Т. 4. – №. 2. – С. 107-111.
93. LeBlanc, S.J. Enhancement of multiphoton emission from single CdSe quantum dots coupled to gold films / S.J. LeBlanc, M.R. McClanahan, M. Jones, P.J. Moyer // Nano letters. – 2013. – Т. 13. – №. 4. – С. 1662-1669.
94. Razdolski, I. Nonlinear surface magnetoplasmonics in Kretschmann multilayers / I. Razdolski, D. Makarov, O.G. Schmidt, A. Kirilyuk, T. Rasing, V.V. Temnov // ACS Photonics. – 2016. – Т. 3. – №. 2. – С. 179-183.
95. Lu, H. Graphene-based active slow surface plasmon polaritons / H. Lu, Ch. Zeng, Q. Zhang, X. Liu, M. M. Hossain, P. Reineck, M. Gu // Scientific reports. – 2015. – Т. 5. – №. 1. – С. 1-7.

96. Levy, N. Strain-induced pseudo-magnetic fields greater than 300 tesla in graphene nanobubbles / N. Levy, S.A. Burke, K.L. Meaker, M. Panlasigui, A. Zettl, F. Guinea, A.H. Castro Neto, M.F. Crommie // *Science*. – 2010. – Т. 329. – №. 5991. – С. 544-547.
97. Oliva-Leyva, M. Effective Dirac Hamiltonian for anisotropic honeycomb lattices: optical properties / M. Oliva-Leyva, G. G. Naumis // *Physical Review B*. – 2016. – Т. 93. – №. 3. – С. 035439.
98. Lu, H. Nanowires-assisted excitation and propagation of mid-infrared surface plasmon polaritons in graphene / H. Lu, J. Zhao, M. Gu // *Journal of Applied Physics*. – 2016. – Т. 120. – №. 16. – С. 163106.
99. Lu, H. Plasmonic Fano spectral response from graphene metasurfaces in the MIR region / H. Lu, D. Mao, Ch. Zeng, F. Xiao, D. Yang, T. Mei, J. Zhao // *Optical Materials Express*. – 2018. – Т. 8. – №. 4. – С. 1058-1068.
100. Menabde, S.G. Direct optical probing of transverse electric mode in graphene / S.G. Menabde, D.R. Mason, E.E. Kornev, C. Lee, N. Park // *Scientific reports*. – 2016. – Т. 6. – №. 1. – С. 1-6.
101. Otto, A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection / A. Otto // *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*. – 1968. – Т. 216. – №. 4. – С. 398-410.
102. Ni, G.X. Tuning Optical Conductivity of Large - Scale CVD Graphene by Strain Engineering / G.-X. Ni, H.-Zh. Yang, W. Ji, S.-J. Baeck, Ch.-T. Toh, J.-H. Ahn, V.M. Pereira, B. Özyilmaz // *Advanced Materials*. - 2014. - Т. 26. - №. 7. - С. 1081-1086.
103. Lee, S.M. Materialization of strained CVD-graphene using thermal mismatch / S.-M. Lee, S.-M. Kim, M.Y. Na, H.J. Chang, K.-S. Kim, H. Yu, H.-J. Lee, J.-H. Kim // *Nano Research*. – 2015. – Т. 8. – №. 6. – С. 2082-2091.
104. Low, T. Graphene plasmonics for terahertz to mid-infrared applications / T. Low, P. Avouris // *ACS nano*. – 2014. – Т. 8. – №. 2. – С. 1086-1101.
105. Baranova, N.B. Rotation of a Ray by a Magnetic Field / N.B. Baranova, B.Ya. Zel'dovich // *Письма в ЖЭТФ*. – 1994. - Т.59. - Вып. 10. - С. 648-650.

106. Даршт, М.Я. Наблюдение "магнитного" поворота спекл-картины света, прошедшего через оптическое волокно / М.Я. Даршт, И.В. Жиргалова, Б.Я. Зельдович, Н.Д. Кундикова // Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Т.59. – Вып. 11. – С. 734.
107. Ardasheva L.I. Rotation of the speckle pattern in a low-mode optical fiber in a longitudinal magnetic field / L.I. Ardasheva, M.O. Sadykova, N.R. Sadykov, V.E. Chernyakov // Journal of Optical Technology. – 2002. – Т. 69. – №. 7. – С. 451.
108. Ардашева, Л.И. Поворот спекл-картины в маломодовом оптическом световоде в продольном магнитном поле / Л.И. Ардашева, Н.Д. Кундикова, М.О. Садыкова, Н.Р. Садыков, В.Е. Черняков // Оптика и спектроскопия. – 2003. – Т. 95. – №. 4. – С. 690-696.
109. Большаков, М.В. Оптический метод определения изменения напряженности магнитного поля / М.В. Большаков, А.В. Ершов, Н.Д. Кундикова // Оптика и спектроскопия. – 2011. – Т. 110. – №. 4. – С. 668-673.
110. Thongrattanasiri, S. Quantum finite-size effects in graphene plasmons / S. Thongrattanasiri, A. Manjavacas, F.J. García de Abajo // ACS Nano. – 2012. – Т. 6. – №. 2. – С. 1766-1775.
111. Gaj, J.A. Giant exciton Faraday rotation in Cd<sub>1-x</sub>MnxTe mixed crystals / J.A. Gaj, R.R. Gatazka, M. Nawrocki // Solid State Communications. – 1993. – Т. 88. – №. 11-12. – С. 923-925.
112. Palik, E.D. Infrared and microwave magnetoplasma effects in semiconductors / E.D. Palik, J.K. Furdyna // Reports on Progress in Physics. – 1970. – Т. 33. – №. 3. – С. 1193.
113. Shuvaev, A.M. Giant magneto-optical Faraday effect in HgTe thin films in the terahertz spectral range / A.M. Shuvaev, G.V. Astakhov, A. Pimenov, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp // Physical Review Letters. – 2011. – Т. 106. – №. 10. – С. 107404.
114. He X. Y., Tao J., Meng B. Analysis of graphene TE surface plasmons in the terahertz regime / X.Y. He, J. Tao, B. Meng // Nanotechnology. – 2013. – Т. 24. – №. 34. – С. 345203.

115. Maas, R. Experimental realization of an epsilon-near-zero metamaterial at visible wavelengths / R. Maas, J. Parsons, N. Engheta, A. Polman // *Nature Photonics*. – 2013. – T. 7. – №. 11. – C. 907-912.
116. Moitra, P. Realization of an all-dielectric zero-index optical metamaterial / P. Moitra, Y. Yang, Z. Anderson, I.I. Kravchenko, D.P. Briggs, J. Valentine // *Nature Photonics*. – 2013. – T. 7. – №. 10. – C. 791-795.
117. Alu, A. Epsilon-near-zero metamaterials and electromagnetic sources: Tailoring the radiation phase pattern / A. Alu, M.G. Silveirinha, A. Salandrino, N. Engheta // *Physical review B*. – 2007. – T. 75. – №. 15. – C. 155410.
118. Gao, J. Carrier multiplication detected through transient photocurrent in device-grade films of lead selenide quantum dots / J. Gao, A.F. Fidler, V.I. Klimov // *Nature Communications*. – 2015. – T. 6. – №. 1. – C. 1-8.
119. Rosenberg, R. Resonant optical Faraday rotator / R. Rosenberg, C.B. Rubinstein, D.R. Herriott // *Applied Optics*. – 1964. – T. 3. – №. 9. – C. 1079-1083.
120. Jablan, M. Transverse electric plasmons in bilayer graphene / Jablan M., Buljan H., Soljačić M. // *Optics express*. – 2011. – T. 19. – №. 12. – C. 11236-11241.
121. Hass, J. Why multilayer graphene on 4 H- SiC (000 1) behaves like a single sheet of graphene / J. Hass, F. Varchon, J.E. Millán-Otoya, M. Sprinkle, N. Sharma, W.A. de Heer, C. Berger, P.N. First, L. Magaud, E.H. Conrad // *Physical review letters*. – 2008. – T. 100. – №. 12. – C. 125504.
122. Dawlaty, J.M. Measurement of the optical absorption spectra of epitaxial graphene from terahertz to visible / J.M. Dawlaty, Sh. Shivaraman, J. Strait, P. George, M. Chandrashekar, F. Rana1, M.G. Spencer, D. Veksler, Y. Chen // *Applied Physics Letters*. – 2008. – T. 93. – №. 13. – C. 131905.
123. Baek, I.H. Terahertz transmission and sheet conductivity of randomly stacked multi-layer graphene / I.H. Baek, K.J. Ahn, B.J. Kang, S. Bae, B.H. Hong, D.-I. Yeom, K. Lee, Y.U. Jeong, F. Rotermund // *Applied Physics Letters*. – 2013. – T. 102. – №. 19. – C. 191109.
124. Pershan, P.S. Nonlinear optical properties of solids: energy considerations / P.S. Pershan // *Physical Review*. – 1963. – T. 130. – №. 3. – C. 919.

125. Pershan, P.S. Theoretical discussion of the inverse Faraday effect, Raman scattering, and related phenomena / P.S. Pershan, J.P. Van der Ziel, L.D. Malmstrom // *Physical review*. – 1966. – Т. 143. – №. 2. – С. 574.
126. Van der Ziel, J.P. Optically-induced magnetization resulting from the inverse Faraday effect / J.P. Van der Ziel, P.S. Pershan, L.D. Malmstrom // *Physical review letters*. – 1965. – Т. 15. – №. 5. – С. 190.
127. Питаевский, Л.П. Электрические силы в прозрачной среде с дисперсией / Л.П. Питаевский // *ЖЭТФ*. – 1960. – Т. 39. – №. 5. – С. 1450-1458.
128. Belotelov, V.I. Inverse transverse magneto-optical Kerr effect / V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin // *Physical Review B*. – 2012. – Т. 86. – №. 15. – С. 155133.
129. Gu, Y. Plasmon enhanced direct and inverse Faraday effects in non-magnetic nanocomposites / Y. Gu, K.G. Kornev // *JOSA B*. – 2010. – Т. 27. – №. 11. – С. 2165-2173.
130. Smolyaninov, I.I. Plasmon-induced magnetization of metallic nanostructures / I.I. Smolyaninov, C.C. Davis, V.N. Smolyaninova, D. Schaefer, J. Elliott, A.V. Zayats // *Physical Review B*. – 2005. – Т. 71. – №. 3. – С. 035425.
131. Jiang, Y. Generation of sub-diffraction-limited pure longitudinal magnetization by the inverse Faraday effect by tightly focusing an azimuthally polarized vortex beam / Y. Jiang, X. Li, M. Gu // *Optics letters*. – 2013. – Т. 38. – №. 16. – С. 2957-2960.
132. Wang, S. Ultralong pure longitudinal magnetization needle induced by annular vortex binary optics / S. Wang, X. Li, J. Zhou, M. Gu // *Optics Letters*. – 2014. – Т. 39. – №. 17. – С. 5022-5025.
133. Nie, Z. Spherical and sub-wavelength longitudinal magnetization generated by  $4\pi$  tightly focusing radially polarized vortex beams / Z. Nie, W. Ding, D. Li, X. Zhang, Y. Wang, Y. Song // *Optics Express*. – 2015. – Т. 23. – №. 2. – С. 690-701.
134. Helseth L.E. Light-induced magnetic vortices / L.E. Helseth // *Optics letters*. – 2011. – Т. 36. – №. 6. – С. 987-989.

135. Lee, H.I. Spin annihilations of and spin sifters for transverse electric and transverse magnetic waves in co-and counter-rotations / H.I. Lee, J. Mok // *Beilstein journal of nanotechnology*. – 2014. – T. 5. – №. 1. – C. 1887-1898.
136. Koppens, F.H.L. Graphene plasmonics: a platform for strong light–matter interactions / F.H.L Koppens, D.E. Chang, F.J. García de Abajo // *Nano letters*. – 2011. – T. 11. – №. 8. – C. 3370-3377.
137. Gao, Y. Analytical model for plasmon modes in graphene-coated nanowire / Y. Gao, G. Ren, B. Zhu, H. Liu, Y. Lian, S. Jian // *Optics express*. – 2014. – T. 22. – №. 20. – C. 24322-24331.
138. Nikitin, A.Y. Efficient coupling of light to graphene plasmons by compressing surface polaritons with tapered bulk materials / A.Y. Nikitin, P. Alonso-González, R. Hillenbrand // *Nano letters*. – 2014. – T. 14. – №. 5. – C. 2896-2901.
139. Ono, T. Vortices on the move / T. Ono // *Nature Nanotechnology*. – 2014. – T. 9. – №. 2. – C. 96-97.
140. Hertel, R. Vortex states a la carte / Hertel, R. // *Nature nanotechnology*. – 2013. – T. 8. – №. 5. – C. 318-320.
141. Tanigaki, T. Three-dimensional observation of magnetic vortex cores in stacked ferromagnetic discs / T. Tanigaki, Y. Takahashi, T. Shimakura, T. Akashi, R. Tsuneta, A. Sugawara, D. Shindo // *Nano Letters*. – 2015. – T. 15. – №. 2. – C. 1309-1314.
142. Du, H. Highly stable skyrmion state in helimagnetic MnSi nanowires / H. Du, J. P. DeGrave, F. Xue, D. Liang, W. Ning, J. Yang, M. Tian, Y. Zhang, S. Jin // *Nano Letters*. – 2014. – T. 14. – №. 4. – C. 2026-2032.
143. Zhou, Y. Dynamically stabilized magnetic skyrmions / Y. Zhou, E. Iacocca, A.A. Awad, R.K. Dumas, F.C. Zhang, H. B. Braun, J. Åkerman // *Nature communications*. – 2015. – T. 6. – №. 1. – C. 1-10.
144. Ferguson, C.A. Metastable magnetic domain walls in cylindrical nanowires / C.A. Ferguson, D.A. MacLaren, S. McVitie // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2015. – T. 381. – C. 457-462.

145. Da Col, S. Observation of Bloch-point domain walls in cylindrical magnetic nanowires / S. Da Col, S. Jamet, N. Rougemaille, A. Locatelli, T. O. Mendes, B. Santos Burgos, R. Afid, M. Darques, L. Cagnon, J. C. Toussaint, O. Fruchart // *Physical Review B*. – 2014. – T. 89. – №. 18. – C. 180405.
146. Ostler T.A. Ultrafast heating as a sufficient stimulus for magnetization reversal in a ferrimagnet / T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S. El Moussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L. J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D. Afanasiev, B. A. Ivanov, A. M. Kalashnikova, K. Vahaplar, J. Mentink, A. Kirilyuk, T. Rasing, A.V. Kimel // *Nature communications*. – 2012. – T. 3. – №. 1. – C. 1-6.
147. Kurkin, M.I. Transient inverse Faraday effect and ultrafast optical switching of magnetization / M.I. Kurkin, N.B. Bakulina, R.V. Pisarev // *Physical Review B*. – 2008. – T. 78. – №. 13. – C. 134430.
148. Ordal, M.A. Optical properties of the metals al, co, cu, au, fe, pb, ni, pd, pt, ag, ti, and w in the infrared and far infrared / M.A. Ordal, R.J. Bell, R.W. Alexander, L.L. Long, M.R. Query // *Applied optics*. – 1983. – T. 22. – №. 7. – C. 1099-1119.
149. Bliokh, K.Y. Transverse and longitudinal angular momenta of light / K.Y. Bliokh, F. Nori // *Physics Reports*. – 2015. – T. 592. – C. 1-38.
150. Bliokh, K.Y. Optical momentum and angular momentum in complex media: from the Abraham–Minkowski debate to unusual properties of surface plasmon-polaritons // *New Journal of Physics*. – 2017. – T. 19. – №. 12. – C. 123014.
151. Battiato, M. Quantum theory of the inverse Faraday effect / M. Battiato, G. Barbalinardo, P. M. Oppeneer // *Physical review B*. – 2014. – T. 89. – №. 1. – C. 014413.
152. Kildishev, A.V. Planar photonics with metasurfaces / A.V. Kildishev, A. Boltasseva, V.M. Shalaev // *Science*. – 2013. – T. 339. – №. 6125. – C. 1232009.
153. High, A.A. Visible-frequency hyperbolic metasurface / A.A. High, R.C. Devlin, A. Dibos, M.J. Polking, D.S. Wild, J. Perczel, N.P. de Leon, M.D. Lukin, H. Park // *Nature*. – 2015. – T. 522. – №. 7555. – C. 192-196.

154. Nemilentsau, A. Anisotropic 2D materials for tunable hyperbolic plasmonics / A. Nemilentsau, T. Low, G. Hanson // *Physical review letters*. – 2016. – T. 116. – №. 6. – C. 066804.
155. Takayama, O. Midinfrared surface waves on a high aspect ratio nanotrench platform / O. Takayama, E. Shkondin, A. Bodganov, M.E. Aryaee Panah, K. Golenitskii, P. Dmitriev, T. Repän, R. Malureanu, P. Belov, F. Jensen, A.V. Lavrinenko // *ACS Photonics*. – 2017. – T. 4. – №. 11. – C. 2899-2907.
156. Li, P. Infrared hyperbolic metasurface based on nanostructured van der Waals materials / P. Li, I. Dolado, F. J. Alfaro-Mozaz, F. Casanova, L. E. Hueso, S. Liu, J. H. Edgar, A. Y. Nikitin, S. Vélez, R. Hillenbrand // *Science*. – 2018. – T. 359. – №. 6378. – C. 892-896.
157. Kapitanova, P.V. Photonic spin Hall effect in hyperbolic metamaterials for polarization-controlled routing of subwavelength modes / P.V. Kapitanova, P. Ginzburg, F.J. Rodríguez-Fortuño, D.S. Filonov, P.M. Voroshilov, P.A. Belov, A.N. Poddubny, Y.S. Kivshar, G.A. Wurtz, A.V. Zayats // *Nature communications*. – 2014. – T. 5. – №. 1. – C. 1-8.
158. Yermakov, O.Y. Hybrid waves localized at hyperbolic metasurfaces / O.Y. Yermakov, A.I. Ovcharenko, M. Song, A.A. Bogdanov, I.V. Iorsh, Y.S. Kivshar // *Physical Review B*. – 2015. – T. 91. – №. 23. – C. 235423.
159. Samusev, A. Polarization-resolved characterization of plasmon waves supported by an anisotropic metasurface / A. Samusev, I. Mukhin, R. Malureanu, O. Takayama, D. V. Permyakov, I. S. Sinev, D. Baranov, O. Yermakov, I. V. Iorsh, A. A. Bogdanov, A. V. Lavrinenko // *Optics Express*. – 2017. – T. 25. – №. 26. – C. 32631-32639.
160. Popov, A.K. Compensating losses in negative-index metamaterials by optical parametric amplification / A.K. Popov, V.M. Shalaev // *Optics letters*. – 2006. – T. 31. – №. 14. – C. 2169-2171.
161. Govyadinov, A.A. Active metamaterials: Sign of refractive index and gain-assisted dispersion management / A.A. Govyadinov, V.A. Podolskiy, M.A. Noginov // *Applied Physics Letters*. – 2007. – T. 91. – №. 19. – C. 191103.

162. Wegener, M. Toy model for plasmonic metamaterial resonances coupled to two-level system gain / M. Wegener, J.L. García-Pomar, C.M. Soukoulis, N. Meinzer, M. Ruther, S. Linden // *Optics express*. – 2008. – Т. 16. – №. 24. – С. 19785-19798.
163. Wuestner, S. Overcoming losses with gain in a negative refractive index metamaterial / S. Wuestner, A. Pusch, K. L. Tsakmakidis, J. M. Hamm, O. Hess // *Physical review letters*. – 2010. – Т. 105. – №. 12. – С. 127401.
164. Xiao, S. Loss-free and active optical negative-index metamaterials / S. Xiao, V.P. Drachev, A.V. Kildishev, X. Ni, U.K. Chettiar, H.-K. Yuan, V.M. Shalaev // *Nature*. – 2010. – Т. 466. – №. 7307. – С. 735-738.
165. Smalley, J.S.T. Luminescent hyperbolic metasurfaces / J. Smalley, F. Vallini, S. Montoya, L. Ferrari, S. Shahin, C. Riley, B. Kanté, E. Fullerton, Z. Liu, Y. Fainman // *Nature communications*. – 2017. – Т. 8. – №. 1. – С. 1-8.
166. Колоколов, А.А. Формулы Френеля и принцип причинности / А.А. Колоколов // *Успехи физических наук*. – 1999. – Т. 169. – №. 9. – С. 1025-1034.
167. Вайнштейн, Л.А. Распространение импульсов / Л.А. Вайнштейн // *Успехи физических наук*. – 1976. – Т. 118. – №. 2. – С. 339-367.
168. Ramakrishna, S.A. Removal of absorption and increase in resolution in a near-field lens via optical gain / S. Anantha Ramakrishna, J.B. Pendry // *Physical Review B*. – 2003. – Т. 67. – №. 20. – С. 201101.
169. Govyadinov, A.A. Gain-assisted slow to superluminal group velocity manipulation in nanowaveguides / A.A. Govyadinov, V.A. Podolskiy // *Physical review letters*. – 2006. – Т. 97. – №. 22. – С. 223902.
170. Noginov, M.A. Compensation of loss in propagating surface plasmon polariton by gain in adjacent dielectric medium / M.A. Noginov, V.A. Podolskiy, G. Zhu, M. Mayy, M. Bahoura, J.A. Adegoke, B.A. Ritzo, K. Reynolds // *Optics express*. – 2008. – Т. 16. – №. 2. – С. 1385-1392.
171. Shramkova, O.V. Propagation of electromagnetic waves in PT-symmetric hyperbolic structures / O.V. Shramkova, G.P. Tsironis // *Physical Review B*. – 2016. – Т. 94. – №. 3. – С. 035141.

172. Hang, C. PT symmetry with a system of three-level atoms / C. Hang, G. Huang, V.V. Konotop // Physical review letters. – 2013. – Т. 110. – №. 8. – С. 083604.
173. Lupu, A. Switching using PT symmetry in plasmonic systems: positive role of the losses / A. Lupu, H. Benisty, A. Degiron // Optics express. – 2013. – Т. 21. – №. 18. – С. 21651-21668.
174. Huang, C. PT symmetry in optics beyond the paraxial approximation / C. Huang, F. Ye, Y.V. Kartashov, B.A. Malomed, X. Chen // Optics Letters. – 2014. – Т. 39. – №. 18. – С. 5443-5446.
175. Savoia, S. PT-symmetry-induced wave confinement and guiding in  $\epsilon$ -near-zero metamaterials / S. Savoia, G. Castaldi, V. Galdi, A. Alù, N. Engheta // Physical Review B. – 2015. – Т. 91. – №. 11. – С. 115114.
176. Zheludev, N.I. Lasing spaser / N.I. Zheludev, S. Prosvirnin, N. Papasimakis, V. Fedotov // Nature photonics. – 2008. – Т. 2. – №. 6. – С. 351-354.
177. Belov, P.A. Canalization of subwavelength images by electromagnetic crystals / P.A. Belov, C.R. Simovski, and P. Ikonen // Physical review B. – 2005. – Т. 71. – №. 19. – С. 193105.
178. Rho, J. Spherical hyperlens for two-dimensional sub-diffractive imaging at visible frequencies / J. Rho, Z. Ye, Y. Xiong, X. Yin, Z. Liu, H. Choi, G. Bartal, X. Zhang // Nature communications. – 2010. – Т. 1. – №. 1. – С. 1-5.
179. Poddubny, A. Hyperbolic metamaterials / A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Y. Kivshar // Nature photonics. – 2013. – Т. 7. – №. 12. – С. 948-957.
180. Lamb, H. On the reflection and transmission of electric waves by a metallic grating / H. Lamb // Proceedings of the London Mathematical Society. – 1897. – Т. 1. – №. 1. – С. 523-546.
181. Дорофеев, А.В. Прохождение света через композитные материалы, содержащие усиливающие слои / А.В. Дорофеев, А.А. Зябловский, А.А. Пухов, А.А. Лисянский, А.П. Виноградов // Успехи физических наук. – 2012. – Т. 182. – №. 11. – С. 1157-1175.
182. Johnson, P.B. Optical constants of the noble metals / P.B. Johnson, R.W. Christy // Physical review B. – 1972. – Т. 6. – №. 12. – С. 4370.

183. Fang, A. Lasing in metamaterial nanostructures / A. Fang, T. Koschny, C.M. Soukoulis // *Journal of optics*. – 2010. – T. 12. – №. 2. – C. 024013.
184. Gomis-Bresco, J. Anisotropy-induced photonic bound states in the continuum / J. Gomis-Bresco, D. Artigas, L. Torner // *Nature Photonics*. – 2017. – T. 11. – №. 4. – C. 232-236.
185. Temnov, V.V. Towards the nonlinear acousto-magneto-plasmonics / V.V. Temnov, I. Razdolski, T. Pezeril, D. Makarov, D. Seletskiy, A. Melnikov, K.A. Nelson // *Journal of Optics*. – 2016. – T. 18. – №. 9. – C. 093002.
186. Arbabi, A. Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission / A. Arbabi, Y. Horie, M. Bagheri, A. Faraon // *Nature nanotechnology*. – 2015. – T. 10. – №. 11. – C. 937-943.
187. Gao, Y. Single-mode graphene-coated nanowire plasmonic waveguide / Y. Gao, G. Ren, B. Zhu, J. Wang, S. Jian // *Optics letters*. – 2014. – T. 39. – №. 20. – C. 5909-5912.
188. Correas-Serrano, D. Electrically and magnetically biased graphene-based cylindrical waveguides: analysis and applications as reconfigurable antennas / D. Correas-Serrano, J.S. Gomez-Diaz, A. Alù, A. Alvarez-Melcon // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. – 2015. – T. 5. – №. 6. – C. 951-960.
189. Schäferling, M. Helical plasmonic nanostructures as prototypical chiral near-field sources / M. Schäferling, X. Yin, N. Engheta, H. Giessen // *ACS Photonics*. – 2014. – T. 1. – №. 6. – C. 530-537.
190. Zhang, S. Chiral surface plasmon polaritons on metallic nanowires / S. Zhang, H. Wei, K. Bao, U. Håkanson, N.J. Halas, P. Nordlander, H. Xu // *Physical review letters*. – 2011. – T. 107. – №. 9. – C. 096801.
191. Li, Z. Correlation between incident and emission polarization in nanowire surface plasmon waveguides / Z. Li, K. Bao, Y. Fang, Y. Huang, P. Nordlander, H. Xu // *Nano letters*. – 2010. – T. 10. – №. 5. – C. 1831-1835.

192. Wei, H. Routing of surface plasmons in silver nanowire networks controlled by polarization and coating / H. Wei, D. Pan, H. Xu // *Nanoscale*. – 2015. – T. 7. – №. 45. – C. 19053-19059.
193. Jaggard, D.L. Periodic chiral structures / D.L. Jaggard, N. Engheta, M.W. Kowarz, P. Pelet, J.C. Liu, Y. Kim // *IEEE Transactions on antennas and propagation*. – 1989. – T. 37. – №. 11. – C. 1447-1452.
194. Engheta, N. Mode orthogonality in chirowaveguides / N. Engheta, P. Pelet // *IEEE transactions on microwave theory and techniques*. – 1990. – T. 38. – №. 11. – C. 1631-1634.
195. Fedotov, V.A. Asymmetric propagation of electromagnetic waves through a planar chiral structure / V.A. Fedotov, P.L. Mladyonov, S.L. Prosvirnin, A.V. Rogacheva, Y. Chen, N.I. Zheludev // *Physical review letters*. – 2006. – T. 97. – №. 16. – C. 167401.
196. Pendry, J.B. A chiral route to negative refraction / J.B. Pendry // *Science*. – 2004. – T. 306. – №. 5700. – C. 1353-1355.
197. Chettiar, U.K. Hotspots from nonreciprocal surface waves / U.K. Chettiar, A.R. Davoyan, N. Engheta // *Optics letters*. – 2014. – T. 39. – №. 7. – C. 1760-1763.