Федеральное государственное бюджетное учреждение науки институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук и Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Сибирский федеральный университет"

На правах рукописи

Sarch

Рассказов Илья Леонидович

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ ИЗ ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ ТРАНСМИССИОННЫХ И ДИСПЕРСИОННЫХ СВОЙСТВ

Специальность 01.04.05 «Оптика»

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Карпов С.В.

Аннотация

Работа посвящена разработке способов получения оптических плазмонных волноводов (ОПВ) в виде одномерных цепочек ограниченной длины из периодически расположенных плазмонных наночастиц методом численного моделирования, а также исследованию их волноводных свойств в задачах применения этих объектов в качестве перспективных функциональных элементов оптических интегральных микросхем.

Представлен оригинальный метод синтеза ОПВ в форме упорядоченных цепочечных структур из металлических наночастиц на диэлектрической подложке, снабженной металлическим наношаблоном. На основе метода броуновской динамики разработана физическая модель осаждения наночастиц из объёма гидрозоля в заданной области электростатически функционализированной подложки. Исследовано влияние различных параметров системы «наноколлоид—подложка» на степень дефектности синтезируемых цепочечных ОПВ. Предложены методы, позволяющие минимизировать дефектность таких цепочек.

Получены сведения о спектральных, трансмиссионных и дисперсионных свойствах относительно коротких, технологически востребованных ОПВ из наночастиц серебра, синтезируемых предложенным методом. Установлены закономерности распространения поверхностного плазмон-поляритона (ППП) в коротких ОПВ, характерной особенностью которых являются паразитные отражения импульсов от границ цепочки. Предложена модель оптических ловушек, подавляющих отраженные паразитные импульсы.

Исследованы волноводные свойства длинных ОПВ с различной геометрией. Обращено внимание на важность использования несферических наночастиц (в форме вытянутых или сплюснутых сфероидов) для существенного улучшения трансмиссионных свойств ОПВ. Продемонстрирована возможность использования кривых ОПВ в качестве функциональных элементов оптических микросхем, управляющих световыми потоками и поляризацией распространяющегося оптического излучения. Получены сведения о влиянии диэлектрической технологической подложки на трансмиссионные свойства ОПВ, располагающихся на ней.

Содержание

Aı	ннота	ция .		3				
Bı	веден	ие		6				
1	Обз	ор лит	ературы	12				
2	Разработка и анализ методов получения упорядоченных структур с заданными свойствами из малых коллоидных частиц на техно-							
	логі	ически	х подложках	19				
	2.1	Модел	ть	20				
		2.1.1	Метод броуновской динамики	20				
		2.1.2	Метод электрических изображений	23				
	2.2	Закон	омерности формирования цепочечных структур на техноло-					
		гичес	кой подложке	25				
	2.3	Метод	цы минимизации степени дефектности синтезируемых					
		структ	гур	29				
	2.4	Заклю	очение к главе 2	32				
3	Оптические плазмонные волноводы (ОПВ) в виде цепочек из ме-							
	таллических наночастиц. Особенности волноводных свойств ко-							
	рот	ких (L	$\leq \lambda$) цепочек	33				
	3.1	Модел	ть	34				
		3.1.1	Электромагнитное взаимодействие наночастиц	34				
		3.1.2	Поляризуемость наносферы и наносфероида	35				
		3.1.3	Диэлектрическая проницаемость серебряных наночастиц	38				
		3.1.4	Спектры экстинкции цепочек наночастиц	39				
		3.1.5	Трансмиссионные свойства ОПВ	40				
		3.1.6	Дискретные дисперсионные соотношения линейных ОПВ .	41				
		3.1.7	Распространение волновых пакетов в линейных ОПВ	45				

	3.2	Результаты и их оосуждение			
		3.2.1	Спектральные и трансмиссионные характеристики корот-		
			ких ОПВ с различной геометрией из сферических наноча-		
			стиц	46	
		3.2.2	Дисперсионные соотношения коротких линейных ОПВ.		
			Влияние формы наночастиц на волноводные свойства ОПВ	53	
		3.2.3	Распространение волновых пакетов в коротких линейных		
			ОПВ из наносфер и наносфероидов	60	
		3.2.4	Использование оптических ловушек для подавления пара-		
			зитных отраженных сигналов в ОПВ	64	
	3.3	Заклю	очение к главе 3		
4			де цепочек из металлических наночастиц. Особенности		
			ых свойств длинных ($L >> \lambda$) цепочек $\ldots \ldots$		
	4.1	Модел	пь		
		4.1.1	Геометрия цепочек	69	
		4.1.2	Волноводные свойства	71	
		4.1.3	Учёт влияния диэлектрической подложки на волноводные		
			свойства ОПВ	71	
	4.2	Резулі	ьтаты и их обсуждение	74	
		4.2.1	Улучшение трансмиссионных свойств длинных линейных		
			ОПВ при использовании сфероидальных наночастиц	74	
		4.2.2	ОПВ с различной геометрией. Влияние степени кривизны		
			цепочек на их трансмиссионные свойства	80	
		4.2.3			
		4.2.4	Локализация электрического поля вблизи ОПВ различных		
			конфигураций	86	
		4.2.5	Влияние технологической подложки на волноводные свой-		
			ства ОПВ	90	
	4.3	Заклю	очение к главе 4	98	
_				466	
3 a	клю	чение		100	
Лì	итера	тура		102	

Введение

Актуальность работы

Возможность использования цепочек металлических наночастиц для передачи модулированного пространственно-локализованного оптического излучения привлекает внимание в связи с перспективой создания оптических логических элементов с размерами, значительно меньшими длины волны [1–11]. В общем случае при передаче оптического излучения с помощью традиционных волноводов проявляется действие ограничивающих факторов, из-за которых рассматривать несколько логических элементов, соединенных в одну микросхему, в качестве электрической цепи с сосредоточенными параметрами, вообще говоря, нельзя. В такой системе различные элементы будут обмениваться энергией с помощью излучения. Чтобы исключить подобные «паразитные» связи, необходимо создать волноводы, способные передавать оптические сигналы в виде пространственно-локализованных возбуждений. В данном случае под локализацией понимается экспоненциальное затухание электромагнитного поля вдали от волновода, поперечные размеры которого сами малы по сравнению с длиной волны. Отметим, что обычные оптические волокна не удовлетворяют этому условию, поскольку сфокусировать оптическое излучение в пятно размером меньше длины волны невозможно. Кроме того, вблизи границы раздела двух сред при полном внутреннем отражении электромагнитная волна частично проникает из оптического волокна во внешнюю среду с экспоненциальной потерей энергии в поперечном направлении. Близкое расположение соседних волноводов в условиях миниатюризации микросхем создает условия для взаимного проникновения передаваемых сигналов.

В связи с обозначенной выше проблемой, а также другими возможными приложениями (например, в спектроскопии [12–14] и в наноплазмонике [15–21]), в литературе представлены результаты исследований оптических плазмонных волноводов в виде цепочек из близкорасположенных металлических наночастиц с размерами порядка десятков нанометров (вплоть до 5-8 нм), имеющих поверхностный плазмонный резонанс [1,2,13,14,22–25,25–27,27–71]. Оптический сиг-

нал распространяется в наноцепочках за счет возбуждения ППП, который представляет собой коллективное возбуждение (квазичастицу), обладающее групповой скоростью и энергией. Эти свойства отличают ППП от локализованного на отдельной частице поверхностного плазмона. Отметим, что в мировых публикациях анализируются и другие конфигурации нановолноводов, в частности, нанопровода [72, 73], наноканавки на поверхности плоской подложки [73, 74], а также нанополоски, нанобороздки и другие структуры [75–79]. В настоящее время трудно предсказать, какая из перечисленных конфигураций нановолноводов окажется наиболее перспективной, однако цепочки из наночастиц выгодно отличаются высокой степенью адаптируемости.

Цель диссертационной работы

Изучение волноводных свойств ОПВ в виде различных конфигураций цепочек из наночастиц серебра сферической и сфероидальной формы, а также создание технологических предпосылок для получения и использования ОПВ.

Конкретными задачами, решаемыми в рамках диссертации, являются:

- 1. Определение условий, при которых наблюдается избирательное осаждение металлических сферических наночастиц в упорядоченные структуры на диэлектрическую подложку, снабженную металлическим наношаблоном.
- 2. Исследование дефектности синтезируемых в условиях электростатической функционализации подложки прямолинейных (1D) цепочек из наночастиц, а также разработка способов минимизации дефектов.
- 3. Исследование спектральных и трансмиссионных свойств оптических плазмонных волноводов в виде различных конфигураций цепочек из сферических серебряных наночастиц, которые могут быть синтезированы в условиях избирательного осаждения на диэлектрическую подложку из объема наноколлоида.
- 4. Изучение влияния фактора несферичности наночастиц на волноводные характеристики оптических плазмонных волноводов различных конфигураций.
- 5. Исследование закономерностей распространения поверхностных плазмон-поляритонов в криволинейных цепочках из металлических наночастиц сферической и сфероидальной формы, включая поляризационные эффекты.
- 6. Исследование дисперсионных свойств и динамики распространения фемтосекундных импульсов в коротких цепочках из наночастиц сферической и

- сфероидальной формы, а также разработка способов уменьшения амплитуды паразитных сигналов, отраженных от границ цепочки.
- 7. Исследование влияния диэлектрической подложки на трансмиссионные свойства линейных оптических плазмонных волноводов из наночастиц сферической и сфероидальной формы.

Научная новизна

- 1. Продемонстрирована возможность получения упорядоченных однодорожечных структур из близкорасположенных плазмонно-резонансных наночастиц на технологической подложке при помощи оригинального электростатического метода её функционализации, обеспечивающего избирательное осаждение наночастиц в заданной области подложки из объема коллоидной системы.
- 2. Показано, что использование ловушек диссипативного типа, установленных на границах цепочек, позволяет уменьшить амплитуду отраженных (паразитных) сигналов на порядок и более (ниже порога чувствительности фоторегистрирующего устройства) без существенного изменения дисперсионных свойств рабочей части цепочки.
- 3. Показано, что в оптических плазмонных волноводах из несферических наночастиц распространение поверхностных плазмон-поляритонов происходит с незначительным пространственным затуханием.
- 4. Продемонстрирована возможность использования кривых 2D цепочек из наночастиц в качестве наноразмерных функциональных элементов, позволяющих управлять поляризацией пропускаемого излучения. Установлено влияние факторов геометрической конфигурации цепочек и формы наночастиц на изменение поляризации оптического излучения.
- 5. Показано, что влияние технологической диэлектрической подложки на распространение поверхностных плазмон-поляритонов в линейных цепочках из наночастиц несферической формы, располагающихся на такой подложке, может быть минимизировано. Определен диапазон значений параметров системы «ОПВ–подложка», в котором эффективность распространения ППП не снижается по сравнению с ОПВ в свободном пространстве.

Практическая значимость

Создана физическая модель, способная предсказывать волноводные свойства ОПВ различных конфигураций из серебряных наночастиц различной формы.

Разработано оригинальное программное обеспечение, которое позволяет прогнозировать характер распространения оптического модулированного излучения в ОПВ данного типа для конкретных конфигураций с учетом характерных технологических погрешностей. Такие предсказательные возможности модели позволяют предложить оптимизированную конструкцию ОПВ до этапа трудоемкой экспериментальной реализации. Предложена концепция наноразмерных устройств в виде изогнутых цепочек из серебряных наночастиц различной формы, позволяющих управлять поляризацией распространяющегося модулированного оптического излучения на наномасштабах.

Достоверность результатов

Достоверность результатов подтверждается, в первую очередь, использованием физической модели, позволяющей получать результаты, которые коррелируют с аналогичными исследованиями других авторов при тех же условиях и приближениях. Кроме того, основные результаты работы были воспроизведены другими научными коллективами с использованием альтернативных методов (в частности, метода конечных элементов).

Положения, выносимые на защиту

- 1. Формирование периодических структур из наночастиц серебра на диэлектрических подложках возможно методом применения наношаблонов и электрической функционализацией подложки, при этом значения электрических параметров являются достижимыми в экспериментальных условиях.
- 2. Как в прямых, так и в криволинейных оптических плазмонных волноводах из Ад наночастиц сфероидальной формы с малыми значениями соотношения полуосей поверхностный плазмон-поляритон может распространяться с незначительным затуханием в диапазоне частот, лежащем в длинноволновом крыле спектра плазмонного поглощения цепочки.
- 3. Криволинейные цепочки из плазмонных наночастиц сферической и сфероидальной формы позволяют управлять поляризацией распространяющегося по ним излучения, при этом наибольший эффект достигается в цепочках из сильно сплюснутых сфероидальных Ag наночастиц.
- 4. Существуют условия, при которых технологическая подложка с расположенным на ней оптическим плазмонным волноводом не ухудшает его волноводные свойства.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на следующих конференциях:

- XI, XIII, XVII Всероссийские семинары «Моделирование неравновесных систем», Красноярск, 2008г., 2010г., 2014г.;
- «Всероссийские научные конференции студентов-физиков и молодых ученых», ВНКСФ-15, 18, 20, Кемерово Томск 2009г., Красноярск 2012г., Ижевск 2014г.;
- «Межвузовские региональные научные конференции студентов, аспирантов и молодых ученых физиков» НКСФ-ХХХVIII, ХХХІХ, Красноярск, 2009г., 2010г.;
- XI Международная конференция «Опто-наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы», Ульяновск, 2009г.;
- II Всероссийская конференция «Многомасштабное моделирование процессов и структур в нанотехнологиях» (ММПСН-2009), Москва, 2009г.;
- Всероссийская научно-техническая конференция с международным участием «Ультрадисперсные порошки, наноструктуры, материалы» (5 Ставеровские чтения), Красноярск, 2009г.;
- Всероссийский конкурс научно-исследовательских работ студентов, аспирантов и молодых ученых по нескольким междисциплинарным направлениям ЭВРИКА-2011, Новочеркасск, 2011г.;
- VIII Всероссийская научно-техническая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых, посвященная 155-летию со дня рождения К.Э. Циолковского, Красноярск, 2012г.;
- Всероссийская молодежная научная школа «Актуальные проблемы физики», Таганрог Ростов-на-Дону, 2012г.;
- Всероссийская с международным участием научно-техническая конференция молодых ученых и студентов «Современные проблемы радиоэлектроники», Красноярск, 2013г.;
- International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2013), Moscow, Russia, 2013;
- International Conference Series on Laser-light and Interactions with Particles (LIP 2014), Marseille, France, 2014.

Материалы диссертации изложены в 28 печатных изданиях, в том числе в 23 статьях в сборниках трудов Всероссийских и международных конференций и в 5 статьях в рецензируемых изданиях.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, списка цитируемой литературы (164 наименований) и изложена на 115 страницах машинописного текста, включая 46 рисунков.

Личный вклад автора

Разработка модели и расчеты по главе 2 выполнены автором совместно с д.ф.-м.н. Гаврилюком А.П., к.ф.-м.н. Грачевым А.С., к.ф.-м.н. Герасимовым В.С. и к.ф.-м.н. Исаевым И.Л. Работа по главам 3 и 4 выполнена совместно с Prof. Markel V.A., а также при поддержке Dr. Panasyuk G.Y. и Dr. Govyadinov A.A. Постановка задач и интерпретация полученных результатов выполнена совместно с научным руководителем д.ф.-м.н., проф. Карповым С.В. и Prof. Markel V.A.

Глава 1

Обзор литературы

Распространение поверхностных плазмон-поляритонов в цепочках из металлических наночастиц привлекает повышенное внимание в силу ряда потенциальных применений, в частности, при создании оптических волноводов [18, 29, 30, 63, 80–82], в различных задачах наноплазмоники [27, 46, 83, 84], в спектроскопии и химическом детектировании [20, 85, 86], и т.д. Цепочки из наночастиц также привлекают внимание в области квантовой обработки информации. Помимо этого, такие цепочки могут действовать как наноантенны [87], а также как однонаправленные одно-фотонные или одно-плазмонные излучатели [88]. Особое внимание уделяется периодическим цепочкам, состоящим из плазмонных наночастиц, которые могут использоваться в качестве оптических плазмонных волноводов для последовательной передачи вдоль цепочки энергии плазмонного возбуждения от частицы к частице [3–10]. Возбуждая ППП на одной крайней частице, можно получить сигнал возбуждения на противоположной стороне цепочки с помощью ближнепольного оптического зонда. ППП может быть пространственно ограничен размером одной частицы – в масштабах много меньших длины волны электромагнитного излучения, что позволяет манипулировать световой энергией на субволновом масштабе [89, 90], а также миниатюризировать оптические элементы [39].

Разработка методов и технологий получения одномерных (1D) и двумерных (2D) сверхрешеток на основе металлических плазмонно-резонансных наночастиц является одной из важных и перспективных прикладных задач. В настоящее время получение таких устройств возможно, главным образом, при размещении совокупности периодически расположенных наночастиц как структурных элементов на твердых диэлектрических подложках. Исследование свойств агрегатов наночастиц с различной конфигурацией с учетом влияния подложки актуально с позиций их практического использования [91].

Подобные периодические структуры из наноэлементов цилиндрической формы, каждый размером порядка 100нм, могут быть получены методом нанолитографии [46], блоксополимерной литографии [92]. Однако один из наиболее перспективных способов получения упорядоченных структур, не требующих локального физического воздействия, основан на способности наночастиц к самоорганизации в процессе случайных броуновских столкновений в дисперсных системах с жидкой дисперсионной средой. В такой системе структурная самоорганизация может достигаться на технологической подложке, непосредственно контактирующей с коллоидом. При этом частицы дисперсной фазы должны адсорбироваться в заданной, ограниченной области подложки, образуя требуемую 1D или 2D конфигурацию группировок частиц. Избирательная адсорбция наночастиц на подложке может достигаться различными способами её функционализации [93].

Существует несколько способов нанофабрикации ОПВ. Метод химической самосборки CISA (chemically-induced self-assembly) [94,95] позволяет создавать цепочки и двумерные структуры из частиц очень маленького радиуса (около 5 нм) и формы весьма близкой к сферической. Двумерные структуры, полученные этим методом, могут обладать высокой степенью упорядоченности. Однако при приготовлении одномерных цепочек методом CISA не удается избежать случайных ветвлений и изгибов. Более того, контроль за формой, межчастичными расстояниями, длиной и другими геометрическими параметрами цепочки является весьма проблематичным для этого метода.

Часто используемая альтернатива CISA основана на различных способах литографии (см., например, [96,97]). Например, в работе [25] методом электронной лучевой литографии (electron beam lithography, EBL) были изготовлены ОПВ, состоящие из 80 золотых частиц с радиусом 25нм и периодом (расстоянием между центрами двух ближайших соседей в цепочке) 75нм. Полная длина ОПВ составляла 6мкм. Значительно более длинные ОПВ, состоящие из 500 серебряных наноцилиндров, были получены в работе [98]. Высокоупорядоченные ОПВ, с полной длиной порядка 100мкм и состоящие более чем из 700 серебряных наносфероидов, были получены в работе [46]. Однако метод ЕВL позволяет создавать частицы с радиусом не меньшим чем, примерно, 25нм. Это является препятствием для дальнейшей миниатюризации ОПВ.

К числу важнейших физических характеристик любого ОПВ относятся его спектральные, трансмиссионные и дисперсионные свойства, позволяющие в полной мере определить полосу поглощения и пропускания волновода, оценить групповые и фазовые скорости распространения оптического модулированного излучения, а также предсказать степень его затухания. Подробный анализ перечисленных характеристик, а также реализация новых физических идей и концепций открывают возможности для разработки модели ОПВ, обладающего наиболее оптимальными волноводными характеристиками.

В настоящее время хорошо разработаны различные методы и подходы к описанию оптических свойств наноструктур [99–110]. Однако внушительная часть теоретических работ, посвященных исследованию оптических свойств ОПВ в виде цепочек из наночастиц, основана на дипольном приближении [12–14, 17, 19, 30, 33, 35, 38, 41–44, 47–49, 111], которое является достаточно простой теоретической моделью, которая тем не менее способна адекватно описывать физические эффекты, имеющие место в ОПВ. Однако следует помнить, что дипольное приближение является неприемлемым при достаточно малых значениях межчастичных зазоров. Альтернативой дипольному приближению является либо использование обобщенного решения Ми (методы связанных мультиполей [112–114]) или численные методы общего применения, такие как метод конечных разностей или метод конечных элементов [9, 56, 64]. Отметим, что метод связанных мультиполей особенно хорошо работает в случае частиц из новых материалов с малыми потерями [9, 115], в которых возбуждаются мультиполи высоких порядков (резонансы Ми), и дипольного приближения в этом случае явно недостаточно, независимо от расстояния между наночастицами. Следует также подчеркнуть, что выход обобщенного решения Ми за рамки сферических наночастиц является проблематичным, и на данный момент не существует работ, посвященных этому вопросу. Применимость общих численных методов также ограничена их высокой вычислительной сложностью. В настоящее время хорошо известны пределы применимости дипольного приближения, которые были получены в ходе численного моделирования и экспериментальных исследований [31, 56, 83, 116, 117]. В частности, в работе [31] было показано, что метод связанных диполей адекватно описывает характерные эффекты, имеющие место в массивах из сферических наночастиц радиуса $b \le 30$ нм. Однако при достаточно малых межцентровых расстояниях, например, порядка h = 2.02b, необходимо учитывать мультиполи высших порядков, и для адекватного описания спектров экстинкции таких цепочек подходит, например, точный метод Т-матриц [118–120].

Кроме того, в работе [121] было показано, что для ОПВ из сферических Au наночастиц малого радиуса при h=3b результаты вычислений оптических свойств в рамках дипольного приближения находятся в качественном и количественном согласии не только с результатами вычислений в рамках модели, учитывающей мультиполи высших порядков, но и с экспериментальными данными.

Дисперсионные свойства ОПВ позволяют определить полосу пропускания волновода, а также оценить групповую и фазовую скорости распространения ППП в виде гауссовых волновых пакетов. В настоящее время хорошо изучены дисперсионные свойства достаточно длинных линейных цепочек, состоящих из $N \approx 10^3$ наночастиц как сферической [19, 33, 44, 46, 47, 56, 70, 88, 114, 121, 122], так и несферической формы [32, 43, 121]. Кроме того, известны дисперсионные соотношения и для двухдорожечных цепочек из наночастиц [61].

В работе [32] было продемонстрировано, что групповые скорости ППП в цепочках из сферических наночастиц на несколько порядков меньше скорости света в вакууме c, и как следствие, полоса пропускания таких нановолноводов весьма ограничена. Было показано, что эту проблему можно обойти, используя несферические наночастицы. В цепочках из наночастиц сфероидальной формы можно получить групповые скорости порядка c, а широкая полоса пропускания, в пределах которой закон дисперсии близок к линейному, способствует незначительному расплыванию волновых пакетов. Последний факт мотивирует актуальность исследования различных типов цепочек, состоящих из несферических плазмонных наночастиц. Например, в работе [67] была продемонстрирована возможность существенного усиления электромагнитного поля в массивах из близкорасположенных Ад наностержней. Помимо этого, в недавней работе [123] были получены дисперсионные соотношения для ОПВ, состоящих из близкорасположенных Ад наноцилиндров.

Короткие цепочки из наночастиц представляют практическую значимость по причине слабого затухания ППП в них. В ОПВ, состоящих из $N\lesssim 20$ наночастиц, омические потери при определенных условиях могут стать несущественными. Это свойство может оказаться весьма ценным для практических применений. Помимо этого, короткие цепочки необходимы для миниатюризации оп-

тических элементов. Дисперсионные свойства коротких ОПВ из сферических наночастиц были исследованы в работах [1,30,44]. Кроме того, в работе [1] было показано, что групповые скорости ППП в цепочках из N=9 наносфероидов могут достигать значений порядка 0.2c. Однако недостатком коротких цепочек является многократное отражение передаваемого сигнала от концов ОПВ. Распространение волновых пакетов и эффекты отражения от концов в коротких цепочках, состоящих из несферических частиц, практически не изучены.

В настоящее время должным образом изучены физические законы, описывающие и характеризующие распространение и затухание ППП в бесконечных или полубесконечных эквидистантных линейных цепочках [29, 124–126], что позволяет определить трансмиссионные свойства таких ОПВ. Очевидно, что эквидистантная цепочка является идеализацией, которую крайне трудно реализовать на практике. Однако было выявлено, что слабое разупорядочение [29, 53] или двойная периодичность [52] незначительно влияют на распространение ППП на больших расстояниях. Кроме того, в работе [127] показано, что наличие определенных типов дефектов в цепочках, состоящих из $50 \le N \le 200$ наносфер, приводит не только к усилению локализации электрического поля, но и к улучшению трансмиссионных свойств ОПВ.

Таким образом, в большинстве работ, посвященных тематике ОПВ, исследуются лишь линейные цепочки из наночастиц. Однако изогнутые цепочки не только представляют теоретический интерес, но имеют и практическое значение. В ходе численного моделирования и экспериментальных исследований была продемонстрирована возможность фокусировки и управления ППП с помощью параболических цепочек из наночастиц [83,117,128]. Однако в этих работах параболические цепочки были использованы в качестве отражателей и коллиматоров для ППП, распространяющихся на границе раздела металл/вакуум, а не как волноводы, в которых происходит распространение ППП.

В работе [33] было показано, что в ОПВ в виде уголка, а также в Т-образных цепочках из сферических Ад наночастиц распространение ППП происходит достаточно эффективно. Кроме того, в работе [70] была исследована зависимость трансмиссионных свойств двух последовательно соединенных линейных ОПВ (состоящих из 40 наносфер каждый), от угла, под которым они расположены друг относительно друга. В работе [116] была продемонстрирована возможность распространения ППП в изогнутых плазмонных цепочках, расположенных на

металлической (Au) подложке. В работе [129] были детально исследованы оптические свойства зигзагообразных цепочек из серебряных нанодисков. Однако распространение ППП в ОПВ с более сложными геометрическими конфигурациями с различными радиусами кривизны остается неисследованным.

Следует также отметить, что в настоящее время в подавляющем большинстве работ, посвященных волноводным свойствам ОПВ в виде цепочек из металлических наночастиц, исследования выполняются в изотропной среде или в вакууме. Однако практическое использование периодических структур с определенной конфигурацией неизбежно предполагает их размещение на плоских технологических подложках. В этом случае актуальным является исследование влияния технологической подложки на волноводные свойства ОПВ.

Взаимодействие между технологической подложкой и ППП, распространяющемся в цепочке, приводит к ряду новых физических эффектов [6, 52, 54, 130]. В частности, ППП и подложка могут обмениваться энергией. ППП, эффективно распространяющийся по цепочке, может терять энергию вблизи подложки и испытывать радиационные потери в отдельных направлениях. Кроме того, при взаимодействии ППП с подложкой возникают сложные поляризационные эффекты. Интересен тот факт что светоотражающие металлические поверхности не всегда подавляют ППП в цепочках, но могут даже и улучшить трансмиссию, несмотря на дополнительные омические потери, связанные с подложкой [6].

Действие подложки на оптические свойства тонких плёнок серебра в рамках дипольного приближения исследуется в работе [131]. В работах [132–134] рассматривается электромагнитное взаимодействие технологической подложки с одной наночастицей. Плазмонные резонансы димеров из наносфер, а также цилиндрических частиц с учетом влияния подложки описаны в работах [135, 136]. В работах [6, 116, 137] рассматриваются оптические свойства линейных и криволинейных ОПВ из сферических наночастиц, расположенных вблизи металлических (Ag, Au) подложек. В работе [138] продемонстрирован сдвиг в коротковолновую область частоты плазмонного резонанса сферической Ag наночастицы серебра, расположенной на диэлектрической подложке. В работе [139] с учетом мультиполей высших порядков исследовано рассеяние света на кремниевом наноцилиндре, расположенном на различных диэлектрических подложках. Однако до сих пор остаётся неисследованным действие диэлектрической технологической подложки на спектральные и трансмиссионные свойства упорядоченных структур из наночастиц сферической и сфероидальной формы, которые на ней располагаются.

Таким образом, несмотря на большое количество работ, посвященных тематике ОПВ, остается целый ряд нерешенных задач и вопросов, ответы на некоторые из которых и предполагается дать в настоящей диссертации.

Глава 2

Разработка и анализ методов получения упорядоченных структур с заданными свойствами из малых коллоидных частиц на технологических подложках

В настоящей главе в качестве перспективного для постановки реального эксперимента предложен электростатический способ функционализации диэлектрической подложки. Способ основан на использовании металлических наношаблонов, расположенных с обратной стороны подложки, на которые подается электрический потенциал. Сферические частицы серебра размером порядка 5-10нм образуются в коллоидном растворе и в дальнейшем осаждаются на прямую линию (шаблон), образованный поперечным срезом слоистой структуры, состоящей из тонкого слоя металла между двумя кварцевыми подложками (срез также покрывается тонким слоем кварца). При этом межчастичное расстояние может контролироваться электростатическими силами и полимерным адсорбционным слоем частиц. Предложенным методом возможно получение однодорожечных цепочек ограниченной длины с определенной непериодичностью (неэквидистантностью) и с малой степенью дефектности, а также получение двухдорожечных цепочек. Помимо этого, продемонстрирована возможность получения цепочек с различными двумерными конфигурациями (уголок, полуокружность и т.д.). Метод, предложенный в настоящей главе, сочетает высокую степень контролируемости геометрии ОПВ и малые размеры частиц, совмещая при этом достоинства методов химической самосборки и электронной лучевой литографии.

В представленной главе определены условия, при которых наблюдается избирательное осаждение металлических сферических наночастиц в упорядоченные структуры на электростатически функционализированную диэлектрическую подложку, снабженную наношаблоном. Помимо этого, исследована зависимость степени дефектности синтезируемых в таких условиях цепочечных

структур от параметров системы. Предложены способы минимизации степени дефектности. Полученные данные позволяют спрогнозировать результат при постановке реального эксперимента.

2.1 Модель

2.1.1 Метод броуновской динамики

В данной главе для описания взаимодействия частиц использовался метод броуновской динамики [140]. Метод позволяет воспроизвести естественные условия структурообразования с использованием реалистичных потенциалов межчастичного взаимодействия в произвольных дисперсных системах. Расчет движения частиц проводился в ячейке, в которой в начальный момент времени случайно-равномерно распределяются N одинаковых наночастиц. Сторона ячейки, в среднем, на 2-3 порядка может превышать размер частицы. Стенки ячейки являются упруго и зеркально отражающими. На каждом шаге итерации для каждой частицы решаются следующие уравнения движения, с учетом равнодействующей сил:

$$\begin{cases}
\frac{d\mathbf{r}_n}{dt} = \mathbf{v}_n \\
M\frac{d\mathbf{v}_n}{dt} = \mathbf{F}_n - \mathbf{F}_f - \mathbf{F}_{fp} + \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_d
\end{cases}$$
(2.1)

где \mathbf{r}_n – координата частицы; \mathbf{v}_n – скорость частицы; M – масса частицы; \mathbf{F}_n – равнодействующая потенциальных сил, действующих на n–ю частицу (ван-дерваальсово и упругое взаимодействие, а также сила тяжести); \mathbf{F}_c – стохастическая гидродинамическая сила; \mathbf{F}_f – сила вязкого трения; \mathbf{F}_{fp} – сила касательного межчастичного трения; \mathbf{F}_p – сила взаимодействия с наношаблоном; \mathbf{F}_d – сила диполь-дипольного взаимодействия между частицами. Для решения уравнений движения в данной работе используется метод предиктор-корректор Нордсика-Гира пятого порядка.

Одним из доминирующих факторов, определяющих положение частиц в регулярной структуре, являются дисперсионные силы притяжения Ван-дер-Ваальса. Для их описания воспользуемся приближением теории Гамакера и де-Бура [141], согласно которой энергия притяжения двух сферических частиц оди-

накового радиуса b из одинакового материала описывается следующим выражением:

$$U_v = -\frac{A}{6} \left[\frac{2b^2}{l_{nm}^2 + 4bl_{nm}} + \frac{2b^2}{(l_{nm} + 2b)^2} + \ln \frac{l_{nm}^2 + 4bl_{nm}}{(l_{nm} + 2b)^2} \right], \tag{2.2}$$

где $l_{nm} = r_{nm} - 2b$ — межчастичный зазор, равный сумме толщин адсорбционных слоев (деформированных в области контакта); r_{nm} — расстояние между центрами частиц; $A = 1.60 \times 10^{-19}$ Дж — эффективная постоянная Гамакера для взаимодействия двух серебряных наночастиц в воде (см. ссылки в [140]).

Представив подложку в виде сферы бесконечного радиуса, получим выражение, описывающее взаимодействие Ван-дер-Ваальса для частицы с диэлектрической подложкой:

$$U_v = -\frac{A^*}{6} \frac{b}{l_{nm}} \left[1 + \frac{l_{nm}}{2b + l_{nm}} + \frac{l_{nm}}{b} \ln \frac{l_{nm}}{2b + l_{nm}} \right], \tag{2.3}$$

где l_{nm} – зазор между частицей и подложкой; здесь $A^* = 0.24 \times 10^{-19}$ Дж – эффективная постоянная Гамакера для взаимодействия серебряной наночастицы с кварцевой подложкой [142].

Для предотвращения быстрого объединения частиц в агрегаты в коллоидах еще до начала образования частиц дисперсной фазы в межчастичную среду вводится (применительно к гидрозолям) водорастворимый полимер. В этом случае каждая образующаяся частица оказывается окруженной адсорбционным слоем, толщина которого может составлять $l_n, l_m = 1 \div 3$ нм. При столкновениях частиц этот слой ослабляет ван-дер-ваальсово притяжение и препятствует спонтанной коагуляции частиц. В настоящей работе используется новый подход к описанию упругих взаимодействий наночастиц [140], основанный на решении задачи о деформации двух шаров, известной как контактная задача Герца [143].

Энергия упругого отталкивания двух контактирующих сферических частиц одинакового радиуса b с деформирующимися в области контакта адсорбционными слоями может быть описана выражением:

$$U_e = \frac{4}{15} (l_n + l_m - l_{nm})^{5/2} \left[\frac{(b+l_n)(b+l_m)}{(b+l_n) + (b+l_m)} \right]^{1/2} \left(\frac{E_e}{1-\sigma_p^2} \right), \tag{2.4}$$

где l_n, l_m – толщина недеформированных адсорбционных слоев n–й и m–й частиц; l_{nm} – межчастичный зазор с учетом деформации адсорбционных слоев;

 E_e – эффективный модуль упругости полимерных адсорбционных слоев (принимается равным для обеих частиц); σ_p – коэффициент Пуассона (характерные значения $\sigma_p=0.15$).

Энергия упругого взаимодействия сферы радиусом b и подложки может быть описана следующим выражением:

$$U_e = \frac{4}{15} \left(l_n + l_m - l_{nm} \right)^{5/2} \left(l_m + b \right)^{1/2} \left(\frac{E_e}{1 - \sigma_p^2} \right). \tag{2.5}$$

Учет диссипативных сил принципиально важен при спонтанном упорядочении дисперсных систем. Более того, если диссипативные силы в системе отсутствуют, сама коагуляция частиц становится невозможной из-за упругого (квазиупругого) отражения друг от друга. Сила вязкого трения, являющаяся основным фактором диссипации кинетической энергии, для сферических частиц радиуса b определяется формулой Стокса:

$$\mathbf{F}_f = -6\pi\eta(b + l_{nm})\mathbf{v},\tag{2.6}$$

где η – динамическая вязкость среды; \mathbf{v} – скорость движения частицы.

Взаимодействие частиц с окружающей средой с флуктуирующей плотностью приводит к случайному изменению траектории их движения, что должно компенсировать действие силы трения и сохранять подвижность частиц дисперсной фазы. Для реализации броуновского движения полагаем, что случайная сила $\mathbf{F}_c(t)$ имеет гауссово распределение и является δ -коррелированным случайным процессом [140]. В течение временно́го шага Δt частица постоянно подвергается действию случайной гидродинамической силы. Перед каждым шагом интегрирования величина проекций случайной силы $\mathbf{F}_{c,n}$ (n=x,y,z) на оси координат выбирается из гауссова распределения с нулевым средним значением и отклонением

$$\langle \mathbf{F}_{c,n}^2 \rangle = \frac{12\pi\eta b k_B T}{\Delta t},\tag{2.7}$$

где k_B – постоянная Больцмана.

Важную роль в спонтанном упорядочении коллоидов могут играть силы касательного трения, возникающие при поперечном относительном смещении частиц в цепочке (и их скольжении по поверхности друг друга) [140]. Такие смещения возникают, в частности, при деформации агрегата при его взаимодей-

ствии с подложкой или при перемещении частиц в процессе упорядочения агрегата. Направление силы касательного трения противоположно проекции вектора скорости относительного движения частиц на плоскость соприкосновения их адсорбционных слоев. Величина силы касательного межчастичного трения ${\bf F}_{fp}$ определяется произведением эффективного коэффициента трения μ на величину силы упругого взаимодействия ${\bf F}_e$:

$$\mathbf{F}_{fp} = -\mu \left| \mathbf{F}_e \right| \mathbf{q}_{nm},\tag{2.8}$$

где \mathbf{q}_{nm} – нормированный вектор проекции вектора скорости относительного движения частиц на плоскость соприкосновения адсорбционных слоев частиц:

$$\mathbf{q}_{nm} = \frac{(\mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n) - \mathbf{u}_{nm} ((\mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n) \mathbf{u}_{nm})}{|(\mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n) - \mathbf{u}_{nm} ((\mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n) \mathbf{u}_{nm})|},$$
(2.9)

где $\mathbf{u}_{nm} = \mathbf{r}_{nm}/\left|\mathbf{r}_{nm}\right|$.

В упрощенном виде оно может быть введено как аналог сухого трения (хотя в буквальном смысле оно таковым не является). При этом коэффициент трения является эффективным параметром, характеризующим степень взаимодействия адсорбционных слоев касающихся частиц, а также частиц с подложкой. Следует отметить, что μ может принимать значения больше единицы вследствие сильного межмолекулярного взаимодействия адсорбционных слоев частиц, а также их неодинаковой деформации.

2.1.2 Метод электрических изображений

Для расчёта силы взаимодействия тонкой заряженной металлической нити (расположенной с обратной стороны подложки) с металлической наночастицей сферической формы воспользуемся методом электрических изображений [144]. Для этого разобьем нить на элементарные заряды:

$$(q_e)_m = f(x_m)\Lambda dx, (2.10)$$

где Λ – линейная плотность заряда на нити; $\mathrm{d}x$ – длина элемента нити (принимается на порядок меньшей радиуса частицы); f(x) – функция продольного распределения заряда; x_m – координата элементарного заряда на нити (в нашем случае нить расположена вдоль оси X). Функция f(x) представляется полино-

мом 6-й степени и вводится для того, чтобы наночастицы располагались в цепочке эквидистантно, а не концентрировались у центра нити. На практике данный подход реализуется, например, путем использования подложки (или шаблона) переменной толщины. Для определенности будем считать, что на нити находится отрицательный заряд. Следует учесть, что элементарный заряд на нити взаимодействует не только с тем электрическим изображением, которое он индуцирует на сферической частице, но и с другими изображениями, наводимыми остальными элементарными зарядами (см. рисунок 2.1) [144]. Суммарная сила электростатического взаимодействия с шаблоном в этом случае описывается выражением

$$\mathbf{F}_{p} = \sum_{m=1}^{N_{q}} \sum_{n=1}^{N_{q}} \frac{1}{4\pi\varepsilon_{h}\varepsilon_{0}} \frac{(q_{e})_{n}(q_{e})_{m}}{|\mathbf{r}_{m} - \mathbf{r}_{n}|^{2}},$$
(2.11)

где N_q – число элементарных зарядов на нити; $|\mathbf{r}_m|$ – расстояние от центра сферы до элементарного заряда на нити; $|\mathbf{r}_n| = b^2/|\mathbf{r}_m|$ – расстояние от центра сферы до наведенного заряда; $(q_e)_n = -b(q_e)_m/|\mathbf{r}_m|$ – заряд, наводимый на частице; ε_h – диэлектрическая проницаемость окружающей среды.

В целом металлическая частица является электронейтральной, поэтому при взаимодействии с заряженной нитью в сфере происходит перераспределение зарядов. Заряды, наводимые на сфере, располагаются на дуге (рисунок 2.1), а компенсирующий положительный заряд будет находиться в центре частицы. Для

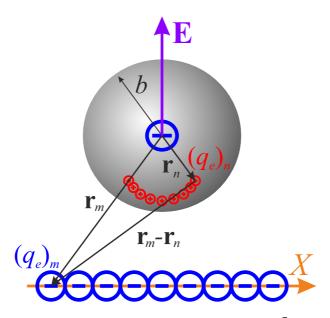


Рисунок 2.1: Схема распределения наведенных зарядов изображения в металлической сферической частице.

упрощения расчета взаимодействия системы диполей с зарядами элементов нити такую систему диполей можно заменить одним эквивалентным дипольным моментом.

Пусть нить создает в области расположения частицы неоднородное поле с напряженностью **E**. Заменим все элементы нити одним зарядом, который создаёт в области частицы ту же напряженность. Для дипольного момента сферы имеем выражение $\mathbf{d} = 4\pi\varepsilon_h\varepsilon_0b^3\mathbf{E}$, а энергия диполь-дипольного взаимодействия n-й и m-й частицы описывается известным выражением [144]:

$$U_d = \frac{1}{4\pi\varepsilon_h\varepsilon_0} \frac{(\mathbf{d}_n \mathbf{d}_m) - 3(\mathbf{d}_n \mathbf{u}_{nm})(\mathbf{d}_m \mathbf{u}_{nm})}{|\mathbf{r}_{nm}|^3}.$$
 (2.12)

Учёт перечисленных в данном разделе взаимодействий является достаточным для описания процесса самоорганизации наночастиц на электростатически функционализированной подложке.

2.2 Закономерности формирования цепочечных структур на технологической подложке

Для самоорганизации наночастиц в периодическую структуру в коллоидной системе необходимо создать соответствующие физико-химические условия. Прежде всего, оптимально подобранными должны быть следующие параметры:

- 1. Тип материала частиц и функция их распределения по размерам;
- 2. Свойства адсорбционного слоя частиц (толщина и тип полимера);
- 3. Свойства межчастичной среды (температура, вязкость, концентрация ионов, количество растворенного полимера).

Дискретный подход к оценке силы электростатического взаимодействия частиц с функционализированной подложкой показал, что при определенной толщине полимерного адсорбционного слоя частиц и величине линейной плотности заряда происходит формирование узкой, достаточно упорядоченной дорожки из наночастиц (рисунок 2.2a). Основные параметры системы были выбраны следующим образом: радиусы частиц b=8нм, толщина адсорбционного слоя $l=l_n=2$ нм, линейная плотность заряда на электроде $\Lambda=3\times 10^{-9}$ Кл/м, толщина подложки H=30нм.

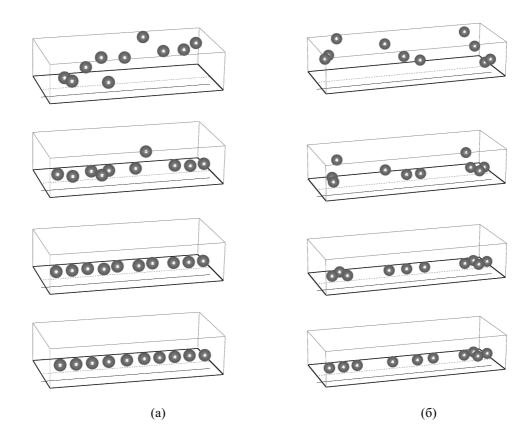


Рисунок 2.2: Этапы формирования цепочечной структуры на электростатически функционализированной диэлектрической подложке: а) формирование идеальной цепочки; б) формирование дефектной структуры. Пунктирной линией изображена проекция нити на внешнюю плоскость подложки.

Для описания степени дефектности однодорожечной цепочки вводится параметр, определяемый по аналогии с подходом в работе [145] следующим выражением:

$$\zeta = 1 - \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^{N} \sum_{m \neq n}^{N} \frac{p \cos^2 \varphi_m}{2}; 0 \le \zeta \le 1,$$
(2.13)

где N — число частиц, которые входят в формирующуюся над шаблоном цепочку и располагаются от нее на расстоянии $|\mathbf{r}_{nm}|$, не превышающем суммы радиусов соседних частиц (включая толщину их адсорбционных слоев); p=1 для контактирующих частиц (учитывая контакт через адсорбционные слои) и p=0, если частицы не касаются друг друга адсорбционными слоями; φ_m — угол между положительным направлением оси X, вдоль которой расположен наношаблон, и радиус вектором \mathbf{r}_{nm} , соединяющим n—ю и m—ю частицу (рисунок 2.3а). Степень дефектности равна нулю для упорядоченной цепочки с эквидистантным

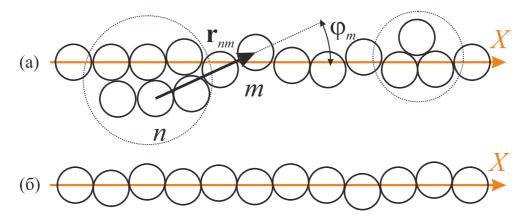


Рисунок 2.3: а) характерные типы дефектов в цепочке и определение степени ее дефектности; б) зигзагообразная структура, формирующаяся вследствие хаотического теплового движения частип.

расположением частиц (без учета вклада краевых частиц) при условии, когда центры частиц располагаются строго вдоль оси X.

Получены зависимости степени дефектности цепочки от толщины подложки, линейной плотности заряда на электроде, радиуса частиц и толщины их адсорбционного слоя (см. рисунок 2.4). Показано, что цепочки с большим размером частиц упорядочиваются более эффективно. Обнаружено, что кинетика

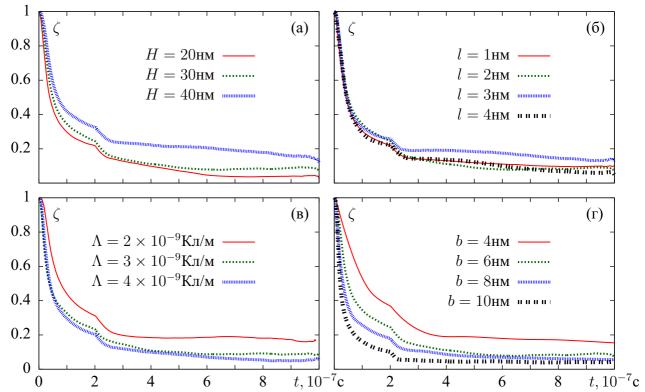


Рисунок 2.4: Зависимости степени дефектности цепочки частиц от времени в процессе ее формирования при разных значениях параметров системы: а) толщины подложки H; б) толщины адсорбционного слоя l; в) линейной плотности заряда на наношаблоне Λ ; Γ) радиуса частиц b.

упорядочения слабо зависит от толщины адсорбционного слоя, однако при повышении линейной плотности заряда и уменьшении толщины подложки степень дефектности уменьшается. При этом существует вероятность формирования дефектных структур (см. рисунок 2.2б). На рисунке 2.3а представлены характерные типы дефектов, образующиеся в процессе осаждения частиц на подложку. Следует отметить, что в описанных условиях степень дефектности формирующейся однодорожечной цепочки не равна нулю, так как центры частиц из-за хаотического теплового движения не располагаются на одной прямой, а ложатся на слабовыраженную зигзагообразную линию (рисунок 2.3б). Таким образом, синтезируемые цепочки являются не одномерными, а двумерными структурами.

Помимо этого, показана возможность использования различных конфигураций наношаблонов для получения вышеописанным методом более сложных группировок наночастиц, в частности, дугообразных цепочек и цепочек в виде уголков (рисунок 2.5).

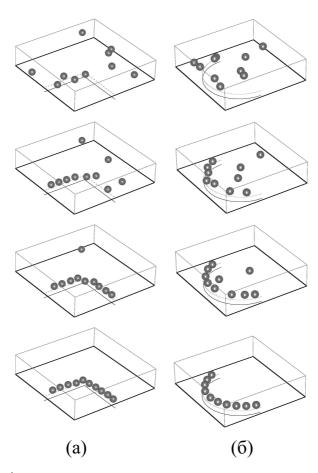


Рисунок 2.5: Этапы формирования цепочечных структур различной конфигурации на электростатически функционализированной подложке: а) цепочка в виде уголка, б) дугообразная цепочка.

2.3 Методы минимизации степени дефектности синтезируемых структур

Для уменьшения степени дефектности синтезируемых цепочек проанализировано несколько методов.

Во-первых, процесс осаждения частиц осуществляется в конвективном потоке, направленном вдоль шаблона, при движении объема гидрозоля относительно подложки со скоростью около 0.1 м/с. Это способствует удалению из цепочки лишних частиц. Однако в этом случае наиболее устойчивой и достаточно упорядоченной структурой, формирующейся на подложке, является уже двумерная двухдорожечная (или даже многодорожечная) цепочка наночастиц, один из примеров которой приведен на рисунке 2.6а. Такие типы цепочек требуют дополнительного исследования их трансмиссионных и дисперсионных свойств и их сравнения с аналогичными свойствами идеальной монодорожечной цепочки.

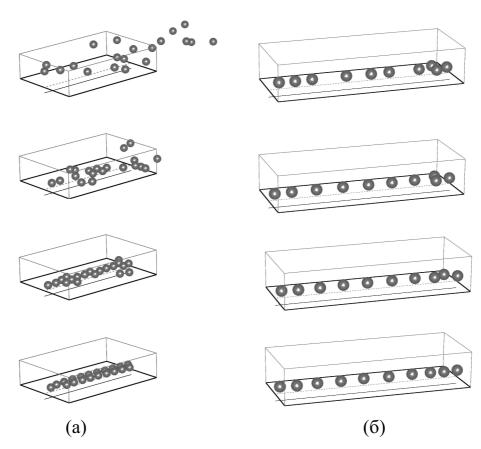


Рисунок 2.6: Возможные методы уменьшения дефектности синтезируемых цепочечных структур: а) формирование многодорожечной цепочки в конвективном потоке (масштаб для наглядности уменьшен); б) уменьшение степени дефектности путем заряжения наночастиц ультрафиолетовым излучением. Пунктирной линией изображена проекция нити на внешнюю плоскость подложки.

Во-вторых, для снижения дефектности цепочки был проанализирован метод заряжения частиц ультрафиолетовым излучением под действием электронного фотоэффекта (рисунок 2.6б). В этих условиях появление дополнительного электростатического отталкивания положительно заряженных частиц способствует увеличению их подвижности в процессе избирательного осаждения на подложку, разрушению дефектов и упорядочению цепочки в целом. Кроме того, заряжение частиц способствует и увеличение силы их притяжения к шаблону с отрицательным потенциалом. В среднем, величина заряда на частицах составляет величину порядка 1.6×10^{-18} Кл. Однако такой метод устранения дефектов приводит и к увеличению межчастичного зазора (что в свою очередь влияет на оптические и трансмиссионные свойства цепочки).

В-третьих, проанализирована возможность воздействия на частицы цепочки механическими колебаниями с частотой 20 МГц, возбуждаемыми в кварцевой подложке за счет пьезоэлектрического эффекта. В таких условиях перпендикулярно направленная подложке переменная сила способствует периодическому кратковременному отрыву частиц от подложки и в дальнейшем – к более упорядоченному расположению над шаблоном за счет действия случайной силы.

Кроме того, комбинируя этот способ воздействия на частицы с созданием конвективного потока жидкости, направленного перпендикулярно шаблону в плоскости подложки, можно устранять дефекты цепочки в случае избыточного числа частиц, осаждающихся вблизи наношаблона. Отрыв от подложки слабо связанных с ней частиц (за пределами шаблона) позволяет с помощью конвективного потока удалять лишние частицы, создающие дефекты. В таких условиях наблюдается уменьшение степени дефектности синтезируемой цепочки (рисунок 2.7). На рисунке 2.7 этап 3 соответствует постепенному удалению за пределы подложки лишних частиц из области, расположенной непосредственно над шаблоном. Сильные осцилляции зависимости в этой области обусловлены случайным характером равнодействующей сил и случайными деформациями формирующейся подложки. Заключительный этап 4 описывает процесс формирования цепочки от момента удаления из нее лишних частиц до момента ее стабилизации.

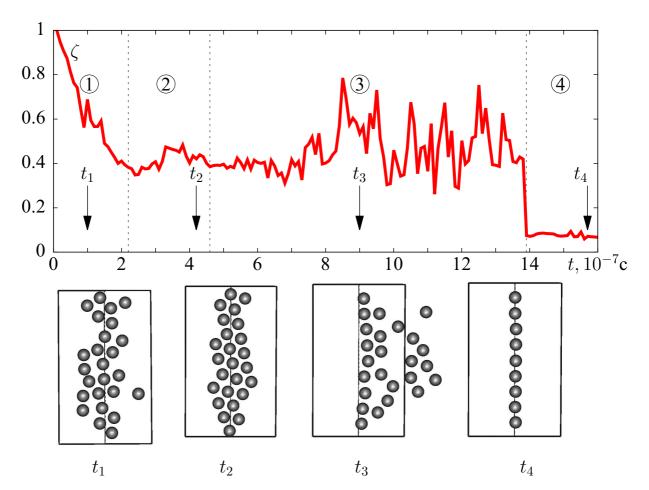


Рисунок 2.7: Зависимость степени дефектности цепочки частиц от времени в процессе ее формирования на различных этапах (1–4): 1) осаждение частиц на подложку, 2) формирование устойчивой дефектной структуры на подложке, 3) устранение дефектов под действием механических колебаний подложки в вертикальном направлении и конвективного потока, направленного перпендикулярно шаблону в плоскости подложки, 4) формирование устойчивой однодорожечной цепочки с низкой степенью дефектности. Параметры системы: исходное число частиц $N_0 = 25$; конечное число частиц в однодорожечной цепочке $N_1 = 9$; скорость конвективного потока 0.25м/с; частота механических колебаний подложки 20МГц; среднее значение силы, с которой механические колебания подложки действуют на частицы, $F_S = 10^{-11}$ H.

2.4 Заключение к главе 2

Показано, что получение периодических 1D и 2D структур металлических наночастиц на диэлектрических подложках возможно методом электростатической функционализацией подложки с использованием наношаблонов различных конфигураций. При этом значения электрических параметров, необходимых для получения таких структур, являются достижимыми в экспериментальных условиях. Выявлены возможные типы дефектов, возникающие в цепочках при их синтезе предложенным методом, а также предложены способы минимизации степени дефектности.

На основе синтезируемых цепочек плазмонно-резонансных частиц и двумерных периодических структур могут быть созданы разнообразные спектрально-селективные элементы нанофотоники для управления оптическим излучением на наномасштабах, в частности, оптические плазмонные волноводы.

Глава 3

Оптические плазмонные волноводы (ОПВ) в виде цепочек из металлических наночастиц. Особенности волноводных свойств коротких ($L \leq \lambda$) цепочек

В настоящей главе исследованы спектры экстинкции, а также трансмиссионные свойства ОПВ, полученных методом электростатической функционализации подложки (см. главу 2). Объектом исследований являются сравнительно короткие волноводы с различной геометрией (уголки, полуокружности, прямолинейные однодорожечные и двухдорожечные цепочки), при этом оптические свойства определяются с учетом характерной разупорядоченности, имеющей место при синтезе таких ОПВ. Отметим, что в предыдущих работах спектральные и трансмиссионные свойства ОПВ рассматривались, как правило, отдельно (см., например [31, 127]). В настоящее время в литературе нет прямого указания на степень и характер корреляции между этими, вообще говоря, связанными свойствами ОПВ. Поэтому представляется интересным рассмотреть обе характеристики одновременно и в рамках одной и той же модели, что и будет сделано ниже.

Помимо этого, в данной главе исследованы дисперсионные свойства коротких цепочек из сферических и сфероидальных наночастиц, а также динамика распространения фемтосекундных импульсов в таких цепочках. Предложена идея создания диссипативных ловушек, которые смогут подавлять отражение ППП от концов цепочки.

3.1 Модель

3.1.1 Электромагнитное взаимодействие наночастиц

Значительная часть теоретических работ по оптике ОПВ основана на дипольном приближении [12–14, 17, 19, 30, 33, 35, 38, 41–44, 47–49, 111], которое и будет использоваться в настоящей главе. Это приближение является наиболее простой моделью, способной при этом качественно описывать многие физические эффекты, имеющие место в ОПВ. Отметим, что дипольное приближение становится неприменимым для слишком малых межчастичных расстояний. Критерий применимости дипольного приближения зависит от поляризации ППП. Можно утверждать, что в случае поперечной поляризации дипольное приближение остается адекватным для весьма малых межчастичных расстояний (например, оно все еще применимо для отношения межцентрового расстояния к диаметру сферических частиц, равному $h/2b \approx 1.2$). Для продольной же поляризации дипольное приближение становится неприменимым уже при $h/2b \leq 1.4$. В этом случае следует учитывать мультиполи высших порядков [31]. В настоящей работе расчеты выполнены для таких параметров ОПВ, которые гарантируют применимость дипольного приближения с достаточной точностью.

Рассмотрим N одинаковых наночастиц, центры которых расположены в точках \mathbf{r}_n , где n=1,...,N. Дипольные моменты \mathbf{d}_n , наводимые на наночастицах и осциллирующие с частотой ω , связаны между собой и с внешним возбуждающим монохроматическим полем $\mathbf{E}_{\mathrm{inc}}(r)$ (временная зависимость $\exp(-i\omega t)$ далее во всех выражениях опущена) уравнением связанных диполей [12]:

$$\mathbf{d}_n = \alpha_n \left[\mathbf{E}_n + \sum_{m \neq n}^N G_{nm} \mathbf{d}_m \right]. \tag{3.1}$$

Здесь α_n – поляризуемость n-ной наночастицы; $\mathbf{E}_n = \mathbf{E}_{\mathrm{inc}}(\mathbf{r}_n)$ – внешнее поле в точке \mathbf{r}_n ; G_{nm} – тензор межчастичного взаимодействия (функция Грина для электрического поля в свободном пространстве). Функция Грина G_{nm} показывает электрическое поле в точке \mathbf{r}_n , созданное точечным диполем, расположенным в точке \mathbf{r}_m . Если $\mathbf{r}_{nm} = \mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m$ есть трансляционный вектор между двумя частицами с индексами n и m, то можно написать:

$$G_{nm} = k^{3} \left[A \left(k r_{nm} \right) \mathbb{I} + B \left(k r_{nm} \right) \frac{\mathbf{r}_{nm} \otimes \mathbf{r}_{nm}}{\mathbf{r}_{nm}^{2}} \right], \tag{3.2}$$

где \mathbb{I} – единичный тензор; символ \otimes означает тензорное произведение, а функции A(x) и B(x) задаются следующими формулами:

$$A(x) = (x^{-1} + ix^{-2} - x^{-3}) \exp(ix)$$

$$B(x) = (-x^{-1} - 3ix^{-2} + 3x^{-3}) \exp(ix)$$
(3.3)

3.1.2 Поляризуемость наносферы и наносфероида

Поляризуемость наночастицы сферической формы достаточно точно описывается выражением:

$$\alpha_n = (1/\alpha_{\rm LL} - 2ik^3/3)^{-1},$$
(3.4)

где $\alpha_{\rm LL}$ – квазистатическая поляризуемость; $k=|{\bf k}|=\sqrt{\varepsilon_h}\omega/c$ – волновое число в окружающей среде и $2ik^3/3$ – первая ненулевая излучательная поправка к мнимой части обратной квазистатической поляризуемости (учет этой поправки важен для обеспечения сохранения энергии в системе [146]). Квазистатическая же поляризуемость задается известной формулой Лоренц-Лорентца, а именно:

$$\alpha_{\rm LL} = b^3 \frac{\varepsilon - \varepsilon_h}{\varepsilon + 2\varepsilon_h},\tag{3.5}$$

где b – радиус сферы; ε и ε_h суть диэлектрические проницаемости материала частицы и окружающей среды, соответственно. При этом первая величина может быть комплексной, а вторая обычно предполагается чисто действительной.

Одним из важнейших факторов, реализация которого обещает кардинальное продвижение в улучшении волноводных свойств цепочек из плазмоннорезонансных наночастиц, является замена в цепочках частиц сферической формы на частицы в форме вытянутых или сплюснутых сфероидов [32, 43, 121]. В настоящей главе помимо цепочек из сферических частиц будем рассматривать цепочки, состоящие из вытянутых и сплюснутых сфероидов с большей и малой полуосями a и b соответственно. В этом случае соотношение полуосей и эксцентриситет каждого сфероида определяются следующими выражениями:

$$\xi = b/a \le 1 \; , \; e = \sqrt{1 - \xi^2} \; .$$
 (3.6)

Здесь $b \le a$ (равенство выполняется в случае сферических наночастиц).

Тензор поляризуемости n-ного наносфероида может быть записан в виде:

$$\alpha_n = \alpha_{\perp} \mathbb{I} + (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \mathbf{u}_n \otimes \mathbf{u}_n, \tag{3.7}$$

где \mathbb{I} – единичный тензор; α_{\perp} и α_{\parallel} – главные значения тензора α_n для поляризаций, направленных ортогонально и коллинеарно оси симметрии сфероида; \mathbf{u}_n – единичный вектор, коллинеарный оси симметрии сфероида.

Первой ненулевой излучательной поправки к мнимой частиц обратной квазистатической поляризуемости (см. формулу (3.4)) может быть недостаточно для адекватного описания поляризуемости несферических наночастиц. В этом случае необходимо использовать динамические поправки второго порядка $O(k^2)$ [147], вклад которых имеет существенную роль в описании оптических свойств сфероидальных наночастиц. Таким образом, главные значения тензора поляризуемости будут определяться следующими известными выражениями:

$$\frac{1}{\alpha_{\parallel,\perp}} = \frac{3\xi^p}{b^3} \left(\nu_{\parallel,\perp} + \frac{1}{\varepsilon - 1} \right) - \frac{k^2}{b} \beta_{\parallel,\perp} - \frac{2ik^3}{3} , \qquad (3.8)$$

где p=1 для вытянутых сфероидов, p=2 для сплюснутых сфероидов, $\nu_{\parallel,\perp}$ – статические деполяризующие факторы, $k^2\beta_{\parallel,\perp}/b$ – динамические поправки второго порядка (по k) к обратной поляризуемости [147]. Обратим внимание на то, что поправки первого порядка O(k) отсутствуют в (3.8).

Статические деполяризующие факторы определяются следующими выражениями в случае вытянутых сфероидов:

$$\nu_{\parallel} = g^2(e) \left[\frac{1}{2e} \ln \frac{1+e}{1-e} - 1 \right] , \quad \nu_{\perp} = \frac{1-\nu_{\parallel}}{2} ,$$
(3.9)

и для сплюснутых сфероидов:

$$\nu_{\perp} = \frac{g(e)}{2e^2} \left[\frac{\pi}{2} - \arctan(g(e)) \right] - \frac{g^2(e)}{2} , \quad \nu_{\parallel} = 1 - 2\nu_{\perp} .$$
(3.10)

Здесь

$$g(e) = \sqrt{1/e^2 - 1} = \xi/\sqrt{1 - \xi^2}$$
 (3.11)

Как для вытянутых, так и для сплюснутых сфероидов имеет место равенство $\nu_{\parallel} + 2\nu_{\perp} = 1$. Напомним, что в случае сферических частиц $\nu_{\parallel} = \nu_{\perp} = 1/3$. В соответствии с работой [147], динамические поправки второго порядка определяются следующим образом:

И

$$eta_{\perp} = -rac{eta_{\parallel}}{2} + rac{3\xi}{2e} egin{dcases} rac{1}{2} \ln rac{1+e}{1-e} & ext{(вытянутые)} \\ & & & ext{.} \\ \arcsin(e) & ext{(сплюснутые)} \end{cases}$$

В последней формуле необходимо использовать соответствующие выражения для β_{\parallel} из (3.12) для соответствующей формы сфероида.

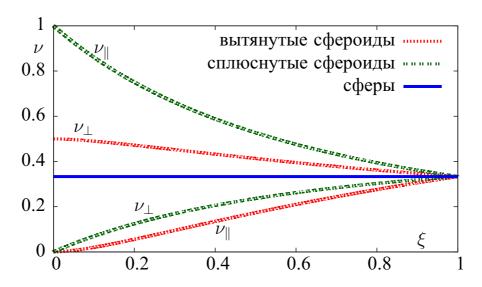


Рисунок 3.1: Факторы деполяризации ν , соответствующие поляризации электрического поля, направленной ортогонально \bot и коллинеарно \parallel осям симметрии сфероидов, а также для сфер $(\nu_{\bot} = \nu_{\parallel} = 1/3)$.

Проанализируем формулы (3.9) и (3.10). На рисунке (3.1) изображена зависимость факторов деполяризации ν от соотношения полуосей сфероидов ξ . Видно, что в случае поляризации, направленной вдоль большей оси как вытянутых, так и сплюснутых сфероидов, значения ν существенно меньше соответствующих значений деполяризующего фактора для сферических наночастиц ($\nu=1/3$), осо-

бенно при малых значениях ξ . Это означает, что в цепочках, состоящих из сильно сплюснутых или сильно вытянутых сфероидов, деполяризующее электрическое поле, наводимое на наночастицах, будет слабым, а значит ППП будет распространяться с большей эффективностью, чем в случае ОПВ из сферических наночастиц. Данная особенность является одной из важнейших предпосылок для изучения оптических свойств ОПВ, состоящих из сфероидальных наночастиц.

3.1.3 Диэлектрическая проницаемость серебряных наночастиц

В настоящей главе использовались две различные модели, описывающие частотную зависимость диэлектрической проницаемости серебра. Во-первых, модель, принимающая во внимание экспериментальные данные для ε [148], и, вовторых, формула Друде, являющаяся общепризнанным стандартом описания диэлектрической проницаемости металлов в плазмонике.

Как известно, вследствие квантовых эффектов конечного размера [149–152], диэлектрическая проницаемость наночастиц отличается от табличных значений, полученных обычно для макроскопических образцов. Помимо этого, необходимо учитывать вклад свободных электронов, а также межзонные переходы и дополнительные резонансы, имеющиеся, по всей видимости, в микроволновой области и имеющие отношения к возбуждению фононов в кристаллической решетке серебра. В этой ситуации для учета конечно-размерных эффектов можно воспользоваться методом, предложенным в работе [153], а именно записать:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{tab}} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma(b)\omega},\tag{3.14}$$

где $\varepsilon_{\rm tab}$ – экспериментальные значения диэлектрической проницаемости для серебра [148]; ω_p – плазменная частота; γ – друдевская константа релаксации электронов для макрообразца (для серебра $\omega_p/\gamma=526.3$). Дополнительные потери, обусловленные столкновением электронов с поверхностью наночастицы, учитываются в поправке к константе затухания [152]:

$$\gamma(b) = \gamma \left(1 + \frac{\ell_{\text{free}}}{b} \right). \tag{3.15}$$

Здесь $\ell_{\rm free}$ — длина свободного пробега электронов (для серебра $\ell_{\rm free}$ \approx 52нм [154]). Учет экспериментальных данных и конечно-размерных эффектов является доминирующим фактором, определяющим полосу пропускания коротких ОПВ.

Однако для исследования дисперсионных свойств коротких ОПВ будет использована формула Друде, являющаяся весьма точной для серебра в видимом и ИК диапазонах, которые и будут рассмотрены в настоящей главе. В этом случае комплексная диэлектрическая проницаемость наночастиц ε может быть описана следующим выражением:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \,, \tag{3.16}$$

где ε_0 – поправка, возникающая из-за вклада межзонных переходов (для серебра $\varepsilon_0=5.0$).

3.1.4 Спектры экстинкции цепочек наночастиц

Для расчета спектра экстинкции ОПВ возьмем внешнее поле в виде плоской волны $\mathbf{E}_n = \mathbf{A} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_n)$, где \mathbf{A} – векторная амплитуда плоской волны. Сечение экстинкции для ОПВ задается известной формулой [99]:

$$\sigma_e = \frac{4\pi k}{|\mathbf{A}|^2} \operatorname{Im} \sum_{n=1}^{N} \mathbf{d}_n \mathbf{E}^* \left(\mathbf{r}_n \right), \qquad (3.17)$$

при этом сечения экстинкции, рассеяния и поглощения связаны соотношением $\sigma_e = \sigma_s + \sigma_a$. В силу незначительного вклада в экстинкцию фактора рассеяния в исследуемых нами цепочечных структурах спектры экстинкции можно считать спектрами плазмонного поглощения в исследуемом диапазоне длин волн. В свою очередь эффективность экстинкции

$$Q_e = \frac{\sigma_e}{N\pi b^2} \tag{3.18}$$

является безразмерной характеристикой, определяющей полосу плазмонного поглощения цепочечных структур из наночастиц серебра сферической формы.

3.1.5 Трансмиссионные свойства ОПВ

Предположим, что ППП возбуждается в определенной точке пространства (допустим, n=m) посредством ближнепольного оптического зонда [29]. В таком случае внешнее поле, независимо от формы фронта электромагнитной волны, может быть определено как $\mathbf{E}_n = \mathbf{A}\delta_{nm}$. Строго говоря, поле любого ближнепольного зонда отлично от нуля во всех точках пространства и приведенная формула не является точной. Однако данное приближение физически обосновано в силу кубического пространственного затухания электрического поля, создаваемого диполем. В таком случае, в соответствии с терминологией [16,124], решение уравнения (3.1) с правой частью $\mathbf{E}_n = \mathbf{A}\delta_{nm}$ можно записать как $\mathbf{d}_n = \mathcal{D}_{nm}\mathbf{A}$, где \mathcal{D}_{nm} – функция Грина для цепочки. Отметим, что для строго линейных ОПВ тензор \mathcal{D}_{nm} является строго диагональным. Однако для объектов, рассмотренных в настоящей главе, это не так. Тем не менее, все компоненты \mathcal{D}_{nm} можно найти численным решением уравнения (3.1), используя различные поляризации возбуждающего излучения (различные направления вектора \mathbf{A}).

Для описания распространения оптического сигнала, возбуждаемого внешним электрическим полем на первой (крайней) частице цепочки (m=1), воспользуемся нормированной функцией Грина [29]:

$$\mathcal{F}_n = \frac{|\mathcal{D}_{n1}\mathbf{A}|}{|\mathcal{D}_{11}\mathbf{A}|}. (3.19)$$

Данный параметр характеризует степень затухания возбуждения на n-ой (промежуточной) частице цепочки по сравнению с исходной (m=1) частицей. Помимо этого, мы будем говорить о функции $\mathcal{F}_N(\lambda)$ (n=N) как о спектре трансмиссии ОПВ.

Отметим также, что функцию \mathcal{F}_n невозможно непосредственно измерить в экспериментальных условиях, потому что любое поле внешнего возбуждающего источника не может быть строго локализовано на первой частице цепочки. Тем не менее, мы удостоверились, что значения \mathcal{F}_n близки к наблюдаемой в эксперименте величине $|\mathbf{d}_n|/|\mathbf{d}_1|$, где \mathbf{d}_n является решением (3.1) с более реалистичной моделью внешнего возбуждения в пределах ближнего поля. Нами были проведены соответствующие расчеты, и было показано, что функция \mathcal{F}_n незначительным образом отличается от $|\mathbf{d}_n|/|\mathbf{d}_1|$ в случае использования в правой

части уравнения (3.1) поля излучающего диполя \mathbf{E}_n , помещенного в непосредственной близости (то есть на расстоянии $\sim h$) от первой частицы цепочки.

3.1.6 Дискретные дисперсионные соотношения линейных ОПВ

В настоящей главе дисперсионные характеристики будут исследованы лишь для линейных конфигураций цепочек, состоящих из наночастиц различной формы, центры которых расположены вдоль оси Y в точках $y_n=nh$, где h – период цепочки.

Уравнение (3.1) можно упростить, если принять во внимание некоторые соображения симметрии. Будем рассматривать дисперсионные соотношения линейных цепочек, состоящих из наночастиц (как сферической, так и сфероидальной), одинаковым образом ориентированных в пространстве: одна из главных осей любого сфероида параллельна цепочке. В этом случае ППП, поляризованные перпендикулярно и параллельно цепочке, не взаимодействуют друг с другом (что верно и в случае сферических наночастиц). Соответственно, векторное уравнение (3.1) можно разложить на три независимых скалярных уравнения. Каждая скалярная подсистема содержит соответствующие главные значения тензора поляризуемости α_n . В дальнейшем мы будем исследовать ППП с различной поляризацией, каждый из которых характеризуется набором комплексных скалярных амплитуд d_n .

В соответствии с общепринятым стандартным подходом определим дисперсионные соотношения путем поиска нетривиальных решений однородного уравнения связанных диполей, то есть при $\mathbf{E}_n=0$. В отсутствии внешнего поля и при заданной поляризации ППП уравнение (3.1) принимает вид:

$$d_n = \alpha_n \sum_{m=1}^{N} (1 - \delta_{nm}) G_{nm} d_m.$$
 (3.20)

Здесь G_{nm} – диагональный элемент тензора Грина для электрического поля в вакууме (3.2) (см. также [12,29,32]). Однородная система из N уравнений (3.20) имеет нетривиальное решение тогда и только тогда, когда определитель основ-

ной матрицы системы равен нулю:

$$det[M(\omega)] = 0 , (3.21)$$

где элементы матрицы $M(\omega)$ определяются следующим выражением:

$$M_{nm}(\omega) = \delta_{nm} - (1 - \delta_{nm})\alpha_n G_{nm}.$$
 (3.22)

Комплексные корни Ω_k (3.21) являются частотами собственных колебаний [99, 155]. Отметим, что если Ω_k – частота собственных колебаний, то $-\Omega_k^*$ – также частота собственных колебаний, с учетом того, что были использованы соответствующие выражения для α_n и G_{nm} . Далее, из физических соображений становится очевидным, что в системах без усиления все собственные частоты удовлетворяют условию $\text{Re}(\Omega_k)\text{Im}(\Omega_k) < 0$ (или, аналогично, $\text{Im}(\Omega_k^2) < 0$). Иными словами, колебания с положительными частотами затухают со временем [29, 30, 121].

В общем случае уравнение (3.21) является трансцендентным и имеет бесконечное число корней, даже если цепочка состоит из конечного числа наночастиц. При использовании формулы Друде для диэлектрической проницаемости металла (что и было сделано в настоящей главе) и квазистатического приближения для функции Грина уравнение (3.21) преобразуется в алгебраическое уравнение, имеющее ровно 2N корней (с учетом вырождения, отмеченного выше). Однако в настоящей главе квазистатическое приближение не используется. Следовательно, число корней бесконечно, и в этом случае нами будет использован особый алгоритм поиска корней (который будет описан ниже) для определения первых N натуральных частот с $\mathrm{Re}(\Omega_k)>0$ и наименьшими значениями $-\mathrm{Im}(\Omega_k)>0$. Установлено, что для цепочек, исследованных в данной главе, собственные частоты, не принадлежащие этому конечному интервалу, имеют очень большие значения $-\mathrm{Im}(\Omega_k)$, и соответствующие собственные моды колебаний характеризуются крайне малым временем жизни. Такие собственные моды колебаний с трудом могут быть обнаружены в реальном эксперименте.

Определение собственных частот Ω_k осуществлялось следующим образом. Во-первых, производится вычисление определителя $|\det[M(\omega)]|$ для такого набора частот ω , который образует прямоугольную сетку в комплексной плоскости, то есть для $\omega = \omega_{nm} = (n+im)\Delta$, где $i=\sqrt{-1}$, Δ – период сетки и n,m –

целые числа. Затем определяются локальные минимумы вышеуказанной функции. Под локальным минимумом здесь понимаются такие частоты, при которых $|\det[M(\omega_{nm})]|<|\det[M(\omega_{n'm'})]|$ в 8 соседних точках (n'm'). Далее производится выборка первых N локальных минимумов Ω_k , расположенных в правой полуплоскости с наименьшими значениями $-\mathrm{Im}(\Omega_k)$. Затем производится пересчет значений $|\det[M(\omega)]|$ для мелкой сетки вокруг каждого локального минимума до тех пор, пока условие $\det[M(\Omega_k)]=0$ не будет выполняться с заданной точностью.

С помощью вышеописанного алгоритма вычисляется набор комплексных собственных частот Ω_k , где $k=1,\ldots,N$. Для определения дисперсионных соотношений мы используем подход, описанный в работе [30]. А именно, вычисляем действительное волновое число q_k , соответствующее собственной частоте Ω_k , с помощью следующего выражения:

$$q_k = \frac{(N-2)m_k + 1\pi}{N(N-1)}, \tag{3.23}$$

где m_k – индекс k-й моды колебаний. Для вычисления m_k необходимо в первую очередь определить собственные векторы, соответствующие каждой собственной частоте. Порядок вычисления m_k описан ниже.

Рассмотрим собственные значения $\lambda_n^{(M)}(\omega)$ и собственные векторы $|x_n^{(M)}(\omega)\rangle$ матрицы $M(\omega)$, которые удовлетворяют уравнению на собственные значения относительно частоты:

$$M(\omega)|x_n^{(M)}(\omega)\rangle = \lambda_n^{(M)}(\omega)|x_n^{(M)}(\omega)\rangle. \tag{3.24}$$

Поскольку размерность матрицы $M(\omega)$ равна N, то существует не более N линейно-независимых собственных векторов $|x_n^{(M)}(\omega)\rangle$. На практике это число равно N, так как матрица $M(\omega)$ не является дефектной. Теперь рассмотрим эти величины при $\omega=\Omega_k$. Так как $\det[M(\Omega_k)]=0$, то по крайней мере одно из собственных чисел $\lambda_n^{(M)}(\Omega_k)$ равно нулю. Можно ожидать, что нулевые собственные значения не вырождаются, и мы подтвердили этот факт численно. Если мы расположим собственные значения в порядке возрастания, то

$$0 = \lambda_1^{(M)}(\Omega_k) < \lambda_2^{(M)}(\Omega_k) \le \ldots \le \lambda_N^{(M)}(\Omega_k) .$$

Собственные векторы, соответствующие нулевым собственным числам $|g_k\rangle \equiv |x_1^{(M)}(\Omega_k)\rangle$, называются волноводными модами. Для того, чтобы найти индекс моды m_k , определим количество смен знака функции $\mathrm{Re}\langle i|g_k\rangle$ от i. Здесь $i=1,\ldots,N$ обозначает компоненты собственного вектора. Индекс моды m_k определяется как единица плюс количество смен знака. На рисунке 3.2 приведен пример вычисления m_k для линейной цепочки из сферических наночастиц (параметры цепочки указаны в подписи к рисунку). Соответствующие зависимости для других параметров цепочки и других поляризаций ППП выглядят аналогичным образом и не представлены в настоящей диссертации.

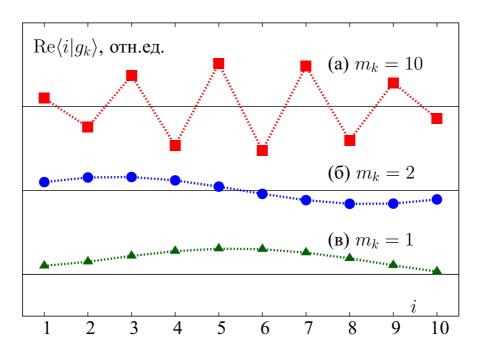


Рисунок 3.2: Волноводные моды для различных собственных частот Ω_k и различных соответствующих индексов мод m_k . Компоненты собственного вектора $\mathrm{Re}\langle i|g_k\rangle$ изображены как функция от i. Расчеты были выполнены для цепочки из N=10 сферических частиц радиуса 8нм с межцентровым расстоянием h=32нм и при продольной поляризации ППП. Изображенные моды соответствуют собственным частотам с действительными компонентами: а) $\mathrm{Re}(\Omega_k)\approx 0.3827\omega_p$; б) $\mathrm{Re}(\Omega_k)\approx 0.3724\omega_p$; в) $\mathrm{Re}(\Omega_k)\approx 0.3710\omega_p$. Горизонтальные сплошные линии указывают на положение нулевой вертикальной оси для каждой моды. Пунктирные линии изображены для наглядности.

Отметим, что пунктирные линии, соединяющие символы на рисунке 3.2, показаны для наглядности – промежуточные значения изображенной функции не имеют физический смысл. Однако дискретный набор точек, представленный на рисунке, может быть интерполирован гладкой функцией $\cos(qz+\phi)$, где ϕ – фазовый сдвиг в точках $z_i=hi$. Очевидно, что это определение не является в полной мере точным из-за потери трансляционной инвариантности в конечных цепочках в силу эффектов рассеяния и отражения от концов цепочки. Однако в рассматриваемом случае существуют такие значения q, находящиеся достаточно далеко от концов цепочки, для которых дискретные точки интерполируются гладкой функцией с хорошей точностью. Данный факт обусловливает использование индексов моды для определения волновых чисел q_k волноводных мод. Представленный метод становится более точным при увеличении числа частиц в цепочке.

С помощью вышеописанного алгоритма можно вычислить волновое число q_k для каждой собственной частоты Ω_k . Упорядоченные пары (q_k, Ω_k) и определяют дискретные дисперсионные соотношения для данной конкретной цепочки из наночастиц. Отметим, что метод вычисления дисперсионных кривых, описанный в настоящей главе, есть дискретная версия комплексного- ω подхода, представленного в работе [84]. Согласно этому подходу, комплексная частота Ω определяется для каждого действительного волнового вектора q.

3.1.7 Распространение волновых пакетов в линейных ОПВ

В настоящей главе электромагнитное взаимодействие частиц описывается уравнением связанных диполей (3.1), в котором все физические величины являются функциями частоты ω . Однако для описания распространения волновых пакетов вдоль ОПВ требуется Фурье-преобразование решений, зависящих от частоты, в функции времени. Для любой функции частоты $f(\omega)$ имеем:

$$f(t) = \int f(\omega) \exp(-i\omega t) \frac{d\omega}{2\pi} . \tag{3.25}$$

Таким образом, представляется возможным получение функциональной зависимости d=d(t) для известных $d(\omega)$, полученных при решении уравнения связанных диполей (3.1).

3.2 Результаты и их обсуждение

3.2.1 Спектральные и трансмиссионные характеристики коротких ОПВ с различной геометрией из сферических наночастиц

Геометрия ОПВ, использованных в численных расчетах, изображена на рисунке 3.3. Рассмотрены однодорожечные (прямые, изогнутые и в виде уголка) и двухдорожечные ОПВ из 11 и 22 наночастиц соответственно. Каждая сферическая частица имеет радиус b=8нм, а расстояние между центрами ближайших соседей, h, может варьироваться от 24 до 32 нм. В случае минимального значения h=24нм дипольное приближение заведомо выполняется для всех поляриза-

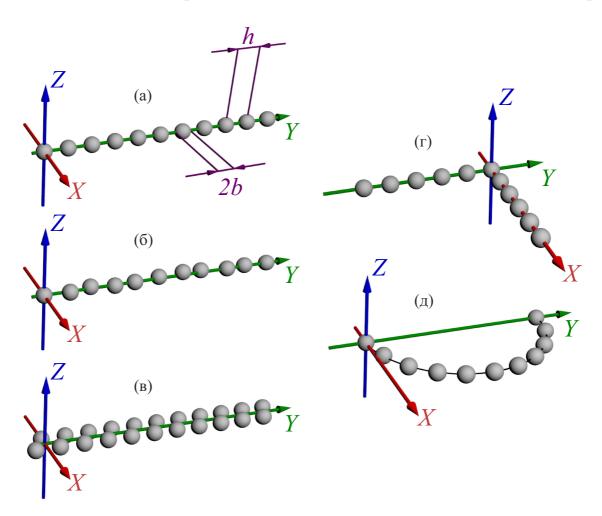


Рисунок 3.3: Схематическая иллюстрация геометрии образцов ОПВ, использованных в численных расчетах: (а) — эквидистантная однодорожечная цепочка; (б) — квазиупорядоченная однодорожечная цепочка; (в) — эквидистантная упорядоченная двухдорожечная цепочка; (г) — эквидистантная упорядоченная цепочка в виде уголка; (д) — эквидистантная упорядоченная цепочка в виде полуокружности. Рисунок в масштабе.

ций. При моделировании двухдорожечных ОПВ (рисунок 3.3в), в соответствии с результатами работы [156] (см. главу 2), ближайшие соседи помещались в вершинах равносторонних треугольников со стороной h.

Для прямых однодорожечных ОПВ вводилась разупорядоченность, характерная для численных расчетов процесса синтеза цепочки [156] (см. главу 2). Степень дефектности ОПВ, изображенного на рисунке 3.3б, можно определить выражением (2.13). В случае квазиупорядоченных цепочек степень дефектности составляет порядка $\zeta \approx 0.1$.

ОПВ в виде уголка (рисунок 3.3г) и в виде полуокружности (рисунок 3.3д) состоят из 11 наночастиц каждый. При этом для полуокружности межцентровое расстояние, измеренное напрямую, составляет около 99.5% от межцентрового расстояния h, измеренного вдоль наношаблона.

В качестве окружающей среды принимается вода с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_h=1.78$ (без учета дисперсии), что близко по значению к диэлектрической проницаемости полимерного адсорбционного слоя частиц [156].

Перейдем к сравнению спектральных зависимостей величины \mathcal{F}_N , определенной в уравнении (3.19) и спектров плазмонного поглощения (зависимость эффективности экстинкции Q_e (3.18) от длины волны внешнего излучения λ). Отметим, что спектр трансмиссии характеризует затухание оптического возбуждения в ОПВ в результате омических потерь, а также потерь на излучение. Последние отсутствуют в строго периодических линейных цепочках, но могут иметь место в области изгиба, при наличии дефектов и на концах цепочки, где периодичность нарушается.

Следует отметить, что в общем случае спектры плазмонного поглощения ОПВ зависят не только от поляризации внешнего излучения (направления вектора ${\bf A}$), но и от направления волнового вектора ${\bf k}$. Из рисунка ${\bf 3.4a}$ видно, что наиболее сильная зависимость спектров плазмонного поглощения двухдорожечного ОПВ от направления волнового вектора ${\bf k}$ проявляется при поляризации, направленной вдоль оси ${\bf Z}$. В то время как при поляризации, направленной вдоль оси ${\bf X}$ или ${\bf Y}$, соответствующие спектры данной зависимости практически не испытывают. Аналогичные тенденции наблюдаются и для однодорожечных ОПВ (данные не приводятся). Для ОПВ в виде полуокружности (рисунок ${\bf 3.46}$) наблюдается слабая зависимость спектров плазмонного поглощения от направления волнового вектора ${\bf k}$ при поляризации, направленной вдоль осей ${\bf X}$, ${\bf Y}$ или

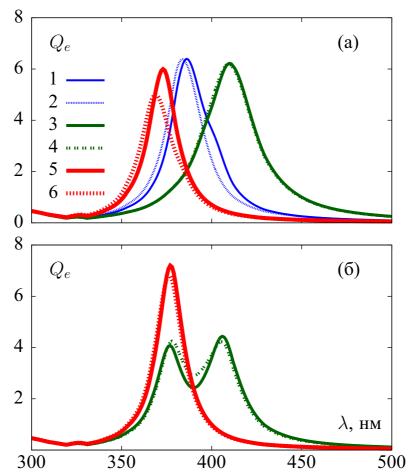


Рисунок 3.4: Спектры экстинкции для упорядоченных ОПВ (h=24нм) в виде двухдорожечной цепочки (а) и в виде полуокружности (б) при различной поляризации внешнего излучения (различных направлениях вектора \mathbf{A}) и различных направлениях волнового вектора \mathbf{k} : 1 – $\mathbf{A} \parallel OX$ и $\mathbf{k} \parallel OY$; 2 – $\mathbf{A} \parallel OX$ и $\mathbf{k} \parallel OZ$; 3 – $\mathbf{A} \parallel OY$ и $\mathbf{k} \parallel OZ$; 4 – $\mathbf{A} \parallel OY$ и $\mathbf{k} \parallel OX$; 5 – $\mathbf{A} \parallel OZ$ и $\mathbf{k} \parallel OY$; 6 – $\mathbf{A} \parallel OZ$ и $\mathbf{k} \parallel OX$.

Z (спектры плазмонного поглощения при поляризации, направленной вдоль оси X, не приводятся на данном рисунке для удобства читателя). Последнее справедливо и в случае ОПВ в виде уголка (данные не приводятся). В дальнейшем для определенности будем рассматривать спектры плазмонного поглощения при $\mathbf{k} \parallel OZ$ для поляризации, лежащей в плоскости цепочки (плоскости XOY) и $\mathbf{k} \parallel OY$ для $\mathbf{A} \parallel OZ$.

На рисунках 3.5а и 3.56 представлены спектры трансмиссии упорядоченных и разупорядоченных однодорожечных линейных ОПВ с различным межцентровым расстоянием h и при различной поляризации внешнего излучения. Из зависимостей видно, что наиболее эффективное распространение ППП наблюдается в цепочках с наименьшим межцентровым расстоянием (h=24нм) и при продольной поляризации (направленной вдоль оси Y). При этом длины волн, на которых ППП испытывает наименьшее затухание ($\mathcal{F}_N \approx 5 \times 10^{-2}$), лежат в интервале $\lambda=395\div405$ нм. С увеличением межцентрового расстояния

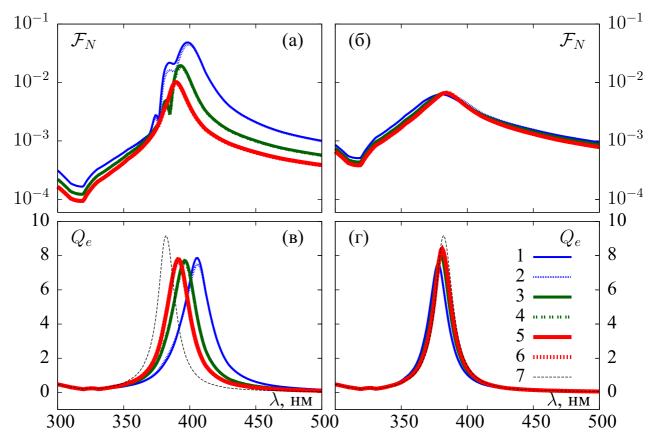


Рисунок 3.5: Спектры трансмиссии (а,б) и экстинкции (в,г) для упорядоченных (сплошная линия) и разупорядоченных (пунктирная линия) однодорожечных ОПВ при продольной (а,в) и поперечной (б,г) поляризации внешнего излучения. Расчеты выполнены при различных значениях межцентрового расстояния h: 1,2 – 24 нм; 3,4 – 28 нм; 5,6 – 32 нм. Для сравнения представлен спектр плазмонного поглощения изолированной частицы (7).

наблюдается уменьшение максимального значения \mathcal{F}_N . Для цепочек с h=28нм и h=32нм имеем $\max_{\lambda}(\mathcal{F}_N)\approx 2\times 10^{-2}$ и $\max_{\lambda}(\mathcal{F}_N)\approx 10^{-2}$, соответственно. В случае же поперечной (направленной вдоль оси Z) поляризации при увеличении межцентрового расстояния спектральная зависимость \mathcal{F}_N остается практически неизменной и принимает значения в пределах $\max_{\lambda}(\mathcal{F}_N)\approx (6.4\div 6.7)\times 10^{-3}$. Кроме того, из рисунка видно, что для рассматриваемых ОПВ разупорядочение слабо влияет на спектры трансмиссии. Влияние разупорядоченности в большей степени проявляется при продольной поляризации и при малых межцентровых расстояниях, однако и в этом случае оно остается незначительным. Этот результат находится в согласии с результатами работы [29].

На рисунках 3.5в и 3.5г для сравнения показаны спектры экстинкции для тех же ОПВ, что использовались для расчета кривых на рисунках 3.5а и 3.5б. Из рисунка видно, что пики в спектрах экстинкции и спектрах трансмиссии коррелированы, но не совпадают. Несовпадение пиков обусловлено тем, что при вычислении спектров экстинкции внешнее поле возбуждает всю цепочку, в то

время как при вычислении \mathcal{F}_N внешнее поле возбуждает лишь крайнюю частицу в цепочке. Таким образом, правая часть в уравнениях связанных диполей (3.1) в этих двух случаях разная, что приводит к разным силам осциллятора для имеющихся в системе оптических резонансов. Кроме того, формула (3.17) подразумевает вычисление мнимой части, а формула (3.19) — абсолютного значения, что тоже может привести к различным спектральным зависимостям. Сами же резонансные длины волн от типа возбуждения, разумеется, не зависят. Отметим также, что с увеличением межцентрового расстояния h положения максимумов в спектрах плазмонного поглощения приближаются к максимуму спектра изолированной частицы. В силу того, что спектральные свойства квазиупорядоченных ОПВ незначительно отличаются от соответствующих свойств упорядоченных ОПВ, далее будем рассматривать лишь строго эквидистантные упорядоченные ОПВ различных конфигураций. Кроме того, на рисунках 3.6—3.8 для сравнения приводятся спектры экстинкции и трансмиссии (для поперечной и продольной

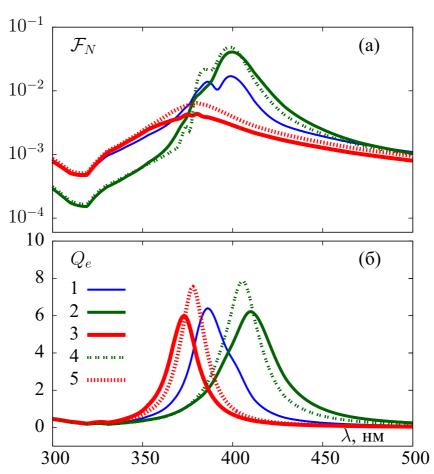


Рисунок 3.6: Спектры трансмиссии (а) и экстинкции (б) при различной поляризации внешнего излучения для упорядоченного (h=24нм) двухдорожечного ОПВ: 1 – вдоль оси X; 2 – вдоль оси Y; 3 – вдоль оси Z, и упорядоченного однодорожечного (h=24нм) ОПВ: 4 – вдоль оси Y; 5 – вдоль оси Z.

поляризаций) идеальных прямых однодорожечных цепочек как ОПВ с наилучшими трансмиссионными характеристиками.

На рисунке 3.6 представлены спектры трансмиссии (а) и спектры плазмонного поглощения (б) двухдорожечных ОПВ при трех различных поляризациях внешнего поля, направленных вдоль каждой из осей координат (см. рисунок 3.3). Видно, что при поляризации, направленной вдоль оси Y, как спектры трансмиссии, так и спектры плазмонного поглощения однодорожечных и двухдорожечных ОПВ практически не отличаются друг от друга. При этом ППП в двухдорожечных ОПВ распространяется практически так же эффективно и на тех же длинах волн, что и в однодорожечных ОПВ с тем же межцентровым расстоянием. При поляризациях, направленных вдоль осей X и Z в спектральных свойствах наблюдаются различия, обусловленные тем, что при таких поляризациях внешнего поля вклад второй дорожки в двухдорожечных ОПВ в спектральные характеристики становится существенным.

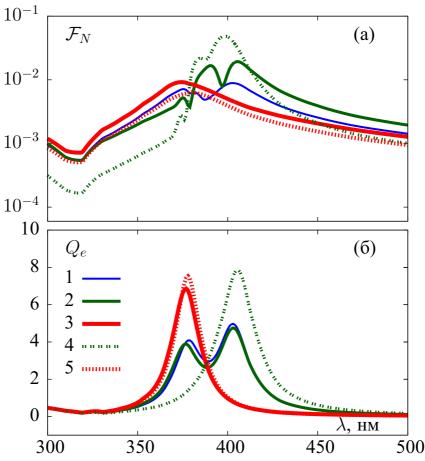


Рисунок 3.7: Спектры трансмиссии (а) и экстинкции (б) при различной поляризации внешнего излучения для упорядоченного (h=24нм) ОПВ в виде уголка: 1- вдоль оси X; 2- вдоль оси Y; 3- вдоль оси Z, и упорядоченного однодорожечного (h=24нм) ОПВ: 4- вдоль оси Y; 5- вдоль оси Z.

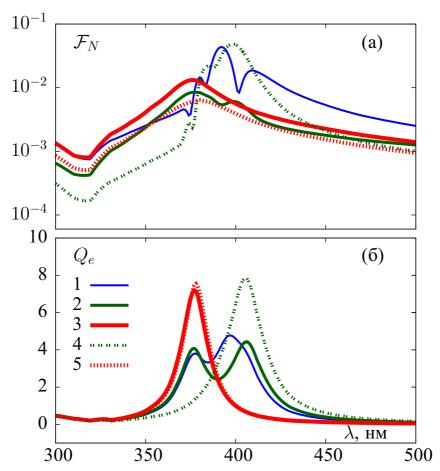


Рисунок 3.8: Спектры трансмиссии (а) и экстинкции (б) при различной поляризации внешнего излучения для упорядоченного (h=24нм) ОПВ в виде полуокружности: 1 – вдоль оси X; 2 – вдоль оси Y; 3 – вдоль оси Z, и упорядоченного однодорожечного (h=24нм) ОПВ: 4 – вдоль оси Y; 5 – вдоль оси Z.

Спектры ОПВ в виде уголка (см. рисунок 3.3г) при различной поляризации внешнего излучения показаны на рисунке 3.7. Как видно из рисунка, при поляризациях излучения, направленных вдоль осей X и Y, спектры цепочки в целом имеют два максимума и являются приблизительно суммой спектров составных её частей, представляющих однодорожечные ОПВ. Действительно, при таких поляризациях внешнего излучения одна часть цепочки направлена коллинеарно плоскости поляризации, а другая — ортогонально. В случае же поляризации, направленной вдоль оси Z, максимумы спектра цепочки в целом, и ее составных частей практически совпадают со спектром однодорожечной цепочки (рисунок 3.7б). Помимо этого, обнаружено, что наиболее эффективное распространение ППП в таких ОПВ возможно при поляризации, направленной вдоль оси Y (рисунок 3.7а) на двух длинах волн: 391нм и 405нм. При этом $\max_{\lambda}(\mathcal{F}_N) \approx 2 \times 10^{-2}$. В случае такой поляризации в центре уголка (на угловой частице) происходит изменение поляризации ППП и появление компоненты

поляризации, направленной параллельно ортогональному фрагменту уголка. Появление поперечной компоненты поляризации обеспечивает в такой невыгодной геометрии ОПВ всего лишь в 2.5 раза меньшую эффективность распространения сигнала, чем в случае идеального однодорожечного ОПВ.

Аналогичные тенденции для спектров плазмонного поглощения также характерны и для ОПВ в виде полуокружности (см. рисунок 3.3д). Из рисунка 3.86 видно, что при поляризации внешнего излучения, направленной вдоль оси Z, спектр плазмонного поглощения имеет один максимум, который совпадает с максимумом спектра эквидистантной однодорожечной цепочки, в то время как при других поляризациях (направленных вдоль осей X и Y) – два максимума, наличие которых обусловлено двумерной геометрией ОПВ в плоскости XOY. Отличительной особенностью распространения ППП в подобной цепочке (при поляризации, направленной вдоль оси X) является возможность передачи энергии плазмонного возбуждения с незначительно большими потерями ($\mathcal{F}_N \approx 4 \times 10^{-2}$), чем в случае идеального однодорожечного ОПВ (рисунок 3.8а). Это объясняется изменением поляризации ППП при его распространении вдоль цепочки. Отметим также, что и при поляризации, перпендикулярной плоскости ОПВ в виде полуокружности, наблюдается приблизительно в два раза более эффективное распространение ППП, чем в случае такой же поляризации внешнего излучения, но для однодорожечного ОПВ.

3.2.2 Дисперсионные соотношения коротких линейных ОПВ. Влияние формы наночастиц на волноводные свойства ОПВ

В качестве объектов исследования рассмотрим плазмонные цепочки, состоящие из сплюснутых и вытянутых сфероидов (включая частный случай сфер) с разными соотношениями полуосей $\xi = b/a$, где b и a – это малая и большая полуоси. В случае вытянутых сфероидов их оси симметрии (большие оси) ориентированы перпендикулярно цепочке вдоль оси Z (см. рисунок 3.9). В случае сплюснутых сфероидов оси симметрии (малые оси) ориентированы параллельно цепочке вдоль оси Y. Длина малых полуосей сфероидов (радиус в случае сфер) принимается равной b=8нм. Длина больших полуосей (во всех случаях ориентированных перпендикулярно цепочке) варьируется от a=8нм (в случае

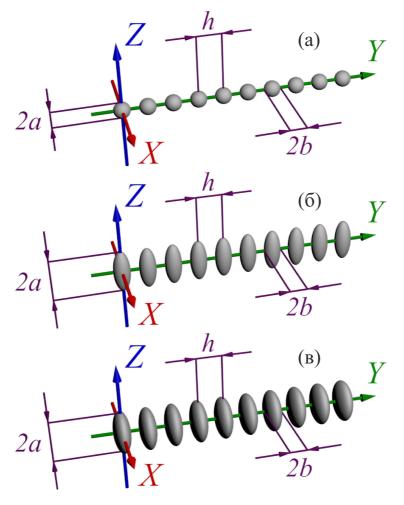


Рисунок 3.9: Схематическое изображение коротких прямолинейных ОПВ, состоящих из N=10: а) сфер; б) вытянутых сфероидов; в) сплюснутых сфероидов. – большая полуось; b – малая полуось; h – межцентровое расстояние. Рисунок в масштабе.

сфер) до a=20нм. Последний случай соответствует сфероидам с соотношением полуосей $\xi=b/a=0.4$. В силу того, что слабое разупорядочение не оказывает существенного влияния на оптические свойства нановолноводов [29, 52, 53], будем рассматривать лишь упорядоченные эквидистантные цепочки. При этом межцентровое расстояние между соседними наночастицами в цепочке в большинстве случаев принимается равным h=24нм. Однако в одном из случаев h изменяется в пределах от 24нм до 32нм для иллюстрации влияния электромагнитного взаимодействия между частицами на дисперсионные соотношения. Число наночастиц в цепочке в большинстве случаев принимается равным N=10.

Остановимся более подробно на геометрии рассматриваемой задачи. Полагаем, что во всех случаях большая ось сфероидов перпендикулярна цепочке. Очевидно, что в случае сплюснутых сфероидов цепочка обладает цилиндрической симметрией. В результате все ортогональные цепочке поляризации ППП являются эквивалентными. Однако в случае вытянутых сфероидов это не так в

силу отсутствия цилиндрической симметрии. В этом случае мы будем рассматривать только ту поперечную поляризацию, которая сонаправлена с большей осью сфероидов, то есть коллинеарна оси \mathbb{Z} .

На рисунке 3.10 изображены дисперсионные соотношения, а также групповые скорости, определяемые здесь как $v_g = \partial \mathrm{Re}(\Omega)/\partial q$, для цепочек из сферических наночастиц (a=b=8нм) с различными значениями межцентрового расстояния h. Отметим, что данное определение групповой скорости имеет место лишь при достаточно малых значениях $-\mathrm{Im}(\Omega)$. На этом же рисунке изображены непрерывные дисперсионные кривые для бесконечных цепочек, вычисленные по аналогии с работой [32]. Отметим, что в данном методе вычисляются действительные дисперсионные соотношения для идеального (без учёта омических потерь) металла, то есть при равенстве нулю постоянной релаксации γ в формуле Друде (3.16). Однако недавно было обнаружено, что такой подход не всегда

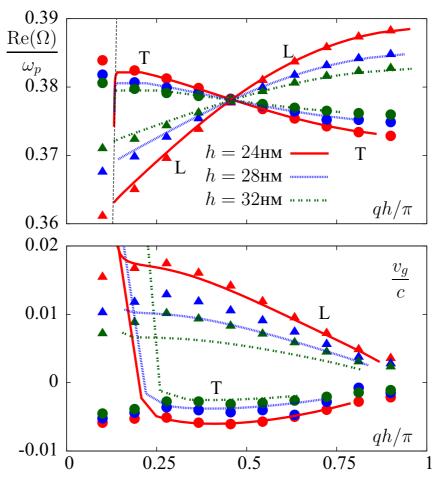


Рисунок 3.10: Дисперсионные соотношения (сверху) и групповые скорости (снизу) для цепочки из N=10 сферических наночастиц радиуса 8нм для поперечной (Т, круги) и продольной (L, треугольники) поляризации. Точками представлены дискретные дисперсионные кривые для конечных цепочек. Линиями представлены соответствующие кривые для бесконечных цепочек. Расчеты выполнены для различных значений межцентрового расстояния h. Наклонная пунктирная прямая – световая линия $\mathrm{Re}(\Omega)=qc$.

точен при учёте реалистичных потерь [84]. Из рисунка 3.10 видно, что дискретные и непрерывные дисперсионные соотношения находятся в качественном согласии с наиболее выраженным различием вблизи световой линии $\mathrm{Re}(\Omega)=qc$. Данное расхождение является очевидным в силу того, что вблизи к световой линии существование ППП обусловливается конструктивной интерференцией большого числа частиц. В относительно коротких цепочках, рассматриваемых в настоящей главе, этот эффект отсутствует. Следует отметить, что качественное согласие между дискретными и непрерывными дисперсионными кривыми для цепочек, состоящих всего из 10 наночастиц, нельзя было предсказать заранее. Численное расхождение в большей степени обусловлено ограниченной длиной ОПВ, а не омическими потерями в металле.

Важно отметить, что отрицательные значения групповых скоростей и отрицательный наклон дисперсионных кривых на рисунке 3.10 для поперечной поляризации не означают, что исследуемые цепочки являются аналогом сплошных сред с отрицательным показателем преломления. Причина заключается в том, что ОПВ из наночастиц являются сильно дискретными объектами, которые, вообще говоря, нельзя описывать эффективными параметрами, характеризующими свойства сплошных сред. Цепочку из наночастиц можно было бы рассматривать как аналог сплошной среды при выполнении условия qh << 1, то есть когда блоховская длина волны передаваемого возбуждения много больше периода цепочки.

Кроме того, если рассматривать цепочки из наночастиц в качестве аналога сплошной среды, то необходимо, чтобы зависимости диэлектрической проницаемости и показателя преломления от частоты были однозначными. Но в нашем случае на дисперсионных кривых одному и тому же значению частоты соответствуют две точки: одна в области отрицательного наклона кривой, другая – в области ее положительного наклона, но для меньших значений волнового вектора. Эта точка находится на той части кривой, в которой дисперсия положительная (сплошные линии на рисунке 3.10, соответствующие дисперсионным кривым для бесконечных цепочек).

Таким образом, для того, чтобы рассматривать цепочки из наночастиц как аналог сплошной среды, необходимо исследовать лишь ту небольшую область дисперсионной кривой, которая соответствует малым значениям q, и в этой части кривой групповые скорости положительные. Напомним также, что физический

смысл отрицательной групповой скорости заключается в антипараллельности волнового вектора ППП и групповой скорости его распространения.

В настоящей работе используются общепринятые характеристики волновых процессов в сплошных средах исключительно для качественного сравнения скорости распространения волновых пакетов в цепочках из плазмонных наночастиц различной формы (сферической и сфероидальных), а не для количественного описания передачи энергии оптического возбуждения по цепочке с помощью ППП.

Мнимые части собственных частот для цепочки из сферических частиц изображены на рисунке 3.11. Величина $-\mathrm{Im}(\Omega_k)$ характеризует степень затухания волноводных мод, обусловленную омическими и радиационными потерями. Вклад радиационных потерь в общее затухание может быть определен путем вычисления $-\mathrm{Im}(\Omega_k)$ для идеального (непоглощающего) металла, то есть при $\gamma=0$ (см. рисунок 3.11). Видно, что радиационные потери преобладают для волноводных мод с относительно малыми значениями волновых чисел, близких к световой линии. На такие моды существенное влияние оказывает трансляционная инвариантность цепочки. Моды с большими значениями волновых векторов, напротив, распространяются практически без радиационных потерь. Такие моды аналогичны волноводным модам бесконечной цепочки. Сравнивая данные для $\gamma=0$ и $\gamma=\omega_p/526.3$, можно прийти к выводу, что омические потери доминируют для всех мод с $m_k>2$.

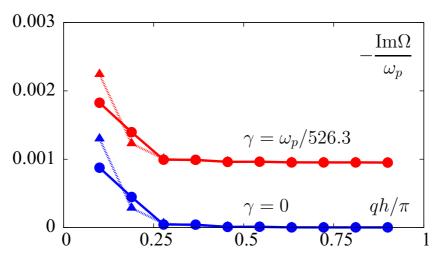


Рисунок 3.11: Мнимые части натуральных частот для цепочек с теми же параметрами, что и на рисунке 3.10 (но при h=24нм) как функция волнового числа q для поперечной (Т, круги) и продольной (L, треугольники) поляризации. Результаты представлены для различных значений константы релаксации γ .

Данные на рисунке 3.10 находятся в качественном согласии с ранее полученными результатами, представленными в работе [32]: групповые скорости ППП в цепочках из сферических наночастиц крайне малы по сравнению со скоростью света в вакууме c, что делает такие волноводы неприменимыми для их практического использования. Помимо этого, в работе [32] было также показано, что групповые скорости ППП могут быть существенно увеличены в цепочках из несферических наночастиц, большие полуоси а которых ориентированы перпендикулярно цепочке, а малые полуоси b – параллельно оси цепочки, при этом соотношение h/b = const. Цепочки таких конфигураций мы и исследуем далее. Вычислим дискретные дисперсионные соотношения и групповые скорости для цепочек из вытянутых и сплюснутых сфероидов с различными значениями соотношения полуосей $\xi = b/a$. Примем межцентровое расстояние равным h = 24нм, а малую полуось сфероидов (во всех случаях ориентированную параллельно цепочке) равной b = 8нм. Таким образом, имеем h/b = 3 для всех конфигураций цепочек, рассмотренных ниже, что заведомо гарантирует применимость дипольного приближения.

На рисунке 3.12 изображены дисперсионные соотношения и групповые скорости для цепочек из вытянутых и сплюснутых сфероидов. Видно, что групповые скорости распространения ППП в цепочках из сфероидов с $\xi=0.4$ значительно превосходят соответствующие групповые скорости для цепочек из сферических наночастиц. В частности, в случае сплюснутых сфероидов имеем $|v_a| \approx 0.10c$ для продольной поляризации и $|v_a| \approx 0.09c$ для поперечной поляризации. Эти значения на порядок превышают соответствующие групповые скорости в цепочках из сферических частиц, однако при этом они на порядок меньше скорости света с. Таким образом, в подобных цепочках режим распространения ППП с крайне высокими значениями групповых скоростей (порядка или больше c [32]) является недостижимым. Для этого потребуется дальнейшее уменьшение соотношения полуосей ξ . Однако это приводит к увеличению радиационных потерь (которые имеют место в конечных цепочках, но отсутствуют в бесконечных). Зависимость радиационных потерь (характеризующихся мнимыми частями собственных частот) от соотношения полуосей представлена на рисунке 3.13. Видно, что радиационные потери первых трех мод с наименьшими значениями волновых векторов сильно зависят от соотношения полуосей. Уже при $\xi = 0.4$ радиационные потери становятся существенными и дальней-

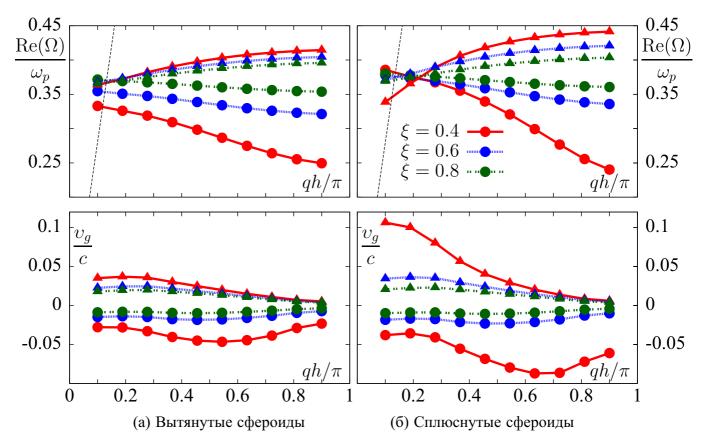


Рисунок 3.12: Дисперсионные соотношения (сверху) и групповые скорости (снизу) для цепочек, состоящих из N=10 вытянутых (слева) и сплюснутых (справа) сфероидов для поперечной (круги) и продольной (треугольники) поляризации. Расчеты выполнены при межцентровом расстоянии h=24нм и длине малой полуоси b=8нм. При этом варьировалась длина большей полуоси a, а в соответствии с ней и соотношение полуосей $\xi=b/a$. Наклонная пунктирная прямая — световая линия $\mathrm{Re}(\Omega)=qc$.

шее уменьшение ξ является нецелесообразным в коротких цепочек. Помимо этого, следует отметить, что радиационные потери, как правило, меньше в случае сплюснутых сфероидов, чем для вытянутых сфероидов.

В заключении данного подраздела отметим, что уменьшение соотношения полуосей сфероидов в конечных цепочках приводит не только к увеличению групповых скоростей распространения ППП, но и к большим радиационным потерям. На основе анализа дисперсионных соотношений (рисунки 3.10,3.12) и радиационных потерь (рисунки 3.11,3.13), можно прийти к выводу, что короткие линейные цепочки из сплюснутых сфероидов являются более приемлемыми для передачи оптических импульсов, чем цепочки из сфер или вытянутых сфероидов. Кроме того, соотношение полуосей $\xi=0.4$ является адекватным компромиссом между необходимостью увеличения групповой скорости ППП и уменьшения радиационных потерь.

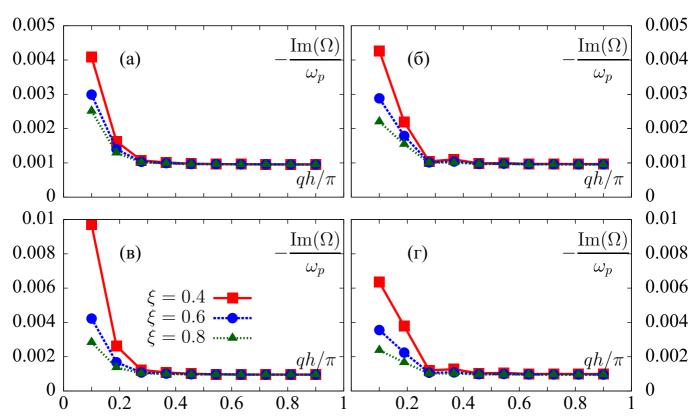


Рисунок 3.13: Мнимые части собственных частот для цепочек из N=10 вытянутых (сверху) и сплюснутых (снизу) сфероидов для продольной (слева) и поперечной (справа) поляризации. Соотношения полуосей $\xi=b/a$ указаны на рисунке. малые полуоси сфероидов равны b=8нм, а межцентровое расстояние – h=24нм.

3.2.3 Распространение волновых пакетов в коротких линейных ОПВ из наносфер и наносфероидов

Для моделирования распространения волнового пакета используем подход, подробно описанный в работе [32], а также в разделе 3.1.7. Полагаем, что первая частица в цепочке возбуждается Гауссовым импульсом с центральной частотой ω_0 и спектральной шириной $\Delta\omega=2/\Delta t$, где Δt – длительность импульса. Предполагается, что внешнее поле возбуждает только первую частицу в цепочке. В этом случае можно записать, что $\mathbf{E}_n=\mathbf{A}\delta_{n1}$, напомним, что \mathbf{A} – вектор поляризации. Затем уравнение (3.1) решается численно путем прямого обращения матрицы для дискретного набора частот с достаточно высокой плотностью и в достаточно широком интервале. Наконец, при известной зависимости $d_n(\omega)$, представляется возможным численное интегрирование (3.25) методом трапеций, в результате которого получим зависимость дипольных моментов $d_n(t)$ от времени.

Перейдем к исследованию распространения ППП в ОПВ из металлических сфер (рисунок 3.14) и сфероидов (рисунки 3.15 и 3.16). Параметры линейных

цепочек выбирались из условий оптимизации распространения ППП для каждой конкретной формы частиц. В случае сфероидов используются следующие параметры: b=8нм, a=20нм (что соответствует $\xi=b/a=0.4$); h=24нм (h/b=3). Для сравнения также представлены соответствующие зависимости для сфер с a=b=8нм. Длительность импульса принималась равной $\Delta t=1$ фс. Центральная частота импульсов ω_0 соответствует действительной части собственных частот с индексом $m_k>2$. Такой выбор частоты импульса обеспечивает эффективное взаимодействие возбуждающего электромагнитного поля с волноводными модами ОПВ. Для различных поляризаций ППП и различных конфигураций ОПВ выбирались соответствующие центральные частоты. Значения ω_0 для каждого конкретного случая приведены в подписях к рисункам. Для описания распространения ППП рассмотрим безразмерную функцию

$$\mathcal{F}_n(t) = \left| \frac{d_n(t)}{d_1(0)} \right| . \tag{3.26}$$

Нормирующий коэффициент в этой формуле является несколько условным и используется лишь для того, чтобы получить численный результат порядка единицы. Наконец, время на всех графиках представлено в единицах

$$\tau = h/c \ . \tag{3.27}$$

На рисунке 3.14 изображена зависимость от времени величины $\mathcal{F}_n(t)$ для цепочки из сферических частиц. Как следует из рисунка 3.10, волновые пакеты в таких цепочках распространяются быстрее в случае продольной поляризации. С физической точки зрения малые значения групповой скорости способствуют более длительному взаимодействию ППП с металлом, и, как следствие, приводят к увеличению омических потерь в цепочке. Соответственно, имеем $\mathcal{F}_{10}(1800\tau) \approx 0.2$ в случае поперечной поляризации и $\mathcal{F}_{10}(900\tau) \approx 0.4$ в случае продольной поляризации.

Характер распространения волновых пакетов существенно меняется, если заменить сферические наночастицы на сфероидальные. Рассмотрим в первую очередь случай вытянутых сфероидов, изображенный на рисунке 3.15. Как уже было показано выше, групповая скорость распространения ППП в таких цепочках в несколько раз выше, чем в цепочках из сферических наночастиц. Действительно, волновые пакеты, изображенные на рисунке 3.15, достигают конца цепочки

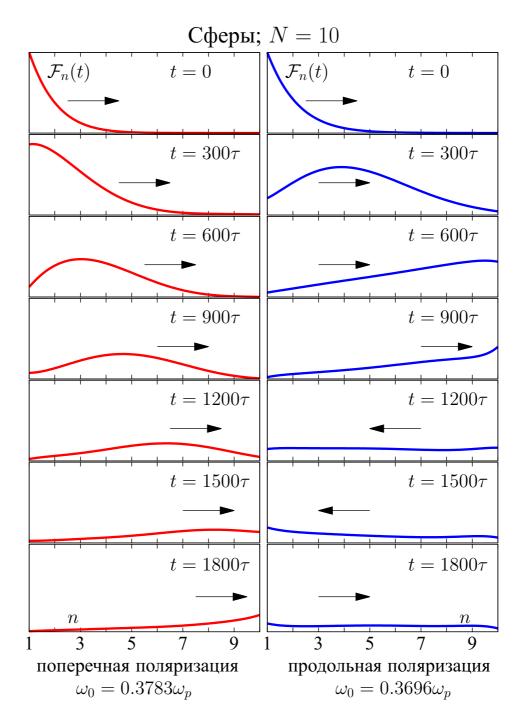


Рисунок 3.14: Распространение волновых пакетов в цепочке из N=10 сферических наночастиц радиуса a=b=8нм. Величина $\mathcal{F}_n(t)$ изображена в различные моменты времени t как функция номера частицы n. Здесь и далее стрелками указано направление распространения волнового пакета. Одинаковые вертикальные оси от 0 до 1 использованы для всех графиков на рисунке. Длительность импульса $\Delta t=1$ фс.

приблизительно в 6 раз быстрее для поперечной поляризации и в 2 раза быстрее для продольной поляризации по сравнению с цепочками из сферических частиц с тем же отношением h/b (см. рисунок 3.14). Соответственно, затухание ППП на рисунке 3.15 не столь ярко выражено по сравнению со случаем, изображенным на рисунке 3.14.

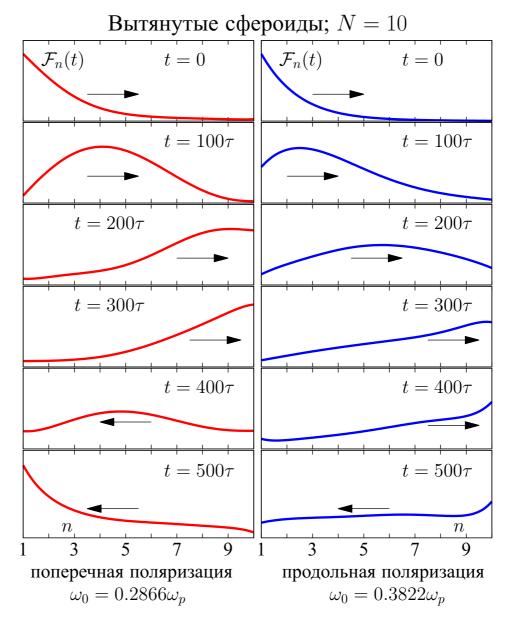


Рисунок 3.15: То же, что и на рисунке 3.14 но для цепочки из вытянутых сфероидов с a=20нм, b=8нм ($\xi=b/a=0.4$) и h=24нм. Одинаковые вертикальные оси от 0 до 1.2 использованы для всех графиков на рисунке.

Наиболее оптимальной конфигурацией ОПВ с точки зрения времени распространения ППП, а также его затухания, является цепочка из сплюснутых сфероидов. В этом случае электромагнитное взаимодействие между частицами является наиболее сильным по сравнению со всеми другими конфигурациями цепочек с теми же значениями h/b. Соответственно, групповые скорости являются наибольшими, а затухание ППП – наименьшим. Динамика распространения ППП в цепочках такой конфигурации изображена на рисунке 3.16. Видно, что оптический сигнал достигает конца цепочки всего за $150\tau=12$ фс и практически не затухает как в случае поперечной, так и в случае продольной поляризации.

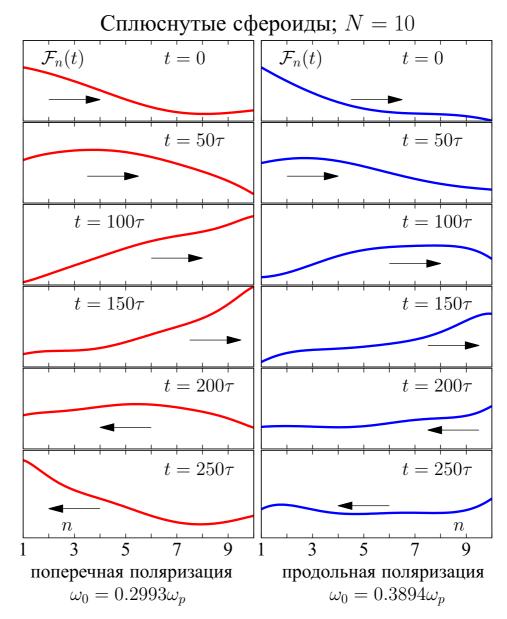


Рисунок 3.16: То же, что и на рисунке 3.14 но для цепочки из сплюснутых сфероидов с a=20нм, b=8нм ($\xi=b/a=0.4$) и h=24нм. Одинаковые вертикальные оси от 0 до 1.5 использованы для всех графиков на рисунке.

Однако многократные отражения сигнала от концов цепочки, безусловно, могут оказывать негативное влияние на процессы обработки информации.

3.2.4 Использование оптических ловушек для подавления паразитных отраженных сигналов в ОПВ

Для предотвращения регистрации отраженного (паразитного) сигнала нами предложен метод, позволяющий уменьшить его амплитуду. В простейшем случае представляется возможным использование дополнительной линейной цепоч-

ки, расположенной сразу же за рабочей частью оптического волновода и ограниченной положениями возбуждающего и считывающего зондов.

Рассмотрим цепочку их N=60 наночастиц, при этом полагаем, что сигнал считывается в области 10-ой частицы (см. рисунок 3.17). Остальная часть цепочки служит в этом случае в качестве ловушки, которая подавляет паразитные отражения. Эта дополнительная цепочка в нашем случае отличается от рабочего

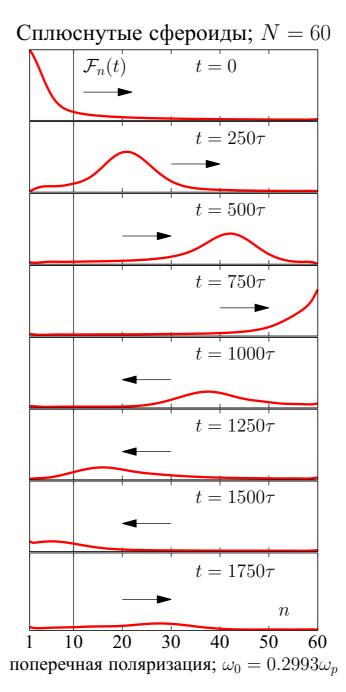


Рисунок 3.17: Распространение волнового пакета в цепочке из сплюснутых сфероидов с теми же параметрами, что и на рисунке 3.16, но состоящей из N=60 наночастиц. Полагается, что считывание сигнала происходит на n=10 частице (обозначенной вертикальной линией). Остальная часть цепочки используется в качестве диссипативной ловушки, чья основная функция заключается в подавлении паразитных отраженных сигналов.

фрагмента лишь количеством наночастиц, при этом параметры h, b, a и форма частиц остаются прежними. Такие вспомогательные концевые части цепочки играют роль ловушек диссипативного типа, задача которых состоит в выведении из рабочей части цепочки паразитных (отраженных) сигналов. При этом влияние ловушек на дисперсионные свойства рабочей частиц цепочки незначительно. Технологически ловушки могут быть выведены из рабочего слоя микросхемы и не оказывать влияния на работу логических элементов в основном слое. Отметим также, что эффективность ловушек может быть повышена при использовании других конфигураций цепочек, в частности, с кривизной малого радиуса. При попадании в подобную ловушку волновой пакет испытывает дополнительные потери на поглощение (рисунок 3.17) и после отражения от n=1 частицы его амплитуда на n=10 частице линейной цепочки падает на порядок, что позволяет пренебречь данным сигналом при его регистрации фотоприёмником с установленным ограничением порога чувствительности. Обратим внимание на тот факт, что использование дополнительной линейной цепочки, чьи параметры h, b, a (а также форма частиц и их оптические свойства) отличаются от рабочей части волновода, приводит к отражению волнового пакета от дефектов, создаваемых подобными неоднородностями. При увеличении длительности передаваемого по короткой цепочке импульса до десятков и сотен фемтосекунд область возбуждения может охватить все частицы цепочки, что потребует увеличения временного интервала между последовательно передаваемыми импульсами.

3.3 Заключение к главе 3

В настоящей главе сравниваются спектры экстинкции и трансмиссии ОПВ, состоящих из сферических серебряных наночастиц. Рассмотрены различные геометрические конфигурации ОПВ. Как следует из общей формы спектрального решения для уравнений связанных диполей (3.1), пики в обоих спектрах являются коррелированными, и небольшое различие в позициях пиков объясняется зависимостью сил осциллятора для резонансных мод ОПВ от формы внешнего излучения (\mathbf{E}_n в формуле (3.1)). Показано, что слабая разупорядоченность или структурные несовершенства цепочки (случайные смещения частиц как вдоль, так и перпендикулярно оси ОПВ) существенно не влияют на трансмиссионные свойства ОПВ. Исследование спектров трансмиссии позволя-

ет определить длину волны, на которой затухание оптического сигнала (поверхностного плазмон-поляритона) при распространении вдоль ОПВ минимально. Если в каждом случае использовать оптимальную длину волны, то продольно-поляризованные поверхностные плазмон-поляритоны распространяются с меньшим затуханием, чем в случае поперечной поляризации. Отметим, однако, что этот результат может измениться в случае использования несферических частиц.

Установлено, что наименьшее затухание оптического сигнала может быть достигнуто в ОПВ в виде прямых однодорожечных и двухдорожечных цепочек. Более сильное затухание наблюдается в цепочках в виде дуги и уголка.

В рамках дипольного приближения были вычислены собственные моды коротких (N=10) линейных цепочек из наночастиц как сферической, так и сферочдальной формы. Исследовано распространение волновых пакетов вдоль цепочек, состоящих из частиц различной формы. Показано, что наиболее эффективная передача энергии плазмонного возбуждения (с минимальным затуханием и наибольшей скоростью распространения волнового пакета) имеет место в цепочках из сплюснутых наносфероидов с минимальными значениями соотношения полуосей $\xi=b/a=0.4$ (нанодисков). Дальнейшее уменьшение соотношения полуосей позволит увеличить значения групповых скоростей, но при этом увеличатся и радиационные потери.

При минимальном затухании волновых пакетов происходит их отражение от границ цепочек, что в случае ограниченной длины рабочей части ОПВ может приводить к эффектам наложения паразитного сигнала на последующие рабочие импульсы. Подобный эффект крайне негативен для процессов обработки информации. Показано, что использование ловушки простейшего (диссипативного) типа, установленной на конце цепочки, позволяет уменьшить амплитуду отраженных сигналов на порядок и более (ниже порога чувствительности фоторегистрирующего устройства) без существенного изменения дисперсионных свойств рабочей части цепочки.

Глава 4

ОПВ в виде цепочек из металлических наночастиц. Особенности волноводных свойств длинных $(L >> \lambda)$ цепочек

В данной главе исследовано распространение ППП в длинных цепочках из наночастиц с различной степенью несферичности, а также продемонстрирована возможность существенного уменьшения степени пространственного затухания оптического сигнала посредством изменения соотношения полуосей сфероидальных наночастиц. Ниже будет показано, что распространение ППП без пространственного затухания возможно в длинных цепочках из наночастиц с достаточно высокой степенью несферичности.

Помимо этого, исследовано распространение ППП в кривых ОПВ с различной геометрией (уголок, сглаженный уголок и четверть-окружность), а также уделено особое внимание поляризационным эффектам. В этом отношении существует качественное различие между линейными 1D и кривыми 2D цепочками. В линейных цепочках взаимно ортогональные поляризации ППП не взаимодействуют друг с другом. Однако в изогнутых цепочках это не так. Взаимодействие различно поляризованных ППП приводит к новым физическим эффектам, которые не наблюдаются в линейных цепочках. В качестве примера таких эффектов можно назвать явление преобразование поляризации ППП по мере его распространения вдоль изогнутых ОПВ.

Наконец, в настоящей главе исследовано влияние технологической подложки на трансмиссионные свойства длинных ОПВ, располагающихся на ней.

4.1 Модель

4.1.1 Геометрия цепочек

Геометрия и конфигурации линейных цепочек, исследуемых в этой главе, подробно представлены в разделе 3.2.2 настоящей диссертации, а также на рисунке 3.9. Однако здесь анализируются более длинные линейные цепочки, состоящие из N=1001 наночастицы.

Перейдем к геометрии кривых 2D цепочек. Эти цепочки состояли из N=1001 наночастицы различной формы: сферической, в форме вытянутых и сплюснутых сфероидов (см. рисунок 4.1). Центры всех наночастиц располагаются в плоскости z=0, а одна из осей каждого сфероида параллельна оси Z. Более того, наночастицы ориентированы таким образом, что оси симметрии каждого сфероида лежат в плоскости XOY. В случае вытянутых сфероидов их оси симметрии (изображенные пунктирными линиями на рисунке 4.1) перпендикулярны цепочке, в то время как в случае сплюснутых сфероидов — параллельны ей.

Геометрические конфигурации кривых цепочек подразделяется на три типа: уголок, сглаженный уголок и четверть-окружность. В случае сглаженного угол-ка центры наночастиц располагаются вдоль кривой (в плоскости XOY), которая состоит из двух линейных отрезков, ориентированных параллельно осям X и Y и соединенных дугой углом в $\pi/2$. В случае уголка дуга отсутствует и два линейных отрезка соединены в одной вершине. В случае четверть-окружности линейные отрезки отсутствуют и центры наночастиц расположены вдоль дуги. Расстояние $h={\rm const}$ между соседними наночастицами измеряется вдоль кривой. Радиус кривизны дугообразной части цепочки определяется как $R=2h(N_c-1)/\pi$, где N_c – количество наночастиц, входящих в состав дуги. Обратим внимание на тот факт, что $h\ll R$ в пределах дугообразной части цепочки. Таким образом, межцентровое расстояние между соседними наночастицами очень близко к h.

Геометрические параметры цепочек определялись следующим образом. В случае уголка одна наночастица располагается в его вершине, а (N-1)/2=500 наночастиц образуют линейные отрезки. В случае сглаженного уголка $N_c=(N+1)/2=501$ наночастица образует дугу и (N-1)/4=250 наночастиц образуют каждый линейный отрезок. В случае четверть-окружности $N_c=N$. Помимо этого, малая полуось всех сфероидов является постоянной и равна b=8нм, а

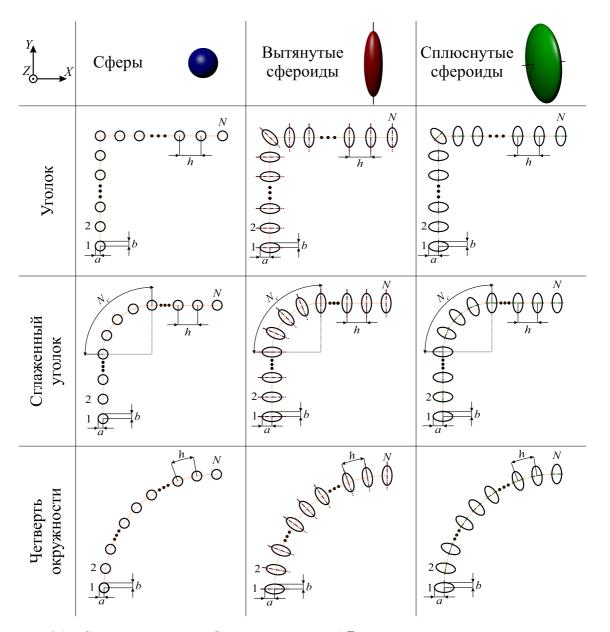


Рисунок 4.1: Схематическое изображение кривых 2D цепочек, исследованных в настоящей главе. Обратим внимание на тот факт, что вытянутые и сплюснутые сфероиды не различимы при виде сверху. Однако их оси симметрии (изображенные пунктирными линиями) в каждом случае ориентированы различным образом по отношению к цепочке. N – общее число частиц в цепочке; N_c – число частиц, образующих дугу ($N_c=0$ в случае уголка); a и b – большая и малая полуоси сфероидов; h – межцентровое расстояние, измеренное вдоль кривой.

межцентровое расстояние (измеренное вдоль кривой) h=24нм. Большая полуось сфероидов варьируется и зависит от величины соотношения полуосей $\xi=b/a$. При таких параметрах общая длина цепочки составляет L=24мкм, а радиус кривизны дугового участка $R\approx7.64$ мкм в случае сглаженного уголка и 15.28мкм в случае четверть-окружности.

4.1.2 Волноводные свойства

Модель, используемая в настоящей главе для расчетов оптических характеристик ОПВ в виде длинных цепочек из наночастиц полностью совпадает с моделью, изложенной в главе 3. Будем полагать, что векторы \mathbf{r}_n соответствуют центрам каждой наночастицы с тензорной поляризуемостью α_n (см. раздел 3.1.2), где $n=1,\ldots,N$. Для изогнутых 2D цепочек тензоры α_n в общем случае различны в силу различной ориентации наночастиц в плоскости XOY, несмотря на то, что каждая отдельно взятая цепочка состоит из одинаковых наночастиц. Координаты и ориентация каждого сфероида могут быть определены путем вращения любого другого сфероида вокруг оси Z и переносом его центра в плоскости XOY. Отметим, что рассматриваемый случай отличается от работы [116], где наносфероиды в заданной цепочке отличались лишь координатами их центров, в то время как их оси оставались параллельны осям лабораторной системы координат. Дипольные моменты \mathbf{d}_n , наводимые на каждой наночастице, связаны друг с другом и с внешним полем уравнением связанных диполей [12] (3.1). Для описания распространения ППП используем нормированную функцию Грина (3.19), а для диэлектрической проницаемости серебра воспользуемся моделью Друде (3.16).

Эффекты локализации электрического поля в длинных цепочках из наночастиц серебра будем описывать с помощью нормированной интенсивности I электрического поля, определяемой как

$$I = |\mathbf{E}|^2 / |\mathbf{E}_1|^2,\tag{4.1}$$

в горизонтальной плоскости, расположенной на некотором расстоянии от ОПВ.

4.1.3 Учёт влияния диэлектрической подложки на волноводные свойства ОПВ

Практическое использование ОПВ в качестве элементов интегральных оптических микросхем нового поколения предполагает их размещение на плоских технологических подложках. К числу наилучших материалов для изготовления таких подложек относится кварц. Очевидно, что при этом подложка будет вносить свой вклад в оптические свойства ОПВ.

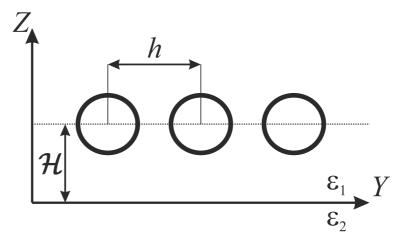


Рисунок 4.2: Схематическое изображение ОПВ, находящегося на подложке.

Рассмотрим ОПВ в виде линейной цепочки из наночастиц, центры которых расположены на расстоянии \mathcal{H} от подложки (см. рисунок 4.2). При этом $x_n = 0$, $y_n = nh$, $z_n = \mathcal{H}$. В присутствии подложки система уравнений связанных диполей примет вид:

$$\mathbf{d}_n = \alpha_n \left[\mathbf{E}_n + \sum_{m=1}^N \left(G_{nm}^F + G_{nm}^S \right) \mathbf{d}_m \right], \tag{4.2}$$

где G_{nm}^F – тензор Грина для однородной среды, определяемый выражениями (3.2) и (3.3), а G_{nm}^S – тензор Грина, описывающий поле, отраженное от подложки. Напомним, что G_{nn}^F = 0. Тензор G_{nm}^S может быть записан с помощью интеграла Фурье [157]:

$$G_{nm}^{S} = \frac{k_1^2}{2\pi} \int \frac{d^2}{\varkappa_1(u)} P(\mathbf{u}) \exp\left[i\mathbf{u} \cdot (x_n - x_m) - 2\varkappa_1(u)\mathcal{H}\right], \tag{4.3}$$

где оператор $P(\mathbf{u})$ определяется выражением:

$$P(\mathbf{u}) = S^{-1}(\mathbf{u})p(u)S(\mathbf{u}). \tag{4.4}$$

Здесь $S(\mathbf{u})$ – матрица вращения Якоби со следующими ненулевыми компонентами:

$$S_{xx}(\mathbf{u}) = S_{yy}(\mathbf{u}) = u_x/u \equiv \cos(\varphi_{\mathbf{u}}),$$

$$-S_{yx}(\mathbf{u}) = S_{xy}(\mathbf{u}) = u_y/u \equiv \sin(\varphi_{\mathbf{u}}),$$

$$S_{zz}(\mathbf{u}) \equiv 1.$$
(4.5)

Здесь $\varphi_{\mathbf{u}}$ – угол между вектором \mathbf{u} и осью X, при этом $[S(\mathbf{u})] \mathbf{u} = u\hat{\mathbf{x}}$. Ненулевые компоненты тензора p(u):

$$-p_{xx}(u) = R_2(u) \frac{\varkappa_1^2(u)}{k_1^2},$$

$$p_{yy}(u) = R_1(u),$$

$$-p_{zz}(u) = R_2(u) \frac{u^2}{k_1^2},$$

$$p_{xz}(u) = -p_{zx}(u) = R_2(u) \frac{iu\varkappa_1(u)}{k_1^2},$$

$$(4.6)$$

где

$$R_{1}(u) = \frac{\varkappa_{1}(u) - \varkappa_{2}(u)}{\varkappa_{1}(u) + \varkappa_{2}(u)},$$

$$R_{2}(u) = \frac{\varepsilon_{1}\varkappa_{2}(u) - \varepsilon_{2}\varkappa_{1}(u)}{\varepsilon_{1}\varkappa_{2}(u) + \varepsilon_{2}\varkappa_{1}(u)}.$$

$$(4.7)$$

Здесь ε_1 и ε_2 – диэлектрические проницаемости окружающей среды и подложки соответственно, а $\varkappa_1(u)$ и $\varkappa_2(u)$ задаются выражениями:

$$\varkappa_1(u) = \sqrt{u^2 - k_1^2},
\varkappa_2(u) = \sqrt{u^2 - k_2^2}.$$
(4.8)

Вычисление тензора G_{nm}^S является нетривиальной задачей [157–160] и в настоящей работе воспользуемся методом, предложенным в [161].

4.2 Результаты и их обсуждение

4.2.1 Улучшение трансмиссионных свойств длинных линейных ОПВ при использовании сфероидальных наночастиц

Исследуем спектральную зависимость трансмиссионных свойств для цепочки из N=1001 сплюснутых и вытянутых наносфероидов с различными значениями соотношения полуосей ξ (см. рисунок 4.3). Как было показано в предыдущей главе, поперечная поляризация излучения соответствует наиболее оптимальному режиму распространения ППП, поэтому в настоящем подразделе ограничимся лишь этим частным случаем. Из рисунка видно, что ППП распространяется с меньшим затуханием для меньших значений соотношения полуосей ξ (при заданной амплитуде внешнего поля $|\mathbf{A}|$). Эта тенденция достаточно интересна, однако по-настоящему поразительные результаты можно наблюдать при $0.05 < \omega/\omega_p < 0.15$ (для вытянутых сфероидов) или $0.05 < \omega/\omega_p < 0.25$ (для сплюснутых сфероидов), где функция \mathcal{F}_N принимает значения, близкие к единице. Такие значения \mathcal{F}_N можно наблюдать для $\xi=0.2$ в случае вытянутых сфероидов и для $\xi\leq0.3$ в случае сплюснутых сфероидов.

Вышеуказанные тенденции неожиданным и радикальным образом отличаются от результатов, полученных ранее для цепочек из сферических наночастиц. Во всех предыдущих исследованиях функция Грина \mathcal{D}_{nm} резко убывает при учёте реалистичных потерь в металле. Рассмотрим более детально функцию \mathcal{F}_n (см. рисунок 4.4) для сфероидов с $\xi=0.2$ и для сфер. Для случая сфероидов рабочая частота составляет $\omega=0.15\omega_p$, а для сфер – $\omega=0.38\omega_p$. Такой выбор частот объясняется следующим образом. В случае сфероидов форма дисперсионных кривых близка к линейной в интервале $0.05<\omega/\omega_p<0.25$ (см. работу [32]), что обеспечивает минимальное расплывание волнового пакета, поэтому рабочая частота была выбрана в центре этого интервала. В цепочках из наносфер хорошо сформированные волновые пакеты не могут быть созданы ни при какой частоте, однако в этом случае была выбрана частота, при которой затухание \mathcal{F}_n является наименьшим. Тем не менее, видно, что в случае сфер \mathcal{F}_n резко убывает с n. В случае же сфероидов наблюдается медленное затухание, или же практически полное его отсутствие.

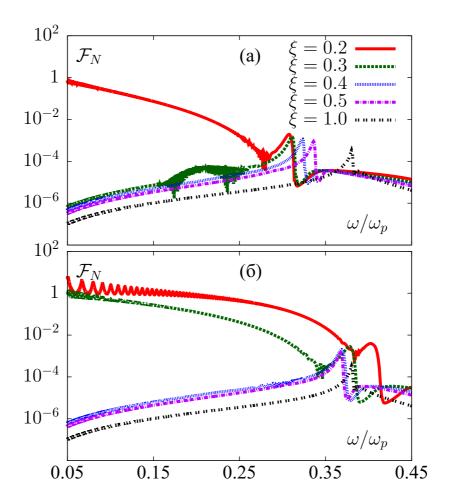


Рисунок 4.3: Спектры трансмиссии линейных цепочек из (а) вытянутых и (б) сплюснутых сфероидов для поперечной поляризации и при различных значениях соотношения полуосей ξ .

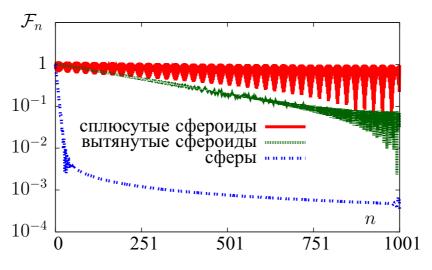


Рисунок 4.4: Нормированные значения функции Грина \mathcal{F}_n для линейных цепочек из наносфероидов различной формы с соотношением полуосей $\xi=0.2$ на частоте $\omega/\omega_p=0.15$ и для линейных цепочек из наносфер на частоте $\omega/\omega_p=0.38$.

Может показаться, что данные на рисунках 4.3 и 4.4 противоречат закону сохранения энергии, однако это не так. В рамках использованной модели ожидаемая диссипация оптической энергии в тепло происходит на каждом сфероиде.

Тем не менее, этот процесс не приводит к пространственному затуханию \mathcal{D}_{nm} . Объяснение данного парадокса становится очевидным, если обратиться к определению функции Грина \mathcal{D}_{nm} (напомним, что $\mathbf{d}_n = \mathcal{D}_{nm} \mathbf{A}$), где предполагается, что амплитуда внешнего поля $|\mathbf{A}|$ фиксирована и не зависит от фактического распределения дипольных моментов в цепочке. В том случае, когда затухание функции Грина является крайне слабым или отсутствует вовсе, все наночастицы рассеивают энергию примерно одинаковым образом, а значит, эта энергия должна быть передана ОПВ от внешнего источника. Таким образом, для того, чтобы поддерживать заданную амплитуду внешнего поля, необходимо передавать системе оптическую энергию, которая пропорциональна длине цепочки L. Данная ситуация несколько похожа на случай последовательного соединения N резисторов с идеальным источником тока. Мощность, выделяемая на каждом резисторе, в этом случае одинакова и не зависит от количества резисторов. В данной аналогии идеальный источник тока играет роль внешнего оптического источника энергии с фиксированной амплитудой $|\mathbf{A}|$.

Для того, чтобы лучше проиллюстрировать вышеуказанные интерпретации, рассмотрим отношение потерь энергии на рассеяние к общим потерям энергии в системе. Напомним, что в бесконечной эквидистантной цепочке ППП распространяются без потерь на рассеяние. В цепочке ограниченной длины радиационные потери возникают на обоих концах цепочки. Для количественного описания данного эффекта рассмотрим значения следующего параметра:

$$\eta_{\text{eff}} = Q_s/Q_e,\tag{4.9}$$

где Q_s и Q_e – эффективности рассеяния и экстинкции, соответственно. С учетом выражений (3.17) и (3.18), а также принимая во внимание тот факт, что $\mathbf{E}_n = \mathbf{A}\delta_{n1}$, выражение для эффективности экстинкции Q_e в дипольном приближении принимает следующий вид:

$$Q_e = \frac{4k}{NR^2} \operatorname{Im} \frac{\mathbf{d}_1 \mathbf{A}^*}{|\mathbf{A}|^2},\tag{4.10}$$

а эффективность рассеяния Q_s определяется известным выражением:

$$Q_s = \frac{8k^4}{3NR^2} \sum_{n} \frac{|\mathbf{d}_n|^2}{|\mathbf{A}|^2}.$$
 (4.11)

Здесь R – произвольная постоянная размерности длины, значение которой не влияет на $\eta_{\rm eff}$. Отметим, что Q_s пропорциональна общей оптической энергии, рассеянной цепочкой в пространство за единицу времени.

На рисунке 4.5 изображена зависимость параметра $\eta_{\rm eff}$ от частоты ω для цепочек из сфероидов и сфер. Как для вытянутых, так и для сплюснутых сфероидов имеем $\eta_{\rm eff}\approx 1/N\approx 10^{-3}$ на частоте $\omega=0.15\omega_p$. Для сфер $\eta_{\rm eff}$ примерно в 50 раз больше на той же частоте. Это означает, что в случае сфероидов происходит поглощение практически всей энергии от внешнего источника, а поглощенная энергия распределяется приблизительно поровну между сфероидами в цепочке, следовательно, ППП практически не затухает.

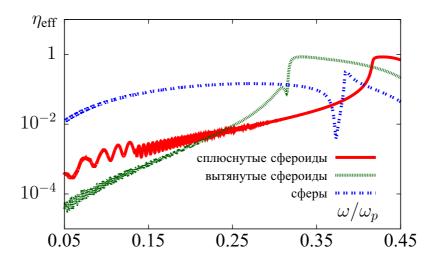


Рисунок 4.5: Параметр $\eta_{\rm eff}=Q_s/Q_e$ для цепочек из сфер и сфероидов с соотношением полуосей $\xi=0.2$.

Слабое затухание ППП можно также объяснить, основываясь на уже известных теоретических результатах. В работе [29] было показано, что функция Грина в бесконечной цепочке может быть получена аналитически с помощью преобразования Фурье:

$$D_{n0} = \int_{-\pi/h}^{\pi/h} \frac{\exp(iqhn)}{1/\alpha_n - S(\omega, q)} \frac{hdq}{2\pi} . \tag{4.12}$$

В этом выражении возбуждаемая частица имеет индекс m=0, а $S(\omega,q)$ – дипольная сумма (собственная энергия). Подробное определение и графики $S(\omega,q)$ приведены в работе [29].

Выражение (4.12) может быть использовано для оценки длины экспоненциального затухания ППП $\ell_{\rm exp}$. Это может быть сделано в рамках квазистатического полюсного приближения. В частности, предполагается, что доминирующий вклад в интеграл получается в малой окрестности волнового числа Блоха q_1 , ко-

торое является корнем уравнения $\operatorname{Re}[1/\alpha_n - S(\omega,q)] = 0$ (выбранного с дополнительным условием, что q_1 не близко к логарифмической сингулярности $S(\omega,q)$). Волновое число q_1 , полученное таким образом, является волновым числом Блоха "ординарного" ППП. Дипольная сумма является аналитической функцией q в непосредственной близости от q_1 и может быть разложена в ряд Тейлора. Обратим внимание на то, что мнимая часть знаменателя является константой малого порядка в непосредственной близости от q_1 . Затем, интегрируя (4.12) на всей действительной оси, можно получить следующее выражение:

$$\ell_{\text{exp}} = -\text{Im}\left(\alpha_{\text{LL}}\right) \left| \text{Re} \frac{\partial S(\omega, q)}{\partial q} \right|_{q=q_1},$$
(4.13)

где Лоренц-Лоренцева поляризуемость в случае сфероидальных наночастиц имеет вид:

$$\frac{1}{\alpha_{\rm LL}} = \frac{3\xi^p}{b^3} \left(\nu_{\parallel,\perp} + \frac{1}{\varepsilon - 1} \right). \tag{4.14}$$

Данные, представленные в настоящем разделе, находятся в полном соответствии с формулой (4.13). Действительно, для поляризуемости, определяемой выражением (4.14), имеем

$$-\frac{h^3}{\operatorname{Im}(\alpha_{\rm LL})} = \frac{3(h/b)^3 \gamma \omega \omega_p^2 \xi^p}{\Omega^4 + (\varepsilon_0 - 1)^2 (\gamma \omega)^2},$$
(4.15)

где $\Omega^2=(\varepsilon_0-1)\omega^2-\omega_p^2$. Напомним, что параметр p=1 для вытянутых сфероидов и p=2 для сплюснутых сфероидов. При условии $h/b={\rm const.}$ длина экспоненциального затухания $\ell_{\rm exp}$ может быть увеличена за счет двух параметров: (i) уменьшения частоты ω или (ii) уменьшения соотношения полуосей ξ (в этом случае в случае сплюснутых сфероидов зависимость является квадратичной, в то время как для вытянутых – линейной). Для сфероидальных наночастиц резонансное возбуждение имеет место в непосредственной близости к частоте Фрёлиха ω_F , где

$$\omega_F^2 = [\nu/(1 + (\varepsilon_0 - 1)\nu)] \,\omega_p^2. \tag{4.16}$$

Напомним, что для сферических частиц статический фактор деполяризации равен $\nu = {\rm const} = 1/3$, а значит частота резонансного возбуждения не может

быть изменена до тех пор, пока не изменится форма наночастицы. Однако существует возможность значительного уменьшения резонансной частоты в случае сфероидов с $\nu < 1/3$, что позволит увеличить значение $\ell_{\rm exp}$ при уменьшении ξ^p . Таким образом, для параметров, использованных на рисунке 4.4, имеем $\ell_{\rm exp} \approx 44$ мкм (сплюснутые сфероиды), $\ell_{\rm exp} \approx 9.1$ мкм (вытянутые сфероиды) и $\ell_{\rm exp} \approx 0.6$ мкм (сферы). Результаты данных вычислений полностью соответствуют данным на рисунке 4.4. Напомним, что общая длина цепочки составляет $L = h(N-1) \simeq 24$ мкм.

Помимо этого, существует ещё одна интерпретация крайне слабого затухания ППП. Заметим, что замена сферической формы частиц на сфероидальную увеличивает эффективность электромагнитного взаимодействия соседних наночастиц, потому что коэффициенты связи (поляризуемости) могут быть увеличены при постоянном значении межцентрового расстояния h. Это приводит к значительному увеличению групповой скорости ППП, как уже было показано в [32]. Это явление аналогично увеличению скорости звука в твердых телах, где модуль упругости принимает большие значения. Соответственно, волновому пакету необходимо существенно меньше времени на распространение от одного конца цепочки к другому. Если в дальнейшем полагать, что амплитуда волнового пакета со временем затухает с постоянной скоростью, то амплитуда ППП на дальнем конце цепочки будет больше в случае сфероидов. Из Фурьепреобразования поля ППП в частотной области обнаружено, что функция Грина убывает медленнее в цепочках из сфероидальных наночастиц. Кроме того, использование несферических наночастиц позволяет сместить частоту Фрёлиха ППП ближе к ИК-диапазону, где металлические наночастицы проявляют лучшие резонансные свойства. В дипольном приближении добротность плазмонного резонанса пропорциональна отношению действительной части диэлектрической проницаемости к мнимой (в металлах действительная часть диэлектрической проницаемости быстро возрастает с ростом длины волны при слабом возрастании мнимой части).

Таким образом, распространение ППП, исследованное в настоящем разделе, сопровождается диссипацией оптической энергии в тепло на каждом наносфероиде, однако при этом не наблюдается существенного затухания амплитуды ППП. Данный физический эффект не был обнаружен ранее, по всей видимости, в силу того, что подавляющее большинство теоретических исследований

направлено на изучение ОПВ, состоящих из сферических наночастиц. Отметим, что недавно исследованные незатухающие ППП в цепочках из наносфер [55], вероятно, подобны "экстраординарным" ППП, которые действительно распространяются с медленным затуханием, но только после первоначального резкого падения амплитуды на несколько порядков [29].

Отметим наконец, что исследованные физические эффекты могут иметь место и в случае неидеальных сфероидов. Определяющим параметром здесь является ν — фактор деполяризации наночастицы. Простым примером альтернативной формы частицы является наноцилиндр высотой H и радиусом основания R. Этот объект имеет один доминирующий дипольный резонанс в двух пределах: $H/R \ll 1$ (нанодиск) и $H/R \gg 1$ (наноигла).

4.2.2 ОПВ с различной геометрией. Влияние степени кривизны цепочек на их трансмиссионные свойства

Перейдем к исследованию трансмиссионных свойств криволинейных ОПВ. На рисунке 4.6 представлены значения \mathcal{F}_n для ОПВ в форме уголка. Распространение ППП в первом линейном сегменте аналогично распространению ППП в линейном ОПВ при условии, что точка наблюдения находится достаточно да-

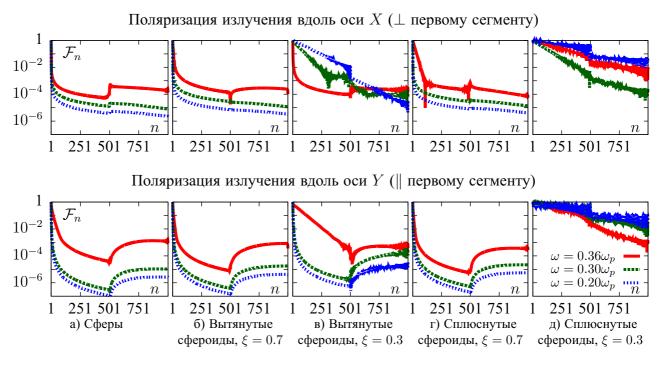


Рисунок 4.6: Нормированные значения функции Грина \mathcal{F}_n в зависимости от n для цепочек в виде уголка для различных форм наночастиц при различных частотах ω и для различных направлений поляризации внешнего излучения по отношению к первой частице.

леко от вершины. Нормированная скалярная функция Грина \mathcal{F}_n либо затухает экспоненциально, если частота возбуждения близка к резонансной частоте изолированного сфероида, либо резко падает, а затем медленно затухает в случае нерезонансного возбуждения. Резонансную частоту для изолированного сфероида можно найти, решив следующее уравнение относительно ω :

$$3\xi^{p} \left[\nu_{\parallel,\perp} + \operatorname{Re} \frac{1}{\varepsilon(\omega) - 1} \right] = \left(\frac{\omega b}{c} \right)^{2} \beta_{\parallel,\perp}. \tag{4.17}$$

Здесь слагаемое в правой части обусловлено динамической поправкой второго порядка к поляризуемости. Отметим, что взаимодействие между сфероидами в цепочке неизбежно приводит к сдвигу их резонансной частоты, однако этим эффектом можно пренебречь.

Вышеупомянутый пример резонансного возбуждения и соответствующего экспоненциального затухания можно наблюдать в цепочках из вытянутых сфероидов с $\xi = 0.3$ (рисунок 4.6). В этом случае резонансное возбуждение происходит на частоте $\omega=0.20\omega_p$ в случае поперечной поляризации и на $\omega=0.36\omega_p$ для продольной поляризации. В обоих случаях зависимость \mathcal{F}_n содержит ярко выраженный линейный участок в двойном логарифмическом масштабе. Однако если оставить частоту возбуждающего поля прежней, но при этом поменять поляризацию, то есть возбуждать цепочку на частоте $\omega = 0.36\omega_p$ и поперечной поляризации, либо на частоте $\omega = 0.20\omega_p$ и продольной поляризации, возбуждение станет нерезонансным. В этом случае функция \mathcal{F}_n резко убывает на несколько порядков в пределах нескольких наночастиц и затем затухает относительно слабо. Такое поведение \mathcal{F}_n было описано ранее в линейных цепочках в работе [29, 124]. Явление преобразования так называемого "ординарного" ППП в "экстраординарный" ППП, которое было подробно исследовано в этих работах, также можно наблюдать на рисунке 4.6 для вытянутых сфероидов с $\xi = 0.3$ при $\omega = 0.30\omega_p$ в случае поперечной поляризации.

Характерный случай очень медленного затухания ППП можно наблюдать в случае сплюснутых сфероидов с $\xi=0.3$. Вышеупомянутый эффект, имеющий место в линейных цепочках, был подробно описан в работах [29, 124, 162], а также в подразделе 4.2.2 настоящей диссертации.

В случае кривых 2D цепочек в области их вершины имеет место резкий рост или уменьшение амплитуды ППП. Например, резкое увеличение амплитуды на-

блюдается для цепочек из сферических частиц для частоты внешнего излучения $\omega=0.36\omega_p$ (для обеих поляризаций). Подобные резкие изменения амплитуды являются, по существу, сложными интерференционными эффектами. Практическая значимость этого эффекта заключается в том, что амплитуда ППП на конце цепочки в форме уголка может быть значительно больше, чем в линейной цепочке той же длины.

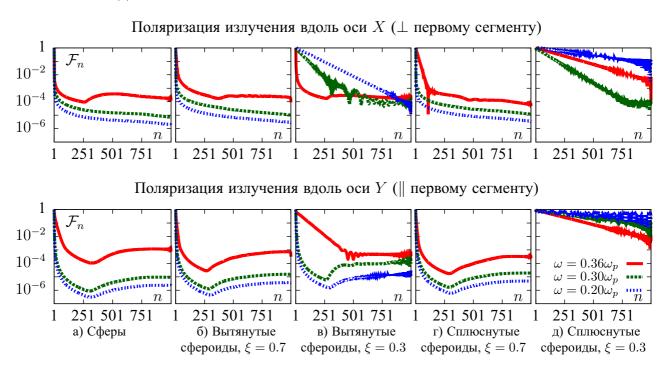


Рисунок 4.7: То же, что и на рисунке 4.6, но для цепочек в виде сглаженных уголков.

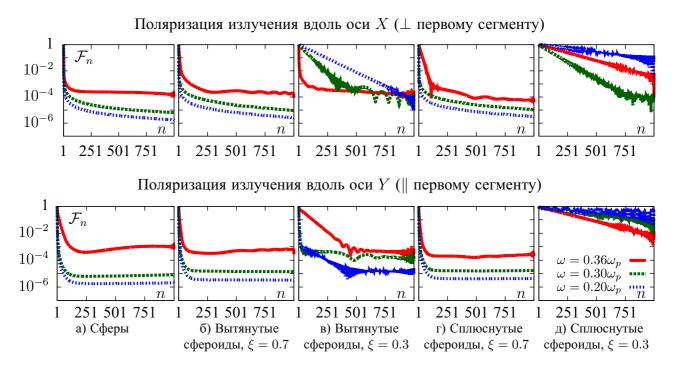


Рисунок 4.8: То же, что и на рисунке 4.6, но для цепочек в виде четверть окружностей.

В случае сглаженного уголка (рисунок 4.7) ППП ведёт себя аналогичным образом, за исключением того, что резкие изменения амплитуды (которые в данном случае возникают в области, где линейный отрезок контактирует с дуговым сегментом) не столь заметны, как в случае уголковых цепочек. В случае четвертьокружности (рисунок 4.8), амплитуда ППП является более гладкой функцией координаты и не проявляет резких скачков. Интересным фактом является то, что в случае резонансного возбуждения переход от "ординарного" ППП к "экстраординарному" в четверть-окружностях происходит так же, как и в линейных цепочках, например, в случае вытянутых сфероидов с $\xi=0.3$ на частоте $\omega=0.36\omega_p$ при поляризации, направленной вдоль оси Y.

4.2.3 Поляризационные эффекты в кривых цепочках

Известно, что дифракционные решетки с нарушенной симметрией способны преобразовывать поляризацию оптического сигнала, а эффективность такого преобразования может быть значительно увеличена с помощью оптических резонаторов [163]. Практически полное превращение линейной поляризации посредством плоской периодической матрицы золотых Г-образных частиц микронного размера была продемонстрирована в отражении для ближнего ИК [164]. Указанные эффекты были описаны для плоских волн с широким фронтом.

Настоящий раздел будет посвящен исследованию аналогичных поляризационных эффектов, но имеющих место при распространении ППП в изогнутых ОПВ, изображенных на рисунке 4.1. В этом случае происходит преобразование поляризации электромагнитного поля ППП, локализованного в непосредственной близости к цепочке.

Исследуем две различные линейные поляризации внешнего возбуждающего электрического поля: направленные вдоль осей X и Y. В первом случае (поляризация вдоль X), ППП изначально поляризован перпендикулярно цепочке. По мере его распространения линейная поперечная поляризация может быть частично преобразована в продольную поляризацию. В результате поляризация ППП на промежуточных частицах в цепочке, как правило, является эллиптической. Аналогичная ситуация имеет место в случае поляризации, направленной вдоль оси Y: продольно-поляризованные ППП частично преобразуются в поперечно-поляризованные ППП. Отметим, что вышеописанные поляризационные эффекты отсутствуют в линейных цепочках, где поперечно и продольно

поляризованные ППП полностью независимы. В случае изогнутой 2D цепочки, поляризационные эффекты существенно осложняются в силу того, что поперечно и продольно поляризованные ППП распространяются с различным затуханием и имеют различные законы дисперсии.

Введем следующие обозначения для количественной оценки степени преобразования поляризации. Для случая поляризации внешнего излучения, направленной вдоль оси X, запишем $\mathbf{d}_n = \hat{\mathbf{x}} d_n^{\parallel} + \hat{\mathbf{y}} d_n^{\perp}$. Аналогично, для поляризации внешнего излучения, направленной вдоль оси Y: $\mathbf{d}_n = \hat{\mathbf{x}} d_n^{\perp} + \hat{\mathbf{y}} d_n^{\parallel}$. Здесь d_n^{\perp} и d_n^{\parallel} являются проекциями вектора \mathbf{d}_n на оси, перпендикулярные и параллельные поляризации внешнего поля, соответственно. Затем степень деполяризации n-ного сфероида можно вычислить, пользуясь следующим выражением:

$$\delta_n = d_n^{\perp}/d_n^{\parallel} \ . \tag{4.18}$$

В частности, $\delta_n = 0$ или $\delta_n = \infty$ соответствуют линейным поляризациям, в то время как $\delta_n = 1$ соответствует круговой поляризации.

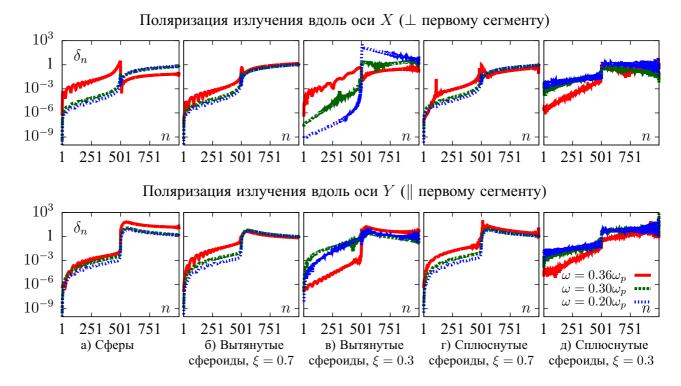


Рисунок 4.9: Степень деполяризации δ_n в зависимости от n для цепочек в виде уголка для наночастиц различной формы при различных частотах ω и для различных направлений поляризации внешнего излучения по отношению к первой частице.

Прежде всего рассмотрим цепочки в виде уголка (рисунок 4.9). В зависимости от параметров цепочки (форма наночастиц, а также соотношение полу-

осей ξ), линейная поляризация возбуждающего излучения может быть преобразована практически в круговую поляризацию, или в некоторых случаях в более общую эллиптическую поляризацию. Из рисунка видно, что в уголковых цепочках, исследованных в настоящей работе, невозможно добиться преобразование линейной поляризации в линейную. Отметим также следующую особенность: в случае сплюснутых сфероидов с $\xi=0.3$, состояние поляризации испытывает резкие колебания в масштабах одного периода цепочки. Наконец, отметим, что эффект преобразования поляризации является обратным: внешняя круговая поляризация может быть преобразована той же цепочкой в практически линейную поляризацию.

Цепочки в виде сглаженного уголка, а также четверть-окружности (см. рисунки 4.10 и 4.11) позволяют в некоторых случаях добиваться весьма эффективного преобразования линейной поляризации в линейную. Например, в случае сфер и $\omega=0.36\omega_p$ ППП с начальной линейной поляризацией вдоль оси Y плавно преобразуется в круговую поляризацию ближе к середине цепочки, а затем в линейную поляризацию вдоль оси X на выходе из цепочки. Кроме того, в случае сплюснутых сфероидов с $\xi=0.3$ линейные поляризации, независимо от их направления на первой наночастице, преобразуются в линейные достаточно эффективно ($\delta_{1001}\simeq 10^3$) практически при любой частоте ω .

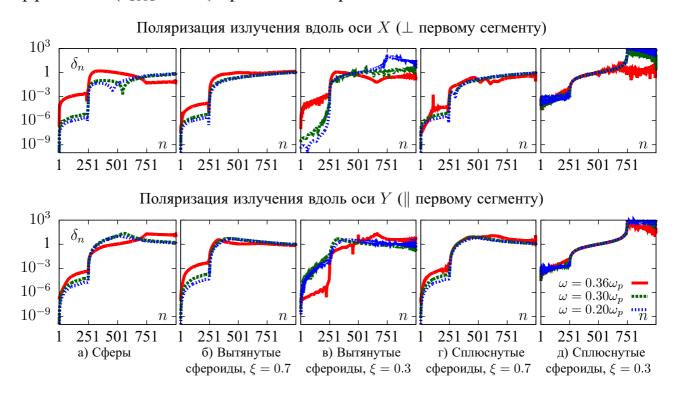


Рисунок 4.10: То же, что и на рисунке 4.9, но для цепочек в виде сглаженных уголков.

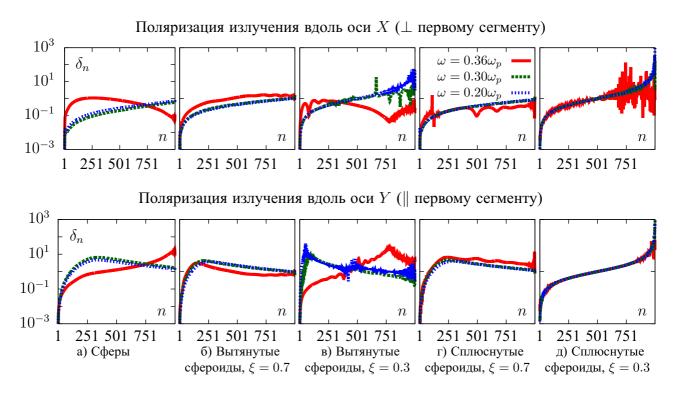


Рисунок 4.11: То же, что и на рисунке 4.9, но для цепочек в виде четверть-окружностей.

Физические эффекты, рассмотренные в данном разделе, можно наблюдать в ближнем поле при монохроматическом или квазимонохроматическом возбуждении, где детектирование поляризации может быть достигнуто с помощью различных типов фильтров или использования асимметричных резонансных наночастиц в качестве ближнепольных оптических зондов.

4.2.4 Локализация электрического поля вблизи ОПВ различных конфигураций

Перейдем к исследованию локализации электрического поля вблизи ОПВ различных конфигураций. Для этого будем рассматривать значения I (см. выражение (4.1)) на высоте 10нм над верхними точками наночастиц. Обратим внимание на тот факт, что, в зависимости от формы наночастиц, эта плоскость находится на разной высоте H над плоскостью z=0. В частности, имеем H=18нм для сфер и вытянутых сфероидов, а также H=37нм и H=50нм для сплюснутых сфероидов с соотношением полуосей $\xi=0.3$ и $\xi=0.2$ соответственно.

Рассмотрим в первую очередь линейные ОПВ, трансмиссионные свойства которых были исследованы в разделе 4.2.1. Результаты представлены на рисунке 4.12. При моделировании были использованы оптимальные параметры, соответствующие наиболее эффективному распространению ППП (см. рисунок 4.4).

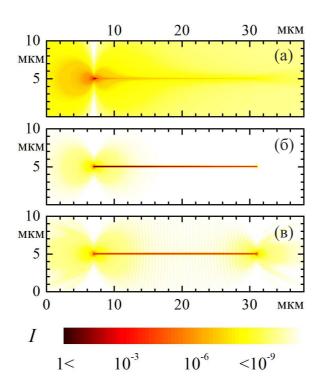


Рисунок 4.12: Нормированные значения интенсивности электрического поля на расстоянии 10нм от верхних точек цепочек из: а) вытянутых сфероидов; б) сплюснутых сфероидов; в) сфер. Большие оси вытянутых сфероидов параллельны плоскости рисунка.

Видно, что нормированная напряженность электрического поля I(x,y) близка к единице над цепочками из наносфероидов на протяжении всей длины ОПВ. В случае же сферических частиц поле не так сконцентрировано, несмотря на то, что в этом случае плоскость наблюдения располагается ближе к оси ОПВ.

Перейдем к случаю 2D ОПВ, в частности, в форме уголка. На рисунке 4.13 изображена функция I(x,y) для нескольких наиболее интересных случаев, которые соответствуют цепочкам из сфероидов с относительно небольшими значениями соотношения полуосей и частотам внешнего излучения, для которых затухание ППП относительно мало. Заметим, что график (г) соответствует рабочей частоте $\omega=0.10\omega_p$ – этот случай не изображен на рисунках 4.6–4.11. Из рисунка видно, что наилучшая локализация поля наблюдаются в случае сплюснутых сфероидов. Рассеяние и потери энергии в области вершины уголка незначительны во всех рассмотренных случаях. Однако затухание является настолько сильным в случае вытянутых сфероидов, что сигнал с трудом может быть считан с конца таких цепочек. Заметим, что затухание не является столь существенным в случае цепочек в виде четверть окружностей из вытянутых сфероидов.

Локализация электромагнитного поля вблизи цепочек в форме сглаженных уголков (см. рисунок 4.14) качественным образом не отличается от предыдуще-

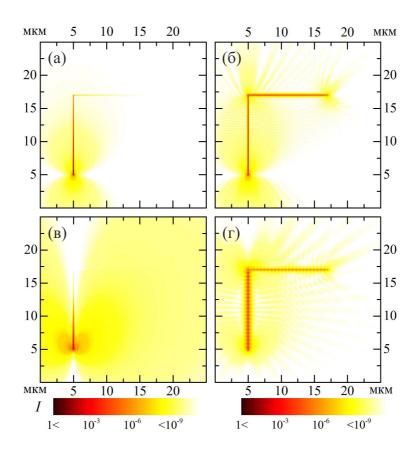


Рисунок 4.13: Нормированные значения интенсивности I(x,y) электрической компоненты электромагнитного поля для цепочек в виде уголка из вытянутых (слева) и сплюснутых (справа) сфероидов с соотношением полуосей $\xi=0.3$. Расчеты выполнены для возбуждающего поля на частотах $\omega=0.20\omega_p$ (а,б), $\omega=0.36\omega_p$ (в) и $\omega=0.10\omega_p$ (г). Поляризация внешнего излучения направлена вдоль оси X (а,б) и вдоль оси Y (в,г).

го случая. Безусловно, имеет место меньшее рассеяние и затухание, а локализация электрического поля несколько сильнее. Однако наиболее сильную локализацию поля можно наблюдать в цепочках в виде четверть-окружности (см. рисунок 4.15), особенно в случае сплюснутых сфероидов. В этом случае локализация электрического поля и распространение ППП такие же, как и в случае линейных цепочек (см. рисунок 4.12).

Отметим наконец, что представленные в настоящем разделе распределения напряженности поля можно наблюдать экспериментально с использованием ближнепольной оптической микроскопии [83, 117].

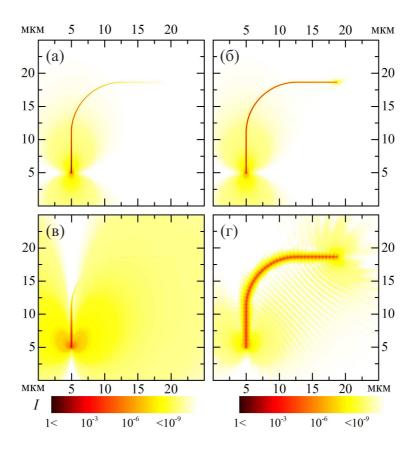


Рисунок 4.14: То же, что на рисунке 4.13 но для цепочек в виде сглаженного уголка.

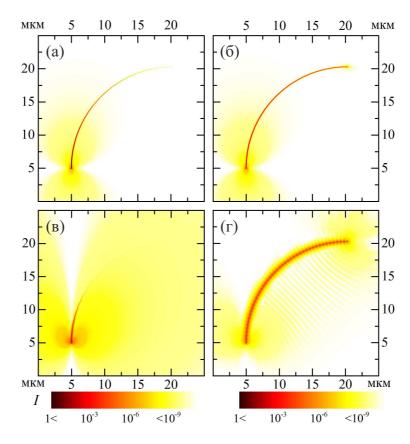


Рисунок 4.15: То же, что на рисунке 4.13 но для цепочек в виде четверть-окружности.

4.2.5 Влияние технологической подложки на волноводные свойства ОПВ

ОПВ из сферических наночастиц

Начнем данный раздел с исследования трансмиссионных характеристик линейных ОПВ из N=1001 Ад наночастиц сферической формы, расположенных на диэлектрической подложке (см. рисунок 4.16). Радиус наносфер принимается равным b=8нм. Диэлектрическая проницаемость окружающей среды принималась равной $\varepsilon=1.0$, а материала подложки $\varepsilon_2=2.5+0.01i$, что соответствует кварцу. Расчеты выполнены для различных направлений поляризации возбуждающего излучения, а также для различных значений расстояния $b\leq\mathcal{H}\leq 5b$ между поверхностью подложки и центрами наночастиц. Расстояние между центрами соседних частиц во всех случаях принималось равным h=3b=24нм.

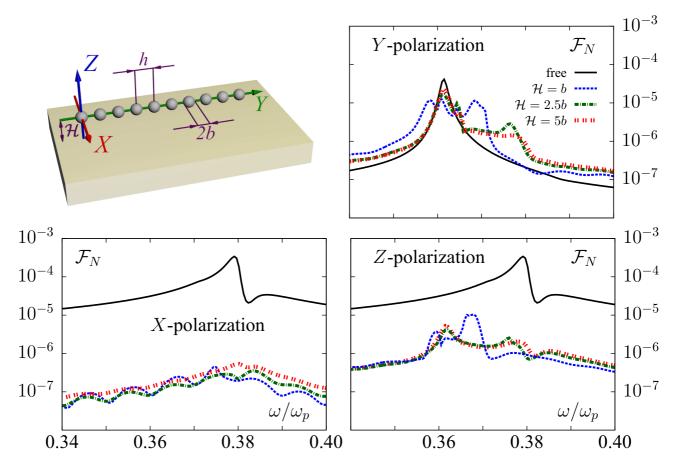


Рисунок 4.16: Спектры трансмиссии для линейных ОПВ, состоящих из N=1001 наносфер при различных значениях расстояния ${\cal H}$ между поверхностью подложки и осью симметрии ОПВ для различных поляризаций излучения. Межцентровое расстояние h=24нм. Сплошной черной линией изображены спектры ОПВ, находящихся в вакууме.

Из рисунка 4.16 видно, что при поляризации излучения, направленной вдоль осей X и Z, трансмиссионные свойства ОПВ, располагающихся вблизи подложке, ухудшаются на порядок и более по сравнению с трансмиссионными свойствами изолированных ОПВ. При этом в спектрах трансмиссии отсутствуют ярко выраженные максимумы. В случае коллинеарной поляризации, направленной вдоль оси Y, ситуация изменяется коренным образом. Из рисунка видно, что максимальные значения функции \mathcal{F}_N в этом случае практически не изменяются для ОПВ, расположенных в непосредственной близости к подложке по сравнению с ОПВ, находящимися в однородной среде (в вакууме).

Перейдем к качественному объяснению полученных зависимостей. В общем случае подложка должна приводить к диссипации энергии, передаваемой по ОПВ, из-за взаимодействия поля диполя каждой частицы с электрическими зарядами в подложке. Взаимодействие собственного диполя частицы с подложкой происходит через индуцирование в ней диполя изображения и его поля (рисунок 4.17).

Возможные типы взаимодействий поля собственного диполя частицы с полями индуцированных в подложке диполей, а также конфигурации таких полей представлены на рисунке 4.17. Как видно из рисунка, в подложке индуцируются диполи изображения, поле которых всегда совпадает по направлению с полем собственного диполя частиц, тем самым усиливая его, несмотря на отмеченную выше диссипацию энергии в подложке.

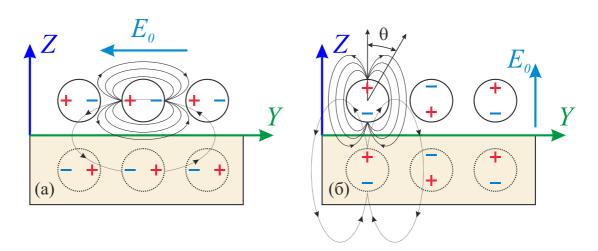


Рисунок 4.17: Схематическое изображение ориентации индуцируемых на подложке диполей в процессе распространения ППП в цепочке из сферических частиц. Внешнее возбуждающее поле направлено коллинеарно оси Y (a) и коллинеарно оси Z (б).

В этих же условиях следует принять во внимание изменение конфигурации и напряженности поля диполя вблизи проводящего шара и, соответственно, индуцированного им в подложке диполя в зависимости от направления относительно поляризации излучения (характеризуемое углом θ – рисунок 4.176):

$$E = 3E_0 \cos\theta, \tag{4.19}$$

где E_0 — напряженность внешнего поля. Например, в случае поляризации поля вдоль оси Z полюс диполя в этой геометрии находится на минимальном расстоянии от подложки (см. рисунок 4.17б). При этом нормальная составляющая напряженности поля проводящего шара зависит от направления относительно поляризации внешнего поля (характеризуемого углом θ), и вблизи полюсов напряженность локального поля вчетверо (с учетом внешнего поля) больше этого значения вблизи экватора частицы.

Таким образом, при поляризации внешнего поля вдоль оси Y воздействие поля диполя на подложку ниже, чем в случае поляризации вдоль оси Z, что может быть связано с угловой зависимостью напряженности локального поля вблизи поверхности частицы (4.19). Если поле индуцированного диполя взаимодействует с полем диполя частицы областью полюса (см. рисунок 4.176), то вклад в усиление локального поля вблизи частицы наибольший, а если областью экватора, то – наименьший (см. рисунок 4.17а).

В случае Y, а также Z-поляризаций внешнего поля следует ожидать изменения поляризации ППП, распространяющегося вдоль ОПВ. Для этого исследуем значения степени деполяризации δ_n (см. выражение 4.18), определяемой следующим образом: в случае Y-поляризации имеем $\delta_n = d_n^{(z)}/d_n^{(y)}$, и, наоборот, в случае Z-поляризации: $\delta_n = d_n^{(y)}/d_n^{(z)}$. Из рисунка 4.18 видно, что, действительно, значения δ_n близки к единице при расстоянии до подложки $\mathcal{H} = b$, что свидетельствует о преобразовании поляризации ППП из линейной в круговую.

Обнаруженные поляризационные эффекты могут быть связаны с диагональными электростатическими взаимодействиями соседних частиц, в которых отрицательный полюс одной частицы взаимодействует с положительным электрическим изображением отрицательного полюса соседних частиц (см. рисунок 4.17).

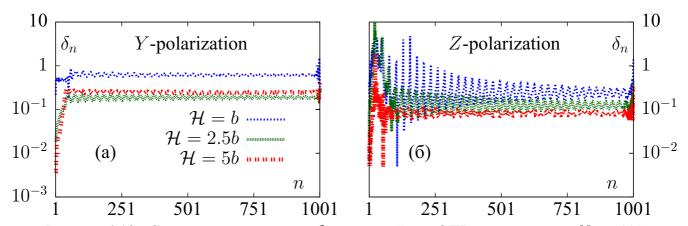


Рисунок 4.18: Степень деполяризации δ_n для линейных ОПВ, состоящих из N=1001 наносфер при различных значениях расстояния $\mathcal H$ между поверхностью подложки и осью симметрии ОПВ для различных поляризаций излучения. Межцентровое расстояние h=24нм. Возбуждение ОПВ происходит на длинах волн, соответствующих наилучшей трансмиссии (см. рисунок 4.16).

ОПВ из вытянутых наносфероидов

Перейдём к трансмиссионным свойствам линейных ОПВ, состоящих из N=1001 наносфероидов. Рассмотрим ОПВ, геометрия и параметры которых идентичны волноводам, представленным на рисунке 3.9. Однако в случае вытянутых сфероидов в силу отсутствия осевой симметрии ОПВ, существует множество различных способов расположения ОПВ на подложке.

В настоящем разделе рассмотрим два наиболее характерных варианта: оси симметрии вытянутых сфероидов параллельны и ортогональны плоскости подложки. Помимо этого, исследуем ОПВ из наносфероидов, находящихся в непосредственном контакте с диэлектрической подложкой при любом значении соотношения полуосей ξ . Отметим также, что трансмиссионные свойства ОПВ из наносфероидов с $\xi > 0.6$ слабо отличаются от соответствующих свойств ОПВ из сфероидов с $\xi \leq 0.6$.

Прежде всего рассмотрим линейные ОПВ из вытянутых сфероидов, оси симметрии которых параллельны плоскости подложки (см. рисунок 4.19). Здесь расстояние до подложки $\mathcal{H}=b=\mathrm{const}$ и не зависит от соотношения полуосей ξ . Из рисунка видно, что при коллинеарной поляризации (вдоль оси Y) наблюдается незначительный рост максимальных значений \mathcal{F}_N . Для поляризаций излучения вдоль осей X и Z в широком диапазоне частот значения \mathcal{F}_N снижаются на порядок и более по сравнению с ОПВ в однородной среде.

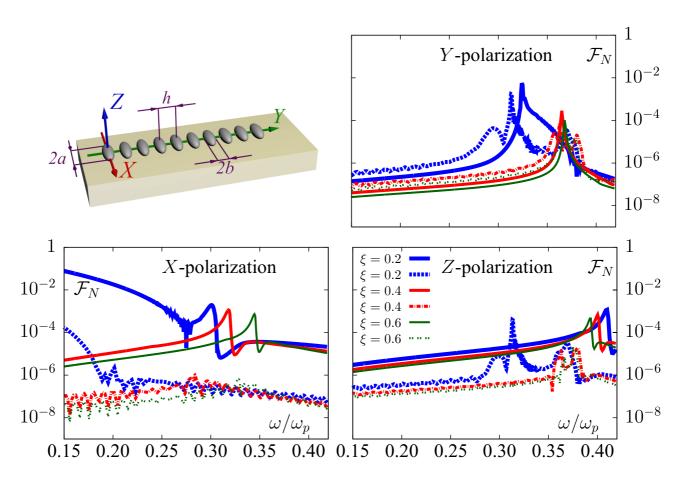


Рисунок 4.19: Спектры трансмиссии для линейных ОПВ, состоящих из N=1001 вытянутых наносфероидов, расположенных на диэлектрической подложке (штрих-пунктирные линии) и в её отсутствии (сплошные линии). Расчеты выполнены для различных направлений поляризации излучения и при различных значениях соотношения полуосей $\xi=b/a$. Межцентровое расстояние h=24нм.

Перейдем к случаю вытянутых сфероидов, оси симметрии которых перпендикулярны плоскости подложки (см. рисунок 4.20). Здесь расстояние $\mathcal{H}=a\neq$ const зависит от величины $\xi=b/a$. Из рисунка видно, что для поляризации излучения вдоль оси X трансмиссионные свойства ОПВ с такой геометрией ухудшаются при расположении наносфероидов на подложке для любых значений ξ .

Улучшение трансмиссии ОПВ на подложке для Z-поляризации на рисунке 4.20 по сравнению с рисунком 4.19 для той же поляризации можно с одной стороны объяснить большей в b/a раз удаленностью от подложки центра вытянутых сфероидов (а значит и индуцированными в них диполями), ортогонально расположенных к плоскости подложки, по сравнению с вытянутыми сфероидами, лежащими на поверхности подложки. Различная ориентация диполей в соответствии с выражением (4.19) соответствует разному вкладу диполей изображения в локальное поле вблизи частицы (большему в случае, изображенному

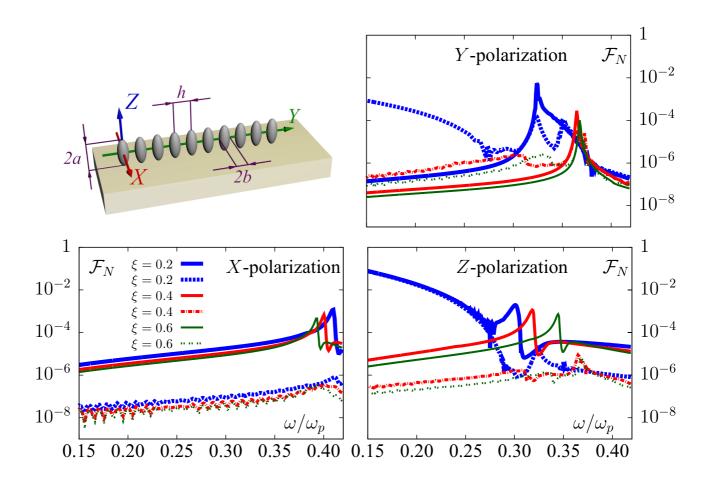


Рисунок 4.20: То же, что и на рисунке 4.19, но для вытянутых сфероидов, оси симметрии которых коллинеарны оси Z.

на рисунке 4.20 для Z-поляризации). Вместе с тем большей удаленностью от подложки минимизируется диссипативное влияние подложки на трансмиссионные свойства ОПВ.

Кроме того, необходимо учесть, что трансмиссионные свойства ОПВ улучшаются, если направление поляризации совпадает с большой осью сфероида, что объясняется усилением резонансных свойств частицы (см. рисунок 4.19 для X-поляризации и рисунок 4.20 для Y-поляризации). Последнее связано с увеличением резонансной частоты поверхностного плазмона ω_0 для поляризации вдоль большей оси частицы. Сдвиг ω_0 в низкочастотный диапазон сопровождается быстрым возрастанием модуля действительной части диэлектрической проницаемости $|\text{Re}\left(\varepsilon_1\right)|$ металла по сравнению с её мнимой частью $\text{Im}\left(\varepsilon_1\right)$. Напомним, что добротность поверхностного плазмонного резонанса частицы можно оценить выражением $Q(\omega) = |\text{Re}\left(\varepsilon_1\right)| / \text{Im}\left(\varepsilon_1\right)$ (см., например [62]).

Улучшением резонансных свойств частиц может объясняться и неизменность в присутствии подложки трансмиссионных свойств ОПВ из вытянутых сферо-

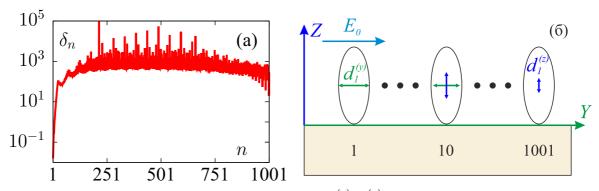


Рисунок 4.21: а) степень деполяризации $\delta_n = d_n^{(z)}/d_n^{(y)}$ для линейных ОПВ, состоящих из N=1001 вытянутых наносфероидов, оси симметрии которых перпендикулярны оси Z (см. рисунок 4.20); б) схематическое изображение трансформации дипольных моментов с учетом затухания. Возбуждение ОПВ происходит на частоте $\omega=0.2\omega_p$ при поляризации вдоль оси Y.

идов (см. рисунок 4.20) в диапазоне частот $\omega/\omega_p < 0.25$ для Z-поляризации. В этом случае при $\xi=0.2$ подложка почти не оказывает воздействия на ОПВ в силу высоких значений $Q(\omega)$.

При поляризации вдоль оси Y (см. рисунок 4.20) наличие подложки может улучшить трансмиссионные свойства (для $\xi=0.2$) в низкочастотной области спектра ($\omega/\omega_p<0.25$). В этом случае необходимо принять во внимание обнаруженный эффект преобразования поляризации по мере распространения ППП вдоль цепочки в случае ее расположения на подложке. То есть, в этом процессе поляризация вдоль оси Y может частично трансформироваться в Z-поляризацию (см. рисунок 4.21), направление которой совпадает с большей осью сфероидов, что сопровождается усилением резонансного взаимодействия наночастиц. Именно этим эффектом может объясняться улучшение трансмиссии в ОПВ на подложке в области низких частот ($\omega/\omega_p<0.25$) для Y-поляризации, сопоставимое с Z-поляризацией.

ОПВ из сплюснутых сфероидов

На рисунке 4.22 изображены спектры пропускания линейных ОПВ из сплюснутых сфероидов. Здесь, как и в предыдущем случае, наносфероиды с различными значениями ξ находятся на поверхности подложки. Для всех поляризаций при малых значениях $\xi=0.2$ в длинноволновой области спектра ($\omega/\omega_p<0.35$) диэлектрическая подложка не оказывает практически никакого эффекта на трансмиссионные свойства ОПВ. Это связано с несколькими факторами. Наиболее важный из них — это высокая локализация поля вблизи цепочек из сплюснутых сфероидов (см. рисунок 4.12), при которой поле лишь незначительно прони-

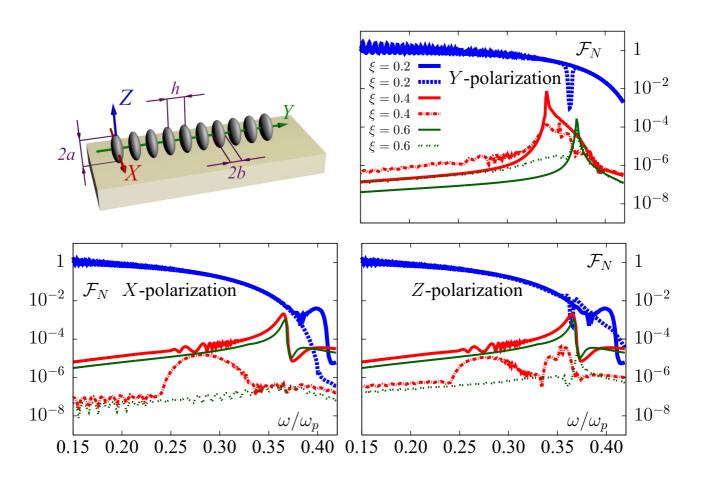


Рисунок 4.22: То же, что и на рисунке 4.19, но для сплюснутых сфероидов.

кает в подложку. Кроме того, наряду с упоминавшейся большей удаленностью центра сфероидов с малыми значениями ξ от подложки, минимизирующее ее диссипативный вклад, следует учесть увеличение объема частиц при переходе от наносфер к частицам в форме вытянутых и сплюснутых сфероидов (в 5 и 25 раз, соответственно). Последнее соответствует возрастанию их поляризуемости и величины наводимого дипольного момента, а значит и вклада в локальное поле вблизи частицы диполя изображения. Совокупностью этих факторов можно объяснить незначительное влияние подложки на трансмиссионные свойства ОПВ.

При возрастании значений ξ ($\xi > 0.2$), диэлектрическая подложка либо ухудшает трансмиссию (для X и Z-поляризаций), либо незначительно увеличивает значения \mathcal{F}_N (при поляризации вдоль оси Y). Полученные зависимости могут быть объяснены качественными интерпретациями, приведенными ранее для сфер и вытянутых сфероидов.

Таким образом, совокупный вклад в трансмиссионные свойства ОПВ на подложке вносят следующие факторы:

- направление поляризации излучения: ориентация его вдоль длинной оси сфероидальных частиц с большим значением эксцентриситета приводит к улучшению резонансных свойств частиц и улучшению волноводных свойств таких ОПВ;
- конфигурация полей диполей изображения, индуцируемых в соседних частицах в процессе распространения ППП вдоль цепочки (вклад этого фактора максимален для поляризации вдоль цепочки);
- конфигурации полей диполей изображения в подложке (коллинеарная или ортогональная подложке), вносящие различный вклад в локальное поле вблизи частиц ОПВ;
- возрастание объема частиц относительно сферы в 5 (для вытянутого сфероида) и в 25 раз (для сплюснутого сфероида) для наибольших из исследованных значений эксцентриситета, сопровождающегося увеличением поляризуемости частиц;
- эффект преобразования поляризации ППП по мере его распространения вдоль ОПВ на подложке для Y-поляризации и усиления Z-составляющей, направленной вдоль длинной оси сфероида;
- возрастание удаленности центра сфероидов от поверхности подложки при уменьшении соотношения полуосей частиц ξ , минимизирующее диссипативный вклад подложки.

4.3 Заключение к главе 4

Продемонстрирована возможность распространения ППП с меньшим затуханием в цепочках из наносфероидов по сравнению с аналогичными цепочках из наносфер. В этом случае трансмиссионные свойства ОПВ при ортогональной поляризации, направленной вдоль больших осей сфероидов, на два порядка выше, чем в случае наносфер. Наиболее эффективное распространение ППП, а также наилучшая локализация электрического поля имеют место в цепочках из сплюснутых сфероидов с соотношением полуосей $0.2 \le \xi \le 0.3$. Обнаруженные эффекты и особенности являются приоритетными во многих приложениях наноплазмоники, включая, прежде всего нановолноводы (см., например, [1-10]).

Обнаружено, что распространение ППП в изогнутых цепочках с достаточно большим радиусом кривизны может характеризоваться сильной локализацией

электрического поля, как и в случае линейных цепочек. В этом случае практически отсутствуют потери энергии на рассеяние, как и в линейной цепочке. Этот результат можно объяснить тем, что кривые цепочки с гладкой геометрией можно рассматривать как локально-линейные до тех пор, пока радиус кривизны является достаточно большим. Отметим, что изогнутые цепочки из наночастиц могут использоваться в качестве наноразмерных устройств, предназначенных для эффективного управления поляризацией излучения на наномасштабах.

Трансмиссионные свойства линейных ОПВ из плазмонных наночастиц сферической формы, расположенных на плоской диэлектрической подложке, в большинстве случаев значительно ухудшаются по сравнению с аналогичными ОПВ, расположенными в однородном пустом пространстве. Однако при поляризации излучения, направленной вдоль цепочки, существует возможность сохранения трансмиссионных свойств ОПВ в присутствии диэлектрической подложки.

Диэлектрическая подложка с расположенным на ней ОПВ из вытянутых сфероидов в большинстве случаев ухудшает их волноводные свойства, однако для сфероидов, ортогонально ориентированных к подложке, в зависимости от поляризации излучения и эксцентриситета частиц, возможно как сохранение, так и улучшение трансмиссионных свойств.

Трансмиссионные свойства ОПВ из сплюснутых сфероидов при максимальном значении эксцентриситета в присутствии положки остаются неизменными.

Присутствие диэлектрической подложки вблизи ОПВ приводит к поляризационным эффектам, заключающимся в изменении поляризации ППП по мере его распространения вдоль цепочки. Эти эффекты усиливаются на минимальном расстоянии от подложки и могут оказывать влияние на волноводные свойства ОПВ.

Полученные данные позволяют утверждать, что существует диапазон параметров (частота возбуждающего излучения и его поляризация, эксцентриситет сфероидальных наночастиц, диэлектрическая проницаемость материала частиц и подложки), при которых плоская диэлектрическая подложка с расположенным на ней ОПВ не приводит к ухудшению его волноводных свойств.

Заключение

- 1. Продемонстрирована возможность получения периодических однодорожечных структур из металлических наночастиц на диэлектрических подложках методом их электростатической функционализации с использованием наношаблонов различных конфигураций. При этом значения электрических параметров, необходимых для получения таких структур, являются достижимыми в экспериментальных условиях.
- 2. Показано, что слабая разупорядоченность или иные структурные несовершенства оптических плазмонных волноводов в виде коротких цепочек существенно не влияют на их трансмиссионные свойства.
- 3. Показано, что наилучшими волноводными свойствами обладают оптические плазмонные волноводы в виде цепочек из сильно сплющенных сфероидов (нанодисков). Такие волноводы обладают широкой полосой пропускания, в пределах которой поверхностные плазмон-поляритоны распространяются с наименьшим затуханием и высокой групповой скоростью.
- 4. При распространении фемтосекундных импульсов в коротких цепочках (состоящих из десятков наночастиц) отражение от границ цепочки играет существенную роль. Использование ловушек диссипативного типа позволяет вывести из рабочей части цепочки паразитные (отраженные) сигналы путем уменьшения их амплитуды до значений ниже порога чувствительности считывающего фоторегистрирующего устройства.
- 5. Продемонстрирована возможность использования нановолноводов в виде кривых 2D цепочек из наночастиц серебра в качестве функциональных поляризационных элементов для управления поляризацией распространяющегося излучения.
- 6. Показано, что существует диапазон значений параметров (частота возбуждающего излучения, эксцентриситет сфероидальных наночастиц, диэлектрическая проницаемость подложки), при которых плоская диэлектрическая подложка с расположенным на ней оптическим плазмонным волноводом не приводит к ухудшению его волноводных свойств.

Автор выражает глубокую признательность научному руководителю, Карпову Сергею Васильевичу, за безграничное терпение и настойчивость в обсуждении вопросов, посвященных диссертационному исследованию; профессору университета Пенсильвании, Маркелю Вадиму Аркадьевичу, за плодотворное сотрудничество и бесценный опыт; Грачеву Алексею Сергеевичу за оказанную помощь в проведении расчетов и обучению основам программирования.

Литература

- 1. Maier S. A., Kik P. G., Atwater H. A. Optical pulse propagation in metal nanoparticle chain waveguides // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67. P. 205402.
- 2. Girard C., Quidant R. Near-field optical transmittance of metal particle chain waveguides // Opt. Express. 2004. Vol. 12. P. 6141.
- 3. Nikitin A.G., Kabashin A.V., Dallaporta H. Plasmonic resonances in diffractive arrays of gold nanoantennas: near and far field effects // Opt. Express. 2012. Vol. 20, no. 25. P. 27941–27952.
- 4. Teperik T. V., Degiron A. Design strategies to tailor the narrow plasmon-photonic resonances in arrays of metallic nanoparticles // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86, no. 24. P. 245425.
- 5. Cheng T., Rangan C., Sipe J. E. Metallic nanoparticles on waveguide structures: effects on waveguide mode properties and the promise of sensing applications // J. Opt. Soc. Am. B. 2013. Vol. 30, no. 3. P. 743–765.
- 6. Compaijen P. J., Malyshev V. A., Knoester J. Surface-mediated light transmission in metal nanoparticle chains // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 87, no. 20. P. 205437.
- 7. Nikitin A.G., Nguyen T., Dallaporta H. Narrow plasmon resonances in diffractive arrays of gold nanoparticles in asymmetric environment: Experimental studies // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 102, no. 22. P. 221116.
- 8. Lee C., Tame M., Noh C. et al. Robust-to-loss entanglement generation using a quantum plasmonic nanoparticle array // New J. Phys. 2013. Vol. 15, no. 8. P. 083017.
- 9. Savelev R. S., Slobozhanyuk A. P., Miroshnichenko A. E. et al. Subwavelength waveguides composed of dielectric nanoparticles // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 89, no. 3. P. 035435.
- 10. Vitrey A., Aigouy L., Prieto P. et al. Parallel Collective Resonances in Arrays of Gold Nanorods // Nano Letters. 2014. Vol. 14, no. 4. P. 2079–2085.
- 11. Kinsey N., Ferrera M., Shalaev V. M. and Boltasseva A. Examining nanophotonics for integrated hybrid systems: a review of plasmonic interconnects and

- modulators using traditional and alternative materials // J. Opt. Soc. Am. B. 2015. Vol. 32, no. 1. P. 121–142.
- 12. Markel V. A. Coupled-dipole approach to scattering of light from a one-dimensional periodic dipole chain // J. Mod. Opt. 1993. Vol. 40, no. 11. P. 2281–2291.
- 13. Zou S., Janel N., Schatz G. C. Silver nanoparticle array structures that produce remarkably narrow plasmon lineshapes // J. Chem. Phys. 2004. Vol. 120, no. 23. P. 10871–10875.
- 14. Zou S., Schatz G. C. Theoretical studies of plasmon resonances in one-dimensional nanoparticle chains: narrow lineshapes with tunable width // Nanotechnology. 2006. Vol. 17. P. 2813–2820.
- 15. Gilani T. H., Dushkina N., Freeman W. L. et al. Surface plasmon resonance due to the interface of a metal and a chiral sculptured thin film // Optical Engineering. 2010. Vol. 49, no. 12. P. 120503.
- Faryad M., Polo Jr. J. A., Lakhtakia A. Multiple trains of same-color surface plasmon-polaritons guided by the planar interface of a metal and a sculptured nematic thin film. Part IV: Canonical problem // J. Nanophotonics. 2010. Vol. 4, no. 1. P. 043505.
- 17. Burin A. L., Cao H., Schatz G. C., Ratner M. A. High-quality optical modes in low-dimensional arrays of nanoparticles: application to random lasers // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. Vol. 21, no. 1. P. 121–131.
- 18. Quidant R., Girard C., Weeber J.-C., Dereux A. Tailoring the transmittance of integrated optical waveguides with short metallic nanoparticle chains // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69. P. 085407.
- Simovski C. R., Viitanen A. J., Tretyakov S. A. Resonator mode in chains of silver spheres and its possible application // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 72. P. 066606.
- 20. Kravets V. G., Schedin F., Grigorenko A. N. Extremely narrow plasmon resonances based on diffraction coupling of localized plasmons in arrays of metallic nanoparticles // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 087403.
- 21. Zhang Z.-S., Yang Z.-J., Li J.-B. et al. Plasmonic interferences in two-dimensional stacked double-disk array // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98. P. 173111.

- 22. Quinten M., Leitner A., Krenn J. R., Ausennegg F. R. Electromagnetic energy transport via liner chains of silver nanoparticles // Opt. Lett. 1998. Vol. 23, no. 17. P. 1331–1333.
- 23. Krenn J. R., Dereux A., Weeber J. C. et al. Squeezing the Optical Near-Field Zone by Plasmon Coupling of Metallic Nanoparticles // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. P. 2590–2593.
- 24. Krenn J. R., Salerno M., Felidj N. et al. Light field propagation by metal micro- and nanostructures // J. of Microscopy. 2001. Vol. 202. P. 122–128.
- 25. Maier S. A., Kik P. G., Atwater H. A. Observation of coupled plasmon-polariton modes in Au nanoparticle chain waveguides of different length: Estimation of waveguide loss // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81, no. 9. P. 1714–1716.
- 26. Maier S. A., Brongersma M. L., G. Kik P., A. Atwater H. Observation of near-field coupling in metal nanoparticle chains using far-field polarization spectroscopy // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 193408.
- 27. Maier S. A., Kik P. G., Atwater H. A. et al. Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguide // Nature Materials. 2003. Vol. 2. P. 229–232.
- 28. Ключник А. В., Курганов С. Ю., Лозовик Ю. Е. Плазменная оптика наноструктур // ФТТ. 2003. Т. 46, № 7. С. 1267–1271.
- 29. Markel V. A., Sarychev A. K. Propagation of surface plasmons in ordered and disordered chains of metal nanospheres // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 75. P. 085426.
- 30. Weber W. H., Ford G. W. Propagation of optical excitations by dipolar interactions in metal nanoparticle chains // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70. P. 125429.
- 31. Zhao L. L., Kelly K. L., Schatz G. C. The extinction spectra of silver nanoparticle arrays: influence of array structure on plasmon resonance wavelength and width // J. Phys. Chem. B. 2003. Vol. 107. P. 7343–7350.
- 32. Govyadinov A. A., Markel V. A. From slow to superluminal propagation: Dispersive properties of surface plasmon polaritons in linear chains of metallic nanospheroids // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 78, no. 3. P. 035403.
- 33. Brongersma M. L., Hartman J. W., Atwater H. A. Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62, no. 24. P. R16356–R16359.

- 34. Bozhevolnyi S. I., Erland J., Leosson K. et al. Waveguiding in surface plasmon polariton band gap structures // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86, no. 14. P. 3008–3011.
- 35. Zou S., Schatz G. C. Narrow plasmonic/photonic extinction and scattering line shapes for one and two dimensional silver nanoparticle arrays // J. Chem. Phys. 2004. Vol. 121, no. 24. P. 12606–12612.
- 36. Panoiu N. C., Osgood R. M. Subwavelength nonlinear plasmonic nanowire // Nano Letters. 2004. Vol. 4, no. 12. P. 2427–2430.
- 37. Sweatlock L. A., Maier S. A., Atwater H. A. et al. Highly confined electromagnetic fields in arrays of strongly coupled Ag nanoparticles // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71. P. 235408.
- 38. Citrin D. S. Plasmon polaritons in finite-length metal-nanoparticle chains: The role of chain length unraveled // Nano Letters. 2005. Vol. 5, no. 5. P. 985–989.
- 39. Engheta N., Salandrino A., Alu A. Circuit elements at optical frequencies: Nanoinductors, nanocapacitors, and nanoresistors // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95, no. 9. P. 095504.
- 40. Bozhevolnyi S. I., Volkov V. S., Devaux E. et al. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators // Nature. 2006. Vol. 440. P. 508.
- 41. Citrin D. S. Plasmon-polariton transport in metal-nanoparticle chains embedded in a gain medium // Opt. Lett. 2006. Vol. 31, no. 1. P. 98–100.
- 42. Zou S., Schatz G. C. Metal nanoparticle array waveguides: Proposed structures for subwavelength devices // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. P. 125111.
- 43. Alu A., Engheta N. Theory of linear chains of metamaterial/plasmonic particles as subdiffraction optical nanotrasmission lines // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. P. 205436.
- 44. Koenderink A. F., Polman A. Complex response and polariton-like dispersion splitting in periodic metal nanoparticle chains // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. P. 033402.
- 45. Koenderink A. F., Waele R., Prangsma J. C., Polman A. Experimental evidence for large dynamic effects on the plasmon dispersion of subwavelength metal nanoparticle waveguides // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. P. 201403.

- 46. Crozier K. B., Togan E., Simsek E., Yang T. Experimental measurement of the dispersion relations of the surface plasmon modes of metal nanoparticle chains // Opt. Express. 2007. Vol. 15, no. 26. P. 17482–17493.
- 47. Fung K. H., Chan C. T. Plasmonic modes in periodic metal nanoparticle chains: a direct dynamic eigenmode analysis // Opt. Lett. 2007. Vol. 32, no. 8. P. 973–975.
- 48. Fung K. H., Chan C. T. Analytical study of the plasmonic modes of a metal nanoparticle circular array // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 77. P. 205423.
- 49. Citrin D. S., Wang Y., Zhou Z. Far-field optical coupling to semi-infinite metal-nanoparticle chains // J. Opt. Soc. Am. B. 2008. Vol. 25, no. 6. P. 937–944.
- 50. Хлебцов Н.Г. Оптика и биофотоника наночастиц с плазмонным резонансом // Квантовая электроника. 2008. Т. 38, № 6. С. 504–529.
- 51. Kaplan A. E., Volkov S. N. Local fields in nanolattices of strongly interacting atoms: nanostrata, giant resonances, 'magic numbers,' and optical bistability // Phys. Usp. 2009. Vol. 52. P. 506–514.
- 52. Van Orden D., Fainman Y., Lomakin V. Optical waves on nanoparticle chains coupled with surfaces // Opt. Lett. 2009. Vol. 34. P. 422–424.
- 53. Auguie B., Barnes W. L. Diffractive coupling in gold nanoparticle arrays and the effect of disorder // Opt. Lett. 2009. Vol. 34. P. 401.
- 54. Auguie B., Bendana X. M., Barnes W. L., Garcia de Abajo F. J. Diffractive arrays of gold nanoparticles near an interface: Critical role of the substrate // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 82. P. 155447.
- 55. Jacak W., Krasnyj J., Jacak J. et al. Undamped collective surface plasmon oscillations along metallic nanosphere chains // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 108. P. 084304.
- 56. Conforti M., Guasoni M. Dispersive properties of linear chains of lossy metal nanoparticles // J. Opt. Soc. Am. B. 2010. Vol. 27. P. 1576–1582.
- 57. Bustos-Marun R. A., Coronado E. A., Pastawski H. M. Buffering plasmons in nanoparticle waveguides at the virtual-localized transition // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 82. P. 035434.
- 58. Volkov S. N., Kaplan A. E. Local-field excitations in two-dimensional lattices of resonant atoms // Phys. Rev. A. 2010. Vol. 81. P. 043801.

- 59. Fung K. H., Tang R. C. H., Chan C. T. Analytical properties of the plasmon decay profile in a periodic metal-nanoparticle chain // Opt. Lett. 2011. Vol. 36. P. 2206.
- 60. Guasoni M. Analytical approximations of the dispersion relation of the plasmonic modes propagating around a curved dielectric-metal interface // J. Opt. Soc. Am. B. 2011. Vol. 28. P. 1396–1403.
- 61. Guasoni M., Conforti M. Complex dispersion relation of a double chain of lossy metal nanoparticles // J. Opt. Soc. Am. B. 2011. Vol. 28. P. 1019–1025.
- 62. Stockman M. I. Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into the future // Opt. Express. 2011. Vol. 19. P. 22029.
- 63. Willingham B., Link S. Energy transport in metal nanoparticle chains via subradiant plasmon modes // Opt. Express. 2011. Vol. 19. P. 6458–6469.
- 64. Zheng M. J., Lei D. Y., Yakubo K., Yu K. W. Asymmetric Propagation of Optical Signals in Graded Plasmonic Chains // Plasmonics. 2011. Vol. 6. P. 19–27.
- 65. Faez S., Lagendijk A., Ossipov A. Critical scaling of polarization waves on a heterogeneous chain of resonators // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83. P. 075121.
- 66. Esteban R., Taylor R. W., Baumberg J. J., Aizpurua J. How chain plasmons govern the optical response in strongly interacting self-assembled metallic clusters of nanoparticles // Langmuir. 2012. Vol. 28. P. 8881.
- 67. Ivanov A., Shalygin A., Lebedev V. et al. Plasmonic extraordinary transmittance in array of metal nanorods // Appl. Phys. A. 2012. Vol. 107. P. 17.
- 68. Solis D., Willingham B., Nauert S. L. et al. Electromagnetic energy transport in nanoparticle chains via dark plasmon modes // Nano Letters. 2012. Vol. 12. P. 1349.
- 69. Scheurer M. S., Arnold M. D., Setiadi J., Ford M. J. Damping of plasmons of closely coupled sphere chains due to disordered gaps // J. Phys. Chem. C. 2012. Vol. 116. P. 1335.
- 70. Udagedara I. B., Rukhlenko I. D., Premaratne M. Surface plasmon-polariton propagation in piecewise linear chains of composite nanospheres: The role of optical gain and chain layout // Opt. Express. 2011. Vol. 19. P. 19973.
- 71. Бабин В. М., Воробьев В.В., Медведев А. С. и др. Спектральные особенности распространения электромагнитного поля вдоль цепочки наночастиц // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2013. Т. 5. С. 23–28.

- 72. Chang D. E., Sorensen A. S., Hemmer P. R., Lukin M. D. Strong coupling of single emitters to surface plasmons // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. P. 035420.
- 73. Rose A. H., Wirth B. M., Hatem R. E. et al. Nanoscope based on nanowaveguides // Opt. Express. 2014. Vol. 22, no. 5. P. 5228–5233.
- 74. Zhang X., Li Z., Chen J. et al. A dichroic surface-plasmon-polariton splitter based on an asymmetric T-shape nanoslit // Opt. Express. 2013. Vol. 21, no. 12. P. 14548–14554.
- 75. Han Z., Bozhevolnyi S.I. Radiation guiding with surface plasmon polaritons // Rep. Prog. Phys. 2013. Vol. 76, no. 1. P. 016402.
- 76. Андреев А. В., Грищенко Ю. В., Добындэ М. И. и др. Оптические свойства одномерных субволновых плазмонных наноструктур // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 92, № 11. С. 823–826.
- 77. Бабичева В. Е. Поверхностные плазмон-поляритоны в периодических наноструктурах : Дисссертация на соискание ученой степени кандидата физикоматематических наук : 01.04.02 / В. Е. Бабичева ; Моск. физ.-тех. ин-т. М., 2012. 149 с.
- 78. Федянин Д. Ю. Усиление поверхностных плазмон-поляритонов в наноразмерных волноводах : Дисссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук : 01.04.03 / Д. Ю. Федянин ; Моск. физ.-тех. ин-т. М., 2013. 138 с.
- 79. Хохлов Н. Е. Резонансные оптические эффекты при оптическом, магнитном и акустическом воздействиях на плазмон-поляритоны в слоистых структурах: Дисссертация на соискание ученой степени кандидата физикоматематических наук: 01.04.03 / Н. Е. Хохлов; МГУ им. М.В. Ломоносова. М., 2015. 132 с.
- 80. Maier S. A. Plasmonics: fundamentals and applications. New York: Springer, 2007. 223 p.
- 81. Plasmonic Nanoguides and Circuits / Ed. by S.I. Bozhevolnyi. Singapore: Pan Stanford Publishing, 2009. 441 p.
- 82. Климов В. В. Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009. 480 с.
- 83. Evlyukhin A. B., Bozhevolnyi S. I., Stepanov A. L. et al. Focusing and directing of surface plasmon polaritons by curved chains of nanoparticles // Opt. Express. 2007. Vol. 15, no. 25. P. 16667–16680.

- 84. Udagedara I. B., Rukhlenko I. D., Premaratne M. Complex- ω approach versus complex-k approach in description of gain-assisted surface plasmon-polariton propagation along linear chains of metallic nanospheres // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83, no. 11. P. 115451.
- 85. Evlyukhin A. B., Bozhevolnyi S. I., Pors A. et al. Detuned electrical dipoles for plasmonic sensing // Nano Letters. 2010. Vol. 10. P. 4571–4577.
- 86. Kravets V. G., Schedin F., Jalil R. et al. Singular phase nano-optics in plasmonic metamaterials for label-free single-molecule detection // Nature Materials. 2013. Vol. 12, no. 4. P. 304–309.
- 87. Краснок А. Е., Максимов И. С., Денисюк А. И. и др. Оптические наноантенны // Успехи физ. наук. 2013. Т. 183, № 6. С. 561–589.
- 88. Koenderink A. F. Plasmon Nanoparticle Array Waveguides for Single Photon and Single Plasmon Sources // Nano Letters. 2009. Vol. 9, no. 12. P. 4228–4233.
- 89. Sarychev A. K., Shalaev V. M. Electromagnetic field fluctuations and optical nonlinearities in metal-dielectric composites // Phys. Rep. 2000. Vol. 335. P. 275–371.
- 90. Stockman M. I. Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguides // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93, no. 13. P. 137404.
- 91. Harnack O., Ford W. E., Yasuda A., Wessels J. M. Tris(hydroxymethyl)phosphine-Capped Gold Particles Templated by DNA as Nanowire Precursors // Nano Letters. 2002. Vol. 2, no. 9. P. 919–923.
- 92. Terekhin V. V., Dement'eva O. V., Rudoy V. M. Formation of ordered nanoparticle assemblies by block copolymer lithography methods // Russian Chem. Rev. 2011. Vol. 8, no. 5. P. 453–472.
- 93. Ролдугин В. И. Самоорганизация наночастиц на межфазных поверхностях // Успехи химии. 2004. Т. 73, № 2. С. 123–156.
- 94. Lin S., Li M., Dujardin E. et al. One-dimensional plasmon coupling by facile self-assembly of gold nanoparticles into branched chain networks // Adv. Mater. 2005. Vol. 17. P. 2553–2559.
- 95. Taleb A., Petit C., Pileni M. P. Optical properties of self-assembled 2D and 3D superlattices of silver nanoparticles // J. Phys. Chem. B. 1998. Vol. 102. P. 2214–2220.

- 96. Garno J. C., Yang Y., Amro N. A. et al. Precise Positioning of Nanoparticles on Surfaces Using Scanning Probe Lithography // Nano Letters. 2003. Vol. 3, no. 3. P. 389–395.
- 97. Liang C. C., Liao M. Y., Chen W. Y. et al. Plasmonic metallic nanostructures by direct nanoimprinting of gold nanoparticles // Opt. Express. 2011. Vol. 19, no. 58. P. 4768–4776.
- 98. Hicks E. M., Zou S., Schatz G. C. et al. Controlling plasmon line shapes through diffractive coupling in linear arrays of cylindrical nanoparticles fabricated by electron beam lithography // Nano Letters. 2005. Vol. 5, no. 6. P. 1065–1070.
- 99. Bohren C. F., Huffman D. R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York: John Wiley & Sons, 1998.
- 100. Карпов С. В., Слабко В. В. Оптические и фотофизические свойства фрактально-структурированных золей металлов. Новосибирск : Издательство СО РАН, 2003. 265 с.
- 101. Novotny L., Hecht B. Principles of nano-optics. New York: Cambridge University Press, 2006. 539 p.
- 102. Sihvola A. Electromagnetic Mixing Formulas and Applications. London: The Institution of Engineering and Technology, 2008. 284 p.
- 103. Сарычев А. К., Шалаев В. М. Электродинамика метаматериалов. М.: Научный мир, 2007. 224 с.
- 104. Plasmonics and Plasmonic Metamaterials / Ed. by G. Shvets, I. Tsukerman. Singapore : World Scientific, 2013. 448 p.
- 105. Active Plasmonics and Tuneable Plasmonic Metamaterials / Ed. by A.V. Zayats, S.A. Maier. New York: Wiley, 2013. 316 p.
- 106. Малахов В. А., Попков К. В., Раевский А. С. Плазмон-поляритонные волны в цилиндрических направляющих структурах // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2013. Т. 16, № 2. С. 29–34.
- 107. Евлюхин А. Б. Сечения рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов наночастицей в дипольном приближении // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, № 19. С. 14–21.
- 108. Никитенков Н. Н., Тюрин Ю. И., Колоколов Д. Ю., Шигалугов С. Х. Модель возбуждения вторичных атомов поверхностными плазмонами // Известия Томского политехнического университета. 2005. Т. 308, № 6. С. 18–23.

- 109. Зуев В. С. Поверхностные поляритоны и плазмоны. Спонтанное излучение атома вблизи тела малого размера // Оптика и спектроскопия. 2007. Т. 102, № 5. С. 809–820.
- 110. Зуев В. С., Зуева Г. Я. Очень медленные поверхностные плазмоны: теория и практика (обзор) // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107, № 4. С. 648–663.
- 111. Feng-Qi Y., Chun-Ping Z., Guamg-Yin Z. Transmission spectrum of a system composed of one-dimensional chains of small metallic spheres // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 42, no. 17. P. 11003–11007.
- 112. Alu A., Engheta N. Guided propagation along quadrupolar chains of plasmonic nanoparticles // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79, no. 23. P. 235412.
- 113. Evlyukhin A. B., Reinhardt C., Zywietz U., Chichkov B. N. Collective resonances in metal nanoparticle arrays with dipole-quadrupole interactions // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85, no. 24. P. 245411.
- 114. Rolly B., Bonod N., Stout B. Dispersion relations in metal nanoparticle chains: necessity of the multipole approach // J. Opt. Soc. Am. B. 2012. Vol. 29, no. 5. P. 1012–1019.
- 115. Kinsey N., Ferrera M., Naik G. V. et al. Experimental demonstration of titanium nitride plasmonic interconnects // Opt. Express. 2014. Vol. 22, no. 10. P. 12238–12247.
- 116. Evlyukhin A. B., Bozhevolnyi S. I. Surface plasmon polariton guiding by chains of nanoparticles // Laser Phys. Lett. 2006. Vol. 3, no. 8. P. 396.
- 117. Radko I.P., Bozhevolnyi S.I., Evlyukhin A.B., Boltasseva A. Surface plasmon polariton beam focusing with parabolic nanoparticle chains // Opt. Express. 2007. Vol. 15, no. 11. P. 6576–6582.
- 118. Waterman P. C. Symmetry, unitarity, and geometry in electromagnetic scattering // Phys. Rev. D. 1971. Vol. 3, no. 4. P. 825–839.
- 119. Mishchenko M. I., Travis L. D. T-matrix computations of light scattering by large spheroidal particles // Opt. Comm. 1994. Vol. 109. P. 16–21.
- 120. Mishchenko M. I., Travis Larry D., Mackowski Daniel W. T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles: A review // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1996. Vol. 55, no. 5. P. 535–575.
- 121. Park S. Y., Stroud D. Surface-plasmon dispersion relation in chains of metallic nanoparticles: An exact quasistatic calculation // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69. P. 125418.

- 122. Jacak W. Exact solution for velocity of plasmon-polariton in metallic nanochain // Opt. Express. 2014. Vol. 22. P. 18958–18965.
- 123. Belan S., Vergeles S. Plasmon mode propagation in array of closely spaced metallic cylinders // Opt. Mat. Express. 2015. Vol. 5, no. 1. P. 130–141.
- 124. Hadad Y., Steinberg B. Z. Green's function theory for infinite and semi-infinite particle chains // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84. P. 125402.
- 125. Markel V. A., Sarychev A. K. Comment on "Green's function theory for infinite and semi-infinite particle chains" // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86, no. 3. P. 037401.
- 126. Hadad Y., Steinberg B. Z. Reply to "Comment on 'Green's function theory for infinite and semi-infinite particle chains" // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86. P. 037402.
- 127. Ruting F. Plasmons in disordered nanoparticle chains: Localization and transport // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83. P. 115447.
- 128. Nomura W., Ohtsu M., Yatsui T. Nanodot coupler with a surface plasmon polariton condenser for optical far/near-field conversion // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86. P. 181108.
- 129. Poddubny A., Miroshnichenko A., Slobozhanyuk A., Kivshar Yu. Topological Majorana States in Zigzag Chains of Plasmonic Nanoparticles // ACS Phot. 2014. Vol. 1, no. 2. P. 101–105.
- 130. Gartstein Yu. N., Agranovich V. M. Excitons in long molecular chains near the reflecting interface // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. P. 115329.
- 131. Yamaguchi T., Yoshida S., Kinbara A. Optical effect of the substrate on the anomalous absorption of aggregated silver films // Thin Solid Films. 1974. Vol. 21, no. 1. P. 173 187.
- 132. Noguez C. Surface Plasmons on Metal Nanoparticles: The Influence of Shape and Physical Environment // J. Phys. Chem. C. 2007. Vol. 111. P. 3806–3819.
- 133. Roman-Velazquez C. E., Noguez C., Barrera R. G. Spectral representation of the nonretarded dispersive force between a sphere and a substrate // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61. P. 10427.
- 134. Ruppin R. Surface modes and optical absorption of a small sphere above a substrate // Surface Science. 1983. Vol. 127. P. 108–118.
- 135. Mayergoyz I.D., Fredkin D.R., Zhang Z. Electrostatic (plasmon) resonances in nanoparticles // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 155412.

- 136. Letnes P. A., Simonsen I., Mills D. L. Substrate influence on the plasmonic response of clusters of spherical nanoparticles // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83. P. 075426.
- 137. Compaijen P. J., Malyshev V. A., Knoester J. Engineering plasmon dispersion relations: hybrid nanoparticle chain -substrate plasmon polaritons // Opt. Express. 2015. Vol. 23, no. 3. P. 2280–2292.
- 138. Raza S., Yan W., Stenger N. et al. Blueshift of the surface plasmon resonance in silver nanoparticles: substrate effects // Opt. Express. 2013. Vol. 21, no. 22. P. 27344–27355.
- 139. Evlyukhin A. B., Reinhardt C., Evlyukhin E., Chichkov B. N. Multipole analysis of light scattering by arbitrary-shaped nanoparticles on a plane surface // J. Opt. Soc. Am. B. 2013. Vol. 30, no. 10. P. 2589–2598.
- 140. Karpov S. V., Isaev I. L., Gavrilyuk A. P. et al. General principles of the crystallization of nanostructured disperse systems // Colloid J. 2009. Vol. 71, no. 3. P. 313–328.
- 141. Щукин Е. Д., Перцов А. В., Амелина Е. А. Коллоидная химия. М.: Изд-во МГУ, 1982.
- 142. Karpov S. V., Ershov A.E. General principles in formation of monolayer colloidal crystals using the moving meniscus method // Colloid J. 2011. Vol. 73, no. 6. P. 788–800.
- 143. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1987.
- 144. Сивухин Д. В. Общий курс физики. В 5 т. Т. 3 Электричество. М.: Физматлит, 1996.
- 145. Karpov S. V., Isaev I. L., Gavrilyuk A. P. et al. Defects of colloidal crystals // Colloid J. 2009. Vol. 71, no. 3. P. 329–339.
- 146. Draine B. T. The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains // Astrophys. J. 1988. Vol. 333. P. 848–872.
- 147. Moroz A. Depolarization field of spheroidal particles // J. Opt. Soc. Am. B. 2009. Vol. 26, no. 3. P. 517–527.
- 148. Johnson P. B., Christy R. W. Optical constants of the noble metals // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6, no. 12. P. 4370–4379.
- 149. Hache F., Ricard D., Flytzanis C. Optical nonlinearities of small metal particles: surface-mediated resonance and quantum size effects // J. Opt. Soc. Am. B. 1986. Vol. 3, no. 12. P. 1647–1655.

- 150. Rautian S. G. Nonlinear saturation spectroscopy of the degenerate electron gas in spherical metallic particles // J. Exp. Theor. Phys. 1997. Vol. 85, no. 3. P. 451–461.
- 151. Drachev V. P., Khaliullin E. N., Kim W. et al. Quantum size effect in two-photon excited luminescence from silver nanoparticles // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69. P. 035318.
- 152. Govyadinov A. A., Panasyuk G. Y., Schotland J. C., Markel V. A. Quantum theory of the electromagnetic response of metal nanofilms // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84, no. 15. P. 155461.
- 153. Markel V. A., Shalaev V. M., Stechel E. B. et al. Small-particle composites. I. Linear optical properties // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 53, no. 5. P. 2425–2436.
- 154. Kreibig U., Vollmer M. Optical Properties of Metal Clusters. Berlin: Springer-Verlag, 1995.
- 155. Claro F., Fuchs R. Collective surface modes in a fractal cluster of spheres // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 44, no. 9. P. 4109–4116.
- 156. Karpov S. V., Rasskazov I.L. Simulation of conditions for fabrication of optical nanowaveguides in the form of chains of spherical metal nanoparticles by electrostatic functionalization of the process substrate // Colloid J. 2013. Vol. 75, no. 3. P. 279–288.
- 157. Maradudin A. A., Mills D. L. Scattering and absorption of electromagnetic radiation by semi-infinite medium in the presence of surface roughness // Phys. Rev. B. 1975. Vol. 11, no. 4. P. 1392–1415.
- 158. Sommerfeld A. Uber die Ausbreitlung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie // Ann. Phys. Lpz. 1909. Vol. 28. P. 665–736.
- 159. Paulus M., Gay-Balmaz P., Martin O. J. F. Accurate and efficient computation of the Green's tensor for stratified media // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 62. P. 5797–5807.
- 160. Panasyuk G. Y., Schotland J. C., Markel V. A. Short-distance expansion for the electromagnetic half-space Green's tensor: general results and an application to radiative lifetime computations // J. Phys. A. 2009. Vol. 42, no. 27. P. 275203.
- 161. Panasyuk G. Y., Schotland J. C., Markel V. A. New freely available FOR-TRAN library for evaluating Sommerfeld integrals // SPIE Newsroom. 2009. November.

- 162. Rasskazov I. L., Karpov S. V., Markel V. A. Nondecaying surface plasmon polaritons in linear chains of silver nanospheroids // Opt. Lett. 2013. Vol. 38, no. 22. P. 4743–4746.
- 163. Elston S. J., Bryan-Brown G. P., Sambles J. R. Polarization conversion from diffraction gratings // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 44. P. 6393.
- 164. Lévesque Q., Makhsiyan M., Bouchon P. et al. Plasmonic planar antenna for wideband and efficient linear polarization conversion // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 104, no. 11. P. 111105.