



ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Оптика наночастиц и их применение к увеличению эффективности поверхностного
плазмонно-связанного излучения

Выпускная работа
На степень магистра физики
студента 2-го курса магистратуры
Решетова С.А.

“Допущен к защите”
“ _____ ” мая 2018 г.

Зав. кафедрой ОФ

д.ф.-м.н., проф. А.М. Салецкий

Научный руководитель

д.ф.-м.н., проф. А.М. Салецкий

Москва, 2018 г.

Оглавление

Введение	3
Постановка задачи	8
1 ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ	9
1.1 Поверхностное плазмонно-связанное излучение	9
1.2 История развития теоретической модели	11
1.3 Решение задачи рассеяния сферической частицей на поверх- ности	12
1.4 Потенциалы Дебая	12
1.5 Потенциалы Дебая плоской волны	14
1.6 Решение задачи рассеяния Ми	15
1.7 Формальное решение задачи рассеяния	16
1.8 Обобщенный метод Вейля	17
1.9 Расчет матрицы отражения	18
1.10 Расчет отражения от слоистой структуры	19
1.11 Поляризация ближнего поля	21
2 РЕЗУЛЬТАТЫ	22
2.1 Анализ влияния поверхности на структуру ближнего поля . .	22
2.2 Коэффициент отражения подложки	22
2.3 Изменение распределения интенсивности	23
2.4 Изменение распределения степени поляризации	28
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	32
Список использованной литературы	33

ВВЕДЕНИЕ

Сегодня огромное внимание уделяется синергии различных направлений физики. Синергия - усиливающий эффект взаимодействия двух или более факторов, характеризующийся тем, что совместное действие этих факторов существенно превосходит простую сумму действий каждого из них [1]. Ярким примером плодотворного взаимодействия различных физических эффектов, приводящего к появлению новых явлений - стало явление поверхностного плазмонно-связанного излучения (surface plasmon-coupled emission - SPCE) [2]. Поверхностное плазмонно-связанное излучение происходит, когда возбужденные флуорофоры, находящиеся в непосредственной близости к металлической пленке, связываются (в квантово-механическом смысле) с поверхностными плазмонами в ней, образуя квазичастицы, называемые плазмофорами [3]. Именно благодаря этой связи энергия возбуждения не рассеивается в виде тепла быстрозатухающими плазмонами и не излучается изотропно флуорофорами в пространство. Энергия возбуждения излучается плазмонами, а точнее плазмонной частью плазмофора, в область пространства с наибольшей оптической плотностью, граничащую с металлической пленкой. При этом спектр излучения сохраняет спектральные характеристики флуорофоров, а его пространственное распределение и поляризация удовлетворяют условиям согласования волновых векторов, что несет в себе информацию о поверхностных плазмонах. Такая комбинация свойств приводит к эффективной замене изотропного излучения флуорофоров на узконаправленное поверхностное плазмонно-связанное излучение.

Помимо направленности эмиссии, SPCE обладает и другими важными свойствами, одним из которых является подавление фоновой флуоресценции. В одном эксперименте [4] Родамин В (RhB) был расположен в ближнем поле золотой пленки, а Хлорофилл В (ChlB) добавляли к объемному раствору

в качестве фона. В конфигурации РК падающий свет непосредственно возбуждал как RhB, так и ChlB, поэтому со стороны образца наблюдались оба сигнала. Однако при измерении SPCE наблюдался только сигнал RhB, даже тогда, когда сигнал от ChlB в выбранных концентрациях был доминирующим со стороны образца.

Детектирование флуоресценции широко используется в многочисленных биохимических исследованиях, и его высокая чувствительность сделала такой метод обнаружения успешным даже на уровне одной молекулы. SPCE само по себе значительно увеличивает эффективность детектирования флуоресценции за счет концентрации излучения в узком угловом диапазоне, однако чувствительность этого метода может быть значительно увеличена различными способами, а уникальные свойства этого подхода полезны для разработки новых аналитических методов.

Металлические материалы, в том числе частицы и пленки на нанометровом уровне, обладают особыми оптическими явлениями и особым образом взаимодействуют с молекулами в ближнем поле. Одним из подходов, применимых к увеличению эффективности многих флуоресцентных и плазмонных методов, является внедрение в изучаемую структуру наночастиц, способных концентрировать и перераспределять ближнее поле, для более эффективного возбуждения, как плазмонов в металле, так и самих флуорофоров. Благодаря эффекту локализованного поверхностного плазмонного резонанса (LSPR) металлических наночастиц наблюдается усиленная флуоресценция соседствующих с ними флуорофоров. Это явление известно как флуоресценция, усиленная металлом (MEF) [5]. Системы MEF-SPCE обеспечивают резкое усиление сигнала и улучшают фотостабильность как излучения со стороны образца, так и для SPCE; эти улучшения могут быть использованы для повышения чувствительности анализов на основе SPCE, однако металлические наночастицы обладают большим поглощением и химически более активны, чем, например, кремниевые.

Сегодня развитию нанотехнологий уделяется огромное внимание, в частности, особенно интенсивные теоретические и экспериментальные исследования ведутся в области наноплазмоники и нанооптики в целом. Нанооптика [6] исследует частицы и структуры, характерные размеры неоднородностей ко-

торых много меньше длины волны падающего излучения. Наноструктуры привлекают столь сильное внимание в оптике по причине того, что позволяют весьма эффективно концентрировать энергию падающего излучения в малых областях пространства, а также управлять процессами поглощения и излучения квантовых излучателей. Оптические свойства наноструктур существенно зависят от их геометрических параметров, поэтому даже незначительное изменение формы частицы сильно влияет на ее оптические свойства. Одной из актуальных задач современной нанооптики является прецизионное управление пространственным распределением интенсивности, поляризации ближнего поля и диаграммой рассеяния излучения на наноструктурах [6]. Ближним полем наноструктур называют быстрозатухающую нерадиационную составляющую рассеянного электромагнитного поля, формирующуюся за счёт интерференции падающего поля и локального поля элементов наноструктур. Структура ближнего поля сильно зависит как от поляризации падающего поля, так и от пространственной структуры нанообъекта [7].

В то время как в диапазоне радиоволн антенны осуществляют преобразование электромагнитного излучения в электрический ток, в оптическом диапазоне наноструктуры преобразуют падающее электромагнитное поле в ближнее поле, благодаря чему часто называются наноантеннами. Как и антенны из радиодиапазона, наноантенны имеют такую характеристику, как диаграмма направленности, или индикатриса рассеяния, что характеризует изменение распределения интенсивности поля в дальней зоне вследствие взаимодействия с наноантенной. Наиболее точно преобразовывать дальнее поле в ближнее позволяет напыление плазмонных наноструктур, однако данный метод является трудоемким и дорогим.

Детально изучены зависимости распределения интенсивности ближнего поля и диаграммы направленности для плазмонных [9–12] и диэлектрических [13–15] частиц. И в настоящий момент большое внимание привлекают наноструктуры с высоким показателем преломления, поскольку по сравнению с металлическими структурами, омические потери малы [16–18]. В случае диэлектрических частиц с высоким показателем преломления возможно подбирать параметры системы таким образом, чтобы формировать строго направленные диаграммы рассеяния, это позволяет, например, практически

полностью подавить рассеяние назад [13,15]. В связи с этим было предложено применить к увеличению эффективности явление поверхностного плазмонно-связанного излучения кремниевые сферические наночастицы, как обладающие одним из самых больших коэффициентов преломления в оптическом диапазоне и являющиеся наиболее простыми в изготовлении и внедрении. Существующие результаты по оптике диэлектрических наночастиц позволяют только предлагать идеи, т.к. их анализ проводился для частиц, находящихся в однородном изотропном пространстве, и не подразумевал учета влияния границ раздела сред. Как было показано [15], в случае диэлектрических наночастиц необходимые характеристики наноантенн имеют острорезонансный характер, что ещё раз указывает на необходимость учета влияния границ сред.

Ближнее поле наночастиц существенно влияет и на скорость спонтанной релаксации квантовых излучателей (атомов, молекул, квантовых точек) и зависит как от амплитуды, так и от поляризации ближнего поля в точке расположения излучателя [19]. Более того, управление поляризацией ближнего поля позволяет селективно возбуждать необходимые квантовые переходы и управлять интенсивностью флуоресценции излучателя.

Прецизионное управление распределением интенсивности и поляризации ближнего поля важно в таких приложениях как ближнепольная микроскопия [20], солнечные батареи [21], SERS [22], разработка биосенсоров и др. Однако на практике во многих задачах наночастицы находятся не в однородном пространстве, а на (или вблизи) поверхности (границе раздела сред), которая влияет на структуру ближнего поля и диаграмму рассеяния [23, 24].

Так, в работе по лазерной очистке поверхностей [25] было показано, что в случае прозрачных частиц большую роль играют резонансные процессы, в которых малое изменение длины волны падающего излучения приводит к значительному изменению распределения интенсивности излучения, что сильно влияет на эффективность лазерной очистки поверхности. Также было показано, что маленькие прозрачные частицы ведут себя как фокусирующие линзы и образуют на поверхности ближнепольный аналог колец Ньютона.

Экспериментально было продемонстрировано [26], что для SiO_2 сфер высота подъема над поверхностью, соответствующая максимальному усилению

интенсивности излучения на подложке, растет с увеличением коэффициента преломления подложки. Также подъем над поверхностью ведет к появлению осцилляций кривой распределения интенсивности поля.

Для понимания и использования этих и многих других эффектов, проявляющихся при наличии плоской границы вблизи наночастиц, требуется тщательный анализ поведения структуры ближнего поля и индикатрисы рассеяния от многих параметров системы, что невозможно полностью реализовать используя лишь численное моделирование. Именно этому анализу и его применения к увеличению эффективности солнечных батарей были посвящены предыдущие работы [27–29].

Ранее были продемонстрированы особенности формирования ближнего поля сферической частицы на толстой диэлектрической подложке. К примеру, показаны широкие возможности управления поляризацией ближнего поля с возможностью формирования зон с инвертированной поляризацией и их локализацией в областях с характерными размерами вплоть до нескольких нанометров [29].

Существенным недостатком изучаемой в предыдущих работах модели было предположение, что частицы расположены вблизи подложки, чья толщина во много раз превосходит изучаемые масштабы. Это предположение применимо для сильнопоглощающих однородных подложек и структур, в которых можно пренебречь множественными переотражениями в толще подложки. Однако на практике все чаще используются сложные структуры, состоящие из слоёв нанометровой толщины, включающих в себя как металлические пленки, так и диэлектрические спейсеры. Современные тенденции в области нанотехнологий [30, 31] постоянно повышают требования к точности теоретических предсказаний, и пренебрежения структурой модели на нанометровом уровне становятся недопустимыми.

Так как для наблюдения эффекта поверхностного плазмонно-связанного излучения необходима многослойная наноструктура, то увеличение его эффективности с помощью внедрения наночастиц невозможно без учета наноструктуры подложки, и именно этому посвящена данная работа.

Постановка задачи

Настоящая работа посвящена полуаналитическому исследованию влияния многослойной поверхности на структуру ближнего поля сферической диэлектрической наночастицы от таких параметров, как радиус, высота подъёма над поверхностью, длина волны, поляризация и угол падения излучения, а также структуры подложки. Анализ проводится для наночастицы вблизи бесконечной плоской слоистой подложки в поле монохроматической плоской волны без учёта нелинейного отклика среды. Основные цели анализа заключаются в раскрытии общих закономерностей формирования ближнего поля сферической частицы вблизи слоистой структуры и применении полученных результатов к задаче об увеличении эффективности явления поверхностного плазмонно-связанного излучения.

Глава 1

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

1.1 Поверхностное плазмонно-связанное излучение

Явление поверхностного плазмонно-связанного излучения (SPCE) можно понять из физики поверхностных плазмонов и явления поверхностного плазмонного резонанса (SPR). SPCE является процессом во много обратном SPR [3]. Вместо поглощения падающего света металлической пленкой, SPCE представляет собой излучение света металлической пленкой, взаимодействующей с близко расположенными возбужденными флуорофорами. Это явление впервые было описано в 2003 году [2], и было показано плодотворное сочетание флуоресценции и SPR.

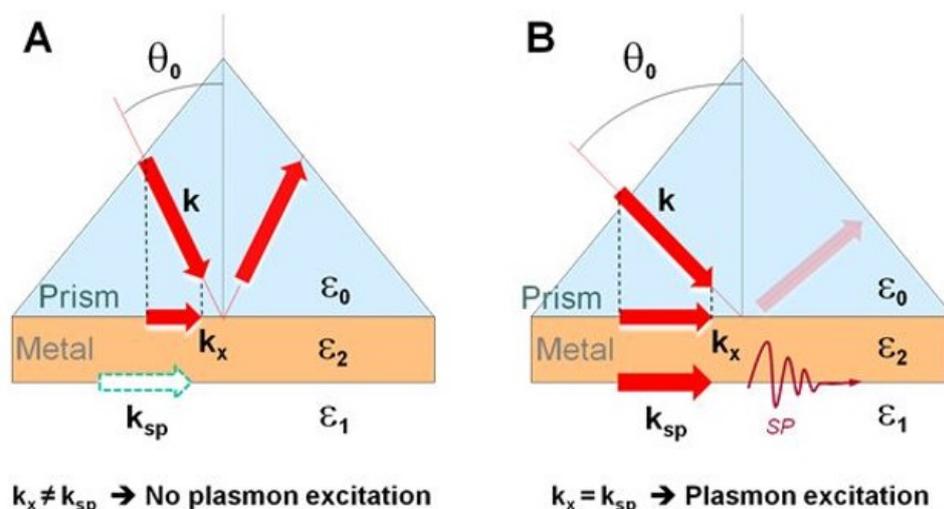


Рис. 1.1: Схема проведения эксперимента по поверхностному плазмонному резонансу [32]

Основы SPCE связаны с SPR. На Рис.1.1 показан процесс падения и отражения света в SPR. Свет падает на золотую пленку через призму, отражается и попадает на фотодетектор. Так как для эффективного возбуждения поверхностного плазмона требуется согласование волновых векторов, то только p -поляризованный свет может возбуждать поверхностные плазмоны. Волновой вектор света в свободном пространстве \underline{k}_0 обычно меньше волнового вектора поверхностного плазмона, распространяющегося вдоль границы раздела \underline{k}_{SP} , поэтому для увеличения k_x используется материал с высоким показателем преломления, обычно стеклянная призма. Если показатель преломления призмы равен n , а свет вводится под углом θ относительно нормали к поверхности, проекция на ось x вектора световой волны в призме $k_x = k_0 n \sin(\theta)$. Резонанс возникает, когда k_x равно k_{SP} . При резонансе энергия падающего света адсорбируется возбужденными поверхностными плазмонами, что вызывает резкое уменьшение отражения. В результате, в зависимости отражательной способности пленки от угла θ можно наблюдать минимум под углом, известным как угол плазмонного резонанса θ_{SPR} . Величина этого угла зависит от таких параметров системы как длина волны падающего излучения, коэффициент преломления призмы и материал металлической пленки.

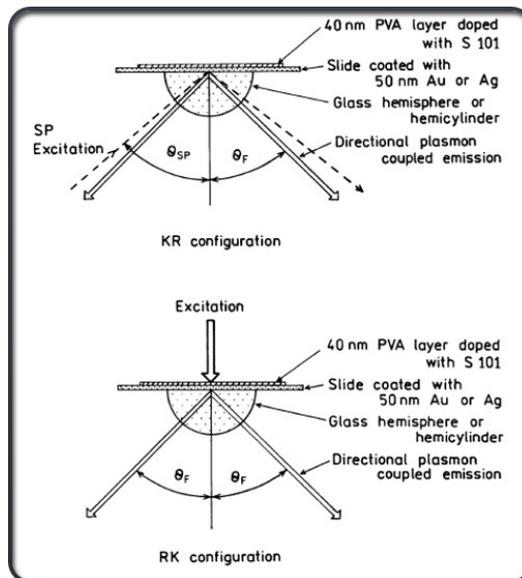


Рис. 1.2: Схемы конфигураций возбуждения поверхностного плазмонно-связанного излучения [33]

Аналогичная ситуация складывается и в SPCE, за исключением того, что здесь свет не поглощается, а высвечивается под углом, удовлетворяющим согласованию волновых векторов. Существует два режима SPCE. Флуорофоры могут возбуждаться светом, падающим со стороны призмы или со стороны образца. В первом режиме (через призму) свет, падающий под углом θ_{SP} , вызывает колебания поверхностных плазмонов, которые, в свою очередь, передают возбуждение близлежащим флуорофорам. В этом режиме устройство работает аналогично SPR, и известно как конфигурация Kretschmann (KR) Рис.1.2(a). Во втором режиме (через образец) падающий свет может непосредственно возбуждать флуорофоры, так что диполи в ближнем поле соединяются с поверхностными плазмонами, тем самым индуцируя направленную эмиссию через призму. Этот режим известен как обратная конфигурация Kretschmann (RK) Рис.1.2(b). В конфигурации KR возбуждающее поле резонансно усиливается эванесцентным полем плазмонов, поэтому интенсивность SPCE намного выше, чем в конфигурации RK. Однако непосредственное возбуждение флуорофоров в конфигурациях RK означает, что такие устройства гораздо проще в создании.

1.2 История развития теоретической модели

В 1908 году Густавом Ми было получено решение для задачи дифракции плоской монохроматической волны на однородной сфере в однородном пространстве [34]. Немного позднее Петер Дебай опубликовал эквивалентное решение, введя идею потенциалов Дебая [35].

Для решения проблемы рассеяния света сферой на слоистой подложке необходимо учесть их электромагнитное взаимодействие. В 1919 году Герман Вейль разработал метод описания распространения излучения диполя вдоль плоской поверхности [36], введя формулу для представления сферической волны как интеграла по плоским однородным и эванесцентным волнам, распространяющимся в разных направлениях. В 1986 году обобщение этого метода было использовано для описания взаимодействия сферы с плоской поверхностью, и получены аналитические решения для квазистатического приближения и приближения идеально отражающей поверхности [37]. В том же году в последующей статье [39] авторы опубликовали результаты эллип-

сометрического эксперимента с ртутными каплями на графитовой подложке, подтверждающие следствия из теории. Именно результаты, изложенные в этих работах, как наиболее полные и приспособленные для дальнейшего обобщения и применения, послужили основой для работ по изучению структуры ближнего поля сферы вблизи бесконечной диэлектрической подложки [27–29].

Похожая задача неоднократно рассматривалась в различных приближениях [41] и вариациях [42–45], однако структура ближнего поля не была проанализирована, а изучались лишь частные вопросы положений максимумов интенсивностей.

В данной работе, модель получила дальнейшее обобщение на случай слоистых подложек.

1.3 Решение задачи рассеяния сферической частицей на поверхности

Рассмотрим задачу рассеяния электромагнитного поля на сферической частице расположенной в непоглощающей немагнитной среде над плоской слоистой подложкой. В работе временная зависимость $e^{-it\omega}$, где ω - это частота падающего излучения, предполагается, но всегда опускается. Длина волны λ и модуль волнового вектора k в непоглощающей немагнитной среде над подложкой с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = n_m^2$ связаны с ω известными соотношениями:

$$\lambda = \frac{2\pi v}{\omega}, \quad k = \frac{\omega}{v}, \quad (1.1)$$

где v – скорость света в среде. Здесь и всюду в дальнейшем используется система единиц Гаусса.

1.4 Потенциалы Дебая

Электромагнитное поле в области D между двумя концентрическими сферами с радиусами $r_1 \leq r_2$, в которой нет свободных токов и зарядов, может быть полностью описано с помощью двух скалярных функций $e\Pi$ и $h\Pi$, известных как электрический и магнитный потенциалы Дебая [46]. Выражения

для электрического и магнитного поля в терминах этих потенциалов имеют вид:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \left[\nabla \times \left[\nabla \times \vec{r} e\Pi(\vec{r}) \right] \right] + ik \left[\nabla \times \vec{r} h\Pi(\vec{r}) \right], \quad (1.2)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = -n_m \left\{ ik \left[\nabla \times \vec{r} e\Pi(\vec{r}) \right] + \left[\nabla \times \left[\nabla \times \vec{r} h\Pi(\vec{r}) \right] \right] \right\}. \quad (1.3)$$

В случае полей в области D , являющихся результатом токов, текущих в области внутри сферы радиуса r_1 (D_{in}), для потенциалов Дебая можно ввести разложение [46]:

$$e\Pi(\vec{r}) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l w e_l^m \Pi_l^m(\vec{r}), \quad (1.4)$$

$$h\Pi(\vec{r}) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l w h_l^m \Pi_l^m(\vec{r}). \quad (1.5)$$

И похожее выражение для случая полей, являющихся результатом токов, текущих вне сферы радиуса r_2 (D_{out}):

$$e\Psi(\vec{r}) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l v e_l^m \Psi_l^m(\vec{r}), \quad (1.6)$$

$$h\Psi(\vec{r}) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l v h_l^m \Psi_l^m(\vec{r}). \quad (1.7)$$

Коэффициенты w и v при разложении определяются уравнениями:

$$w e_l^m = -\frac{1}{4\pi v l(l+1)} (-1)^m \int \vec{\tilde{i}}(\vec{r}) \cdot \left[\nabla \times \left[\nabla \times (\vec{r} \Psi_l^m(\vec{r})) \right] \right] d^3\vec{r}, \quad (1.8)$$

$$w h_l^m = \frac{ik}{4\pi v l(l+1)} (-1)^m \int \vec{\tilde{i}}(\vec{r}) \cdot \left[\nabla \times (\vec{r} \Psi_l^m(\vec{r})) \right] d^3\vec{r}, \quad (1.9)$$

$$v e_l^m = -\frac{1}{4\pi v l(l+1)} (-1)^m \int \vec{\tilde{i}}(\vec{r}) \cdot \left[\nabla \times \left[\nabla \times (\vec{r} \Pi_l^m(\vec{r})) \right] \right] d^3\vec{r}, \quad (1.10)$$

$$v h_l^m = \frac{ik}{4\pi v l(l+1)} (-1)^m \int \vec{\tilde{i}}(\vec{r}) \cdot \left[\nabla \times (\vec{r} \Pi_l^m(\vec{r})) \right] d^3\vec{r}, \quad (1.11)$$

где $\vec{\tilde{i}}(\vec{r})$ - полная плотность тока в соответствующей области, определяемая формулой:

$$\vec{\tilde{i}}(\vec{r}) = \frac{1}{\epsilon} (\vec{i}(\vec{r}) - i\omega \vec{P}_{ex}(\vec{r})), \quad (1.12)$$

$\vec{i}(\vec{r})$ - плотность свободных токов и $\vec{P}_{ex}(\vec{r})$ - превышение плотности поляризации:

$$\vec{P}_{ex}(\vec{r}) = \vec{P}(\vec{r}) - (\epsilon - 1)\vec{E}(\vec{r}). \quad (1.13)$$

Функции $\Pi_l^m(\vec{r})$, $\Psi_l^m(\vec{r})$ имеют вид:

$$\Pi_l^m(\vec{r}) = h_l^1(kr) Y_l^m(\theta, \phi), \quad (1.14)$$

$$\Psi_l^m(\vec{r}) = j_l(kr) Y_l^m(\theta, \phi). \quad (1.15)$$

Здесь $h_l^1(kr)$ и $j_l(kr)$ - это сферический функции [47] Ханкеля и Бесселя порядка l и $Y_l^m(\theta, \phi)$ сферическая гармоника [48] порядка l и m .

Т.к. $\{\Pi_l^m(\vec{r})\}$ и $\{\Psi_l^m(\vec{r})\}$ являются ортонормированными наборами решений уравнения Гельмгольца, то и потенциалы Дебая также удовлетворяют ему в области D .

Коэффициенты w и v , определяющие электромагнитное поле в области D , в дальнейшем будем формально считать компонентами двух бесконечных векторов W и V . Как следует из их определения, если поле в области D создается токами, текущими в области D_{in} , то оно описывается вектором V и, если поле создается токами из области D_{out} , то оно описывается вектором W .

1.5 Потенциалы Дебая плоской волны

В случае плоской волны единичной амплитуды, распространяющейся вдоль оси Z и поляризованной в плоскости ZX , потенциалы Дебая принимают вид [49]:

$$e\Psi(\vec{r}) = \frac{1}{k} \sum_{l=1}^{\infty} i^{l-1} \sqrt{\frac{2l+1}{l(l+1)}} \left(\frac{1}{2} \Psi_l^1(\vec{r}) - \frac{1}{2} \Psi_l^{-1}(\vec{r}) \right), \quad (1.16)$$

$$h\Psi(\vec{r}) = -\frac{1}{k} \sum_{l=1}^{\infty} i^l \sqrt{\frac{2l+1}{l(l+1)}} \left(\frac{1}{2} \Psi_l^1(\vec{r}) + \frac{1}{2} \Psi_l^{-1}(\vec{r}) \right), \quad (1.17)$$

и для поляризации в плоскости ZY :

$$e\Psi(\vec{r}) = -i \frac{1}{k} \sum_{l=1}^{\infty} i^{l-1} \sqrt{\frac{2l+1}{l(l+1)}} \left(\frac{1}{2} \Psi_l^1(\vec{r}) + \frac{1}{2} \Psi_l^{-1}(\vec{r}) \right), \quad (1.18)$$

$$h\Psi(\vec{r}) = i \frac{1}{k} \sum_{l=1}^{\infty} i^l \sqrt{\frac{2l+1}{l(l+1)}} \left(\frac{1}{2} \Psi_l^1(\vec{r}) - \frac{1}{2} \Psi_l^{-1}(\vec{r}) \right). \quad (1.19)$$

Здесь используется функция $\Psi_l^m(\vec{r})$, т.к. поле плоской волны создается токами, текущими на бесконечности, т.е. в области D_{out} .

Выражения для плоских волн, направленных в любом заданном направлении, могут быть легко получены с помощью теоремы о преобразовании сферических гармоник $Y_l^m(\theta, \phi)$ при повороте на углы Эйлера (β, α, γ) .

$$Y_l^{m'}[\theta', \phi'] = \sum_{m=-l}^l (-1)^{m-m'} Y_l^m(\theta, \phi) D_{m,m'}^l(\beta, \alpha, \gamma), \quad (1.20)$$

$$D_{m,m'}^l(\beta, \alpha, \gamma) = e^{-i\beta m} d_{m,m'}^l(\alpha) e^{-i\gamma m'}, \quad (1.21)$$

$$d_{m,m'}^l(\alpha) = \sqrt{(l+m)!(l-m)!(l+m')!(l-m')!} \times \\ \times \sum_k \frac{(-1)^k \left(-\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right)^{2k+m-m'} \cos^{-2k+2l+m'-m}\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{k!(l-m-k)!(k-(m'-m))!(l+m'-k)!}. \quad (1.22)$$

1.6 Решение задачи рассеяния Ми

Если имеется объект в области D_{in} и падающая волна V , то она вызовет появление токов в объекте, результатом которых будет рассеянная волна W . Векторы W и V будут линейно связаны матрицей B , зависящей от формы и электромагнитных свойств вещества объекта:

$$W = B \cdot V. \quad (1.23)$$

В нашем случае матрица B будет хорошо известной матрицей коэффициентов для задачи рассеяния Ми [49]:

$$B_{l',m',e;l,m,e} = -\delta_{l,l'} \delta_{m,m'} \delta_{f,f'} \frac{n_r \psi'_l(l, q) \psi_l(n_r q) - \psi'_l(q) \psi_l(n_r q)}{n_r \zeta'_l(q) \psi_l(n_r q) - \zeta_l(q) \psi'_l(n_r q)}, \quad (1.24)$$

$$B_{l',m',h;l,m,h} = -\delta_{l,l'} \delta_{m,m'} \delta_{f,f'} \frac{n_r \psi_l(l, q) \psi'_l(n_r q) - \psi'_l(q) \psi_l(n_r q)}{n_r \zeta_l(q) \psi'_l(n_r q) - \zeta'_l(q) \psi_l(n_r q)}, \quad (1.25)$$

где $n_r = \frac{n_m}{n_{sph}}$ – относительный показатель преломления сферы и среды, $q = \frac{2\pi R}{\lambda}$, где R – радиус сферы. И $\psi_l(x)$, $\zeta_l(q)$ – Рикати-Бессель и Рикати-Ханкель функции соответственно.

1.7 Формальное решение задачи рассеяния

Введем область D как шаровой слой лежащий между сферой и подложкой. Можно показать, что решения, полученные для полей в D , применимы во всей области над подложкой и вне сферы [37].

Пусть iV - падающее излучение, тогда irV - обыкновенная, отраженная от подложки волна. Токи, текущие в сфере, порождают дополнительную волну sW , которая также может отразиться от подложки, результатом чего будет волна srV . В свою очередь токи, текущие в сфере, являются следствием всех полей, падающих на сферу, т.е. iV, irV, srV . Векторы srV и sW будут линейно связаны матрицей отражения A , описывающей отражение сферических волн от подложки.

Формально эти зависимости могут быть записаны следующим образом:

$$srV = A \cdot sW, \quad (1.26)$$

$$sW = B \cdot (iV + irV + srV). \quad (1.27)$$

Из этих уравнений поле Ws можно записать в терминах iV и irV :

$$sW = (1 - B \cdot A)^{-1} \cdot B \cdot (iV + irV). \quad (1.28)$$

Тогда формулы для расчета потенциалов Дебая итогового поля имеют вид:

$$eD(\vec{r}) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left\{ ({}^e iV_l^m + {}^e irV_l^m + {}^e srV_l^m) \Psi_l^m(\vec{r}) + {}^e sW_l^m \Pi_l^m(\vec{r}) \right\}, \quad (1.29)$$

$$eD(\vec{r}) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left\{ ({}^e iV_l^m + {}^e irV_l^m + {}^e srV_l^m) \Psi_l^m(\vec{r}) + {}^e sW_l^m \Pi_l^m(\vec{r}) \right\}, \quad (1.30)$$

где eD и hD - потенциалы Дебая итогового поля.

1.8 Обобщенный метод Вейля

Для расчета матрицы отражения A используется обобщенный на сферические волны высших порядков метода Вейля [50], имеющей вид [37]:

$$h_l^{(1)}(kr) Y_l^m(\theta, \phi) = \Pi_l^m(\vec{r}) = \frac{i^{-l}}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\beta \int_0^{\frac{\pi}{2}-i\infty} \sin(\alpha) e^{ikr \cos(\gamma)} Y_l^m(\alpha, \beta) d\alpha, \quad (1.31)$$

где $\cos(\gamma)$ – это угол между \vec{r} и \vec{k} .

Интеграл берется вдоль пути на комплексной плоскости сначала по действительной оси от 0 до $\frac{\pi}{2}$, а затем параллельно мнимой оси от $\frac{\pi}{2}$ до $\frac{\pi}{2} - i\infty$.

Использовать метод Вейля напрямую к потенциалам Дебая, записанным в форме (1.4-1.5), нельзя, т.к. в таком случае из-за скалярного произведения с \vec{r} в уравнениях (1.2-1.3) подынтегральная функция не будет соответствовать физическим плоским волнам, к которым применимо френелевское отражение.

Помимо потенциалов Дебая, можно ввести более приспособленные для декартовой симметрии векторы Герца $\vec{e}\Pi(\vec{r})$ и $\vec{h}\Pi(\vec{r})$, тогда векторы электромагнитного поля определяются формулами:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \left[\nabla \times \left[\nabla \times \vec{e}\Pi(\vec{r}) \right] \right] + ik \left[\nabla \times \vec{h}\Pi(\vec{r}) \right], \quad (1.32)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = -n_m \left\{ ik \left[\nabla \times \vec{e}\Pi(\vec{r}) \right] + \left[\nabla \times \left[\nabla \times \vec{h}\Pi(\vec{r}) \right] \right] \right\}. \quad (1.33)$$

Очевидно положить $\vec{e}\Pi(\vec{r}) = \vec{r} e\Pi(\vec{r})$, $\vec{h}\Pi(\vec{r}) = \vec{r} h\Pi(\vec{r})$, однако в таком случае они не являются решением уравнения Гельмгольца, и их компоненты не представляются через сумму по функциям $\Pi_l^m(\vec{r})$:

$$(\nabla \cdot \nabla + k^2) \vec{r} e\Pi(\vec{r}) = 2 \nabla e\Pi(\vec{r}), \quad (1.34)$$

$$(\nabla \cdot \nabla + k^2) \vec{r} h\Pi(\vec{r}) = 2 \nabla h\Pi(\vec{r}). \quad (1.35)$$

Из уравнений (1.32-1.33) видно, что к векторам Герца можно прибавить градиент произвольной функции, не изменив полей. В таком случае, иначе определив векторы Герца, можно удовлетворить уравнениям Гельмгольца, что

позволит применить метод Вейля к построенным функциям:

$$\vec{e}\Pi(\vec{r}) = \vec{r} e\Pi(\vec{r}) + \frac{1}{k^2} \vec{r} \frac{\partial}{\partial r} \nabla e\Pi(\vec{r}), \quad (1.36)$$

$$\vec{h}\Pi(\vec{r}) = \vec{r} h\Pi(\vec{r}) + \frac{1}{k^2} \vec{r} \frac{\partial}{\partial r} \nabla h\Pi(\vec{r}). \quad (1.37)$$

Для потенциалов Ψ все рассуждения аналогичны.

1.9 Расчет матрицы отражения

Учитывая одну плоскую волну в интеграле Вейля и введя с помощью углов поворота Эйлера (β, α, γ) координатную систему (x', y', z') , соответствующую направлению распространения волны вдоль оси z' и вектору \vec{E} , направленному вдоль оси x' для P -поляризации и вдоль оси y' для S -поляризации, получим выражения для компонент поля в случае векторов $\vec{e}\Pi(\vec{r})$ и $\vec{h}\Pi(\vec{r})$ соответственно:

$$E_p = k V_l^m(\alpha) e^{im\beta}, \quad E_s = ik U_l^m(\alpha) e^{im\beta}, \quad (1.38)$$

$$E_p = ik U_l^m(\alpha) e^{im\beta}, \quad E_s = -k V_l^m(\alpha) e^{im\beta}, \quad (1.39)$$

с сокращениями:

$$\begin{aligned} U_l^m(\alpha) = & \frac{l-1}{2} i^{-(l-1)} \left(\sqrt{\frac{(l+m-1)(l+m)}{(2l-1)(2l+1)}} P_{l-1}^{m-1}(\alpha) + \right. \\ & \left. + \sqrt{\frac{(l-m-1)(l-m)}{(2l-1)(2l+1)}} P_{l-1}^{m+1}(\alpha) \right) - \\ & - \frac{l+2}{2} i^{-(l+1)} \left(\sqrt{\frac{(l-m+1)(l-m+2)}{(2l+3)(2l+1)}} P_{l+1}^{m-1}(\alpha) + \right. \\ & \left. + \sqrt{\frac{(l+m+1)(l+m+2)}{(2l+3)(2l+1)}} P_{l+1}^{m+1}(\alpha) \right), \quad (1.40) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_l^m(\alpha) = & \frac{1}{2} i^{-(l-1)} \left(\sqrt{(l-m+1)(l+m)} P_l^{m-1}(\alpha) - \right. \\ & \left. - \sqrt{(l+m+1)(l-m)} P_l^{m+1}(\alpha) \right), \quad (1.41) \end{aligned}$$

где $P_l^m(\cos(\alpha))$ – присоединённые полиномы Лежандра.

Отражённая от слоистой структуры волна может быть рассчитана с помощью матричного метода, рассмотренного в следующем пункте, являющегося обобщением метода коэффициентов отражения Френеля.

Введя новую систему координат (x'', y'', z'') , соответствующую отраженной волне так, как это было сделано для падающей волны и составив для нее потенциалы Дебая, как описано в пункте 1.5, проинтегрируем их по всевозможным значениям углов α и β из интеграла Вейля и после преобразований получим для $f' = e, h$:

$$f' \Psi = \sum_{l'=1}^{\infty} \sum_{m'=-l'}^{l'} A_{l',l,m',m,f',f} \Psi_{l'}^{m'}, \quad (1.42)$$

с сокращениями:

$$A_{l',l,m',m,f',f} = (-1)^{m-1} i^{l'-1} \sqrt{\frac{2l'-1}{l'(l'+1)}} \delta_{m,m'} \int_0^{\frac{\pi}{2}-i\infty} \sin(\alpha) e^{2ik \cos(\alpha)(h+R)} a_{l',l',f',f}^m(\alpha) d\alpha, \quad (1.43)$$

$$a_{l',l',f',f}^m(\alpha) = \begin{cases} r_p(\alpha) V_l^m(\alpha) d_{-,l}^m(\pi - \alpha) + r_s(\alpha) U_l^m(\alpha) d_{+,l}^m(\pi - \alpha) & f' = f = e \\ -i(r_p(\alpha) V_l^m(\alpha) d_{+,l}^m(\pi - \alpha) + r_s(\alpha) U_l^m(\alpha) d_{-,l}^m(\pi - \alpha)) & f' = h, f = e \\ i(r_p(\alpha) U_l^m(\alpha) d_{-,l}^m(\pi - \alpha) + r_s(\alpha) V_l^m(\alpha) d_{+,l}^m(\pi - \alpha)) & f' = e, f = h \\ r_p(\alpha) U_l^m(\alpha) d_{+,l}^m(\pi - \alpha) + r_s(\alpha) V_l^m(\alpha) d_{-,l}^m(\pi - \alpha) & f' = f = h \end{cases}, \quad (1.44)$$

где h - высота подъема частицы над поверхностью, $r_p(\alpha)$, $r_s(\alpha)$ - коэффициенты отражения от слоистой структуры. Полученный интеграл для матрицы отражения A не имеет аналитического решения в общем случае, однако для идеально проводящей не слоистой поверхности или квазистатического приближения упрощается до аналитически интегрируемой формы [37].

1.10 Расчет отражения от слоистой структуры

Последним этапом вывода формулы для рассеянного поля является расчёт коэффициентов отражения от слоистой подложки. Так как все волны в за-

даче уже представлены как суперпозиция обычных и эванесцентных плоских волн, то для получения выражения для коэффициентов отражения необходимо лишь расширить существующий метод характеристических матриц [38] на случай комплексных углов.

В общем случае N слоёв, первый и последний из которых являются полубесконечными, существует $N - 1$ плоских границ раздела сред, расположенных в плоскостях с координатами $z = z_k$, где $k = 1, 2, \dots, N - 1$. Для каждого промежуточного слоя $z_{k-1} < z < z_k$ и для последнего $z > z_{N-1}$ можно задать характеристическую матрицу M_k , тогда тангенциальные составляющие поля на первой и последней границе будут связаны соотношением

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ v_1 \end{pmatrix} = M_2 M_3 \dots M_{N-1} \begin{pmatrix} U_{N-1} \\ V_{N-1} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} U_{N-1} \\ V_{N-1} \end{pmatrix}, \quad (1.45)$$

где M - это характеристическая матрица всей структуры в целом, U_k, V_k - тангенциальные компоненты амплитуд поля на границе k . Для ТЕ - поляризации, $U_1 = E_y^0$ и $V_1 = H_x^0$ и аналогично для границы 2. Для ТМ - поляризации на границе k , $U_k = H_y^0$ и $V_k = E_x^0$. Характеристическая матрица на j -ого уровня для ТЕ-поляризации выглядит как

$$M_j = \begin{pmatrix} \cosh(\beta_j) & -\frac{i \sin(\beta_j)}{p_j} \\ -ip_j \sin(\beta_j) & \cosh(\beta_j) \end{pmatrix}, \quad (1.46)$$

где $\beta_j = \frac{(2\pi)h_j \xi_j}{\lambda}$, $p_j = \cos(\theta_j) \sqrt{\frac{\epsilon_j}{\mu_j}}$. Характеристическая матрица для ТМ-поляризации получается взаимозаменой ϵ и $-\mu$

$$M_j = \begin{pmatrix} \cosh(\beta_j) & -\frac{i \sin(\beta_j)}{q_j} \\ -iq_j \sin(\beta_j) & \cosh(\beta_j) \end{pmatrix}, \quad (1.47)$$

где $p_j = \cos(\theta_j) \sqrt{\frac{\mu_j}{\epsilon_j}}$.

В итоге, коэффициенты отражения можно выразить как

$$r_s = \frac{e_{y1}^{0r}}{e_{y1}^{0t}} = \frac{p_1 (m_{12} p_N + m_{11}) - (m_{22} p_N + m_{21})}{p_1 (m_{12} p_N + m_{11}) + (m_{22} p_N + m_{21})}, \quad (1.48)$$

$$r_p = \frac{H_{y1}^{0r}}{H_{y1}^{0t}} = \frac{q_1 (m_{12} q_N + m_{11}) - (m_{22} q_N + m_{21})}{q_1 (m_{12} q_N + m_{11}) + (m_{22} q_N + m_{21})}. \quad (1.49)$$

1.11 Поляризация ближнего поля

Для удобства и наглядности представления распределения поляризации ближнего поля анализ структуры поля проводится в терминах степени поляризации и обобщенных трехмерных параметров Стокса [51]. Учитывая, что в данной задаче все компоненты ближнего поля меняются с одной частотой, то вектор $\vec{E}(\vec{r})$ двигается в плоскости осцилляций и описывает эллипс с полуосями равными E_{min} и E_{max} .

В случае, когда $E_{min} = 0$ – ближнее поле линейно поляризовано, и в случае $E_{min} = E_{max}$ оно имеет круговую поляризацию. Тогда степень поляризации можно определить как:

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (1.50)$$

в таком случае, значение $P = 1$ – соответствует линейной поляризации и $P = 0$ – круговой.

Важно отметить, что степень поляризации не описывает полностью поляризацию ближнего поля, так как не несет информацию о направлении вращения вектора $\vec{E}(\vec{r})$. Можно выразить степень поляризации в терминах обобщенных трехмерных параметров Стокса [7]:

$$P = \sqrt{1 - \frac{S_{3xy}^2 + S_{3xz}^2 + S_{3yz}^2}{I^2}}, \quad (1.51)$$

$$S_{3,ij} = i(\langle E_j(\vec{r}, \omega) E_i^*(\vec{r}, \omega) \rangle - \langle E_i(\vec{r}, \omega) E_j^*(\vec{r}, \omega) \rangle), \quad (1.52)$$

где $i, j = x, y, z$ и $\langle \rangle$ – усреднение по времени. Каждый из трёх, используемых здесь параметров Стокса, описывает преобладание соответствующей правой круговой поляризации над левой.

Глава 2

РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1 Анализ влияния поверхности на структуру ближнего поля

Как уже говорилось, распределение интенсивности ближнего поля наносферы даже в однородном изотропном пространстве сильно зависит как от параметров частицы, так и от параметров падающего излучения. Поэтому, чтобы не загромождать анализ и облегчить интерпретацию результатов, отделив интересующее нас изменение структуры ближнего поля, возникшее из-за введения в задачу подложки, от изменений связанных преимущественно с взаимодействием «падающее излучение — частица», все последующие результаты будут представлены на примере длины волны, равной 532 нм.

Исключение длины волны из варьируемых параметров, естественно, может привести к потере тонких эффектов, проявляющихся лишь при определенных комбинациях λ , R и h , например таких, как состояния с полностью подавленным рассеянием назад или вперед в классической задаче рассеяния Ми. Однако можно утверждать, что фиксация параметров λ и R вблизи состояний с подавленным рассеянием назад включает в себя все основные закономерности взаимодействия системы «Частица — Излучение — Подложка», а поиск упущенных тонких эффектов достоин отдельной работы.

2.2 Коэффициент отражения подложки

Внедрение в подложку металлического слоя существенно изменяет её отражательную способность, даже при толщинах включения в несколько нанометров Рис.2.1. Что более важно, добавление металлического слоя приводит к появлению заранее известной фазовой добавки в коэффициентах отражения, о значимости которой в управлении поляризацией поля подробно говорилось

в предыдущих работах [27, 28]. Для явления SPCE важной конструкционной особенностью является наличие вспомогательного слоя (спейсера), отделяющего металлическую пленку от флуорофора. Толщина этого слоя ограничена снизу тушением люминесценции, в следствие безызлучательного переноса энергии с флуорофоров на металлическую пленку, и в большинстве случаев должна быть не менее 10 нм. Сверху толщина спейсера ограничена необходимостью эффективного взаимодействия флуорофоров с поверхностными плазмонами и не должна превышать 50 нм. По той же причине слой флуорофоров обычно не бывает толще 250 нм.

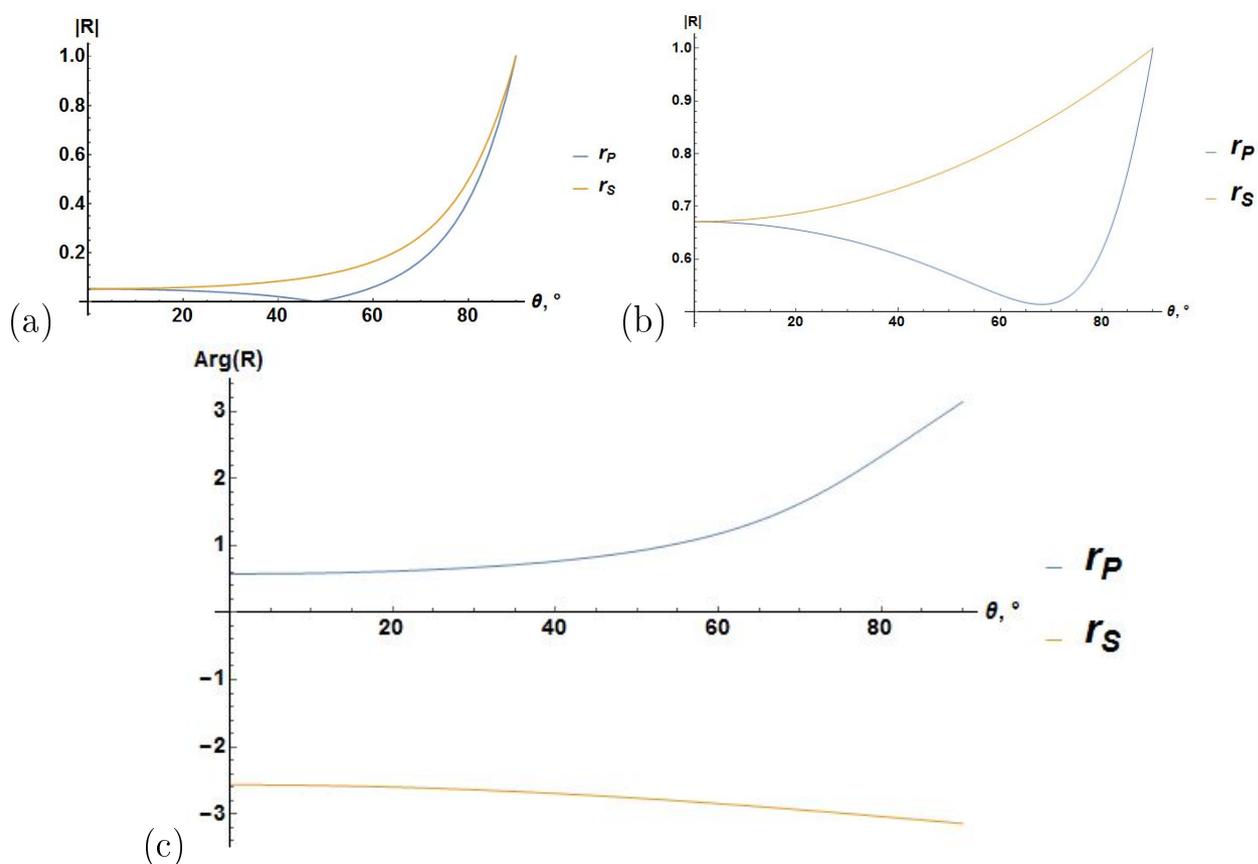


Рис. 2.1: Зависимость коэффициентов отражения слоистых структур при Р-поляризованном излучении с $\lambda = 532$ нм от угла падения. (а) -

2.3 Изменение распределения интенсивности

Изменение распределения интенсивности ближнего поля для сферической частицы вблизи поверхности выглядит просто и в большинстве случаев укладывается в интуитивные представления об отражении [27]. Интенсивность

поля у границ частицы увеличивается, и максимальному увеличению отвечает радиус, который соответствовал бы максимальному подавлению рассеяния назад в свободном пространстве. При добавлении в подложку Ni слоя интенсивность поля значительно усиливается, что объясняется более высоким коэффициентом отражения и эффективным взаимодействием подложки и сферы .

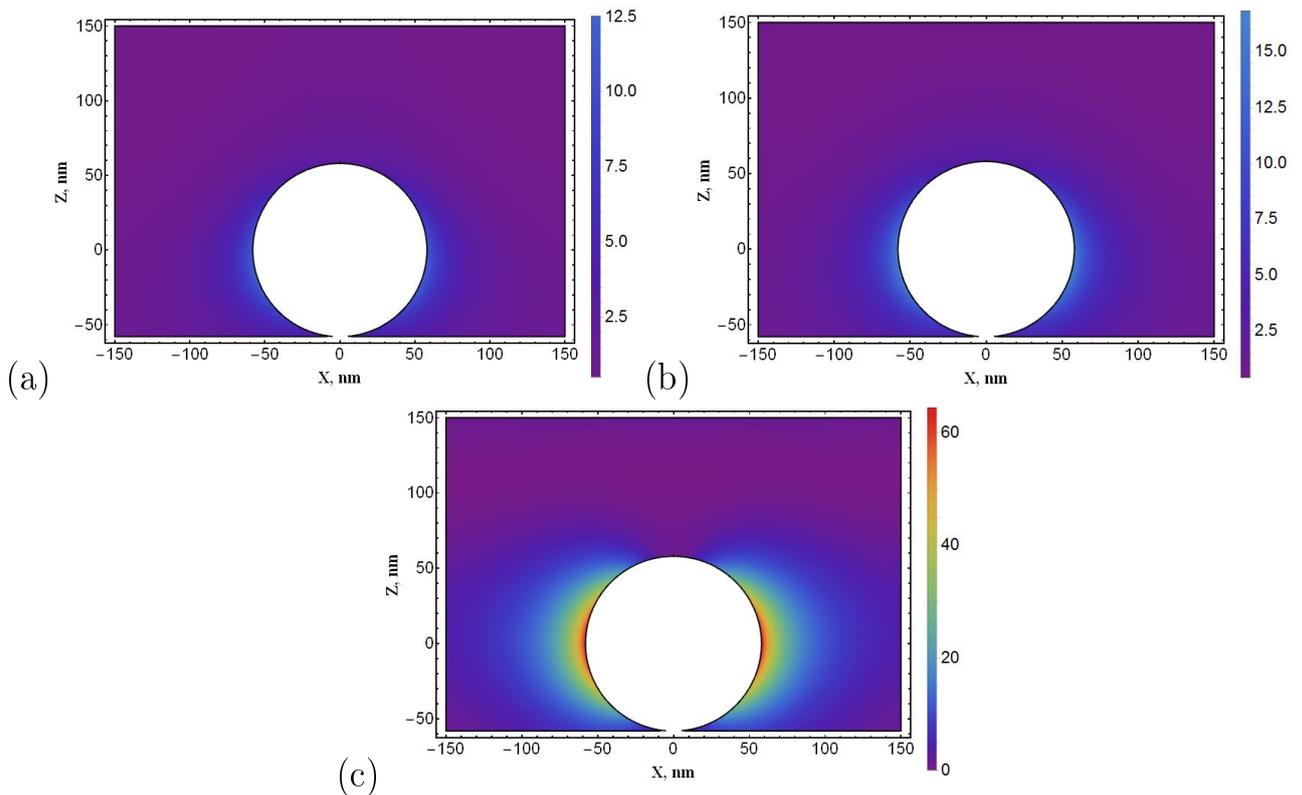


Рис. 2.2: Распределение интенсивности ближнего поля для кремниевой частицы в свободном пространстве (а), на стеклянной подложке (b) и на стеклянной подложке с 30-нм Ni слоем и 10-нм стеклянным спейсером(с) при Р-поляризованном нормально падающем излучении с $\lambda = 532$ нм

Как видно из Рис.2.2 диэлектрическая частица позволяет получить 60-кратное усиление интенсивности ближнего поля, что сравнимо с результатами для металлических частиц.

Важно отметить, что область ослабления поля располагается преимущественно над частицей, на расстоянии порядка 200 нм от подложки, что говорит об эффективном перераспределении поля падающей волны в интересующую область, заполненную флуорофорами.

Так как радиус частицы является наиболее значимым параметром, определяющим формирование ближнего поля, для определения оптимальных характеристик для увеличения эффективности SPCE, необходимо в первую очередь определить радиус, соответствующий максимальному усилению поля.

Расчет показывает, что в окрестности радиуса частицы, соответствующего подавлению рассеяния назад и максимальному рассеянию вперед, зависимость интенсивности поля в "горячих точках" от радиуса частицы имеет достаточно пологую форму, а максимум наблюдается при 58 нм (Рис.2.3).

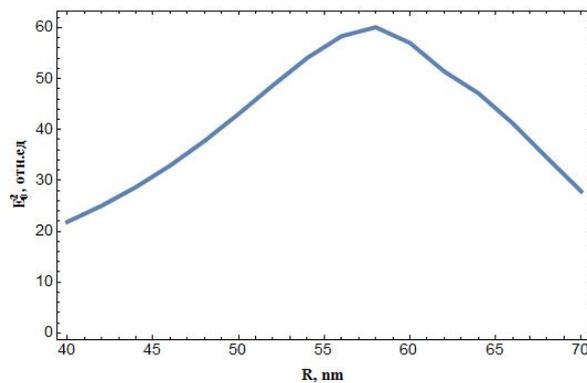


Рис. 2.3: Зависимость максимальной интенсивности ближнего поля для кремниевой частицы в на стеклянной подложке с 30-нм Ni слоем и 10-нм стеклянным спейсером (с) при Р-поляризованном нормально падающем излучении с $\lambda = 532$ нм от радиуса частицы

Широкая область максимума позволяет на практике эффективно использовать метод внедрения кремниевых наночастиц даже для большой дисперсии размеров частиц, что значительно упрощает процесс изготовления приборов на их основе.

Помимо радиуса частицы, на распределение ближнего поля сильно влияет расстояние между сферой и основной отражающей поверхностью. В случае наличия в подложке металлического слоя, именно он играет эту роль, а значит расстояние от него до частицы разделяется на два параметра: толщина спейсера и расстояние от частицы до спейсера. Толщина вспомогательного слоя, ограждающего флуорофоры от металлической пленки, определяется

из соображений эффективного взаимодействия флуорофоров с плазмонами и практически всегда лежит в пределах 20-30 нм, поэтому здесь мы ограничимся определением оптимального расстояния от частиц до спейсера.

Как видно из Рис.2.4 с ростом высоты подъема частицы, максимальная интенсивность поля сначала практически линейно убывает, а затем выходит на плато. Начиная с высоты подъема, приблизительно равной трем радиусам частицы, зависимость максимальной интенсивности ближнего поля усложняется и начинает сильно зависеть от параметров системы.

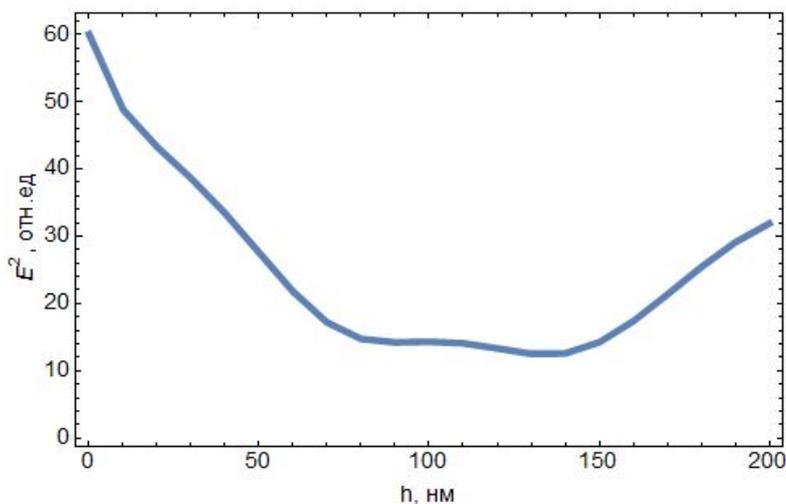


Рис. 2.4: Зависимость максимума интенсивности ближнего поля кремниевой частицы на стеклянной подложке с 30-нм Ni слоем и 10-нм стеклянным спейсером(с) при линейно поляризованном нормально падающем излучении с $\lambda = 532$ нм от высоты подъема частицы

Как видно из Рис.2.5, интенсивность поля вокруг частицы увеличивается и в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации, что ещё раз подтверждает эффективность использования диэлектрических наночастиц.

Непосредственно для анализа эффективности внедрения кремниевых частиц в слой, содержащий флуорофор, важно знать не увеличение интенсивности в конкретной точке, а интегральный выигрыш в энергии, перераспределенной в интересующую нас область.

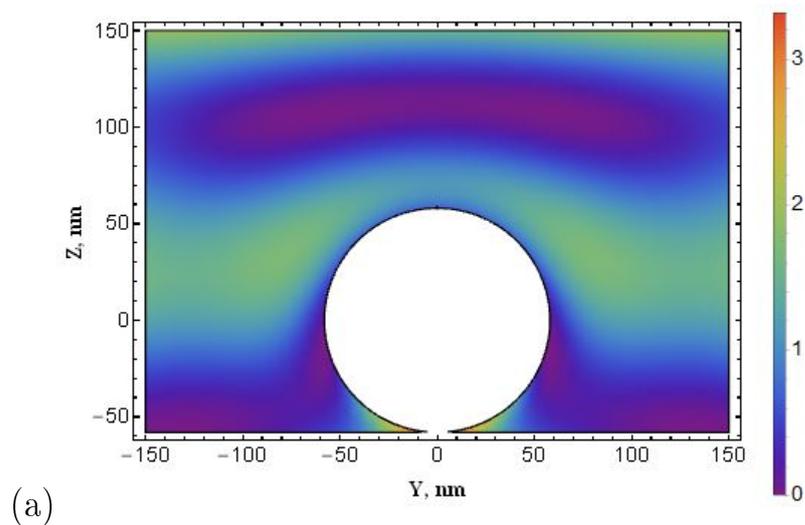
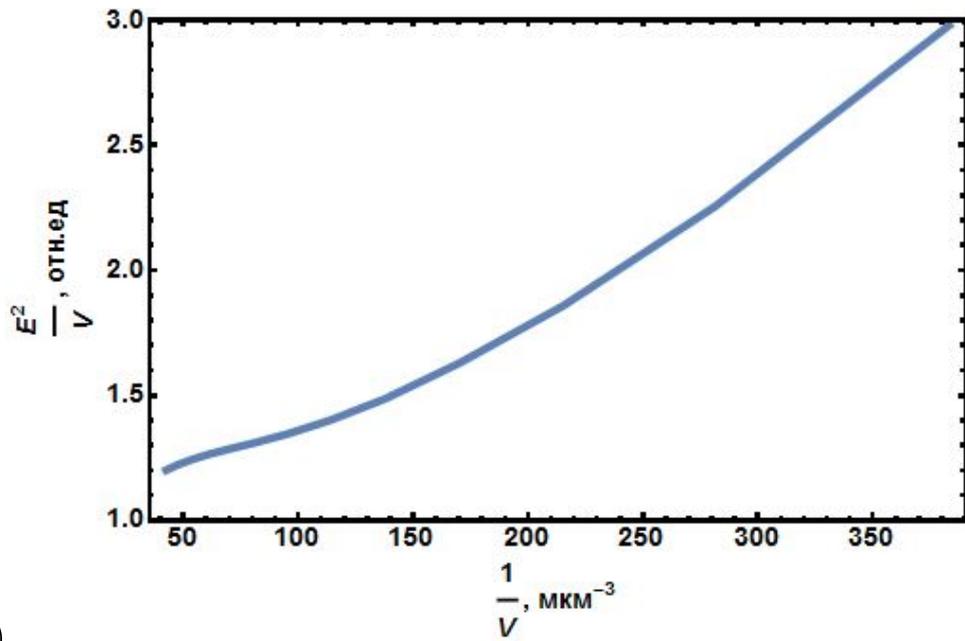


Рис. 2.5: Распределение интенсивности ближнего поля для кремниевой частицы на стеклянной подложке с 30-нм Ni слоем и 10-нм стеклянным спейсером(с) при линейно поляризованном нормально падающем излучении с $\lambda = 532$ нм в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации

Как видно из Рис.2.6 в широком диапазоне концентраций внедрение диэлектрических частиц приводит к интегральному увеличению интенсивности поля в интересующей нас области. Однако для наиболее заметного эффекта концентрации должны быть значительными, например, трехкратный выигрыш в плотности энергии возможен при концентрациях порядка 400 частиц на кубический микрометр.

Стоит отметить, что внедрение наночастиц приводит не только к увеличению энергии поля в объеме с флуорофорами, но и непосредственно на подложке Рис 2.7, что позволяет утверждать о более эффективном возбуждении плазмонов. Однако количественная оценка этого вклада не входит в рамки данной работы и требует продолжения исследования и уточнения модели.



(а)

Рис. 2.6: Зависимость увеличения, по сравнению с пустой подложкой, плотности энергии ближнего поля кремниевой частицы на слоистой структуре при Р-поляризованном нормально падающем излучении с $\lambda = 532$ нм от концентрации частиц

2.4 Изменение распределения степени поляризации

Прежде чем говорить об изменении поляризации вблизи сферы в присутствии подложки, стоит отметить, что для диэлектрических частиц картина распределения степени поляризации гораздо сложнее, чем для плазмонных, и сильно зависит от параметра $q = \frac{2\pi R}{\lambda}$. Далее будут представлены результаты расчета распределения степени поляризации для кремниевых частиц.

Как видно из Рис. 2.8, незначительное изменение радиуса частицы, всего на 6 нм, привело к существенным изменениям структуры поляризации ближнего поля, что объясняется интерференцией низшего электрического дипольного вклада, преобладающего на рисунках 2.8(a,b), с магнитным дипольным и электрическим квадрупольным вкладами.

По сути, результат, изображенный на Рис.2.8(a) и Рис. 2.8 (b), подобен картине распределения поляризации на металлических эллипсоидах, полученной в статье [7], в пределе равных полуосей. Прецизионное управление

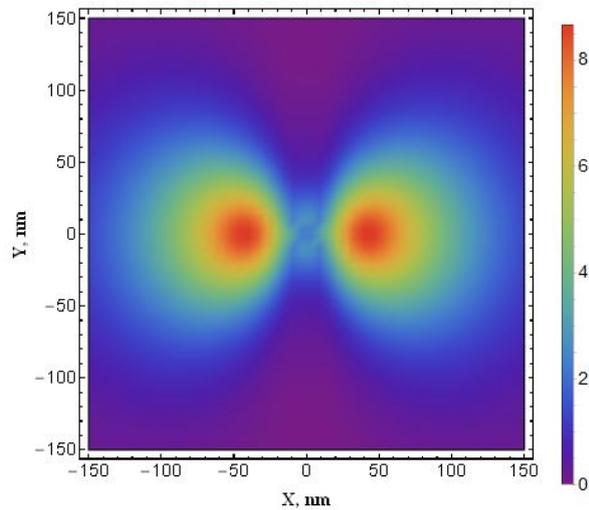


Рис. 2.7: Распределение интенсивности ближнего поля на подложке с 30-нм Ni слоем и 10-нм стеклянным спейсером в присутствии кремниевой сферической наночастицы при Р-поляризованном нормально падающем излучении с $\lambda = 532$ нм

структурой ближнего поля требует точного контроля размеров наночастиц, и по этому требованию, эллипсоиды значительно уступают сферам в простоте изготовления, структура же распределения степени поляризации плазмонных сферических частиц бедна по сравнению с диэлектрическими, что позволяет использовать диэлектрические частицы для создания сложной структуры ближнего поля и более тонко управлять её геометрией за счет изменения лишь длины волны падающего излучения.

Как видно из Рис. 2.9, подложка сильно изменяет распределение степени поляризации ближнего поля сферической частицы. Включение в подложку Ni слоя увеличивает коэффициент отражения и добавляет ему мнимую часть, за счёт чего структура распределения поляризации полностью изменится. Закономерности изменения структуры поляризации поля в случае слоистой структуры, включающей металлическую пленку, схожи с закономерностями для сильно поглощающих подложек, рассмотренных в прошлой работе. Важно отметить, что при облучении линейно поляризованным светом, в случае сильно поглощающих подложек, всегда формируются области с циркулярной поляризацией. [27].

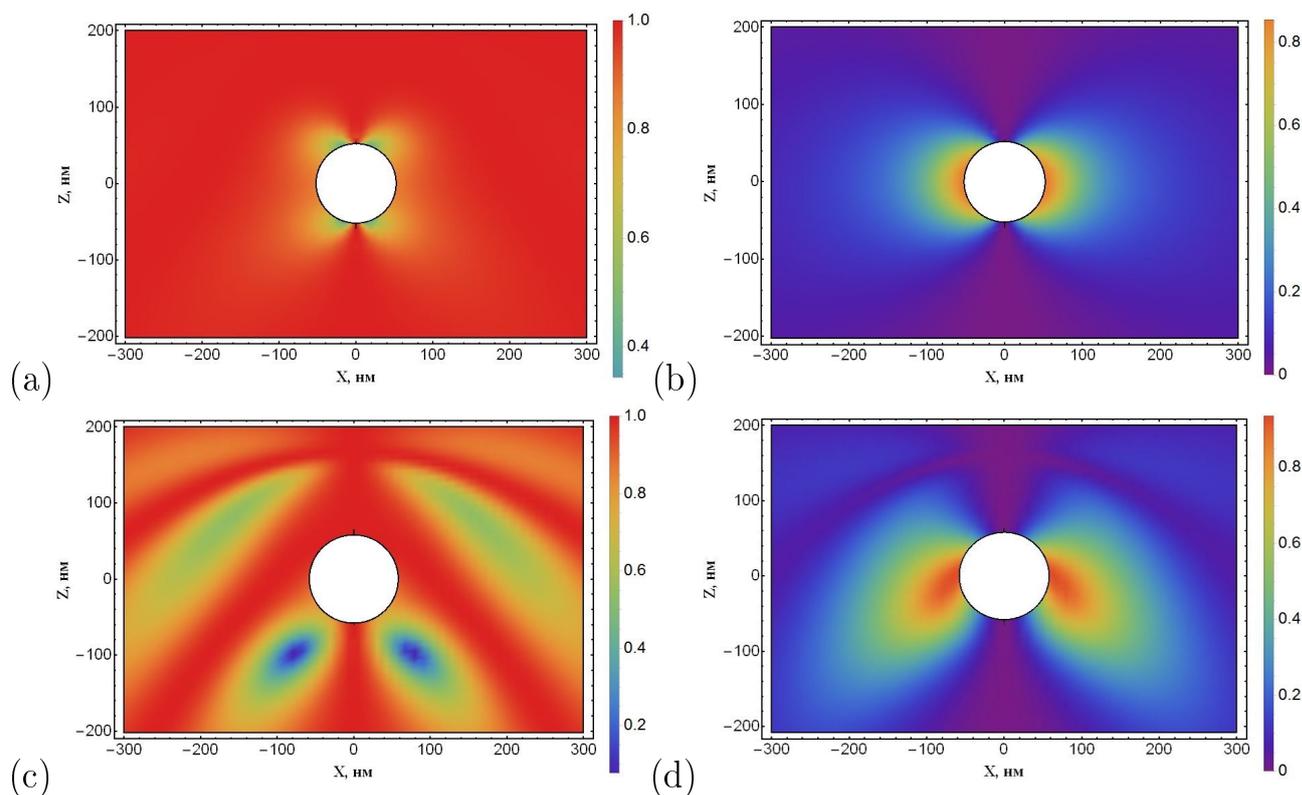


Рис. 2.8: Распределение степени поляризации ближнего поля для кремниевых частиц радиусом (a,b) - $R=52\text{nm}$ и (c,d) - $R=58\text{nm}$ при (a,c) - P-поляризованном и (b,d) - циркулярно поляризованном излучении с $\lambda = 510\text{nm}$, направленном против оси Z .

Интересной особенностью формирования распределения поляризации поля данной структурой является то, что в широком диапазоне параметров при облучении циркулярно поляризованным светом, результирующее поле становится преимущественно линейно поляризованным Рис.2.10.

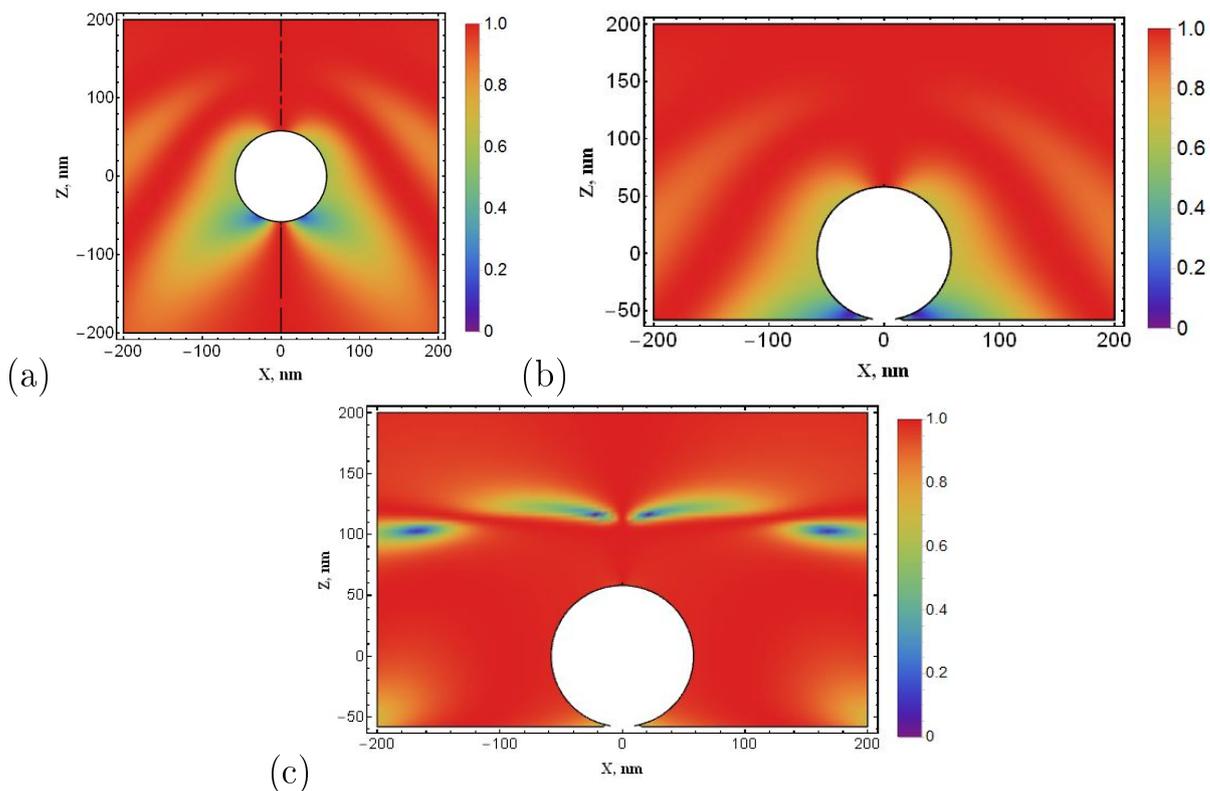


Рис. 2.9: Распределение степени поляризации ближнего поля для кремниевых частиц радиусом $R=58\text{nm}$ при - Р-поляризованном излучении с $\lambda = 510\text{nm}$ (a) в свободном пространстве, (b) на стеклянной подложке, (c) на слоистой структуре

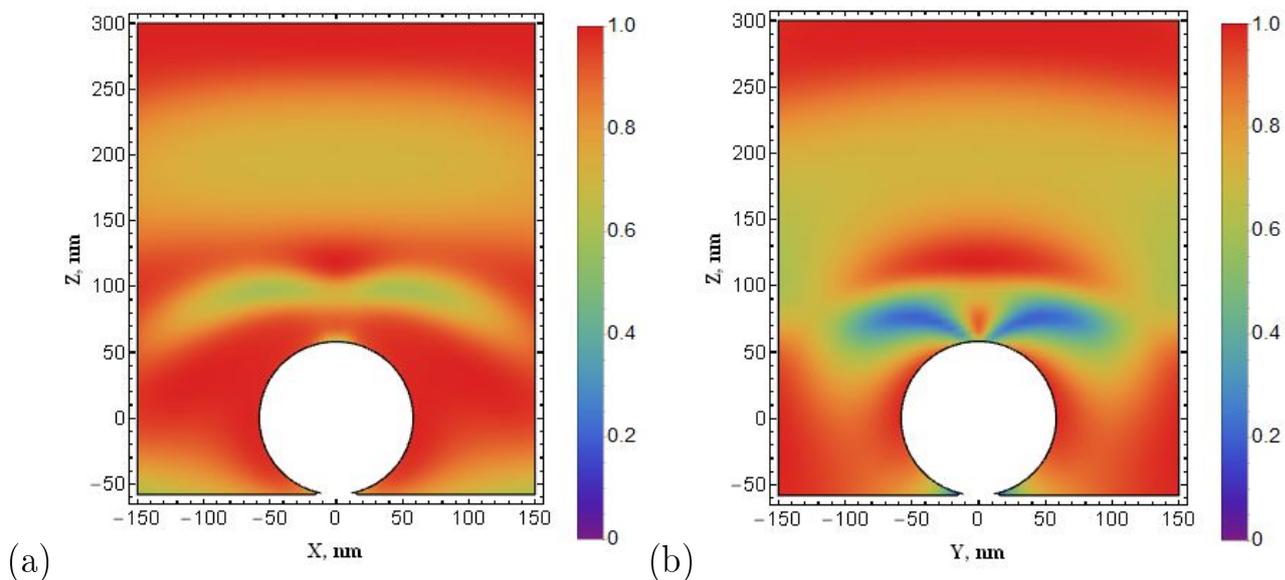


Рис. 2.10: Распределение степени поляризации ближнего поля для кремниевой частицы радиусом $R=58 \text{ nm}$ при - циркулярно поляризованном излучении с $\lambda = 510\text{nm}$ (a) в свободном пространстве, (b) на стеклянной подложке, (c) на слоистой структуре

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование наночастиц для управления структурой ближнего поля давно стало одним из наиболее распространенных методов прикладной нанооптики. Среди используемых наночастиц несомненным преимуществом обладают диэлектрические сферы. Простота их изготовления, доступность в эпоху кремниевых технологий и многообразие возможных преобразований электромагнитного поля позволяют использовать их в широком спектре практических применений.

В данной работе была развита теория рассеяния электромагнитного поля диэлектрическими сферическими частицами, расположенными вблизи слоистой диэлектрико-металлической структуры.

На примере структуры, используемой для наблюдения поверхностного плазмонно-связанного излучения:

- Изучено влияние параметров системы на конфигурацию структуры ближнего поля.
- Описаны принципы управления поляризацией ближнего поля.
- Продемонстрирована эффективность использования сферических диэлектрических наночастиц для увеличения интенсивности ближнего поля и перераспределения энергии падающего излучения в интересующие области.
- Показана возможность 60-кратного увеличения интенсивности ближнего поля и 3-кратного выигрыша в плотности энергии в 100 нм слое над подложкой.

Литература

- [1] Жилин Д. М. Теория систем. — М.: УРСС, 2004. — С. 183.
- [2] Lakowicz J. R. et al. Directional surface plasmon-coupled emission: a new method for high sensitivity detection //Biochemical and biophysical research communications. — 2003. — Т. 307. — №. 3. — С. 435-439.
- [3] Cao S. H. et al. Surface plasmon-coupled emission: what can directional fluorescence bring to the analytical sciences? //Annual Review of Analytical Chemistry. — 2012. — Т. 5. — С. 317-336.
- [4] Sai Sathish R., Kostov Y., Rao G. High-resolution surface plasmon coupled resonant filter for monitoring of fluorescence emission from molecular multiplexes //Appl Phys Lett. — 2009. — Т. 94. — С. 223113-3.
- [5] Lakowicz J. R. et al. Plasmon-controlled fluorescence: a new paradigm in fluorescence spectroscopy //Analyst. — 2008. — Т. 133. — №. 10. — С. 1308-1346.
- [6] Hecht and L. Novotny, Principles of Nano-Optics (Cambridge University, 2006).
- [7] E. D. Chubchev, Yu. V. Vladimirova, V. N. Zadkov, Controlling near-field polarization distribution of a plasmonic prolate nanospheroid by its aspect ratio and polarization of the incident electromagnetic field. // OPTICS EXPRESS, 25 August 2014 | Vol. 22, No. 17
- [8] I. Kim, T. Seong Lee et al, “Size effects of metal nanoparticles embedded in a buffer layer of organic photovoltaics on plasmonic adsorption enhansment”, J. Phys. D: Appl. Phys. 45, 065101 (2012).

- [9] O. L. Muskens, V. Giannini, J. A. Sánchez-Gil, and J. Gómez Rivas, “Strong enhancement of the radiative decay rate of emitters by single plasmonic nanoantennas,” *Nano Lett.* 7, 2871–2875 (2007).
- [10] J. N. Farahani, D.W. Pohl, H. J. Eisler, and B. Hecht, “Single quantum dot coupled to a scanning optical antenna: A tunable superemitter,” *Phys. Rev. Lett.* 95, 017402 (2005).
- [11] P. J. Schuck, D. P. Fromm, A. Sundaramurthy, G. S. Kino, and W. E. Moerner, “Improving the mismatch between light and nanoscale objects with gold bowtie nanoantennas,” *Phys. Rev. Lett.* 94, 017402 (2005).
- [12] T. H. Taminiau, R. J. Moerland, F. B. Segerink, L. Kuipers, and N. F. van Hulst, “ $l=4$ resonance of an optical monopole antenna probed by single molecule fluorescence,” *Nano Lett.* 7, 28–33 (2007).
- [13] Luk'yanchuk B. S. et al. Optimum forward light scattering by spherical and spheroidal dielectric nanoparticles with high refractive index // *ACS Photonics*. – 2015. – T. 2. – №. 7. – C. 993-999.
- [14] Pors A., Andersen S. K. H., Bozhevolnyi S. I. Unidirectional scattering by nanoparticles near substrates: generalized Kerker conditions // *Optics express*. – 2015. – T. 23. – №. 22. – C. 28808-28828.
- [15] Tribelsky M. I. et al. Small Dielectric Spheres with High Refractive Index as New Multifunctional Elements for Optical Devices // *Scientific reports*. – 2015. – T. 5.
- [16] Krasnok, A. E.; Miroshnichenko, A. E.; Belov, P. A.; Kivshar, Y.S. All-dielectric optical nanoantennas. *Opt. Express* 2012, 20, 20599–20604.
- [17] Rolly, B.; Stout, B.; Bonod, N. Boosting the directivity of optical antennas with magnetic and electric dipolar resonant particles. *Opt. Express* 2012, 20, 20376–20386.
- [18] Albella, P.; Poyli, M. A.; Schmidt, M. K.; Maier, S. A.; Moreno, F.; Saénz, J. J.; Aizpurua, J. Low-loss electric and magnetic field-enhanced spectroscopy with subwavelength silicon dimers. *J. Phys. Chem. C* 2013, 117, 13573–13584.

- [19] Vladimirova Y. V. et al. Modification of two-level-atom resonance fluorescence near a plasmonic nanostructure //Physical Review A. – 2012. – T. 85. – №. 5. – C. 053408.
- [20] Kim D. S., Kim Z. H. Role of in-plane polarizability of the tip in scattering near-field microscopy of a plasmonic nanoparticle //Optics express. – 2012. – T. 20. – №. 8. – C. 8689-8699.
- [21] Parinze E. S. et al. Plasmonic Nanoparticle Enhancement of Solution-Processed Solar Cells: Practical Limits and Opportunities //ACS Photonics. – 2015.
- [22] Pohl D. W., Courjon D. Near-Field Optics. NATO Advanced Scientific Institutes Series E242. – 1993.
- [23] Rui X. et al. Dielectric layer-dependent surface plasmon effect of metallic nanoparticles on silicon substrate //Chinese Physics B. – 2012. – T. 21. – №. 2. – C. 025202.
- [24] Ramakanth S., Raju K. C. J. Substrate Effect on Plasmon Resonance of a Gold Nanoparticle Embedded Amorphous BaTiO₃ Film //Soft Nanoscience Letters. – 2013. – T. 2013.
- [25] Luk'yanchuk B. S., Zheng Y. W., Lu Y. Laser cleaning of solid surface: optical resonance and near-field effects //High-Power Laser Ablation. – International Society for Optics and Photonics, 2000. – C. 576-587
- [26] Wu Y. et al. Substrate effect of laser surface sub-micro patterning by means of self-assembly SiO₂ microsphere array //Applied Surface Science. – 2015. – T. 357. – C. 832-837.
- [27] Reshetov S.A. Optics of nanoparticles and their application FOR improving solar cells efficiency
- [28] Near-field polarization distribution of si nanoparticles near substrate / S. A. Reshetov, Y. V. Vladimirova, L. P. Gevorkian, V. N. Zadkov // EPJ Web of Conferences. — 2017. — Vol. 132. — P. 03006.

- [29] Vladimirova Y. V., Reshetov S. A., Zadkov V. N. Near-field polarization distribution of subwavelength si nanoparticles near quartz and graphite substrates // Journal of Applied Spectroscopy. — 2016. — Vol. 83, no. 6. — P. 175–176.
- [30] Chen H. et al. Trends in nanotechnology patents //Nature nanotechnology. — 2008. — T. 3. — №. 3. — C. 123.
- [31] Baleanu D. et al. (ed.). New trends in nanotechnology and fractional calculus applications. — New York : Springer, 2010. — C. C397.
- [32] Sadowski J. W., Korhonen I. K. J., Peltonen J. P. K. Characterization of thin films and their structures in surface plasmon resonance measurements //Optical engineering. — 1995. — T. 34. — №. 9. — C. 2581-2587.
- [33] Gryczynski I. et al. Surface plasmon-coupled emission with gold films //The Journal of Physical Chemistry B. — 2004. — T. 108. — №. 33. — C. 12568-12574.
- [34] Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen //Annalen der physik. — 1908. — T. 330. — №. 3. — C. 377-445.
- [35] Debye P. Der lichtdruck auf kugeln von beliebigem material //Annalen der Physik. — 1909. — T. 335. — №. 11. — C. 57-136.
- [36] Weyl H. Eine neue erweiterung der relativitaetstheorie //Annalen der Physik. — 1919. — T. 364. — №. 10. — C. 101-133.
- [37] Bobbert P. A., Vlieger J. Light scattering by a sphere on a substrate //Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. — 1986. — T. 137. — №. 1. — C. 209-242.
- [38] Hansen W. N. Electric fields produced by the propagation of plane coherent electromagnetic radiation in a stratified medium //JOSA. — 1968. — T. 58. — №. 3. — C. 380-390.
- [39] Bobbert P. A., Vlieger J., Greef R. Light reflection from a substrate sparsely seeded with spheres-comparison with an ellipsometric experiment //Physica

- A: Statistical Mechanics and its Applications. – 1986. – T. 137. – №. 1-2. – C. 243-257.
- [40] Takemori T., Inoue M., Ohtaka K. Optical response of a sphere coupled to a metal substrate //Journal of the Physical Society of Japan. – 1987. – T. 56. – №. 4. – C. 1587-1602.
- [41] Videen G. Light scattering from a sphere on or near a surface: errata //JOSA A. – 1992. – T. 9. – №. 5. – C. 844-845.
- [42] Videen G. Light scattering from a sphere behind a surface //JOSA A. – 1993. – T. 10. – №. 1. – C. 110-117.
- [43] Ganic D., Gan X., Gu M. Parametric study of three-dimensional near-field Mie scattering by dielectric particles //Optics communications. – 2003. – T. 216. – №. 1. – C. 1-10.
- [44] Videen G., Ngo D. Light scattering from a cylinder near a plane interface: theory and comparison with experimental data //JOSA A. – 1997. – T. 14. – №. 1. – C. 70-78.
- [45] Kim J. H. et al. Polarized light scattering by dielectric and metallic spheres on silicon wafers //Applied optics. – 2002. – T. 41. – №. 25. – C. 5405-5412.
- [46] Bouwkamp C. J., Casimir H. B. G. On multipole expansions in the theory of electromagnetic radiation //Physica. – 1954. – T. 20. – №. 1. – C. 539-554.
- [47] Watson G. N. A treatise on the theory of Bessel functions. – Cambridge university press, 1995.
- [48] Stratton J. A. //Electromagnetic Theory. – 1941. – C. 392-423.
- [49] Born M., Wolf E. Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. – CUP Archive, 2000.
- [50] Devaney A. J., Wolf E. Multipole expansions and plane wave representations of the electromagnetic field //Journal of Mathematical Physics. – 1974. – T. 15. – №. 2. – C. 234-244.

[51] Setälä T. et al. Degree of polarization for optical near fields //Physical Review
E. – 2002. – T. 66. – №. 1. – C. 016615.

- [52] Monestier F. et al. Modeling the short-circuit current density of polymer solar cells based on P3HT: PCBM blend //Solar energy materials and solar cells. – 2007. – T. 91. – №. 5. – C. 405-410.
- [53] Tumbleston J. R. et al. Characterizing enhanced performance of nanopatterned bulk heterojunction organic photovoltaics //Solar Energy+ Applications. – International Society for Optics and Photonics, 2008. – C. 70470S-70470S-9.