

Оптические свойства двумерных слоисто-упорядоченных структур в инфракрасном диапазоне*

И.М. Фрадкин, Д.А. Чермошенцев, Е.В. Аникин, С.А. Дьяков, Н.А. Гиппиус

Инфракрасная оптика крайне широко распространена в современной науке и технике. Именно в инфракрасном диапазоне работает практически всё телекоммуникационное оборудование, тепловое излучение наиболее ярко выражено также в инфракрасной области спектра, а приборы ночного видения, в свою очередь, основаны на его детектировании. Инфракрасное излучение играет важную роль в ближнепольном радиационном теплопереносе, а также используется в спектроскопии и многих других научных задачах. В последние годы получили широкое распространение передовые методы наноструктурирования, направленные на управление светом на наномасштабах. В частности, активно применяются фотонные кристаллы, метаповерхности и нанорезонаторы. В этой работе мы рассматриваем возможности использования двумерных слоисто-упорядоченных структур в оптическом и инфракрасном диапазонах. В частности, мы рассматриваем возможность применения поверхностных волн Дьяконова в ограниченных средах, а также коллективных резонансов в решетках плазменных наночастиц. Оба типа структур позволяют локализовать свет на субмикрометровых масштабах, усиливать взаимодействия света с веществом и эффективно управлять распространением электромагнитных волн.

Ключевые слова: фотонный кристалл, поверхностные волны Дьяконова, дипольное приближение, волновод, металлические частицы.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20032).

Поверхностные волны Дьяконова в ограниченных средах

Введение

Поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух сред, в последние десятилетия являются предметом обширных исследований, поскольку представляют собой одно из фундаментальных понятий нанофотоники. Понимание оптических свойств поверхностных волн имеет большое значение для реализации их практического применения. Существует несколько типов поверхностных волн, различающихся типом материала, областью существования, постоянной распространения, профилем затухания и т. д. Среди различных типов поверхностных волн выделяют поверхностный плазмон-поляритон на границе металл-диэлектрик [1], таммовские поверхностные состояния на границе фотонного кристалла [2, 3], поверхностные солитоны

на нелинейной границе раздела [4] и многие другие. Другим семейством поверхностных волн являются поверхностные волны Дьяконова (ПВД), существующие на границе раздела двух сред, по крайней мере одна из которых является анизотропной, как это было предсказано в 1988 г. в работе [5]. В этой пионерской работе первая среда была изотропным диэлектриком, а вторая среда – анизотропным одноосным диэлектриком и оптической осью, параллельной границе раздела. Было показано, что в такой системе существуют поверхностные волны, если анизотропия является положительной. Позже было продемонстрировано, что различные комбинации изотропных, одноосных, двухосных



ФРАДКИН

Илья Маркович

Сколковский институт науки и технологий



ЧЕРМОШЕНЦЕВ

Дмитрий Александрович

Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий



АНИКИН

Евгений Викторович

Российский квантовый центр



ДЬЯКОВ

Сергей Александрович

Сколковский институт науки и технологий



ГИППИУС

Николай Алексеевич

профессор, Сколковский институт науки и технологий

и хиральных материалов также поддерживают ПВД [6–8].

Узкий диапазон углов распространения осложняет экспериментальное наблюдение ПВД, в результате чего первое обнаружение этих волн было продемонстрировано только в 2009 г. в работе [9]. Авторы этой работы использовали конфигурацию Отто – Кретчмана для наблюдения ПВД на границе двухосного кристалла и изотропной жидкости. Другим перспективным подходом к экспериментальному получению ПВД является использование тонких пленок между анизотропной и изотропной средами [10]. В таких системах направлением распространения гибридных ПВД можно управлять, изменяя показатель преломления изотропной среды. Результаты, представленные в работе [10], показывают, что эти типы волн можно использовать для сенсорных применений.

В ряде публикаций показано, что ПВД могут существовать на границе раздела изотропных материалов и материалов с искусственно созданной анизотропией формы [11, 12]. Более того, как теоретически показано в [13], в метаматериале, состоящем из чередующихся слоев металлов и диэлектрика, могут возникать экзотические типы поверхностных волн, такие как плазмоны Дьяконова и гибридные плазмоны. В таких структурах угловой диапазон существования ПВД может быть расширен до 65 градусов.

Как и другие поверхностные волны, возможность практического использования ПВД в конечном счете зависит от того, могут ли они существовать в резонаторных структурах конечных размеров. В [14] показано, что ПВД могут быть конформно преобразованы в связанные состояния цилиндрических метаматериалов. ПВД также были теоретически предсказаны в анизотропных цилиндрических волноводах [15].

Настоящий раздел посвящен теоретическому исследованию ПВД, распространяющихся на плоской границе раздела двух однородных анизотропных диэлектриков, оси которых ортогональ-

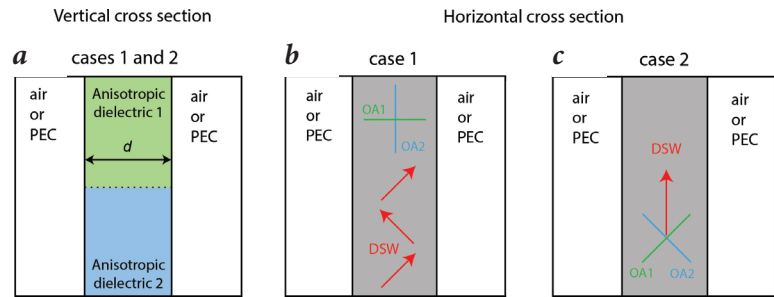


Рис. 1. Вертикальное (а) и горизонтальное (б, в) сечения для разных случаев расположения оптических осей (OA1 и OA2) анизотропных материалов относительно вертикальных стенок. В первом случае оптические оси перпендикулярны друг другу и образуют углы 0 и 90° с границами волновода. Во втором случае оптические оси также перпендикулярны друг другу, но образуют углы 45° с границами волновода. Из работ [16] и [17].

ны друг другу и параллельны границе раздела, а сами диэлектрики ограничены с двух сторон однородными полупространствами воздуха. Мы рассмотрим два типа таких волноводных структур: в первом типе оптические оси диэлектриков образуют углы 0 и 90° к вертикальным границам волновода, а во втором типе – углы 45° к этим границам (рис. 1). Мы покажем, что такие геометрии приводят к существованию ПВД с новыми свойствами, отсутствовавшие у классических ПВД.

Интерфейс двух одноосных кристаллов

Мы начнем наше обсуждение с рассмотрения плоской бесконечной границы между двумя полубесконечными анизотропными одноосными средами, как показано на рис. 2а.

Численное решение волнового уравнения для поверхностной волны Дьяконова представлено на рис. 2с красной кривой. Видно, что ПВД существует вблизи пересечения изочастотных контуров необыкновенных волн с нулевой проекцией волнового вектора на ось z в верхнем и нижнем полупространствах. Диапазон волновых векторов существования ПВД определяет узкую область азимутального угла вблизи биссектрисы между оптическими осями кристаллов, в которой может распространяться ПВД (рис. 2б). Это согласуется с результатами, опубликованными в работах [18, 19] для двух симметричных одноосных анизотропных кристаллов.

Далее мы вычислили парциальные вклады обыкновенной и необыкновенной волн в ПВД, а также отношение напряженностей их электрических полей в наиболее симметричном случае. Рис. 2е показывает, что при показателе анизотропии, равном 2, вклад необыкновенной волны является доминирующим. Угловые зависимости величины вертикальной составляющей волнового вектора и постоянной распространения ПВД для диэлектрических проницаемостей представлены на рис. 2д. Видно, что необыкновенная волна затухает медленнее, чем обыкновенная. В точках отсечки мнимая часть вертикальной составляющей волнового вектора

обращается в нуль и решение больше не локализовано вблизи интерфейса. Стоит отметить, что в наиболее симметричном случае ПВД затухает в верхнем и нижнем полупространствах одинаково.

Дисперсионное соотношение ПВД может быть найдено аналитически для наиболее симметричного случая, когда поверхностная волна Дьяконова распространяется по биссектрисе угла, в которой она может существовать.

Как и многие поверхностные волны, ПВД имеют круговую поляризацию. Степень круговой поляризации зависит от фактора анизотропии, от азимутального угла распространения и от координаты z , где рассматривается электрическое поле. Как было показано в работе [16] при факторе анизотропии, равном 3, степень круговой поляризации равна единице. В пределе малой анизотропии она стремится к 0, то есть ПВД становится почти линейно поляризованной. С помощью моделирования, выполненного методом матрицы рассеяния [20–22], мы можем рассчитать степень круговой поляризации в менее симметричном случае. В результате мы получим, что по мере удаления от границы степень круговой поляризации уменьшается и меняет знак (рис. 2г). При варьировании азимутального угла (рис. 2ж) мы обнаружим, что зависимость степени круговой поляризации от азимутального угла слабая, однако для всех азимутальных углов, меньших 45° , эта величина меньше единицы. Кроме того заметим, что ориентация конусов

поляризации в ПВД меняется с координатой z .

Поверхностные волноводные моды Дьяконова: случай 1

Рассмотрим теперь систему двух анизотропных слоев, имеющих плоскую границу при $z=0$, неограниченную в направлении y и ограниченную в направлении x двумя вертикальными плоскостями с координатами $x=0$ и $x=d$, как показано на рис. 3а, б. Мы рассматриваем случаи, когда в качестве полупространств слева и справа выбраны воздух и идеальный электрический проводник (Perfect electric conductor, PEC). Как показано в работе [16], при падении ПВД на вертикальную границу, максимальный коэффициент отражения достигается при угле падения 45° . Если отраженная волна встречает вторую границу, параллельную первой, то процесс многократного отражения продолжается до тех пор, пока вся энергия ПВД не будет рассеяна. При условии, что одна из оптических осей параллельна границе, а другая перпендикулярна границе (рис. 3б), можно ожидать, что в такой структуре существует поверхностная волноводная мода Дьяконова (ПВДМ).

Для описания свойств таких мод заметим, что описанный волновод имеет зеркальные симметрии, поэтому в случае отражения от поверхности идеального проводника можно довольно легко получить аналитические выражения для свойств ПВДМ. Эти соображения позволяют найти закон дисперсии ПВДМ. Дисперсионные кривые ПВДМ, рассчитанные для случая границы с идеальным проводником и при помощи пакета COMSOL Multiphysics для случая границы с воздухом показаны на рис. 3с, г черными и красными линиями соответственно. Для сравнения на рис. 3с, г также показаны дисперсии необыкновенных волноводных мод (EWM) верхней и нижней пластин, которые имеют ТЕ и ТМ поляризации соответственно из-за специфических ориентаций тензора диэлектрической проницаемости и гра-

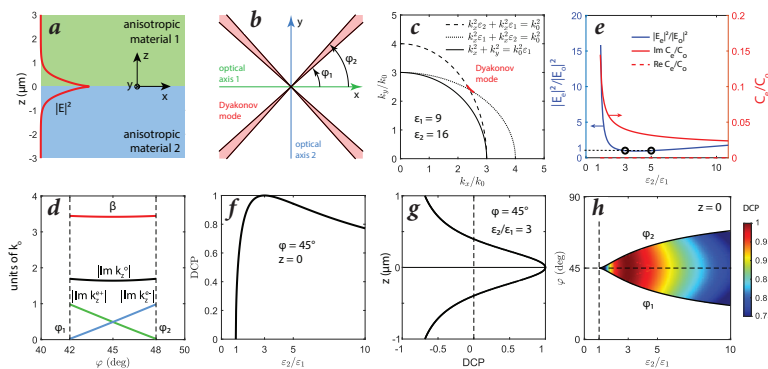


Рис. 2. а – Граница раздела двух анизотропных материалов. Красные линии показывают профиль напряженности электрического поля. б – Вид сверху на границу раздела. Красные заштрихованные области показывают конусы, в которых возможно распространение ПВД. с – Изочастотный контур обыкновенной волны (сплошная черная линия) и необыкновенной волны в анизотропных материалах 1 и 2 (штриховая и пунктирная линии), а также ПВД (красная линия) в k -пространстве. д – Азимутальные угловые зависимости постоянной распространения ПВД и модулей мнимых частей вертикальных проекций волновых векторов обыкновенной и необыкновенной волн в анизотропных материалах 1 и 2. Черные пунктирные линии ограничивают область существования ПВД. е – Отношение напряженностей электрических полей обыкновенной и необыкновенной волн, формирующих ПВД (синяя линия), и отношение коэффициентов парциальных вкладов обыкновенной и необыкновенной волн (красные линии) как функции коэффициента анизотропии. ф – Степень круговой поляризации ПВД при $z=0$, распространяющейся при азимутальном угле в 45° , как функция коэффициента анизотропии. г – Степень круговой поляризации ПВД, как функция координаты z . ж – Толстые черные линии обозначают границы диапазона существования ПВД в зависимости от фактора анизотропии. Цветная карта показывает коэффициент анизотропии и зависимость степени круговой поляризации ПВД от азимутального угла. Из работы [16].

ничного условия для идеального электрического проводника. Величины k_y и k_0 отложены в единицах $1/d$, что делает отображаемые дисперсионные кривые универсальными с точки зрения ширины волновода d . Видно, что ПВМД появляются вблизи пересечения необыкновенных волноводных мод. Заметим, что дисперсионные кривые ПВМД имеют точки отсечки, происходящие от угловых отсечек ПВД на бесконечной границе раздела. Обратите внимание, что точки отсечки для ПВМД для случая границы с воздухом определены лишь приблизительно из-за ограничения размера расчетной области в COMSOL. Зависимость постоянной распространения от ширины волновода также может быть рассчитана для случая идеального проводника и показана на рис. 3f вместе с той же зависимостью, рассчитанной в COMSOL для случая воздуха. Для сравнения на рис. 3e также показаны зависимости постоянной распространения от ширины волновода для необыкновенных волноводных мод верхней и нижней пластин. Диапазон d , в котором может распространяться ПВМД, определяется угловой областью существования ПВД на бесконечной границе раздела. С увеличением коэффициента анизотропии область существования ПВМД расширяется (рис. 3d), а при большой анизотропии области существования ПВМД с разными номерами мод n перекрываются. Стоит отметить, что мы сравнили аналитические результаты, полученные из уравнения для случая идеального проводника, с моделированием, выполненным в COMSOL Multiphysics, и получили отличное совпадение (не показано на рис. 3).

Как показано в работе [16], при отражении ПВМД от полупространства идеального проводника при угле падения 45° отсутствует рассеяние и, следовательно, ПВМД распространяется вдоль волновода без потерь. Однако в случае воздушного полупространства даже при таком угле падения коэффициент отражения меньше единицы. Это означает, что в плоском волноводе, окруженном воздухом, ПВМД мо-

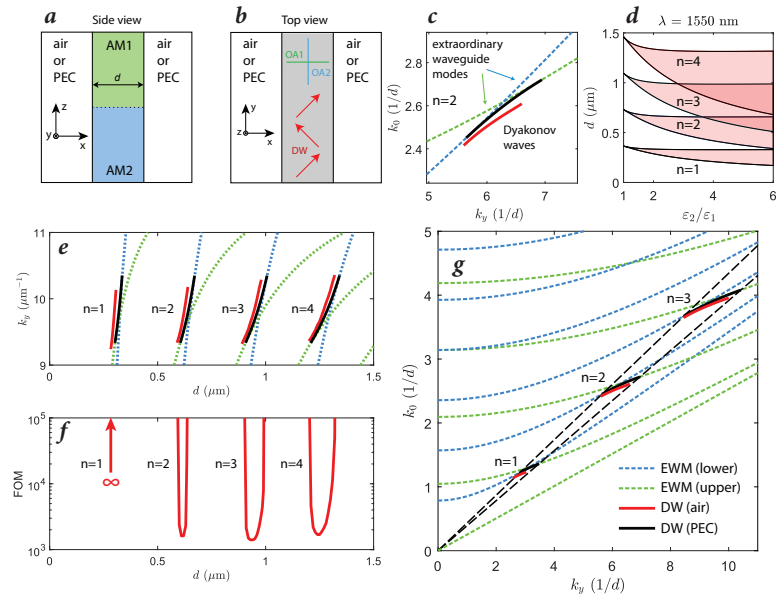


Рис. 3. Вид сбоку (a) и вид сверху (b) границы раздела двух анизотропных материалов, ограниченных полупространствами воздуха или идеального электрического проводника (PEC) слева и справа. Оптические оси анизотропных материалов параллельны осям координат, как показано зелеными и синими линиями на панели (b). Поверхностная волна в такой конфигурации представляет собой суперпозицию ПВД, отражающихся с обеих сторон границы под углом $\alpha=45^\circ$, как показано на панели (b) красными стрелками. c, e и g – Необыкновенные волноводные моды (EWM) в верхней и нижней анизотропной пластине (штриховые зеленые и синие линии), показанные для случая, когда полубесконечные среды слева и справа представляют собой воздух (красная линия) и идеальный проводник (черная линия). d – Диапазон ширины волновода, в котором существуют ПВМД. f – длина затухания ПВМД, рассчитанная для воздуха в качестве полубесконечных сред. Из работы [16].

гут иметь радиационные потери, которые рассеивают энергию ПВМД на волноводные моды верхней и нижней пластин. Как в работе [15], мы рассчитываем длину затухания ПВМД, выраженную в единицах длины волны ПВМД. На рис. 3f показана рассчитанная в COMSOL Multiphysics зависимость этой величины от ширины волновода. Видно, что FOM стремится к бесконечности вблизи точек отсечки, между которыми есть локальный минимум. Заметим также, что для ПВМД 1 порядка длина распространения бесконечна. Чтобы объяснить это, можно вычислить интегралы перекрытия между ПВМД и волноводными модами верхней и нижней пластин (см. дополнительные материалы работы [16]). Оказывается, что для ПВМД 1 порядка интегралы перекрытия обращаются в нуль, что указывает на то, что связь этой моды с волноводными модами пластин невозможна из-за несоответствия их симметрий. Поскольку утечек излучения в воздух нет, мы приходим к выводу, что ПВМД 1 порядка не имеет радиационных потерь и, следовательно, имеет бесконечную длину распространения. Радиационные потери ПВМД более высокого порядка полностью объясняются их связью с волноводными модами пластин.

Далее рассмотрим распределения полей в ПВМД. На рис. 4a показаны профили поперечного электрического поля ПВМД 2 порядка в волноводе,

окруженном воздухом, рассчитанные для различной ширины волновода внутри области существования ПВД.

Видно, что при ширине волновода 610 нм мода локализована вблизи границы раздела, почти одинаково проникая в верхнюю и нижнюю пластины. В то же время при ширинах, близких к отрезкам 600 нм и 620 нм, локализация моды оказывается смещенной вверх или вниз. ПВД наследуют эти специфические свойства своей локализации от классических ПВД на бесконечном интерфейсе. В случае окружения идеальным проводником ширины волновода, соответствующие наиболее симметричному проникновению моды ПВД в пластины, можно найти из уравнения, задав азимутальный угол распространения ПВД равным 45° . Смещение ПВД в сторону верхних или нижних пластин объясняет локальный минимум в зависимости длины затухания этой моды от ширины волновода, показанный на рис. 3f.

На рис. 4b, с показаны профили интенсивности электрического и магнитного полей ПВД 1 и 2 порядка. Для воздушного окружения профиль напряженности электрического поля ПВД n порядка имеет $n+1$ локальных максимумов в верхней плите и n локальных максимумов в нижней плите. Напряженность магнитного поля в обоих случаях имеет n локальных максимумов. Для окружения идеальным проводником ситуация иная: существует n (или $n+1$) локальных максимумов в верхнем (или нижнем) волноводе для электрического поля и $n+1$ локальных максимумов для магнитного поля. Проекция векторов напряженностей электрического и магнитного поля на плоскости xz и xy показаны на рис. 4d, e, f для ПВД 1 порядка. На рис. 4f можно увидеть периодическую картину, которая демонстрирует распространение ПВД вдоль волновода. Как показано в работе [16], электрическое

и магнитное поля в ПВД поляризованы по кругу, как и в обычных ПВД, однако ориентация эллипса поляризации и степень круговой поляризации зависят также от координаты x .

Таким образом мы показали, что одномерное ограничение заставляет ПВД распространяться в направлении, в котором не могут распространяться классические ПВД. Действительно, как показано на рис. 2b, ПВД существуют в малом угле вокруг биссектрисы между оптическими осями верхнего и нижнего анизотропных материалов, а ПВД распространяются вдоль одной из этих оптических осей. Эта особенность отличает поверхностные волноводные моды Дьяконова от классических поверхностных волн Дьяконова.

Поверхностные волноводные моды Дьяконова: случай 2

Рассмотрим теперь волновод, аналогичный волноводу из предыдущего раздела, но с осями анизотропных материалов, расположенных под углами 45° к вертикальным границам. Схема такого волновода показана на рис. 5a, b. Он состоит из двух анизотропных диэлектрических пластин, имеющих некоторую ширину в одном направлении, бесконечных в другом направлении и полубесконечных в третьем направлении. Эти два диэлектрика имеют разную ориентацию оптических осей,

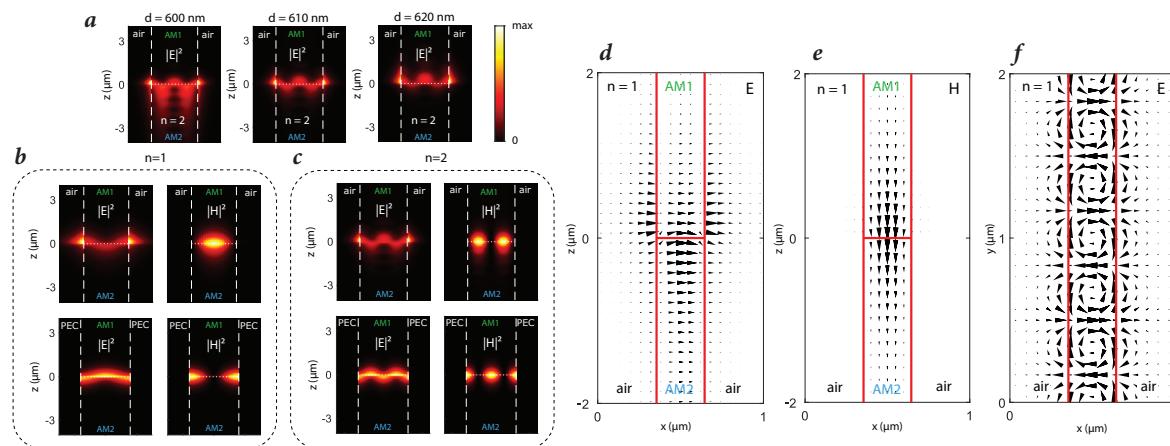


Рис. 4. а – Профили электрического поля в сечении xz в ПВД 2 порядка, рассчитанные для волноводов разной ширины. б, с – Профили напряженности электрического поля в сечении xz в ПВД 1 и 2 порядка, рассчитанные для воздуха и идеального проводника в качестве бесконечных полупространств. d, e, f – Векторы напряженности электрического и магнитного поля в вертикальных сечениях. Расчеты выполнены для разных ширины волновода и постоянны распространения ПВД. Из работы [16].

и между ними имеется граница раздела в плоскости. Хотя нас, в основном, интересует случай двух одноосных сред, мы расширим сферу нашей компетенции до рассмотрения двухосных кристаллов с близкими тензорами диэлектрической проницаемости, оси которых повернуты на 45° относительно исходной системы координат. В работе [17] мы показали, что в такой системе могут распространяться поверхностные волны. Для этого мы использовали теорию возмущений по недиагональной части тензора диэлектрической проницаемости. Без возмущения волновод трансляционно инвариантен в обоих направлениях, а все собственные моды имеют вид плоских волн. При наличии возмущения ПВД может появиться с более низкой частотой, чем все волноводные моды при фиксированной проекции волнового вектора на ось x . При слабом возмущении ПВД медленно затухает по мере удаления от границы раздела. Благодаря этому можно описать ПВД в терминах невозмущенных мод волновода, умноженных на медленно меняющуюся огибающую.

Заключение к разделу

Мы аналитически и численно продемонстрировали существование волно-

водных мод Дьяконова, которые могут распространяться без потерь на границе раздела двух анизотропных диэлектрических волноводов. На дисперсионной диаграмме ПВД существуют вблизи пересечения низших ТЕ- и ТМ-мод анизотропных волноводов. Мы показали, что ПВД, как правило, локализованы на границе раздела, но при определенных условиях могут иметь и дополнительные локальные максимумы напряженности поля на некотором расстоянии от границы раздела.

Метаповерхности из решеток плазмонных наночастиц

Плазмонные материалы играют важную роль в современной фотонике. Большинство их уникальных оптических свойств обусловлено отрицательным значением диэлектрической проницаемости на оптических частотах. Это уникальное свойство ограничивает проникновение электромагнитных полей в металлы, но одновременно локализует их в непосредственной близости от плазмонных наночастиц или плазмонных поверхностей. В частности, это приводит к появлению широко известных поверхностных плазмонных резонансов (surface plasmon resonance, SPR), которые соответствуют модам, распространяющимся вдоль границ раздела металл/диэлектрик, и локализованных поверхностных плазмонных резонансов (localized surface plasmon resonance, LSPR) в плазмонных наночастицах субволнового размера. Плазмонные моды позволяют преодолеть дифракционный предел, локализовать свет на субволновом масштабе и усилить взаимодействие свет – материя. Такие возможности нашли широкое применение в поверхностно-усиленной комбинацион-

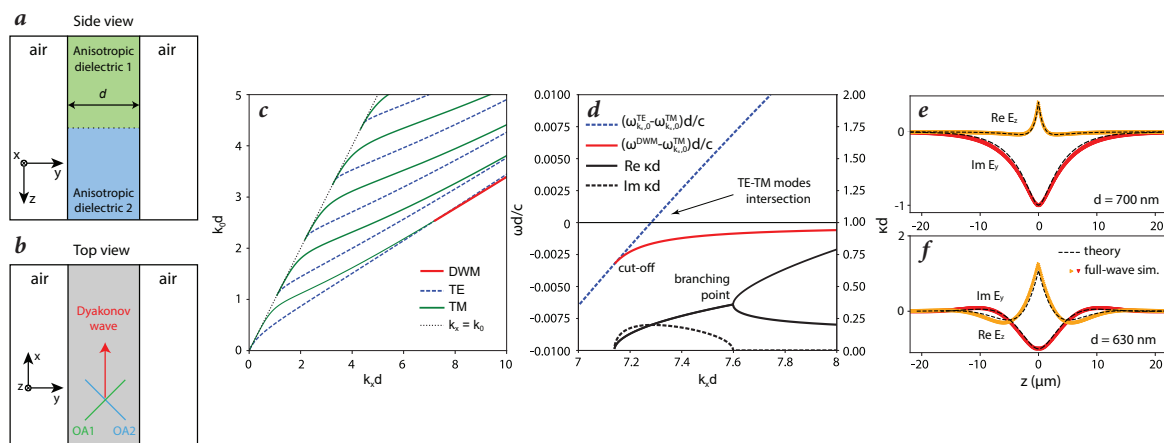


Рис. 5. Вид сбоку (а) и вид сверху (б) волновода, поддерживающего ПВД. Оптические оси анизотропных диэлектриков образуют углы 45° с границами волновода. с – Дисперсия ПВД (красная линия) и ТЕ- и ТМ-мод анизотропного волновода (синяя пунктирная линия и зеленая сплошная линия). d – Зависимость действительной и мнимой частей постоянной затухания от волнового вектора в плоскости (черная сплошная и штриховая линии). Дисперсия ПВД (красная линия) и ТЕ-моды анизотропного волновода (синяя пунктирная линия) с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 показаны как разность с дисперсией ТМ-моды волновода. На диаграмме волноводная мода ТМ соответствует горизонтальной линии $\omega d/c=0$ (черная тонкая сплошная линия). e, f – Теоретически рассчитанные электрические поля ПВД (черные пунктирные линии) показаны вместе с результатами моделирования COMSOL (красная и желтая линии). Из работы [17].

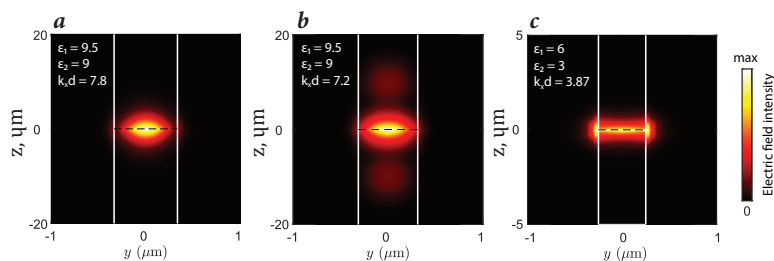


Рис. 6. Интенсивность электрического поля в ПВД. Из работы [17].

ной спектроскопии (surface-enhanced Raman spectroscopy, SERS), биосенсорах [23], гиперболических [24] и «левых» метаматериалах [25], оптоэлектронике и многих других устройствах. Важно, что варьирование формы плазмонной частицы и ее локального диэлектрического окружения позволяет устанавливать резонанс частицы на желаемой длине волны, в том числе в инфракрасном спектре.

В рамках этого обзора мы рассматриваем плазмонные метаповерхности, которые представляют собой двумерные периодически модулированные структуры из металлов. Плазмонные наночастицы являются очень удобными компонентами соответствующих решеток благодаря непропорционально сильному оптическому отклику частиц размером всего в несколько десятков нанометров. Эти частицы могут быть использованы для создания структур, которые обеспечивают в локальной области необходимый оптический отклик как по амплитуде, так и по фазе сигнала. Этот инструмент широко применяется в задачах плоской оптики, голографии и других градиентных метаповерхностях. Более того, плазмонные включения в различном диэлектрическом окружении часто используются для получения гибридных оптических мод, сочетающих высокую локализацию поля вблизи плазмонных наночастиц с относительно большой добротностью, обеспечиваемой бездиссипативными фотонами. Некоторые структуры демонстрируют эффект решетчатого плазмонного резонанса (lattice plasmon resonance, LPR) [26], они активно используются для биосенсоров [23], усиления и направления спонтанной эмиссии [27], лейзинга [28] и других наноразмерных устройств [26, 29].

Тем не менее, теоретическое описание плазмонных решеток довольно сложно на практике. Действительно, под воздействием внешнего электрического поля падающего света плазмонные наночастицы генерируют поле, ограниченное на масштабах, значительно меньших, чем длина волны и период типичной решетки. По этой причине такие универсальные вычислительные подходы, как метод конечных элементов (finite element method, FEM) и метод конечных разностей во времени (finite-difference time domain, FDTD), требуют построения очень плотных сеток для наночастиц, что сильно ограничивает их производительность и скорость рабо-

ты. Аналогичная ситуация возникает и с модальным методом Фурье (Fourier modal method, FMM) [30], основанным на подходах, специализированных для рассмотрения периодических структур. Подобные методы требуют учета огромного числа пространственных гармоник и также становятся неэффективными в рассматриваемой задаче. По этой причине в большинстве работ, посвященных плазмонным решеткам и содержащих некоторый теоретический анализ, для оценки оптических спектров используется приближение связанных диполей (coupled dipole approximation, CDA).

В настоящее время большинство разработанных дипольных моделей рассматривают простые решетки в однородной среде [26, 29]. Лишь недавно было достигнуто несколько успехов в рассмотрении решеток более сложного дизайна [31] и даже решеток в многослойном окружении [32]. Тем не менее, всё еще существует потребность в вычислительном подходе, позволяющем поместить плазмонную решетку в различное окружение и описать ее каким-то универсальным способом. Другой актуальной проблемой является точное описание оптических свойств решетки, помещенной на границу раздела двух сред. Необходимый вычислительный подход должен упростить рассмотрение и применение сложных плазмонных решеток, которые до сих пор изучены в очень ограниченном объеме, и обеспечить широкомасштабный, детальный анализ стеков плазмонных решеток и решеток с несколькими частицами в элементарной ячейке. В серии работ нашей группы [33–36] мы разработали такой вычислительный метод и опробовали его для рассмотрения целого ряда структур.

Основная идея предлагаемого нами подхода заключается в сочетании дипольного приближения для описания оптического отклика наночастиц и метода матрицы рассеяния для эффективного описания взаимодействия плазмонной решетки со слоистым диэлектрическим окружением.

Для описания взаимодействия плазмонных наночастиц друг с другом мы используем модель связанных диполей [33]. В рамках этой модели естественным образом возникает величина эффективной поляризуемости α^{eff} , которая, в отличие от обычной поляризуемости α , связывает индуцированный в частице дипольный момент не с тем полем, которое действует на частицу, а с полем падающего пучка E_0 :

$$\alpha^{\text{eff}} = \alpha (I - C(k_{\parallel}) \alpha)^{-1}, \quad (1)$$

где тензор C – так называемая решеточная сумма, также известная как динамическая константа взаимодействия [37]. Приведенное выражение ясно показывает, что поле, рассеянное соседними частицами, значительно изменяет общее поведение структуры. Действительно, наряду с локализованным поверхностным плазмонным резонансом, который хорошо описывается тензором α в нашем случае, существует дополнительная возможность наблюдать коллективные осцилляции, когда выполняется условие $\alpha^{-1}(\omega) = C(\omega, k_{\parallel})$. Интересно, что это может происходить даже для решетки в однородной среде, что приводит к так называемому решетчатому плазмонному резонансу (lattice plasmon resonance, LPR), также известному как поверхностный решетчатый резонанс (surface lattice resonance, SLR).

Основываясь на знании эффективной дипольной поляризуемости, мы можем сравнительно легко получить соответствующую матрицу рассеяния рассматриваемой решетки. Идея в общих чертах проиллюстрирована на рис. 7. На первом этапе мы выделяем локальный слой, содержащий интересующую нас плазмонную решетку (на рис. 7 панель a). После этого мы вычисляем электрическое поле, которое индуцируется на месте расположения плазмонных наночастиц как функция амплитуд входящих волн (рис. 7, панель b). Зная эффективную поляризуемость, мы легко получаем значение индуцированных дипольных моментов (токов), (рис. 7, панель c). Наконец, мы вычисляем добавки к амплитудам

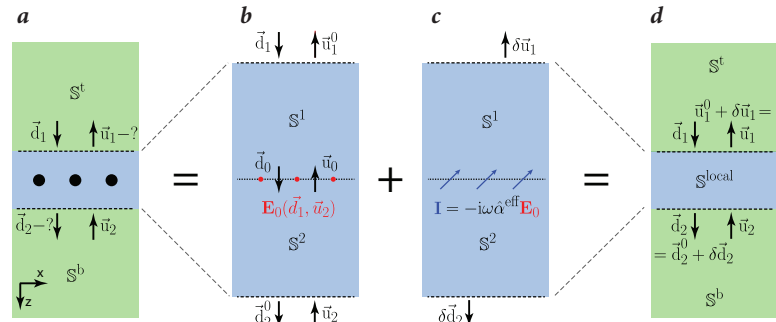


Рис. 7. Расчет матрицы рассеяния плазмонной решетки в дипольном приближении. а – Решетка наночастиц в слоистой среде; б – расчет внешнего поля в позиции наночастиц (красные точки) в слоистой среде без наночастиц; в – расчет плотности тока (синие стрелки) в положении наночастиц; д – расчет локальной матрицы рассеяния. На панелях а – д пунктирные линии отделяют локальное диэлектрическое окружение наночастиц (синий цвет) от внешней среды (зеленый цвет). Как локальное, так и внешнее окружение может включать любое количество слоев и интерфейсов между ними. Рисунок воспроизведен из [33].

исходящих волн как результат излучения этих токов (рис. 7, панель d).

Можно рассмотреть целый ряд сравнительно простых структур, расчет которых становится возможным благодаря предложенному методу. Так, мы показали, что спектральные карты с несколькими сотнями точек по каждой из осей могут быть рассчитаны за несколько минут на обычном ноутбуке. В этом случае среднее время расчета на одну точку составляет примерно 10–50 мс. Такая высокая скорость работы объясняется высокой скоростью сходимости результатов. На рис. 8 мы сравниваем сходимость экстинкции, рассчитанной с помощью предложенного нами подхода (rigorous coupled wave analysis + discrete dipole approximation, RCWA+DDA), с обычным методом RCWA и его версией, улучшенной с помощью техники адаптивного пространственного разрешения (adaptive partial resolution, ASR). Это сравнение показало, что наш подход сходится практически мгновенно и имеет явное преимущество в применении к плазмонным наночастицам по сравнению с альтернативными вариантами.

Оптические эффекты в простых решетках уже довольно детально исследованы и описаны в литературе. По этой причине наибольший интерес представляют оптические свойства структур, состоящих из нескольких подрешеток. Описанный выше вычислительный подход может быть легко обобщен для решеток со сложной элементарной ячейкой (две и более частицы в ячейке), что и было сделано нами в работе [34]. Обобщение подхода требует введения обобщенной поляризуемости набора частиц, образующих элементарную ячейку. Она связывает все поля, действующие на каждую из частиц, с соответствующими дипольными моментами. Важной особенностью является то, что внешнее поле, приложенное к одной из частиц, может в итоге индуцировать дипольный момент другой частицы. Это объясняется взаимодействием подрешеток, которое учитывается

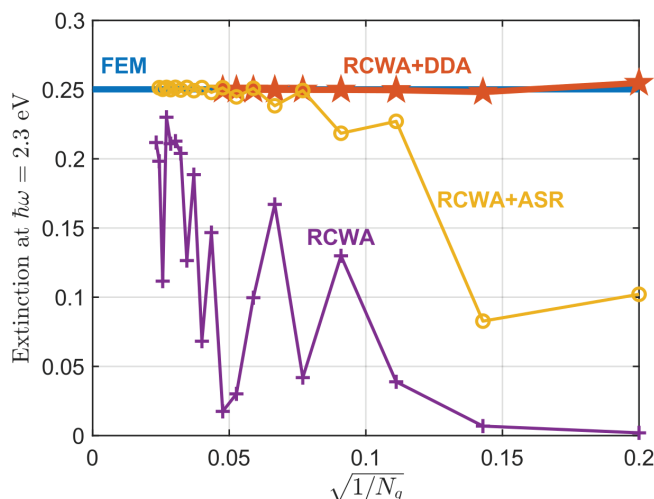


Рис. 8. Экстинкция плазмонной решетки в диоксиде кремния для нормально падающего света при энергии $\hbar\omega = 2.3$ эВ, рассчитанная различными методами как функция $N_g^{-0.5}$, где N_g – общее число Фурье гармоник. Рисунок воспроизведен из [33].

возникающими (внедиагональными) решеточными суммами. Последующий расчет матрицы рассеяния способом позволяет встроить решетку в различное диэлектрическое окружение.

В качестве примера мы рассматриваем структуру из двух перпендикулярных наностержней на поверхности оптического волновода (рис. 9). Мы рассчитываем ее спектры (рис. 10) и показываем, что даже две частицы в элементарной ячейке позволяют получить нетривиальные эффекты, недостижимые для простых решеток. Таким образом мы видим, что интерференция поля, рассеянного двумя подрешетками, приводит к асимметричному возбуждению направленной моды циркулярнополяризованным светом. Правосторонний циркулярно поляризованный свет возбуждает поперечную электрическую (ТЕ) моду, распространяющуюся только в правом направлении, и поперечную магнитную (ТМ), распространяющуюся влево (рис. 10а–с). Противоположные направления наблюдаются для левосторонней круговой поляризации падающего пучка (рис. 10d–f). Все результаты хорошо согласуются с расчетами COMSOL Multiphysics на основе МКЭ (рис. 10g–i).

Применение формализма матрицы рассеяния позволяет сравнительно легко рассматривать стеки из любого количества плазмонных решеток или любых других структур, наложенных одна на другую с помощью стандартных операций с матрицами рассеяния. Ниже мы продемонстрируем применение соответствующей техники [35] для изучения потенциала многослойных плазмонных решеток на простом примере стека, изображенного на рис. 11.

Мы рассчитываем спектры рассматриваемого стека как функцию периода и его толщины. Основные наблюдаемые эффекты можно объяснить моделью связанных

диполей. Тогда гибридные моды, наблюдаемые в спектрах, естественным образом разделяются на независимые моды разной четности, которые соответствуют синфазным и противофазным дипольным колебаниям верхней и нижней подрешеток. Интересно, что противофазная комбинация решеточных плазмонных резонансов приводит к появлению гибридного резонанса прямо у аномалии Рэлея, соответствующей открытию новых дифракционных каналов. В результате взаимодействия с аномалией форма линии становится не лоренцевой, но, что гораздо важнее, она оказывается зафиксированной на аномалии в относительно большом диапазоне толщин стека H (рис. 12). Примечательно, что энергия этой моды, $E_{RA} = hc / (a\epsilon_{SiO_2}^{0.5})$, определяется только периодом структуры, который, в свою очередь, является наиболее стабильно воспроизводимой экспериментальной величиной. Это делает энергию моды устойчивой к отклонениям других геометрических параметров. Как видно из рис. 12d, рассматриваемая структура может быть использована для точного позиционирования даже очень узких резонансов.

Наконец, в работе [36] мы вместе с коллегами выходим за рамки чисто теоретических моделей и исследуем их соответствие с экспериментально изготовленными структурами. На данном этапе рассматривается плазмонная решетка на волноводе (рис. 13), аналогичная теоретически исследованной в работе [34] (рис. 9). В этом

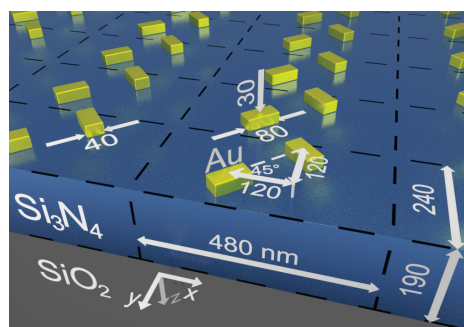


Рис. 9. Схема плазмонной решетки на поверхности волновода. Все размеры на рисунке указаны в нанометрах. Края плазмонных наностержней скруглены радиусом 1 нм. Из работы [34].

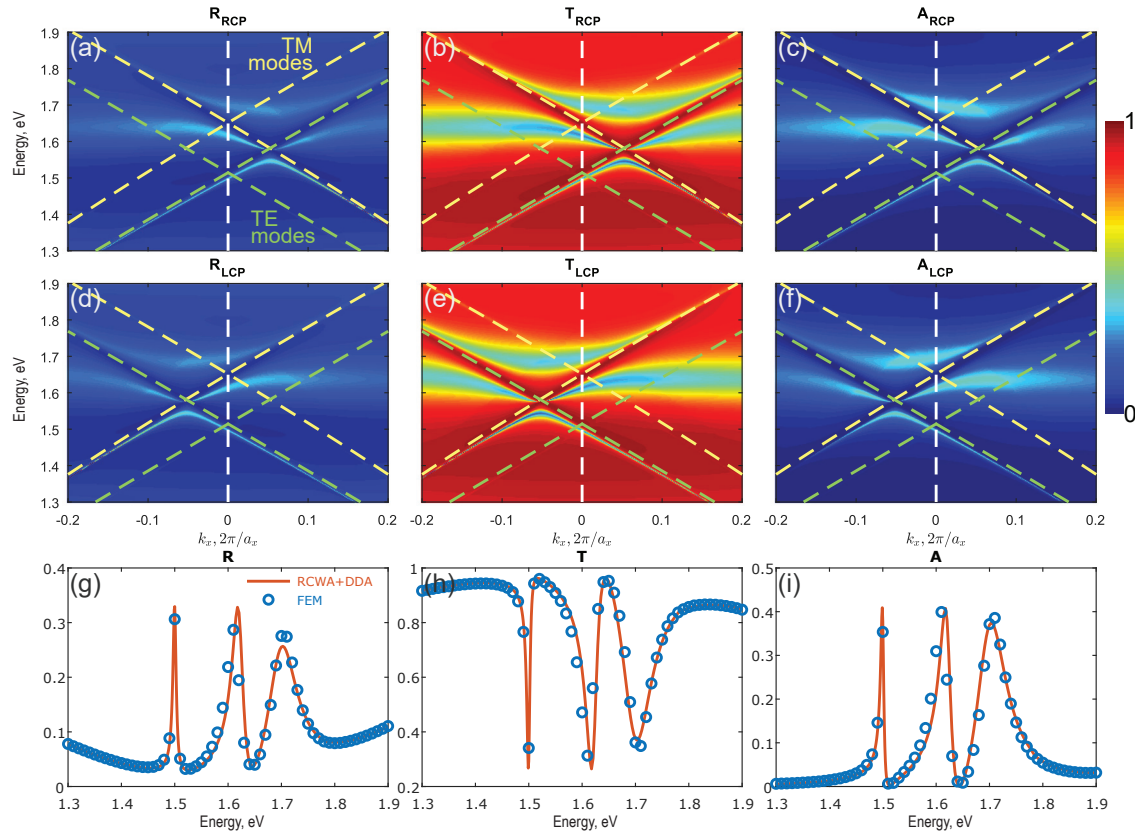


Рис. 10. Спектральные карты отражения (a, d), пропускания (b, e) (в главном дифракционном порядке) и поглощения (c, f) в правосторонней (a–c) и левосторонней (d–f) круговых поляризациях для плазмонной структуры на волноводе. Зеленые и желтые пунктирные линии соответствуют дисперсиям TE- и TM-мод волновода в отсутствие плазмонной решетки, свернутым в первую зону Бриллюэна. Цветовая шкала для панелей a–f указана справа. На панелях g–i показаны спектры для нормального падения света, что соответствует $k_x=0$ сечению спектральных карт. Они включают сравнение расчетов, проведенных с помощью нашего подхода, с обычными расчетами МКЭ в COMSOL Multiphysics. Рисунок воспроизведен из [34].

случае решетка перпендикулярных наностержней накладывается на полупроводниковый волновод из арсенида галлия GaAs со встроенными в него квантовыми точками (КТ). Эти квантовые точки возбуждаются зеленым лазерным лучом 532 нм и, в свою очередь, спонтанно излучают свет с длиной волны 870–900 нм, который частично связывается с TE-модами GaAs волновода и, в свою очередь, рассеиваются решеткой. Мы демонстрируем соответствующие спектры излучения, анализируем степень круговой поляризации для мод, распространяющихся в противоположных направлениях, и даем соответствующие теоретические оценки.

В частности, наиболее многообещающие результаты наблюдаются для решетки, которая выводит волноводную моду, возбуждаемую на отдаленном расстоянии и приходящую на решетку сбоку (рис. 14). В этом случае в спек-

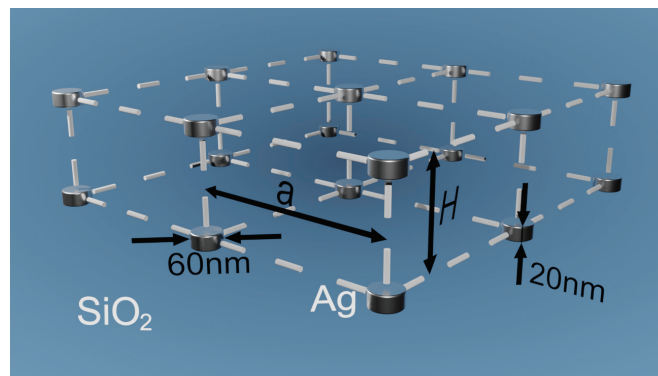


Рис. 11. Схема стека из двух идентичных плазмонных решеток. Каждая решетка квадратная и состоит из серебряных нанодисков. Вся структура погружена в бесконечный слой диоксида кремния. Рисунок воспроизведен из [35].

трах проявляется только одна ветвь, соответствующая распространению в левом направлении.

Как теоретические (рис. 14a–c), так и экспериментальные (рис. 14d–f) карты излучения демонстрируют доминирование левосторонней круговой поляризации в дальнем поле, что приводит к высокому значению (80%) степени круговой поляризации в пике и может быть использовано в качестве основы для реализации решетки ввода-вывода для циркулярно поляризованно-

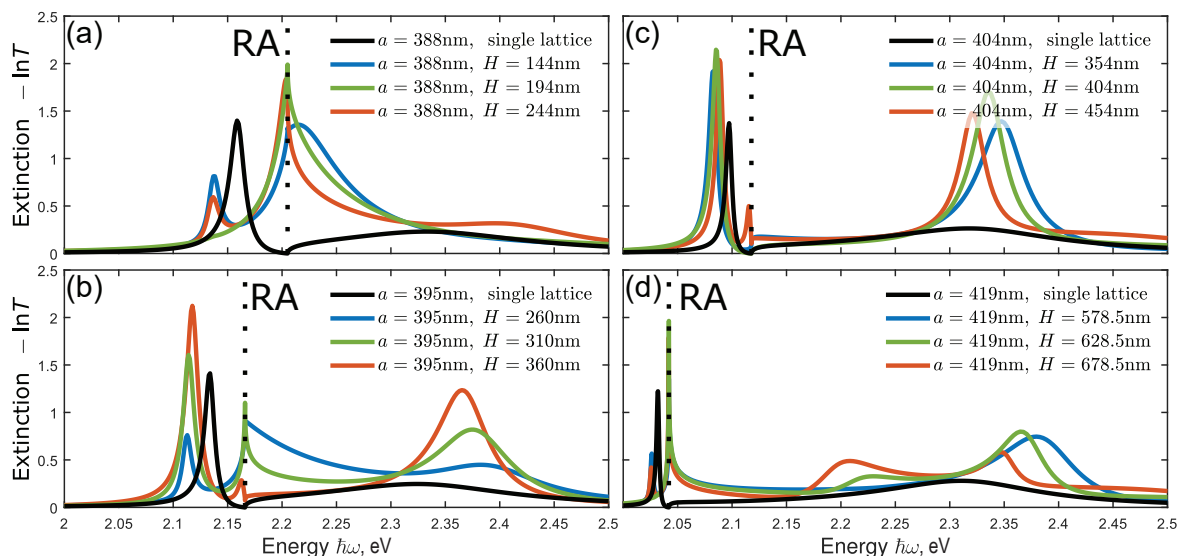


Рис. 12. На панелях а–д показаны спектры экстинкции структур различных периодов. Черные линии соответствуют спектрам одиночных плазмонных решеток, а цветные – спектрам стеков разной толщины. Рисунок воспроизведен из [35].

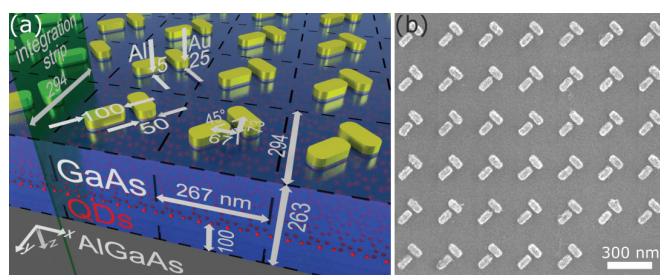


Рис. 13. а – Схема экспериментальной структуры. Волновод из GaAs толщиной 263 нм изготовлен на верхней части GaAs подложки, покрытой слоем AlGaAs толщиной 1 мкм. Решетка из золотых наночастиц находится на поверхности волноводного слоя GaAs. Квантовые точки встроены в волновод на расстоянии 163 нм от верхнего интерфейса. б – Микрофотография плазмонной решетки в сканирующем электронном микроскопе. Рисунок воспроизведен из [36].

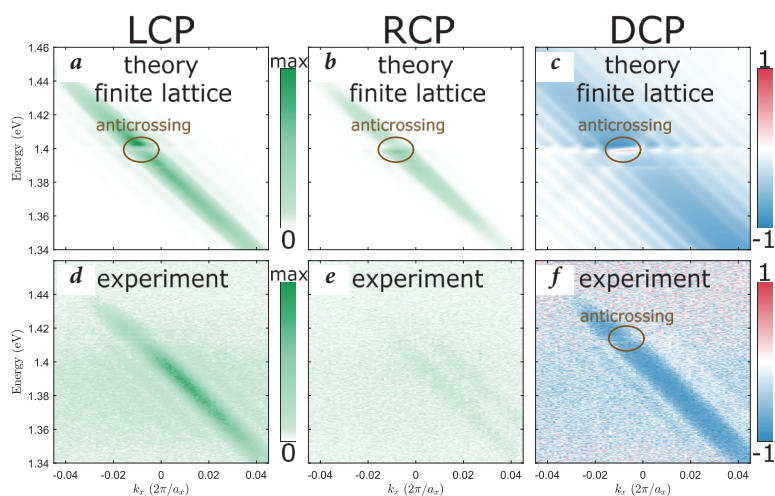


Рис. 14. Экспериментальные спектры (d–f) и соответствующие теоретические оценки (a–c) для решетки, выводящей волноводную моду, падающую с одной стороны. Большая часть излучения левосторонне циркулярно поляризована (a, d), что приводит к степени циркулярной поляризации около 80% в эксперименте (f). Рисунок воспроизведен из [36].

го света. Этот результат демонстрирует как возможность применения разработанной численной схемы для проектирования плазмонных решеток, так и возможность применения этих решеток на практике для эффективного управления светом на чипе.

Заключение

Обобщим вышесказанное: в рамках серии работ авторы разработали гибридный вычислительный подход, основанный на комбинации дискретного дипольного приближения и модального метода Фурье, который позволяет получить матрицу рассеяния плазмонной решетки в дипольном приближении и интегрировать соответствующую структуру в многослойное окружение. В частности, тщательно рассмотрена ближнеполевая часть задачи для случая решетки на границе раздела двух сред. Показано, что подход сходится значительно быстрее, чем обычный модальный метод Фурье по требуемому числу пространственных гармоник, что обеспечивает высокую скорость вычислений и точность результатов. Для получения спектральных карт, рассчитанных с помощью разработанного подхода, требуется примерно 10–50 мс на точку, в отличие от примерно одной минуты, требуемой при использовании МКЭ на основе COMSOL Multiphysics.

Применение разработанного подхода к простым плазмонным решеткам уже позволяет продемонстрировать характерные эффекты – решетчатые плазмонные резонансы структур в одно-родной среде, гибридизированные плазмонно-фотонные решеточные моды.

Разработанный вычислительный подход обобщен для решеток со сложными элементарными ячейками. Это позволяет рассматривать коллективный оптический отклик элементарной ячейки, выходящий за рамки приближения единственного диполя. На примере показано, что даже два повернутых наностержня в элементарной ячейке способны обеспечить нетривиальный эффект маршрутизации волноводных мод при помощи поляризации света в красной и ближней инфракрасной области.

Показано, что подход, основанный на матрице рассеяния, позволяет простым способом рассматривать стеки плазмонных решеток. Исследована гибридизация плазмонных мод решетки в стеке из двух идентичных решеток. Показано, что одна из гибридных мод обладает энергией аномалии Рэлея, что делает ее нечувствительной к геометрическим параметрам структуры, за исключением периода. Это позволяет устанавливать энергию даже очень узких резонансов с высокой точностью.

Наконец, теоретически спроектирована плазмонная решетка для вывода волноводных мод в форме циркулярно поляризованного света. Предсказанное поведение структуры независимо подтверждено экспериментальными измерениями. В частности, решетка золотых наностержней позволяет выводить спонтанное излучение квантовых точек в ближней инфракрасной области из GaAs волновода с высоким значением степени круговой поляризации – 80%. Этот эффект может быть использован в дальнейшей разработке передовых функциональных плазмонных структур на чипе.

Литература

1. H. Raether *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings, Ser. Springer Tracts in Modern Physics*, FRG, Berlin, Heidelberg, Springer – Verlag, 1988, p. 78. DOI: 10.1007/bfb0048317.
2. А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.М. Мерзлякин, А.А. Лисянский УФН, 2010, **180**(3), 249. DOI: 10.3367/UFNr.0180.201003b.0249.
3. S.A. Dyakov, A. Baldycheva, T.S. Perova, G.V. Li, E.V. Astrova, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev *Phys. Rev. B*, 2012, **86**, 115126. DOI: 10.1103/PhysRevB.86.115126.
4. Ya. V. Kartashov, V.A. Vysloukh, L. Torner *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(7), 073901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.073901.
5. М.И. Дьяконов ЖЭТФ, 1988, **94**(4), 119.
6. D.B. Walker, E.N. Glytsis, T.K. Gaylord *J. Opt. Soc. Am. A*, 1998, **15**(1), 248. DOI: 10.1364/josaa.15.000248.
7. S.Yu. Karpov *Phys. Status Solidi B*, 2019, **256**(3), 1800609. DOI: 10.1002/pssb.201800609.
8. М.В. Захарченко, Г.Ф. Глинский ЖТФ, 2022, **92**(11), 1720. DOI: 10.21883/JTF.2022.11.53446.140-22.
9. O. Takayama, L. Crasovan, D. Artigas, L. Torner *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **102**(4), 2. DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.043903.
10. O. Takayama, D. Artigas, L. Torner *Nat. Nanotechnol.*, 2014, **9**(6), 419. DOI: 10.1038/nnano.2014.90.
11. F. Chiadini, V. Fiumara, A. Scaglione, A. Lakhtakia *J. Opt. Soc. Am. B*, 2016, **33**(6), 1197. DOI: 10.1364/josab.33.001197.
12. D. Artigas, L. Torner *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(1), 013901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.013901.
13. O. Takayama, D. Artigas, L. Torner *Opt. Lett.*, 2012, **37**(11), 1983. DOI: 10.1364/OL.37.001983.
14. V. Kajorndejnukul, D. Artigas, L. Torner *Phys. Rev. B*, 2019, **100**(19), 1. DOI: 10.1103/PhysRevB.100.195404.
15. K.Yu. Golenitskii, A.A. Bogdanov *Phys. Rev. B*, 2020, **101**(16), 165434. DOI: 10.1103/PhysRevB.101.165434.
16. D.A. Chermoshentsev, E.V. Anikin, S.A. Dyakov, N.A. Gippius *Nanophotonics*, 2020, **9**(16), 4785. DOI: 10.1515/nanoph-2020-0459.
17. E.V. Anikin, D.A. Chermoshentsev, S.A. Dyakov, N.A. Gippius *Phys. Rev. B*, 2020, **102**(16), 161113. DOI: 10.1103/PhysRevB.102.161113.
18. N.S. Averkiev, M.I. Dyakonov *Opt. Spectrosc.*, 1990, **68**, 653.
19. O. Takayama, A.Yu. Nikitin, L. Martin-Moreno, L. Torner, D. Artigas *Opt. Express*, 2011, **19**(7), 6339. DOI: 10.1364/oe.19.006339.
20. L. Li *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2003, **5**(4), 345. DOI: 10.1088/1464-4258/5/4/307.
21. T. Weiss, G. Granet, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, H. Giessen *Opt. Express*, 2009, **17**(10), 8051. DOI: 10.1364/OE.17.008051.
22. S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, T. Ishihara *Phys. Rev. B*, 2002, **66**, 045102. DOI: 10.1103/PhysRevB.66.045102.
23. Y. Shen, J. Zhou, T. Liu, Y. Tao, R. Jiang, M. Liu, G. Xiao, J. Zhu, Zh.-K. Zhou, X. Wang, Ch. Jin, J. Wang *Nature Commun.*, 2013, **4**(1), 2381. DOI: 10.1038/ncomms3381.
24. A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Yu. Kivshar *Nature Photon.*, 2013, **7**(12), 948. DOI: 10.1038/nphoton.2013.243.
25. V.M. Shalaev, W. Cai, U.K. Chettiar, H.-K. Yuan, A.K. Sarychev, V.P. Drachev, A.V. Kildishev *Opt. Lett.*, 2005, **30**(24), 3356. DOI: 10.1364/OL.30.003356.
26. B.B. Rajeeva, L. Lin, Yu. Zheng *Nano Res.*, 2018, **11**(9), 4423. DOI: 10.1007/s12274-017-1909-4.
27. A. Vaskin, R. Kolkowski, A.F. Koenderink, I. Staudé *Nanophotonics*, 2019, **8**(7), 1151. DOI: 10.1515/nanoph-2019-0110.

Images & Tables

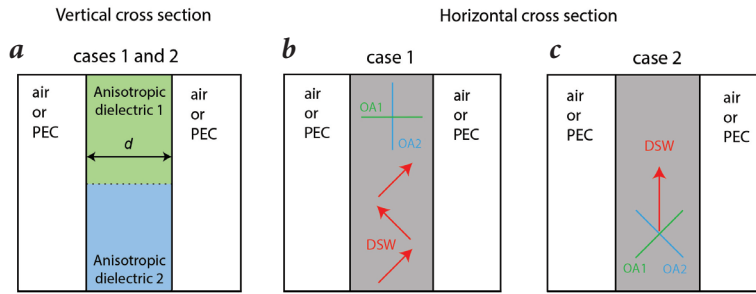


Fig. 1. Vertical (a) and horizontal (b, c) sections for different cases of location of optical axes (OA1 and OA2) of anisotropic materials relative to vertical walls. In the first case, the optical axes are perpendicular to each other and form angles 0 and 90° with the waveguide boundaries. In the second case, the optical axes are also perpendicular to each other, but form angles 45° with the waveguide boundaries. From [16] and [17].

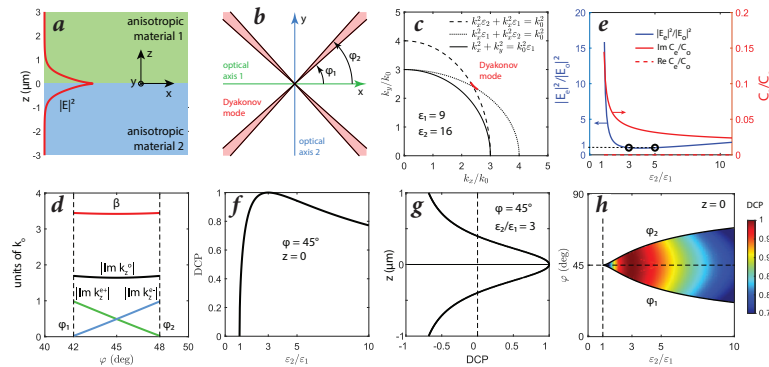


Fig. 2. a – The interface between two anisotropic materials. The red lines show the electric field strength profile. b – Top view of the interface. The red shaded areas show the cones where the DSWs can spread. The corners ϕ_1 and ϕ_2 are the boundaries of the ϕ -range of existence of the DSWs. c – Isofrequency contour of an ordinary wave (solid black line) and an extraordinary wave in anisotropic materials 1 and 2 (dashed and dashed lines), as well as DSWs (red line) in k -space. d – Azimuthal angular dependences of the propagation constant β of the DSWs and moduli of the imaginary parts of the z projections of the wave vectors of ordinary and extraordinary waves in anisotropic materials 1 and 2 at $\epsilon_1=9$ and $\epsilon_2=16$. The black dotted lines limit the ϕ -domain of existence of the DSWs. e – The ratio of the electric field strengths of the ordinary and extraordinary waves that form the DSWs (blue line) and the ratio of the coefficients C/C_0 (red lines) as a function of the anisotropy coefficient $\gamma = \epsilon_2/\epsilon_1$. f – The degree of circular polarization of the DSWs at $z=0$ propagating at $\phi=45^\circ$ as a function of the anisotropy coefficient $\gamma = \epsilon_2/\epsilon_1$. g – The degree of circular polarization of the DSWs propagating at the point $\phi=45^\circ$ as a function of the z coordinate at the point $\epsilon_2/\epsilon_1=3$. (h) Thick black lines mark the boundaries of the ϕ -range of DSWs existence depending on the anisotropy factor, $\phi_2(\epsilon_2/\epsilon_1)$ and $\phi_1(\epsilon_2/\epsilon_1)$. The color map shows the anisotropy coefficient and the dependence of the degree of circular polarization of the HPT on the azimuth angle. From [16].

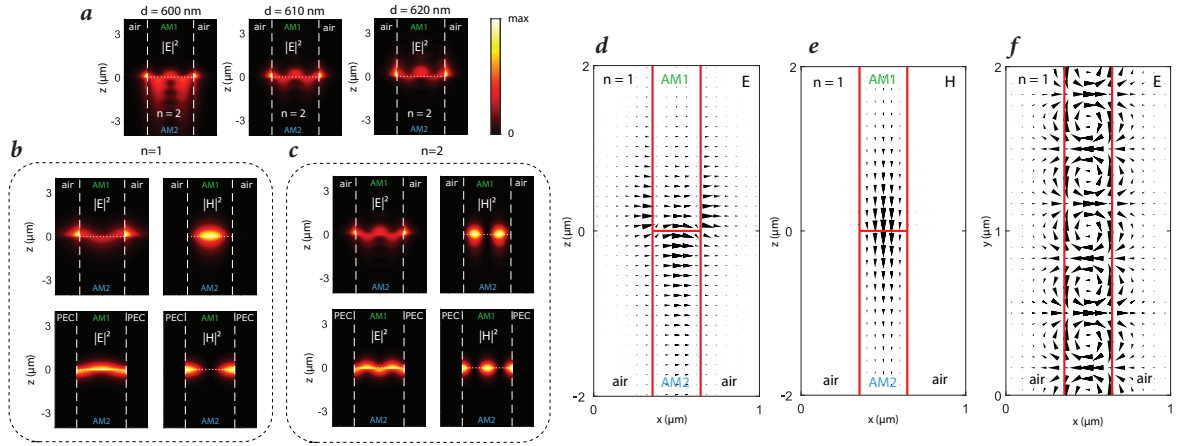


Fig. 4. *a* – Electric field profiles in the xz section of a 2nd order DSWM calculated for waveguides of different widths. *b, c* – Electric field strength profiles in the xz section in the 1st and 2nd order DSWM calculated for air and an ideal conductor as infinite half-spaces. The calculations were performed for $d=290$ nm, $k_y=9.429$ μm^{-1} (air, $n=1$); $d=320$ nm, $k_y=9.786$ μm^{-1} (ideal conductor, $n=1$); $d=610$ nm, $k_y=9.584$ μm^{-1} (air, $n=2$); $d=640$ nm, $k_y=9.786$ μm^{-1} (ideal conductor, $n=2$). *d, e, f* – Electric and magnetic field vectors in sections xz and xy . All calculations were performed at $\varepsilon_2=16$, $\varepsilon_1=9$, $\lambda=1550$ nm. From [16].

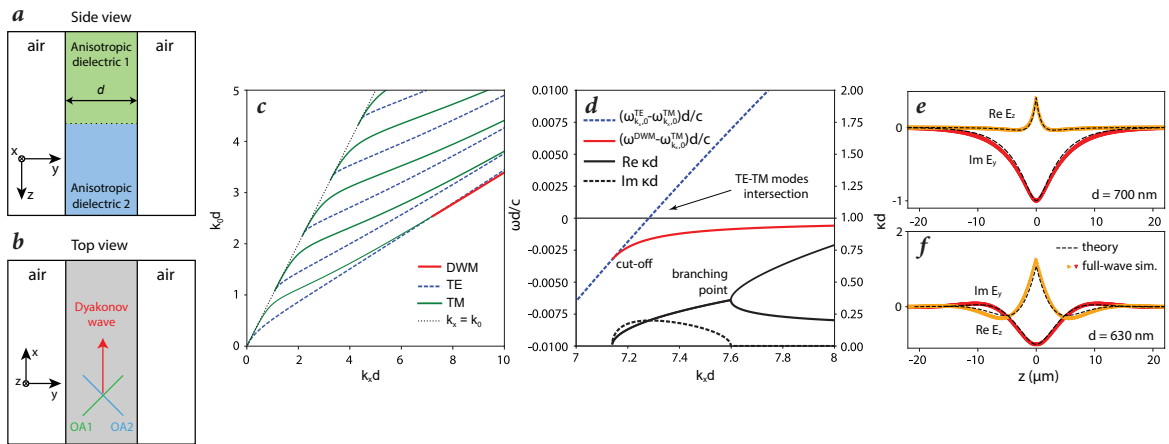


Fig. 5. *a* and *b* – Side view and top view of the waveguide supporting the DSWM. The optical axes of anisotropic dielectrics form angles 45° with the waveguide boundaries. *c* – The dispersion of the DSWM (red line) and the TE and TM modes of an anisotropic waveguide (dashed blue line and solid green line) with a permeability ε_0 propagating along the x axis. *d* – Dependence of the real and imaginary parts of the damping constant $k_{1,2}$ on the wave vector in the plane (black solid and dashed lines). The dispersion of the DSWM (red line) and the TE modes of an anisotropic waveguide (blue dotted line) with permittivity ε_0 are shown as the difference with the dispersion of the TM waveguide mode. In the diagram, the TM waveguide mode corresponds to the horizontal line $\omega d/c=0$ (thin black solid line). *e, f* – The theoretically calculated fields $E_y(0,z)$ and $E_z(0,z)$ (dashed black lines) are shown along with COMSOL simulation results (red and yellow lines) for $\lambda=1550$ nm and (e) $k_x d=7.262$, $d=700$ nm, (f) $k_x d=8.1938$, $d=630$ nm. All calculations were performed for $\delta_c=0.5$, $\varepsilon_1=9.1$, $\varepsilon_2=9$. From [17].

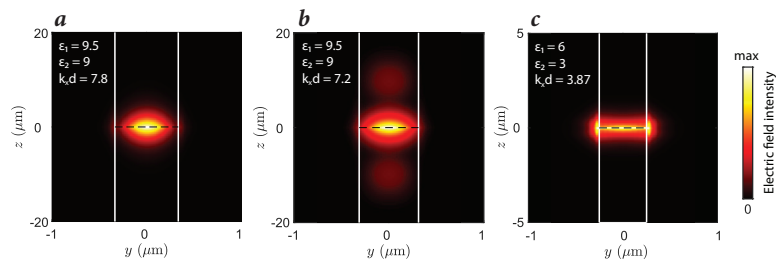


Fig. 6. Electric field intensity in DSWM at $\lambda=1.55$ μm and (a) $\varepsilon_1=9.5$, $\varepsilon_2=9$, $k_x d=7.8$, $d\approx 670$ nm; (b) $\varepsilon_1=9.5$, $\varepsilon_2=9$, $k_x d=7.2$, $d\approx 625$ nm; (c) $\varepsilon_1=6$, $\varepsilon_2=3$, $k_x d=3.87$, $d=500$ nm. From [17].

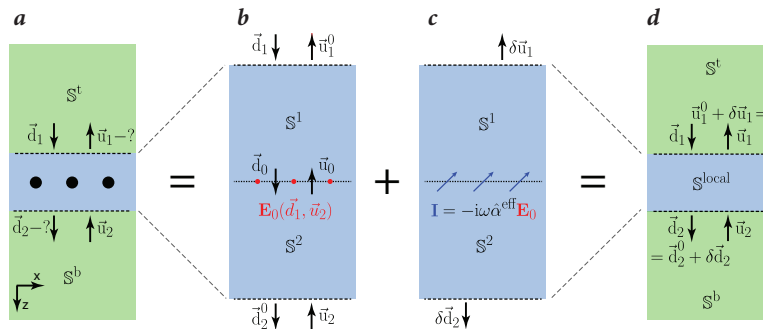


Fig. 7. Calculation of the scattering matrix of a plasmon grating in the dipole approximation. *a* – Lattice of nanoparticles in a layered medium; *b* – calculation of the external field at the position of the nanoparticles (red dots) in a layered medium without nanoparticles; *c* – current density calculation (blue arrows) at the position of the nanoparticles; *d* – calculation of the local scattering matrix. In panels *a* – *d*, dotted lines separate the local dielectric environment of the nanoparticles (blue) from the environment (green). Both the local and external environments can include any number of layers and interfaces between them. Figure reproduced from [33].

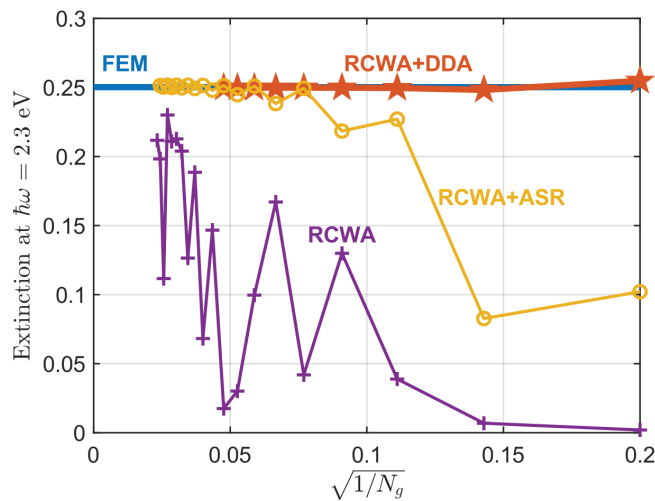


Fig. 8. Extinction of a plasmonic grating in silicon dioxide for normally incident light at energy $h\omega = 2.3$ eV, calculated by various methods as a function of $N_g^{-0.5}$, where N_g is the total number of Fourier harmonics. Figure reproduced from [33].

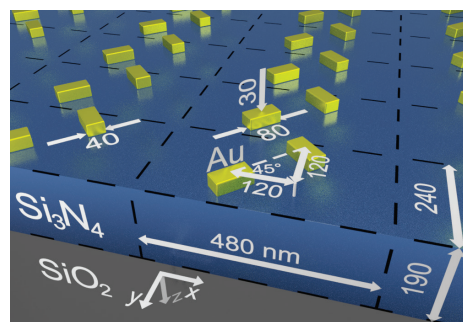


Fig. 9. Scheme of a plasmon grating on the waveguide surface. All dimensions in the figure are in nanometers. The edges of the plasmonic nanorods are rounded with a radius of 1 nm. From [34].

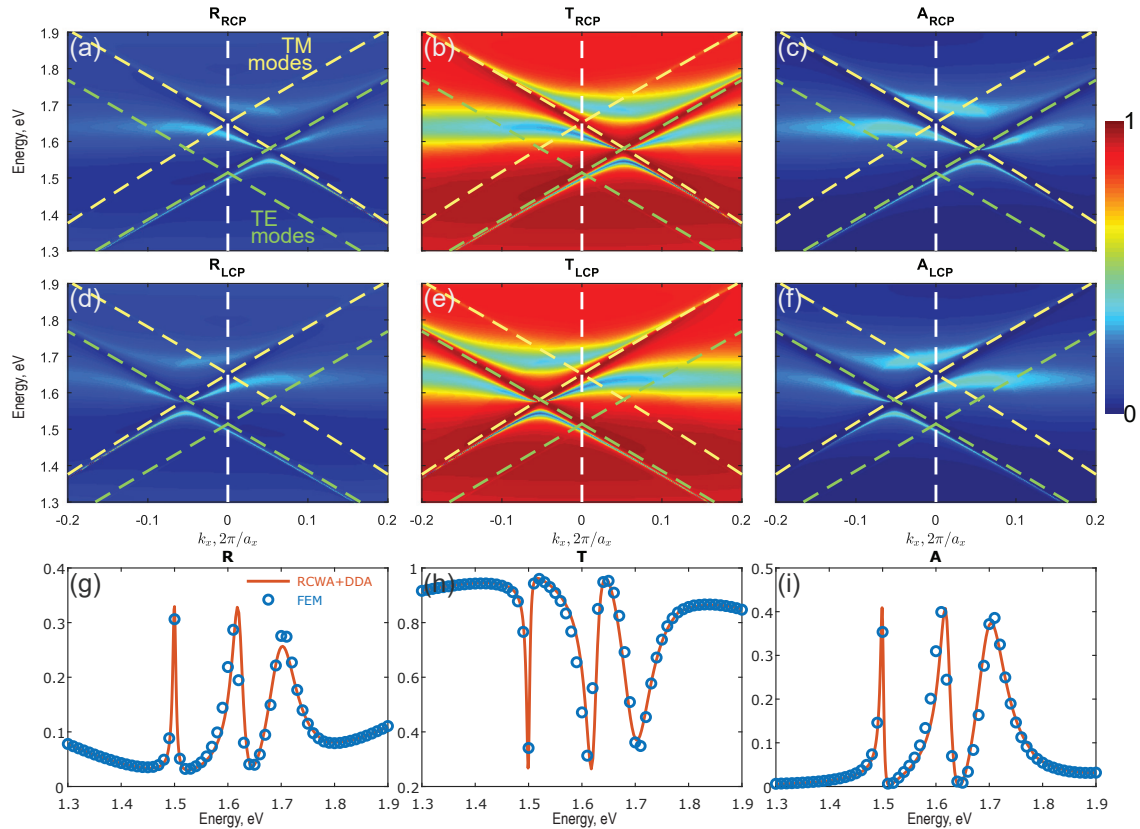


Fig. 10. Spectral maps of reflection (a, d), transmission (b, e) [in the principal diffraction order] and absorption (c, f) in right-handed (a–c) and left-handed (d–f) circular polarizations for a plasmonic structure on a waveguide. The green and yellow dotted lines correspond to the dispersions of the TE and TM modes of the waveguide in the absence of a plasmonic grating, folded into the first Brillouin zone. The color scale for a–f pictures is indicated on the right. Pictures g–i show the spectra for normal light incidence, which corresponds to the $k_x=0$ section of the spectral maps. These include a comparison of calculations made using our approach with conventional FEM calculations in COMSOL Multiphysics. Figure reproduced from [34].

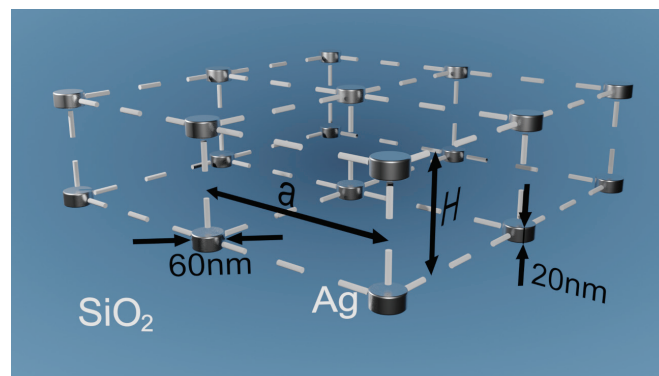


Fig. 11. Diagram of a stack of two identical plasmon gratings. Each grating is square and consists of silver nanodisks. The entire structure is immersed in an endless layer of silicon dioxide. Figure reproduced from [35].

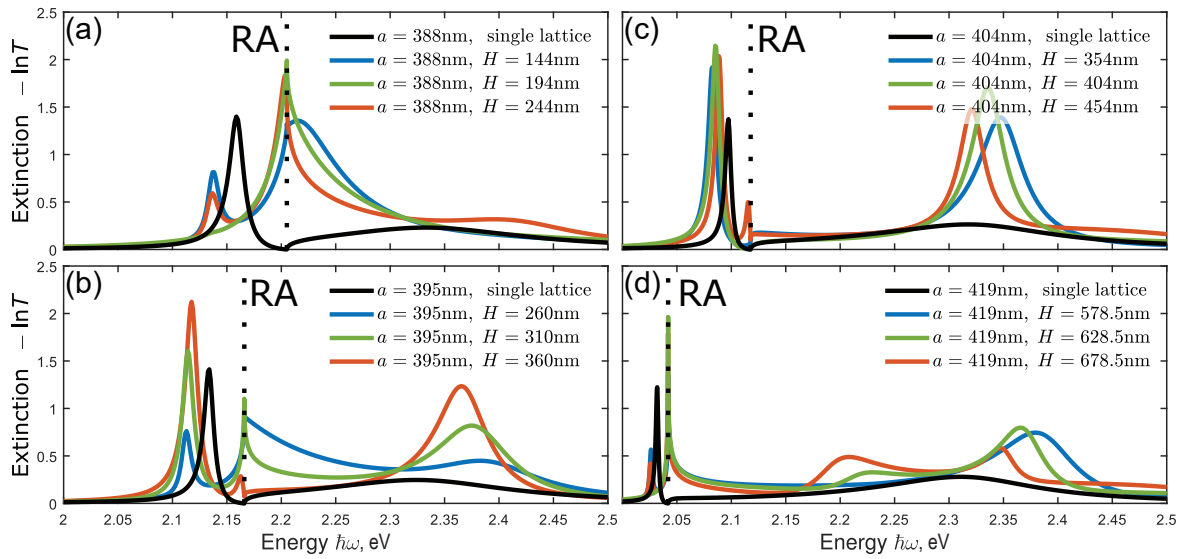


Fig. 12. Panels a–d show the extinction spectra of structures of different periods. The black lines correspond to the spectra of single plasmonic gratings, and the colored lines correspond to the spectra of stacks of different thicknesses. Figure reproduced from [35].

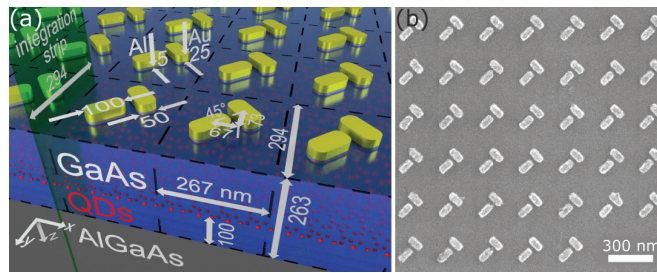


Fig. 13. a – Scheme of the experimental structure. A 263 nm thick GaAs waveguide is fabricated on top of a GaAs substrate coated with a 1 mm thick AlGaAs layer. A grating of gold nanoparticles is located on the surface of the GaAs waveguide layer. Quantum dots are embedded in the waveguide at a distance of 163 nm from the upper interface. b – Scanning electron micrograph of a plasmon grating. Figure reproduced from [36].

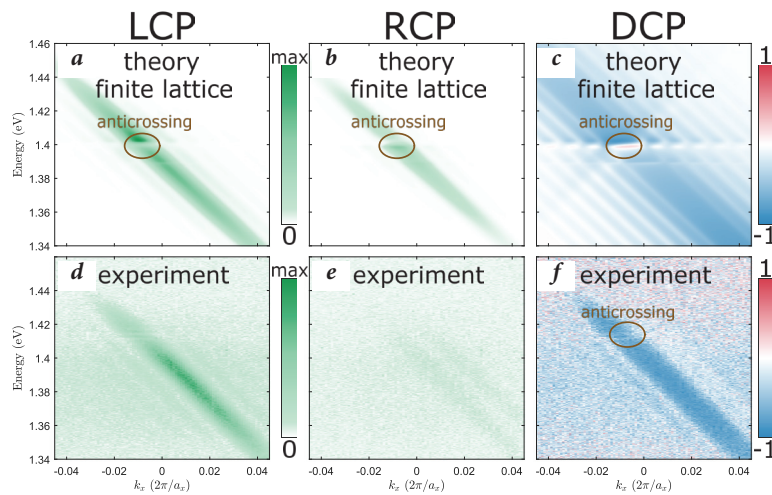


Fig. 14. Experimental spectra (d–f) and corresponding theoretical estimates (a–c) for a grating that outputs a waveguide mode incident from one side. Most of the radiation is left-handed circularly polarized (a, d), resulting in a degree of circular polarization of about 80% in experiment (f). Figure reproduced from [36].

References

1. **H. Raether**
Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings, Ser. Springer Tracts in Modern Physics, FRG, Berlin, Heidelberg, Springer –Verlag, 1988, p. 78.
DOI: 10.1007/bfb0048317.
2. **A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.A. Lisiansky**
Phys.-Usp., 2010, **53**(3), 243,
DOI: 10.3367/UFNe.0180.201003b.0249.
3. **S.A. Dyakov, A. Baldycheva, T.S. Perova, G.V. Li, E.V. Astrova, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev**
Phys. Rev. B, 2012, **86**, 115126. DOI: 10.1103/PhysRevB.86.115126.
4. **Ya.V. Kartashov, V.A. Vysloukh, L. Torner**
Phys. Rev. Lett., 2006, **96**(7), 073901.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.073901.
5. **M.I. Dyakonov**
Sov. Phys. JETP, 1988, **67**(4), 714.
6. **D.B. Walker, E.N. Glytsis, T.K. Gaylord**
J. Opt. Soc. Am. A, 1998, **15**(1), 248.
DOI: 10.1364/josaa.15.000248.
7. **S.Yu. Karpov**
Phys. Status Solidi B, 2019, **256**(3), 1800609.
DOI: 10.1002/pssb.201800609.
8. **M.V. Zakharchenko, G.F. Glinskii**
Technical Physics, 2022, **67**(11), 1489.
DOI: 10.21883/TP.2022.11.55180.140-22.
9. **O. Takayama, L. Crasovan, D. Artigas, L. Torner**
Phys. Rev. Lett., 2009, **102**(4), 2.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.043903.
10. **O. Takayama, D. Artigas, L. Torner**
Nat. Nanotechnol., 2014, **9**(6), 419. DOI: 10.1038/nnano.2014.90.
11. **F. Chiadini, V. Fiumara, A. Scaglione, A. Lakhtakia**
J. Opt. Soc. Am. B, 2016, **33**(6), 1197.
DOI: 10.1364/josab.33.001197.
12. **D. Artigas, L. Torner**
Phys. Rev. Lett., 2005, **94**(1), 013901.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.013901.
13. **O. Takayama, D. Artigas, L. Torner**
Opt. Lett., 2012, **37**(11), 1983. DOI: 10.1364/OL.37.001983.
14. **V. Kajorndejnukul, D. Artigas, L. Torner**
Phys. Rev. B, 2019, **100**(19), 1.
DOI: 10.1103/PhysRevB.100.195404.
15. **K.Yu. Golenitskii, A.A. Bogdanov**
Phys. Rev. B, 2020, **101**(16), 165434.
DOI: 10.1103/PhysRevB.101.165434.
16. **D.A. Chermoshentsev, E.V. Anikin, S.A. Dyakov, N.A. Gippius**
Nanophotonics, 2020, **9**(16), 4785.
DOI: 10.1515/nanoph-2020-0459.
17. **E.V. Anikin, D.A. Chermoshentsev, S.A. Dyakov, N.A. Gippius**
Phys. Rev. B, 2020, **102**(16), 161113.
DOI: 10.1103/PhysRevB.102.161113.
18. **N.S. Averkiev, M.I. Dyakonov**
Opt. Spectrosc., 1990, **68**, 653.
19. **O. Takayama, A.Yu. Nikitin, L. Martin-Moreno, L. Torner, D. Artigas**
Opt. Express, 2011, **19**(7), 6339. DOI: 10.1364/oe.19.006339.
20. **L. Li**
J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2003, **5**(4), 345.
DOI: 10.1088/1464-4258/5/4/307.
21. **T. Weiss, G. Granet, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, H. Giessen**
Opt. Express, 2009, **17**(10), 8051.
DOI: 10.1364/OE.17.008051.
22. **S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, T. Ishihara**
Phys. Rev. B, 2002, **66**, 045102.
DOI: 10.1103/PhysRevB.66.045102.
23. **Y. Shen, J. Zhou, T. Liu, Y. Tao, R. Jiang, M. Liu, G. Xiao, J. Zhu, Zh.-K. Zhou, X. Wang, Ch. Jin, J. Wang**
Nature Commun., 2013, **4**(1), 2381. DOI: 10.1038/ncomms3381.
24. **A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Yu. Kivshar**
Nature Photon., 2013, **7**(12), 948.
DOI: 10.1038/nphoton.2013.243.
25. **V.M. Shalaev, W. Cai, U.K. Chettiar, H.-K. Yuan, A.K. Sarychev, V.P. Drachev, A.V. Kildishev**
Opt. Lett., 2005, **30**(24), 3356.. DOI: 10.1364/OL.30.003356.
26. **B.B. Rajeeva, L. Lin, Yu. Zheng**
Nano Res., 2018, **11**(9), 4423. DOI: 10.1007/s12274-017-1909-4.
27. **A. Vaskin, R. Kolkowski, A.F. Koenderink, I. Staude**
Nanophotonics, 2019, **8**(7), 1151.
DOI: 10.1515/nanoph-2019-0110.
28. **A.H. Schokker, F. van Riggelen, Ya. Hadad, A. Alú, A.F.s Koenderink**
Phys. Rev. B, 2017, **95**(8), 085409.
DOI: 10.1103/PhysRevB.95.085409.
29. **F.J.G. de Abajo**
Rev. Mod. Phys., 2007, **79**, 1267.
DOI: 10.1103/RevModPhys.79.1267.
30. **S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, T. Ishihara**
Phys. Rev. B, 2002, **66**(4), 045102.
DOI: 10.1103/PhysRevB.66.045102.
31. **S. Baur, S. Sanders, A. Manjavacas**
ACS Nano, 2018, **12**(2), 1618. DOI: 10.1021/acsnano.7b08206.
32. **A. Berkhout, A.F. Koenderink**
ACS Photonics, 2019, **6**(11), 2917.
DOI: 10.1021/acsp Photonics.9b01019.
33. **I.M. Fradkin, S.A. Dyakov, N.A. Gippius**
Phys. Rev. B, 2019, **99**(7), 075310.
DOI: 10.1103/PhysRevB.99.075310.
34. **I.M. Fradkin, S.A. Dyakov, N.A. Gippius**
Phys. Rev. B, 2020, **102**(4), 045432.
DOI: 10.1103/PhysRevB.102.045432.
35. **I.M. Fradkin, S.A. Dyakov, N.A. Gippius**
Phys. Rev. Applied, 2020, **14**(5), 054030.
DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.054030.
36. **I.M. Fradkin, A.A. Demenev, V.D. Kulakovskii, V.N. Antonov, N.A. Gippius**
Appl. Phys. Lett., 2022, **120**(17), 171702.
DOI: 10.1063/5.0085786.
37. **P.A. Belov, K.R. Simovski**
Phys. Rev. E, 2005, **72**, 026615.
DOI: 10.1103/PhysRevE.72.026615.