

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра квантовой электроники

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В РЕЗОНАНСНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Курсовая работа
студента 214 группы
Кудряшова А. Д.

Научный руководитель:
н.с., к.ф.-м.н.
Зубюк(Комарова) В. В.

Оглавление

Введение	2
Глава I	
Обзор литературы	3
1. Основы линейной и нелинейной оптики.....	3
1.1. Материальное уравнение линейной среды.....	3
1.2. Материальное уравнение нелинейной среды.....	3
1.3. Нелинейная поляризация.....	4
1.4. Основные процессы и эффекты нелинейной оптики.....	5
2. Оптические резонансы полупроводниковых наноструктур	5
2.1. Ми резонансы в субволновых частицах.....	5
2.2. Наблюдение оптических магнитных резонансов в диэлектрических наночастицах.....	7
3. Нелинейная оптика с резонансными диэлектрическими наноструктурами	8
3.1. Генерация третьей гармоники в наночастицах кремния, обусловленная магнитным откликом	8
4. Метаматериалы и метаповерхности на основе резонансных диэлектрических наноструктур.	10
4.1. Возбуждение второй гармоники с использованием нарушенной симметрии III - V полупроводниковых метаповерхностей Фано.....	12
5. Эффекты, связанные с поляризацией второго порядка	12
6. Эффекты, связанные с поляризацией третьего порядка	12
7. Эффекты связанные с поляризацией более высоких порядков.....	12
Глава II	
Оригинальная часть	13
1. Оптический отклик полупроводниковой метаповерхности на основе германия.	13
Заключение	14

Введение

В настоящее время нелинейная оптика является динамично развивающейся областью физики, которая помимо чисто теоретической системы знаний приобрела также существенную практическую составляющую, что позволило решить ряд важных прикладных и инженерных задач. Исследования нелинейных оптических процессов дали много приложений в физике и математике, способствовали развитию лазерной техники, спектроскопии, оптоволоконных линий связи, фотоники и оптоинформатики, а также нашли многочисленные применения в таких отраслях, как экология и медицина.

Методы нелинейной оптики проникают во все традиционные разделы оптики и лежат в основе ряда её новых направлений (нелинейное вращение плоскости поляризации, нелинейная дифракция, нелинейная магнитооптика, и т.п.). С ростом интенсивности светового поля обнаруживаются всё новые и новые нелинейные процессы.

Надо отметить, что сам термин «нелинейная оптика» впервые был предложен советским физиком С.И. Вавиловым еще в 20-х гг. XX в. Представления о том, что законы линейной оптики носят приближенный характер и применимы лишь для не слишком сильных световых полей, существовали и до появления лазеров. Однако лишь с развитием квантовой электроники обнаруженные в эксперименте новые закономерности совместно с их теоретической интерпретацией дали ученым инструмент для полноценного исследования нелинейных процессов в оптическом диапазоне частот.

Нелинейная оптика - это раздел физики, который изучает явления взаимодействия света, и вещества, которые протекают по-разному в зависимости от интенсивности света. В этом разделе физики рассматриваются вещества, у которых имеется нелинейная зависимость вектора поляризации от вектора напряженности электрического поля световой волны. Для большинства веществ такая нелинейность может наблюдаться лишь при очень высоких интенсивностях света. Такие интенсивности достигаются при помощи лазеров. Взаимодействие или процесс называются линейными, если их вероятность пропорциональна первой степени интенсивности излучения. Если же эта, степень больше единицы, они называются нелинейными.

В данной работе будут изложены основные понятия нелинейной оптики, нелинейные эффекты в резонансных полупроводниковых структурах. Будут описаны последние открытия в этой области, такие как: возбуждение различных гармоник с использованием нарушенной симметрии III-V полупроводниковых метаповерхностей Фано, генерация гармоник с использованием кремниевых нанодисков, использование диэлектрических метаповерхностей в качестве широкополосного оптического частотного смесителя и другие явления. Так-же, будут приведены результаты моделирования эксперимента, по линейному отклику периодической наноструктуры из Германия.

Глава I

Обзор литературы

1. Основы линейной и нелинейной оптики.

1.1. Материальное уравнение линейной среды.

В основе взаимодействия света со средой лежит элементарный процесс возбуждения атома или молекулы вещества световым полем и последующего переизлучения света возбужденной частицей. Характер этого взаимодействия зависит от соотношения между величиной напряженности поля световой волны E и характерной напряженностью внутриатомного поля E_{atom} , определяющего силы связи оптических электронов (т.е. внешних, наиболее слабо связанных электронов) с ядром атома вещества.

Для атома водорода это поле составляет $E_{atom} = e/(4\pi\epsilon_0 r_h^2) = 5 \cdot 10^{11}$ В/м, для более тяжелых атомов $E_{atom} = 10^{10} \dots 10^{11}$ В/м. Оценка поля E световой волны в случае нелазерных источников свет дает величину $E \leq 10^3$ В/м, т.е. $E \ll E_{atom}$. При этом условии отклик атомного осциллятора на внешнее воздействие будет иметь линейный характер, а зависимость поляризованности $P = P(E)$ в случае изотропной среды может быть представлена в виде:

$$P(E) = \chi^{(1)} E \quad (1)$$

где $\chi^{(1)}$ – линейная восприимчивость среды, являющаяся безразмерной величиной и зависящая только от свойств среды. Материальное уравнение (1) является одним из соотношений, на которых базируется линейная оптика. Оно справедливо только при условии $E \ll E_{atom}$, а при невыполнении этого условия является лишь некоторым приближением. В мощных лазерных пучках можно получить напряженности уже сравнимые с E_{atom} . В случае когда поле E , оставаясь меньше E_{atom} , приближается к нему по величине, поляризованность среды $P = P(E)$ перестает быть линейной функцией поля E , и в этом случае материальное уравнение (1) должно быть заменено на другое.

1.2. Материальное уравнение нелинейной среды.

Теория нелинейно-оптических явлений строится на основе материальных уравнений и уравнений Максвелла. Уравнения Максвелла для диэлектрической нейтральной немагнитной среды имеют вид

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{div} \vec{H} = 0 \quad (2)$$

где $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$. Из уравнений Максвелла вытекает волновое уравнение

$$\text{rot}(\text{rot} \vec{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (3)$$

которое в случае изотропной среды принимает вид

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (4)$$

где \vec{E} - напряженность электрического поля, а \vec{P} - поляризация среды. Поляризация среды возникает под действием падающей световой волны и описывается материальным уравнением $\vec{P} = \vec{P}(\vec{E})$. В анизотропном случае $\vec{P}(\vec{E})$ является тензорной величиной и может быть представлена в виде:

$$P(E) = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2\chi^{(3)}E^3 \dots \quad (5)$$

Коэффициенты χ^m , $m \geq 2$ при членах разложения называются нелинейными восприимчивостями m -го порядка и являются уже размерными величинами. При этом соответствующая величина χ^m пропорциональна концентрации атомов (молекул) в веществе и m -ой степени параметра. Это означает, что отклик среды на действие внешнего светового поля перестает быть линейным. С математической точки зрения именно это обстоятельство (нелинейность материального уравнения) является причиной нарушения принципа суперпозиции для световых волн в нелинейной среде. Из уравнений (3), (4) и (5) непосредственно вытекает возможность генерации оптических гармоник и других нелинейно-оптических эффектов. Надо отметить, что среды, в которых достаточно учитывать только первых два члена в уравнении (4), называют квадратично-нелинейными средами, а среды с тремя первыми членами - кубически-нелинейными.

1.3. Нелинейная поляризация.

Часть поляризации среды, нелинейно зависящая от напряженности светового поля, называется нелинейной поляризацией. Выделяя в поляризации среды линейную и нелинейную компоненты, можно записать:

$$\vec{P} = \vec{P}_{lin} + \vec{P}_{nonlin} \quad (6)$$

подставив уравнение (6) в (3) получим волновое уравнение для анизотропной среды и нелинейной изотропной среды:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{lin}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{nonlin}}{\partial t^2} \quad (7)$$

Нелинейная поляризация среды является источником новых спектральных компонент поля (оптических гармоник, комбинационных частот и т. п.). Материальное уравнение вида (4), описывает изотропную нелинейную среду с безынерционным локальным откликом на световое поле. Аналогичное уравнение для анизотропной нелинейной диспергирующей среды имеет уже интегральный вид, причем коэффициенты восприимчивости, входящие в данное уравнение, уже зависят от времени и координаты следующим образом:

$$\chi_{\alpha\beta} = \chi_{\alpha\beta}(\tau; \vec{r}), \quad \chi_{\alpha\beta\gamma}^{(2)} = \chi_{\alpha\beta\gamma}(\tau_1, \tau_2; \vec{r}_1, \vec{r}_2), \quad \chi_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(3)} = \chi_{\alpha\beta\gamma\delta}(\tau_1, \tau_2, \tau_3; \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \dots \quad (8)$$

Здесь индексы $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ пробегает значения, нумерующие декартовы оси координат. Учет нелокальности важен в тех случаях, когда элементарные осцилляторы среды, расположенные в различных точках пространства, связаны и взаимодействуют между собой. Среда, обладающая таким свойством, называют средами с пространственной дисперсией. К их числу относятся некоторые типы кристаллов, а также плазма.

1.4. Основные процессы и эффекты нелинейной оптики

Генерация второй оптической гармоники. Обсуждение нелинейных явлений в оптике начнем с эффекта удвоения частоты света в кристалле — генерации второй оптической гармоники. Данный эффект состоит в том, что под действием мощного лазерного излучения в нелинейном кристалле возникает излучение на удвоенной частоте

2. Оптические резонансы полупроводниковых наноструктур

Наноразмерная оптика обычно связана с плазмонными структурами, сделанными из металлов, таких как золото или серебро. Основной проблемой наноплазмоники являются большие потери на нагрев металла и большие трудности в производстве. Недавние разработки в области наноразмерной оптической физики привели к появлению новой области нанофотоники, направленной на манипулирование оптически индуцированными резонансами Ми в диэлектрических и полупроводниковых наночастицах с высокими показателями преломления. Такие частицы предлагают уникальные возможности для уменьшения диссипативных потерь и большого резонансного усиления как электрического, так и магнитного полей.

Эти недавние разработки тесно связаны с природой оптических резонансов структур и как ими можно манипулировать. Для субволновой диэлектрической частицы с высоким индексом преломления, освещенной плоской волной, электрические (ED) и магнитные (MD) дипольные резонансы имеют сравнимую силу. Резонансный магнитный отклик возникает в результате связи внешнего света с круговыми токами смещения электрического поля, когда длина волны внутри частицы становится сравнимой с ее диаметром $d = 2R \approx \lambda/n$ где R - радиус частицы, n - показатель преломления, λ - длина волны.

Ожидается, что благодаря своим уникальным оптически индуцированным электрическим и магнитным резонансам нанофотонные структуры с высоким показателем преломления будут дополнять или даже заменять различные плазмонные компоненты в диапазоне потенциальных применений. Кроме того, сосуществование сильных электрических и магнитных резонансов, их интерференция и резонансное усиление магнитного поля в диэлектрических наночастицах приносят совершенно новые функциональные возможности в простые геометрии, в значительной степени не исследованные в плазмонных структурах, особенно в нелинейном режиме или в приложениях оптоэлектронных устройств.

2.1. Ми резонансы в субволновых частицах

Чтобы проиллюстрировать фундаментальные свойства рассеяния света наночастицами, рассмотрим случай сферической частицы, освещенной плоской волной, для которой существует точное аналитическое решение уравнений Максвелла. Согласно теории Ми (3), металлические и диэлектрические сферические частицы могут обладать сильными резонансами рассеяния (рис. 1А). В случае безмасляных и немагнитных материалов их свойства рассеяния зависят только от двух параметров: диэлектрической проницаемости ϵ и размерного параметра q , который пропорционален отношению радиуса наночастицы R к длине волны света λ ($q = 2\pi R/\lambda$). Различие между металлическими и диэлектрическими частицами заключается в знаке диэлектрической проницаемости, которая является отрицательной для

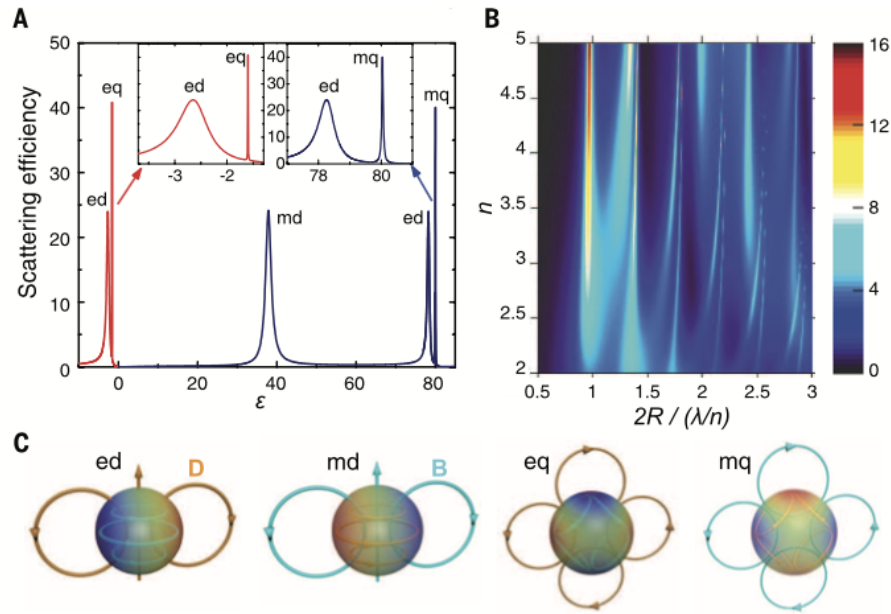


Рис. 1: Эффективность рассеяния (безразмерное отношение сечения рассеяния к геометрическому сечению частицы) в зависимости от диэлектрической проницаемости ϵ (частицы без потерь, $q = 0,5$) для плазмонных ($\epsilon < 0$) и диэлектрических ($\epsilon > 0$) материалов. Сокращения для резонансов: ed - электрический диполь; eq - электрический квадруполь; md - магнитный диполь; mq - магнитный квадруполь. (B) Эффективность рассеяния диэлектрической частицы без потерь (цветная шкала справа) как функция показателя преломления n и параметра размера. (C) Иллюстрация структур электрического и магнитного поля для различных электрических и магнитных резонансов, поддерживаемых сферической диэлектрической частицей.

металлов и положительной для диэлектриков. Небольшие металлические сферы ($q < 1$) создают только локализованные поверхностные плазмонные резонансы электрического типа - дипольные, квадрупольные и т.д., в то время как их магнитный отклик остается практически незначительным из-за исчезающего поля внутри сферы (рис. 1A). Чтобы создать магнитный отклик от металлических структур, геометрия частицы должна быть изменена. Например, резонатор с разрезным кольцом (4) работает аналогично эффективной LC-схеме (то есть, цепи индуктор-конденсатор) с усилением магнитного поля в центре. Для диэлектрических частиц мы можем наблюдать как электрический, так и магнитный отклики сравнимых сил (рис. 1A). Резонансный магнитно-дипольный отклик является результатом связи входящего света с круговыми токами смещения электрического поля вследствие проникновения поля и замедления фазы внутри частицы. Это происходит, когда длина волны внутри частицы становится сопоставимой с диаметром частицы $2R \approx \lambda/n$ (рис. 1B). Полевая структура четырех основных резонансных мод в диэлектрических частицах с высоким индексом - магнитном диполе, электрическом диполе, магнитном квадруполе и электрическом квадруполе - показана на рис. 1C. На длине волны магнитного резонанса возбужденная магнитно-дипольная мода диэлектрической сферы с высоким показателем может вносить основной вклад в эффективность рассеяния, превосходя таковую других мультиполей на порядки величины.

Из теории Ми следует, что максимально достижимая эффективность рассеяния для конкретного многополярного возбуждения субволновой частицы зависит только от резонансной частоты, а не от типа материала (5). Это говорит о том, что многие плазмонные эффекты, наблюдаемые при рассеянии света металлическими наночастицами, могут быть реализованы с помощью диэлектрических наночастиц с высоким индексом. На рисунке 1В показано масштабирование различных резонансов по отношению к показателю преломления n . При $n > 2$ все основные мультиполи хорошо определены, и их спектральные положения соответствуют фиксированному отношению длины волны внутри частицы к ее диаметру. Эффективность рассеяния всех мультиполей также увеличивается с ростом n (6–9).

Сильные оптически индуцированные магнитные дипольные резонансы в диэлектрических наночастицах с высоким индексом могут быть достигнуты не только для сфер, но и для сфероидов (10, 11), дисков и цилиндров (12), колец (13) и многих других геометрий (14). Это обеспечивает важные возможности для создания разнообразных полностью диэлектрических наноструктур с желаемыми спектральными положениями резонансов. Изменяя геометрические параметры частиц, спектральные положения как электрического, так и магнитного дипольного резонансов могут настраиваться независимо, чередуя или перекрывая друг друга на одной частоте для простых геометрий (11, 12, 15).

2.2. Наблюдение оптических магнитных резонансов в диэлектрических наночастицах.

Кремниевые (Si) наносферы с размерами от 100 до 300 нм поддерживают сильные магнитные и электрические дипольные резонансы в видимой и ближней ИК областях спектра (рис. 2). Экспериментальная демонстрация электрических и магнитных дипольных резонансов на

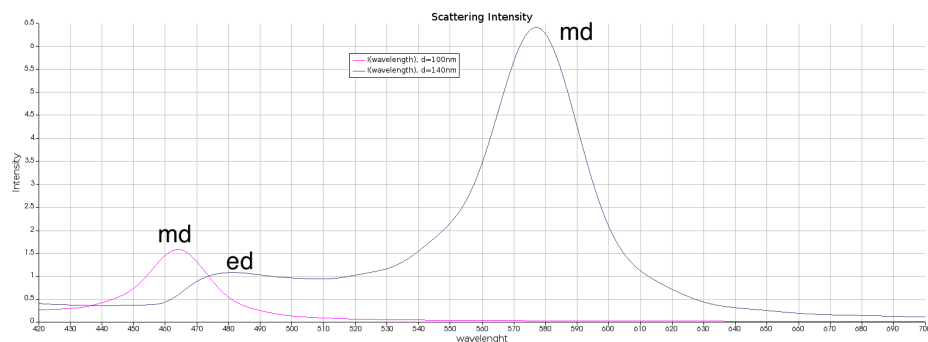


Рис. 2: Результат моделирования оптического магнитного отклика наночастиц кремния диаметром 100 нм. (розовый график) и 140 нм. (синий график). Сокращения для резонансов: ed - электрический диполь; md - магнитный диполь

видимых длинах волн впервые была представлена для сферических наночастиц Si, полученных с помощью фемтосекундной лазерной абляции на кремниевых и стеклянных подложках (8, 20). Различные цвета, наблюдаемые на темнопольных микроскопах (рис. 3), соответствуют магнитным дипольным резонансам почти идеальных сферических наночастиц Si с размерами от 100 до 200 нм (8). Помимо кремния, полупроводники группы IV и группы III-V с показателями преломления выше 2 могут иметь аналогичные оптические свойства в зависимости от их поглощения и показателя преломления в конкретном диапазоне длин волн.

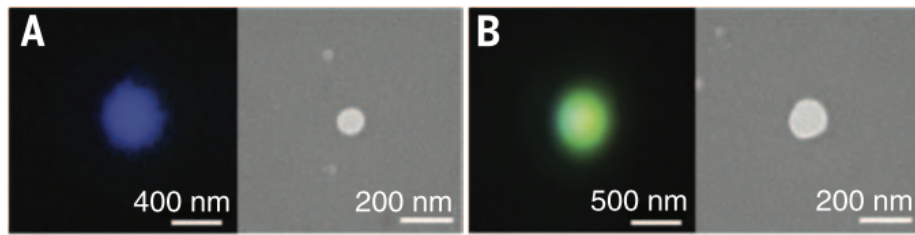


Рис. 3: Изображения в темнопольном оптическом микроскопе (слева), изображения на сканирующем электронном микроскопе (SEM) (справа) сферических наночастиц Si с приближительными диаметрами 100 нм (А) 140 нм (В) (8)

Например, магнитные и электрические дипольные резонансы недавно были экспериментально обнаружены в нанодисках арсенида галлия (GaAs) в видимом спектре (26) и теллура (Te) в среднем ИК-спектре (27).

3. Нелинейная оптика с резонансными диэлектрическими наноструктурами

Усиление в ближнем поле электрического и магнитного отклика в полностью диэлектрических наноструктурах может привести к новым нелинейным эффектам. В частности, генерация второй и третьей гармоник (SGH и THG), самоиндукция света и комбинационное рассеяние подвержены сильному ограничению в результате геометрических резонансов. Известно, что плазмонные резонансы, которые усиливают локальные электрические поля, усиливают нелинейно-оптические эффекты в металлических наноструктурах. В отличие от плазмоники, резонансы диэлектрических наночастиц с высоким индексом обеспечивают модовый объем, который не ограничивается интерфейсами и, следовательно, может привести к более высокой эффективности преобразования.

3.1. Генерация третьей гармоники в наночастицах кремния, обусловленная магнитным откликом

Усиленная THG от нанодисков Si, демонстрирующих как электрический, так и магнитный дипольный резонансы, наблюдалась экспериментально (58) с помощью микроскопии и спектроскопии третьей гармоники, причем сигнал ТН усиливался вблизи магнитного дипольного резонанса. Сканирующая электронная микрофотография нанодисков показана на рисунке 4а. На рисунке 4b показан отрицательный логарифм спектра пропускания, полученный для этого образца с использованием установки, основанной на источнике белого света и ИК-спектрометре. Спектр нормализован по спектру смежной области образца, где верхний слой Si вытравлен.

Диски освещались интенсивным фемтосекундным лазерным импульсом с частотой ω , близкой к магнитно-дипольному резонансу первого. В результате высокой восприимчивости кремния третьего порядка χ^3 передаваемый сигнал содержал импульсы утроенной основной частоты 3ω . Поскольку сигнал третьей гармоники (ТН) пропорционален кубу локальной напряженности поля, разумно ожидать значительного усиления процесса ТН в нанодисках с их магнитными резонансами, возбуждаемыми фундаментальной волной. (рис. 5). Лока-

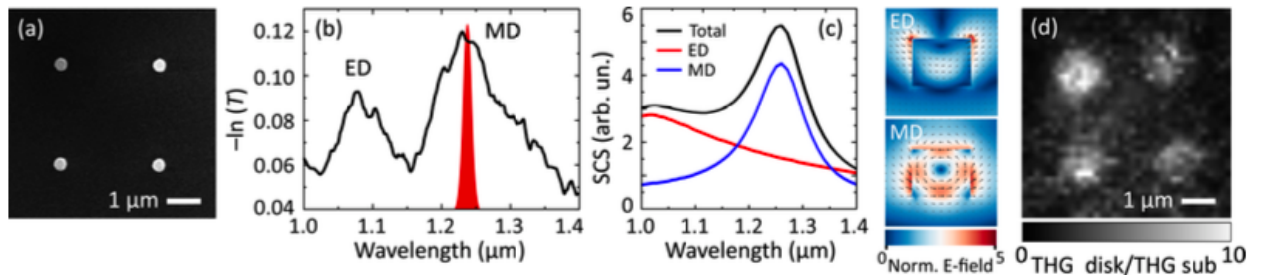


Рис. 4: Пространственно разделенные THG от отдельных нанодисков Si, усиленных магнитным резонансом. (а) Сканирующая электронная микроскопия изображения матрицы кремниевых нанодисков с $d = 360$ нм, $h = 260$ нм и $p = 2,85$ мкм. (б) Экспериментальный нормированный спектр пропускания образца (черный) со спектром импульса накачки, обозначенным красной областью. ED обозначает положение электрического дипольного резонанса, а MD обозначает положение магнитного дипольного резонанса. (с) Рассчитанные спектры сечения рассеяния (SCS) нанодисков (черный), разложенных на электрические дипольные (красные) и магнитные дипольные (синие) вклады с соответствующими распределениями электрического поля. (d) Микроскопическое изображение образца, полученное с помощью сканирующего оптического микроскопа путем обнаружения сигнала THG при $\lambda = 413 \pm 5$ нм. Сигнал нормализуется сигналом, полученным при тех же условиях из области подложки. THG с усилением локального поля наблюдается на участках нанодисков по сравнению с подложкой между ними.

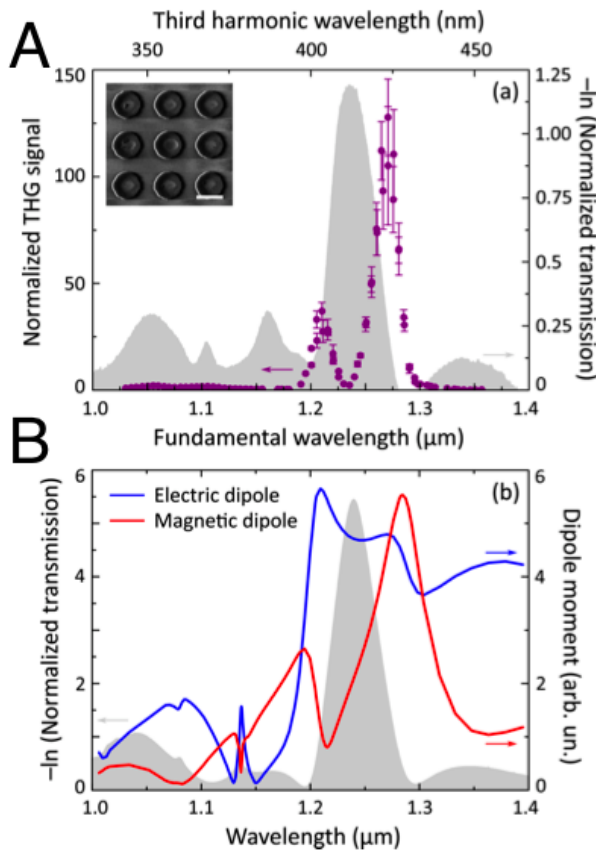


Рис. 5: (А). THG-спектроскопия массивов нанодисков Si. Отрицательный логарифм нормированного спектра пропускания образца с $p = 0,8$ мкм, $h = 220$ нм и $d = 0,5$ мкм показан с серой областью, указывающей на резонанс при $1,24$ мкм. Спектр THG образца, нормированный по спектру подложки, показан фиолетовыми точками. На вставке показано SEM-изображение фрагмента образца. Масштабная линейка составляет 500 нм. (В) Моделируемый спектр пропускания основной длины волны через дисковый массив и подложку, демонстрирующий хорошее согласие с наблюдаемой передачей в эксперименте. Наложенные синие и красные кривые дают величину электрических и магнитных дипольных моментов (соответственно). Двухпиковая структура каждого спектра дипольного момента вносит вклад в двухпиковый спектр THG в (А).

лизация поля в магнитном резонансе приводит к увеличению интенсивности гармоник на два порядка по отношению к неструктурированному объемному Si, при этом эффективность преобразования ограничивается только двухфотонным поглощением в подложке (58).

4. Метаматериалы и метаповерхности на основе резонансных диэлектрических наноструктур.

Резонансные диэлектрические наночастицы также могут быть использованы для создания плоских однослойных решеток, известных как мета-поверхности (71). Использование мета-поверхностей дает возможность инженерного резонансного электрического и магнитно-оптического отклика в сочетании с низкими потерями тонкослойных структур, и, следовательно, они демонстрируют многие полезные свойства мета-устройств. Одной из основных функций мета-поверхностей является контроль фазы отраженного и прошедшего света. Идея использования диэлектриков, структурированных в масштабе длины волны для управления волновым фронтом, активно обсуждалась два десятилетия назад в контексте пылающих решеток (72). Подобные идеи также были реализованы в последнее время (73–76), чтобы достичь 2-фазного накопления. На сегодняшний день эти решения обеспечивают наивысшую эффективность, в режиме передачи до 90%.

Другой подход к достижению фазового контроля был предложен в начале 2000-х годов, и он опирается на металлические или диэлектрические субволновые решетки с различной ориентацией для управления циркулярно поляризованным светом через геометрическую фазу Ramanathan-Berry (RB) (77, 78). Недавняя работа, основанная на этом принципе, продемонстрировала плоские кремниевые линзы и аксиконы, работающие на видимых длинах волн (рис. 5A) (79). Структура генерируется путем формирования рисунка наноматрицы шириной 120 нм в пленку Si толщиной 100 нм. Его можно уменьшить по толщине относительно предыдущих элементов RB-фазы, используя резонансы в Si-структурах. Этот подход был далее распространен на высокоэффективную работу на видимых длинах волн с использованием прозрачного диоксида титана (TiO_2) в качестве материала мета-поверхности (80). Экспериментально продемонстрирована фокусировка луча с эффективностью 66% на выбранных длинах волн в синей, красной и зеленой областях. В отличие от предыдущего примера, эта конструкция была достигнута при относительно большой высоте структур TiO_2 (600 нм), что накладывает большие ограничения на нано-технологии. Новым подходом к созданию диэлектрических мета-поверхностей является использование электрических и магнитных дипольных резонансов диэлектрических наночастиц для контроля фазы входящего света (81). Каждый из диполей способен сдвигать фазу от 0 до π вблизи резонанса. Объединение отклика обоих диполей на одной и той же длине волны позволяет достичь полного покрытия (82). Такое перекрытие резонансов обеспечивает не только необходимые фазовые сдвиги, но и передачу мета-поверхности почти в единицу благодаря усиленному рассеянию вперед каждой из нано-размерных частиц, и подавление обратного рассеяния, из-за первого условия Керкера.

Такие конструкции концептуально аналогичны метаповерхностям Гюйгенса, предложенным в плазмонике (83), но они имеют гораздо более высокую эффективность пропускания из-за меньших потерь в прозрачных диэлектрических материалах. Недавно были продемон-

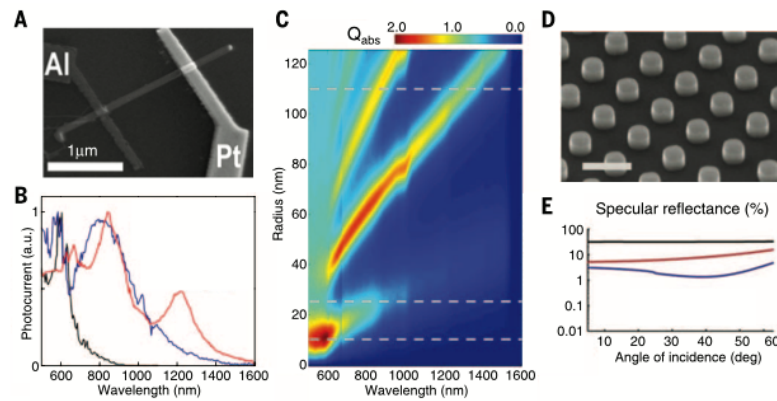


Рис. 5: Нанопотонные устройства на основе полупроводниковых нанопроволок. (А) Изображение фотодетектора с использованием оптически резонансной нано-проволоки Ge с асимметричными металлическими контактами (98). (В) Фототоковые спектры отдельных нанопроволок Ge с радиусами 10 нм (черный), 25 нм (синий) и 110 нм (красный) (97). (С) Двумерный график рассчитанной эффективности поглощения как функции длины волны и радиуса нанопроволоки. Пунктирные серые линии указывают радиусы, для которых спектральный фототок показан в (В) (97). (D) Изображение матрицы резонаторов Si Mie, которая служит антибликовым покрытием на подложке Si (23). Масштабная линейка, 1 мкм. (Е) Измерение зеркального отражения при 632 нм в зависимости от угла падения для непокрытой пластины Si (черного цвета), антиотражающего покрытия Si₃N₄ толщиной 60 нм (красного цвета) и матрицы резонаторов Ми, как показано на (D) покрытый слоем Si₃N₄ толщиной 60 нм (синий) (23).

стрированы экспериментально мета-поверхности видимого диапазона на основе кремния с резонансным пропусканием более 85% (84). Эти устройства имеют толщину всего 130 нм, что соответствует менее чем одной пятой длины волны в свободном пространстве, и способны контролировать волновой фронт света и выполнять отклонение луча с эффективностью передачи, близкой к 50% (рис. 5, В и С). Аналогичные концепции были также использованы для достижения эффективной генерации вихревого пучка (85, 86) (рис. 5D).

Помимо манипуляций с фазой пропускания, диэлектрические металлические поверхности также могут быть использованы в качестве практически идеальных отражателей, превосходящих характеристики обычных металлических и диэлектрических зеркал (6, 24, 87). Этот эффект возникает в результате когерентного взаимодействия магнитных или электрических диполей, возбуждаемых внешним излучением в каждой нано-частице. Недавний эксперимент продемонстрировал очень высокий коэффициент отражения (до 99,7%) в ближней ИК-области спектра от плотного массива наночастиц Si (24). Такое поведение с высоким коэффициентом отражения концептуально аналогично тому, которое наблюдалось ранее в высококонтрастных решетках с субволновой длиной.

Мешающие электрические и магнитные диполи могут привести к явлениям, которые нельзя наблюдать с обычными диэлектриками или металлами. Одним из таких эффектов является поведение магнитного зеркала, когда диэлектрическая мета-поверхность действует как идеальный магнитный проводник, переворачивающий фазу падающего магнитного по-

ля без влияния на фазу электрического поля (89). Другим примером является обобщенный эффект Брюстера (90). В отличие от обычного эффекта Брюстера, который ограничен р-поляризованным падением и углами выше 45° (угол Брюстера ниже 45° всегда сопровождается полным внутренним отражением под большими углами), обобщенный эффект Брюстера может быть достигнут для любой поляризации (как р, так и s) и любой угол падения (как ниже, так и выше 45° без полного внутреннего отражения) (рис. 5Е). Оно возникает в результате интерференции электрических и магнитных резонансов в решетке и подавления их рассеяния в направлении отражения.

4.1. Возбуждение второй гармоники с использованием нарушенной симметрии III - V полупроводниковых метаповерхностей Фано

5. Эффекты, связанные с поляризацией второго порядка

Пусть на квадратично-нелинейную среду воздействует монохроматическое поле с частотой ω :

$$A(t) = A \cos(\omega t) \quad (9)$$

Тогда нелинейная поляризация второго порядка будет пропорциональна полю во второй степени:

$$P(t)^{(2)} = \chi^{(1)} E(t)^2 = \frac{1}{2} \chi^{(1)} A^2 + \frac{1}{2} \chi^{(1)} A^2 \cos(2\omega t) \quad (10)$$

Это значит, что поляризация будет иметь постоянную составляющую $\frac{1}{2} \chi^{(1)} A^2$, и переменную $\frac{1}{2} \chi^{(1)} A^2 \cos(2\omega t)$, на удвоенной частоте 2ω . Первое слагаемое в (10) соответствует нелинейному процессу, который называется оптическим выпрямлением, а второе – генерации второй гармоники

6. Эффекты, связанные с поляризацией третьего порядка

7. Эффекты связанные с поляризацией более высоких порядков

Глава II

Оригинальная часть

1. Оптический отклик полупроводниковой метаповерхности на основе германия.

Заключение