

На правах рукописи



Нефедкин Никита Евгеньевич

**Коллективная динамика двухуровневых атомов в
устройствах нанооптики и плазмоники**

Специальность 01.04.13 —
«Электрофизика, электрофизические установки»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)».

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук
Андрианов Евгений Сергеевич

Официальные оппоненты: **Капуткина Наталия Ефимовна**,
доктор физико-математических наук, профессор,
Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» (НИТУ МИСиС), кафедра физической химии,
Профессор

Мелентьев Павел Николаевич,
кандидат физико-математических наук,
Институт спектроскопии РАН,
Ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова Российской академии наук (ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН)

Защита состоится 30 октября 2019 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета Д 002.262.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теоретической и прикладной электродинамики РАН при участии Объединенного института высоких температур РАН по адресу: г. Москва, ул. Ижорская, 13.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института высоких температур РАН.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: г. Москва, ул. Ижорская, 13, ученому секретарю диссертационного совета Д 002.262.01.

Автореферат разослан ____ _____ 2019 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д 002.262.01,
кандидат физико-математических
наук



Кугель К. И.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Плазмоника на настоящий момент является быстроразвивающейся областью оптики. Она изучает волновые явления на поверхностях металлов и на границах раздела металл-диэлектрик (полупроводник) на масштабах, много меньших длины волны в вакууме. Малые масштабы этих явлений дают возможность использования плазмоники в таких приложениях, как создание наноразмерных источников когерентного излучения (нанолазеры и спазеры [1–4]); сенсорика и спектроскопия, в частности, SERS [5]; а также квантовая криптография и квантовые вычисления, где требуются однофотонные источники с высокой скоростью излучения [6–8]. В большинстве приложений плазмоники используется взаимодействие локализованного электромагнитного поля с атомами. Поэтому при создании плазмонных устройств необходимо исследование коллективных эффектов, возникающих вследствие этого взаимодействия.

Ярким примером такого коллективного эффекта является сверхизлучение. Оно проявляется как резкое усиление спонтанного излучения в сравнении со скоростью релаксации отдельного атома, γ_0 , в ансамбле двухуровневых атомов, находящихся в состоянии Дике, которое полностью симметрично относительно перестановки любых двух излучателей [9; 10]. Сверхизлучение — хороший способ получения быстрых импульсов, но создание макроскопического состояния Дике, симметричного по перестановкам любых двух атомов, до сих пор остается сложной задачей. Эксперименты и некоторые теоретические работы, однако, демонстрируют появление сверхизлучения как в системах классических излучателей, так и в системах различных квантовых излучателей [11; 12]. В связи с этим существует проблема объяснения общего механизма сверхизлучения в системах, где излучатели различимы и не находятся в симметричном или антисимметричном состоянии, и системах неразличимых излучателей. Также актуальным вопросом является поведение ансамбля атомов при помещении его вблизи плазмонной структуры (нанорезонатора), а именно, как влияет плазмонный нанорезонатор и его параметры на интенсивность и скорость сверхизлучения.

Важным направлением в плазмонике является создание нано- и микроразмерных плазмонных устройств, генерирующих когерентный свет [13; 14]. Такие устройства, как нанолазеры, спазеры, а также лазеры с распределенной обратной связью, востребованы во множестве приложений оптоэлектроники, фотоники и сенсорики. Их работа основана на использовании плазмонного резонанса металлических структур. Моды структуры взаимодействуют с атомами активной среды, окружающей или покрывающей металл. Это взаимодействие приводит к появлению положительной обратной связи и лазерированию [15; 16]. Практические применения данных

устройств, такие как усиление оптических сигналов и плазменная спектроскопия, требуют определенную ширину линии излучения плазмонного лазера и диаграмму направленности [17]. В случае использования лазеров с распределенной обратной связью в оптоэлектронике и сенсорике наиболее значимой характеристикой является время отклика лазера на внешнее воздействие, то есть частота амплитудной модуляции. На настоящий момент экспериментально получена частота модуляции, достигающая сотен ГГц [18], что на порядок превосходит рекорд для полупроводниковых лазеров [19].

В настоящее время стоит вопрос об увеличении интенсивности излучения наноразмерных однофотонных источников [20–23]. Одним из возможных способов её увеличения является использование эффекта Парселла [24]. Источники размещают вблизи плазмонной металлической структуры или внутри резонатора. Изменение интенсивности пропорционально добротности моды резонатора и обратно пропорционально её объему. Роль моды резонаторы выполняют локализованные поверхностные плазмоны. Для плазмонных структур характерны сильная локализация поля и относительно невысокая добротность. Это приводит к тому, что характерное значение фактора Парселла достигает $10^1 - 10^3$. В этом случае можно было бы ожидать однофотонного источника, который бы излучал один фотон в пикосекунду, что является достаточным для реализации сверхбыстрых квантовых устройств. Однако взаимодействие с модой резонатора в общем случае влечет изменение статистических свойств излучения системы [25]. Иными словами, она перестает испускать одиночные фотоны. Таким образом, необходимо выявить условия, при которых система, оставаясь однофотонным источником, излучает фотоны с высокой интенсивностью.

В настоящее время теория многих коллективных эффектов далека от своего завершения. Поэтому исследование коллективной динамики атомов, взаимодействующих с электромагнитным полем плазмонных структур, является **актуальной задачей**, решение которой поможет в создании новых плазмонных устройств.

Целью диссертационной работы является теоретическое исследование коллективных свойств систем, состоящих из атомов, взаимодействующих с электромагнитным полем плазмонных структур:

1. Исследование механизма возникновения сверхизлучения в системах классических и квантовых излучателей; выявление роли резонатора для явления сверхизлучения.
2. Изучение динамики плазмонного лазера с распределенной обратной связью, формирования диаграммы направленности излучения; исследование возможности реализации сверхбыстрой

амплитудной модуляции сигнала плазмонного лазера с распределенной обратной связью; определение влияния тепловых шумов на эффект компенсации потерь в плазмонном нанолазере.

3. Исследование функции когерентности второго порядка излучения системы металлической наноантенны, запитываемой однофотонным источником; выявление влияния температуры наноантенны на статистические характеристики излучения; определение условий, при которых интенсивность излучения системы металлической наноантенны, запитываемой однофотонным источником, максимальна.

Научная новизна:

1. Впервые продемонстрировано, что в процессе эволюции системы классических нелинейных и квантовых излучателей в некоторый момент из-за нелинейности формируется точка сгущения фазовых траекторий дипольных моментов излучателей, в которой возникает сверхизлучательный пик. В точке сгущения фаз дисперсия фаз дипольных моментов классических эмиттеров минимальна. В случае сверхизлучения Дике квантовых эмиттеров минимальна дисперсия оператора разности косинусов фаз любых двух эмиттеров.
2. Предсказано существование оптимальной добротности резонатора, для которой интенсивность сверхизлучения атомов максимальна.
3. Впервые предсказано существование явления модовой кооперации в двумерных плазмонных лазерах с распределенной обратной связью, проявляющееся в генерации мод с большими излучательными потерями и высоким порогом.
4. Показано, что время отклика плазмонного лазера с распределенной обратной связью на внешний импульс сильно зависит от площади пятна накачки. Установлено, что существует его оптимальный размер, при котором частота амплитудной модуляции достигает 1 ТГц.
5. Впервые показано, что у отклика плазмонного нанолазера на внешнее поле в режиме компенсации потерь наблюдается подавление шумов и сужение спектра фазовых флуктуаций.
6. Показано, что отношение энергии тепловых флуктуаций наноантенны к энергии взаимодействия наноантенны и однофотонного источника является управляющим параметром для статистических свойств излучения системы, состоящей из наноантенны, запитываемой однофотонным источником. В пределе малого отношения система демонстрирует однофотонные свойства.

Достоверность

Достоверность результатов, представленных в диссертации, подтверждается совпадением теоретических результатов с результатами экспериментов и численного моделирования, публикациями в ведущих мировых научных журналах и докладами на международных конференциях.

Практическая значимость

Результаты диссертационной работы посвящены широко обсуждаемым научным проблемам и имеют перспективы практических применений. Результаты, полученные в диссертации, позволяют значительно улучшить характеристики некоторых существующих устройств нанооптики и плазмоники. Эффекты, предсказанные в работе, могут быть использованы в создании новых устройств.

В диссертационной работе подробно изучено явление сверхизлучения в системе классических нелинейных излучателей и предложен механизм его возникновения. Продемонстрировано, что в процессе эволюции системы в некоторый момент из-за нелинейности формируется точка сгущения фазовых траекторий излучателей, в которой возникает сверхизлучательный пик. В квантовом случае сверхизлучение наблюдается как для состояний Дике, когда все эмиттеры тождественны, а суммарный дипольный момент системы равен нулю, так и для состояний различных эмиттеров, не являющихся состояниями Дике. Для этих состояний, когда дипольные моменты эмиттеров отличны от нуля, поведение квантовой системы аналогично поведению классической. Имеется точка сгущения фаз дипольных моментов. Для состояния Дике можно определить оператор косинуса фазы эмиттера. В численном эксперименте и аналитически показано, что в процессе эволюции системы существует момент времени, когда дисперсия разности операторов косинуса фазы любых двух эмиттеров достигает минимума. В этот момент возникает сверхизлучение. Данный механизм сверхизлучения объясняет возможность возникновения этого явления из состояний, отличных от состояния Дике. Также рассмотрено сверхизлучение атомов в резонаторе. На основе предложенного механизма сверхизлучения предсказано существование оптимальной добротности резонатора, для которой интенсивность сверхизлучения атомов максимальна. Полученный результат важен в связи с недавними разработками в области создания микро- и нанорезонаторов [26; 27]. Существование оптимального значения скорости диссипации моды в резонаторе можно использовать для увеличения взаимодействия между модой электромагнитного поля в резонаторе и атомами, а также усиления сверхизлучения путем настройки параметров резонатора. Показано, что резонаторы с большими потерями могут быть предпочтительнее для увеличения отклика электромагнитного поля, взаимодействующего с атомами.

В диссертационной работе предсказано существование явления модовой кооперации в двумерных плазмонных лазерах с распределённой обратной связью. Этот эффект состоит в том, что в режиме постоянной

накачки в плазмонном лазере генерация происходит на светлых модах с большими излучательными потерями, а не на тёмных модах с малыми излучательными потерями. Этот эффект возникает вследствие того, что светлые моды синхронизированы по фазе и их амплитуды конструктивно интерферируют в области накачки. Показано, что модовая кооперация возникает только в двумерных структурах и не имеет места в одномерных плазмонных лазерах. Так как темные моды находятся на краю разрешенной зоны, а светлые — в середине зоны, то эффект модовой кооперации объясняет уширение диаграммы направленности излучения лазера, ранее наблюдавшееся в эксперименте [16; 28]. В помощь этого эффекта становится возможным управлять шириной диаграммы направленности, что необходимо для применения двумерных лазеров с распределенной обратной связью в спектроскопии.

В работе исследован режим импульсной накачки двумерного плазмонного лазера. Показано, что время отклика лазера на внешний импульс сильно зависит от площади пятна накачки. Установлено, что существует его оптимальный размер, при котором время отклика системы достигает 1 пикосекунды, что соответствует частоте амплитудной модуляции в 1 ТГц. Полученный результат открывает возможность увеличения как частоты модуляции плазмонных лазеров, так и их энергоэффективности.

В работе рассмотрен отклик плазмонного нанолазера, состоящего из металлической наночастицы, взаимодействующей с накачиваемой активной средой, на внешнее электромагнитное поле. Показано, что у отклика плазмонного нанолазера на внешнее поле в режиме компенсации потерь наблюдается подавление шумов и сужение спектра фазовых флуктуаций. Улучшение спектральных характеристик сигнала является следствием возникновения стохастического резонанса в режиме компенсации потерь.

Для многих практических применений в области квантовой обработки информации, криптографии и квантовых вычислений необходимы однофотонные источники, которые имеют нанометровые размеры и высокую интенсивность излучения [7; 8]. Твердотельные оптические квантовые излучатели обладают нужным размером, но имеют низкую интенсивность излучения, а именно один фотон в наносекунду. Плазмонная наноплазменная антенна позволяет увеличить интенсивность излучения однофотонного источника за счет эффекта Парселла [22; 23]. В случае большого фактора Парселла возбужденный однофотонный источник передает большую часть энергии наноплазменной антенне, которая затем ее переизлучает. Однако сама плазмонная наноплазменная антенна не является однофотонным источником, и возникает вопрос о статистических свойствах излучения всей системы. В диссертационной работе, показано, что существуют условия, при которых плазмонная наноплазменная антенна излучает одиночные фотоны. Полученные результаты могут быть использованы для создания однофотонных источников на основе плазмоники с интенсивностью излучения, на три порядка превосходящей

интенсивность отдельного твердотельного однофотонного источника и достигающей одного фотона в пикосекунду.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Как в квантовом, так и в классическом случае сверхизлучение является следствием конструктивной интерференции огибающих дипольных моментов излучателей. В процессе эволюции системы излучателей в некоторый момент из-за нелинейности формируется точка притяжения фаз, в которой возникает сверхизлучательный пик. В момент сверхизлучения дисперсия разности косинусов фаз любых двух эмиттеров минимальна.
2. Рассмотрено сверхизлучение атомов в резонаторе. На основе предложенного механизма сверхизлучения предсказано существование оптимальной добротности резонатора, для которой интенсивность пика сверхизлучения атомов максимальна.
3. Предсказано явление модовой кооперации, проявляющееся в том, что в режиме непрерывной накачки плазмонный лазер с распределенной обратной связью излучает через светлые моды с большими излучательными потерями. Модовая кооперация проявляется в виде уширения диаграммы направленности излучения лазера, ранее наблюдавшееся в эксперименте.
4. Существует оптимальный размер пятна накачки двумерного плазмонного лазера, при котором время отклика системы достигает 1 пикосекунды, что соответствует частоте амплитудной модуляции в 1 ТГц.
5. В режиме компенсации потерь у отклика плазмонного нанолазера на внешнее поле наблюдается подавление шумов и сужение спектра фазовых флуктуаций. В режиме компенсации потерь эффективный коэффициент диффузии фазы дипольного момента плазмонного нанолазера уменьшается на порядок.
6. Плазмонная наномантенна, запитываемая однофотонным источником, может излучать одиночные фотоны в том случае, когда отношение энергии тепловых флуктуаций к энергии взаимодействия антенны и источника много меньше единицы.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих международных и российских конференциях: 57-я, 58-я, 60-я, 61-я, 62-я научные конференции МФТИ, Москва, Россия, 2014 – 2018; 15-я, 16-я, 17-я, 18-я, 19-я ежегодные научные конференции ИТПЭ РАН, Москва, Россия, 2015 – 2018; Научно-техническая конференция молодых ученых ВНИИА, Москва, Россия, 2015 – 2019; International Conference Days on Diffraction, St. Peterburg, Russia, 2015, 2017; International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO, Anapa, Russia, 2016; Moscow International Symposium on Magnetism, Moscow, Russia, 2016; International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics

META, Seoul, South Korea, 2017; Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference NANOP, Rome, Italy, 2018; International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics META, Lisbon, Portugal, 2019;

Личный вклад. Все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии. Автор принимал непосредственное участие в выборе объектов исследования, постановке задач, разработке теоретических подходов, численном моделировании и обсуждении полученных результатов.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 печатных изданиях, 7 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность темы работы, формулируется цель, ставятся задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы, а также положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена обзору научной литературы по изучаемой проблеме, а также вспомогательным результатам.

На примере сверхизлучения Дике рассматривается наиболее общий подход к описанию взаимодействия ансамбля двухуровневых атомов и мод электромагнитного поля в резонаторе, основанный на выводе управляющего уравнения в форме Линдблада для матрицы плотности системы. Также продемонстрировано, что данная модель в случаях, когда спонтанное излучение и шумы не оказывают сильного влияния на динамику системы, может быть упрощена и сведена к системе уравнений Максвелла-Блоха. Если же спонтанное излучение важно для описания динамики системы, то из управляющего уравнения можно вывести систему уравнений, описывающую коллективную динамику числа фотонов в модах, инверсию населенностей атомов, а также энергетические потоки между разными модами через активную среду. Вывод этих уравнений также рассматривается в данной главе. Выведены классические уравнения движения системы диполей, в которой наблюдается сверхизлучение. Перечислены основные экспериментальные реализации сверхизлучения. Показан метод учета различных каналов диссипации в управляющем уравнении.

Вторая глава посвящена исследованию общего механизма сверхизлучения в системах классических и квантовых излучателей. Особое внимание уделяется изучению динамики фаз дипольных моментов отдельных излучателей и характеру сверхизлучения при различных начальных состояниях.

В **первом разделе** второй главы исследуется система классических нелинейных диполей, сосредоточенных в субволновом объеме, $V \ll \lambda^3$. Они взаимодействуют друг с другом посредством поля реакции излучения [11]. Это поле создается всеми диполями и зависит от их фазового распределения. Показано, что это поле может возникнуть только из-за флуктуации распределения дипольных фаз, которое изначально однородно. Это поле вызывает модуляцию быстрых колебаний диполей с периодической огибающей. Уравнение движения для k -го осциллятора, записанное в медленных амплитудах, имеет вид:

$$\frac{dc_k}{d\tau} + i\theta \left(|c_k|^2 - 1 \right) c_k = -\langle c \rangle. \quad (1)$$

Частота огибающей определяется начальной фазой дипольного колебания. Сверхизлучение возникает из-за конструктивной интерференции медленных огибающих быстрых осцилляций в некоторый момент в процессе эволюции, когда из-за нелинейности системы формируется точка сгущения фаз. В этой точке дисперсия фаз дипольных моментов классических эмиттеров минимальна. Конструктивная интерференция вызывает увеличение амплитуды колебаний полного дипольного момента системы, формируя сверхизлучательный пик.

Во **втором разделе** второй главы рассматривается субволновая система квантовых излучателей, которые изначально возбуждаются некогерентно. Основное внимание уделяется влиянию начального дипольного момента динамики системы. Изучена возможность возникновения сверхизлучения в ансамбле двухуровневых атомов в общем случае, когда система первоначально не находится в состоянии Дике, которое представимо в виде:

$$|\psi_D\rangle \equiv |N, n\rangle = \frac{1}{\sqrt{C_N^n}} \sum_P \left| \underbrace{e, \dots, e}_n, \underbrace{g, \dots, g}_{N-n} \right\rangle. \quad (2)$$

Для моделирования динамики системы использовался формализм управляющего уравнения в форме Линблада [29]. Это уравнение на матрицу плотности, ρ , N двухуровневых атомов:

$$\dot{\rho} = \frac{\gamma_0}{2} \left(2\hat{J}^- \rho \hat{J}^+ - \hat{J}^+ \hat{J}^- \rho - \rho \hat{J}^+ \hat{J}^- \right), \quad (3)$$

где \hat{J}^- — оператор коллективного дипольного момента системы. Показано, что для квантовой системы существует единый механизм сверхизлучения для различных типов состояний, а именно Дике [9; 10] с нулевым дипольным моментом и состояний, для которых полный дипольный момент не равен нулю. Также введён оператор косинуса фазы для квантового состояния и показано, что механизм возникновения сверхизлучения связан с уменьшением дисперсии разности косинусов фаз различных эмиттеров.

Всплеск сверхизлучения возникает, когда дисперсия достигает своего минимального значения, рис. 1. Значение начального дипольного момента

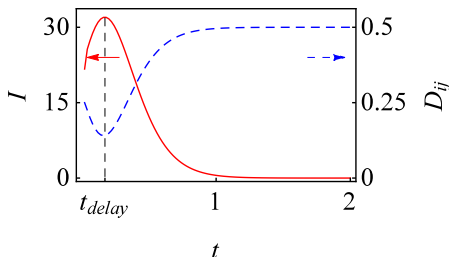


Рис. 1 — Динамика интенсивности (сплошная красная линия) и дисперсии разности косинусов фаз дипольных моментов излучателей (пунктирная синяя линия) для начального состояния с ненулевым дипольным моментом.

влияет только на временную задержку пика сверхизлучения. Чем больше начальное значение, тем меньше время задержки. Показано, что нелинейность необходима для возникновения сверхизлучения, как и в случае классической системы из первого раздела данной главы. Таким образом, существует аналогия между сверхизлучением в квантовой и нелинейной классической системах. Эту аналогию можно пронаблюдать, рассматривая сверхизлучение из состояний, отличных от состояний Дике. В обеих системах в момент схождения фаз все дипольные моменты излучателей находятся в фазе, что приводит к всплеску сверхизлучения. Существование точки сходимости является следствием нелинейности процесса. Численное моделирование показывает, что точка сходимости фаз существует и для системы квантовых излучателей. Это вызвано нелинейным откликом двухуровневых атомов на электромагнитное поле из-за эффекта насыщения.

В отличие от модели Дике, в которой предполагается, что все излучатели находятся в состоянии с нулевым дипольным моментом, новый режим сверхизлучения возникает в системах, где исходное состояние может иметь ненулевой дипольный момент. В настоящем разделе показано, что для возникновения сверхизлучения состояние Дике не требуется. Поскольку состояние Дике может быть реализовано только в ограниченном числе физических систем, ожидается, что данное исследование простимулирует экспериментальное изучение сверхизлучения, которое можно наблюдать в более широком классе систем.

В **третьем разделе** второй главы рассматривается динамика двухуровневых атомов, взаимодействующих с модой электромагнитного поля в резонаторе. В качестве такой моды электромагнитного поля можно использовать моду резонатора Фабри-Перо, моду металлических резонаторов,

пленок и наночастиц, или моду диэлектрических наночастиц [30–32]. Изучается динамика N эмиттеров со случайным начальным распределением фаз при разных скоростях затухания моды поля в резонаторе. Показано, что существует критическое значение скорости затухания, которое разделяет два разных режима сверхизлучения. Если скорость затухания резонатора ниже критического значения, сверхизлучение проявляется как набор пиков излучения, а время их задержки зависит от количества атомов в системе по степенному закону, $t_{\text{delay}} \sim N^\beta/N$, где β принимает значения от 0 до 0.5. При более высокой скорости затухания резонатора, большей критической, проявляется однопиковый режим сверхизлучения. Зависимость времени задержки в этом случае является логарифмической, $t_{\text{delay}} \sim \log N/N$.

Показано, что интенсивность пика сверхизлучения зависит от общего числа эмиттеров как $I \sim N^\alpha$, а при критическом значении индекс α достигает своего максимального значения $\alpha = 2$. Это означает, что максимальное количество излучателей участвует в сверхизлучательном импульсе для резонатора с конечными потерями. Продемонстрировано, что интенсивность всплеска сверхизлучения для резонатора с критической скоростью затухания может быть больше, чем для резонатора, потери в котором на три порядка меньше. Данный эффект может быть использован для усиления интенсивности сверхизлучения атомов в плазмонных микро- и наноструктурах с большими потерями.

Третья глава посвящена исследованию нелинейных эффектов и нестационарных процессов в двумерных плазмонных лазерах с распределённой обратной связью. В главе изучается двумерный плазмонный лазер с распределённой обратной связью, состоящий из золотой плёнки, перфорированной массивом отверстий, и активной среды. Рассматриваются режимы постоянной и импульсной накачки.

В первом разделе третьей главы исследуются эффекты, выявленные недавними экспериментами [16; 28], состоящие в том, что диаграмма направленности излучения плазмонных лазеров оказывается существенно шире, чем предсказывает стандартная теория лазеров с распределённой обратной связью [33] и что поведение двумерных плазмонных лазеров с распределённой обратной связью является гораздо более сложным.

Неортогональность мод в накачиваемой области, меньшей поверхности лазера, приводит к тому, что полная интенсивность электромагнитного поля в активной среде зависит не только от амплитуд мод, но и от разности фаз между ними. Если электрические поля разных мод осциллируют в активной среде в фазе, то полная интенсивность электромагнитного поля оказывается больше. В этом случае скорость стимулированного излучения возрастает, что приводит к уменьшению порога генерации мод, осциллирующих в фазе. Такое поведение было названо кооперацией мод.

Кооперация возможна только между модами с одинаковыми частотами, так как только в этом случае фазовые соотношения между модами остаются постоянными во времени. В результате, кооперация мод имеет место в двумерных плазмонных лазерах, где есть вырождение мод по частоте, и не возникает в одномерных плазмонных лазерах, где вырождение мод по частоте отсутствует. В двумерном плазмонном лазере с распределенной обратной связью кооперация мод приводит к тому, что возбуждаются не темные моды на границе запрещенной зоны, а светлые моды из разрешенной зоны. Таким образом, интенсивность излучения от двумерного плазмонного лазера оказывается больше по сравнению с предсказаниями стандартной лазерной теории. Кроме того, кооперация мод приводит к уширению диаграммы направленности излучения и к возникновению радиальной поляризации у излучаемого поля. Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными показало, что кооперация мод проявляется также в реальных плазмонных лазерах с распределенной обратной связью.

Во **втором разделе** третьей главы изучается временной отклик плазмонного лазера с распределенной обратной связью на внешний импульс накачки в зависимости от размера пятна накачки.

Отклик лазера на внешнюю накачку разделяется на три стадии. На первой стадии отклик лазера определяется спонтанным излучением атомов активной среды, когда число фотонов в модах порядка единицы. Длительность первой стадии порядка одной пикосекунды. На второй стадии число фотонов в модах резко увеличивается за счет стимулированного излучения атомов. Такой рост приводит к продавливанию инверсной населенности активной среды. Третья стадия начинается, когда инверсная населенность активной среды уменьшается до нуля. На этой стадии число фотонов в модах экспоненциально убывает во времени.

Длительности первой, второй и третьей стадий немонотонно зависят от размера накачиваемой области. Существует оптимальный диаметр накачиваемой области, для которого время отклика лазера на импульс накачки минимально. Для плазмонного лазера, рассматриваемого в диссертационной работе, оптимальный диаметр составляет 15 мкм, а время отклика 1 пикосекунду. Такое время отклика соответствует частоте амплитудной модуляции лазера около 1 ТГц, что на порядки превосходит максимальную частоту модуляции для диэлектрических лазеров [19].

При уменьшении размера накачиваемой области (от оптимального значения) время отклика быстро увеличивается, а при увеличении размера накачиваемой области время отклика изменяется логарифмически,

$$t_{\text{delay}} = \gamma_{\sigma} \ln(N_{\text{at}}) / 2N_{\text{at}}\Omega_R^2, \quad (4)$$

но возрастает энергия, требуемая для возбуждения лазера. Такое поведение плазмонного лазера наблюдается при различных начальных значениях

инверсной населенности активной среды. Полученные результаты открывают возможность для эффективного управления диаграммой направленности и частотой модуляции излучения от плазмонного лазера.

В **четвертой главе** исследуются когерентные свойства излучения плазмонных и нанооптических систем, а именно, функции когерентности первого и второго порядков, $g^{(1)}(\tau)$ и $g^{(2)}(\tau)$.

В **первом разделе** четвертой главы рассматривается отклик плазмонного нанолазера, состоящего из металлической наночастицы, взаимодействующей с накачиваемой активной средой, на внешнее электромагнитное поле.

Используя модель Максвелла-Блоха с шумом, показано, что в режиме компенсации потерь [34], когда при определенных значениях амплитуды и частоты внешнего электромагнитного поля энергия не передается ни от электромагнитного поля к плазмонному нанолазеру, ни от плазмонного нанолазера к электромагнитному полю, происходит стохастический резонанс [35]. Это явление наблюдается в нелинейных системах с шумом под воздействием внешней силы и заключается в эффективном подавлении стохастических флуктуаций при некоторых параметрах системы. Продемонстрировано, что время корреляции фазы отклика плазмонного нанолазера на внешнее поле увеличивается на порядок, а спектр фазовых флуктуаций сужается в режиме компенсации потерь. Кроме того, в этом режиме коэффициент диффузии, отражающий скорость процесса фазовой диффузии, достигает минимальных значений:

$$D_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} [\langle \varphi^2 \rangle - \langle \varphi \rangle^2] \rightarrow \min \quad (5)$$

Во **втором разделе** четвертой главы исследуется система плазмонной наноантенны, возбуждаемой однофотонным источником (квантовым эмиттером). Такая конфигурация позволяет с помощью эффекта Парселла увеличить интенсивность излучения однофотонного источника [20–23]. Рассмотрен случай сильного Парселл-эффекта, когда источник всю энергию тратит на возбуждение плазмонной наноантенны. Исследуются когерентные свойства излучения системы. Показано, что функция когерентности, $g^{(2)}(0)$, в случае малых накачек может принимать значения в интервале от 0 до 2, в зависимости от отношения энергии взаимодействия между модой резонатора и источником к энергии тепловых флуктуаций наноантенны, $\hbar\Omega_R/kT$. При малом отношении $\hbar\Omega_R/kT$ тепловое излучение наноантенны превосходит одноквантовое излучение источника, и величина $g^{(2)}(0)$ достигает 2, что соответствует излучению чёрного тела. При большом отношении $\hbar\Omega_R/kT$ расстояние между собственными состояниями увеличивается. Это означает, что наноантенна перестает излучать как тепловой источник. Показано, что при достаточно большой мощности накачки однофотонного источника излучение наноантенны имеет однофотонную

природу, $g^{(2)}(0) \rightarrow 0$, и что скорость излучения может быть увеличена до 10^{12} c^{-1} (см. Рис. 2).

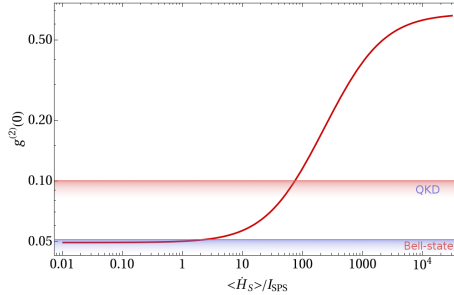


Рис. 2 — Зависимость $g^{(2)}(0)$ от интенсивности излучения наноантенны, отнесенной к интенсивности одиночного однофотонного источника, $I \sim 10^9 \hbar \omega \text{ c}^{-1}$. Зона под красной линией отражает значения, необходимые для приложений криптографии. Синяя линия указывает на значения, необходимые для источников в состоянии Белла.

В случае же ещё больших накачек влияние параметра Ω_R/T незначительно, и система переходит в режим лазирования, то есть излучение становится когерентным и $g^{(2)}(0) = 1$.

В **заключении** приведены основные результаты работы:

1. Показано, что как в квантовом, так и в классическом случае сверхизлучение есть результат конструктивной интерференции огибающих дипольных моментов излучателей. Интерференция происходит вследствие существования точки сгущения фазовых траекторий дипольных моментов отдельных излучателей. Появление такой точки связано с нелинейной природой излучателей.
2. Показано, что существует оптимальная добротность резонатора, в котором находятся излучатели. В таком резонаторе интенсивность сверхизлучательного пика максимальна.
3. Предсказан эффект модовой кооперации для двумерных плазмонных лазеров с распределенной обратной связью. Он заключается в том, что в режиме постоянной накачки генерация происходит на светлых модах с высокими излучательными потерями вместо темных мод с низкими потерями. Модовая кооперация объясняет уширение диаграммы направленности, наблюдавшееся в эксперименте.
4. Показано наличие зависимости времени отклика двумерного плазмонного лазера с распределенной обратной связью на внешний импульс от площади пятна накачки. Обнаружено существование оптимального размера пятна накачки, при котором отклик лазера составляет 1 пс.

5. Показано, что в отклике плазмонного нанолазера на внешнее электромагнитное поле в режиме компенсации потерь наблюдается подавление тепловых шумов и сужение спектра фазовых флуктуаций и эффективный коэффициент диффузии фазы уменьшается на порядок в сравнении с его значениями вне режима компенсации потерь.
6. Показано, что плазмонная наноантенна, запитываемая однофотонным источником, излучает одиночные фотоны в случае, когда отношение энергии взаимодействия наноантенны и источника к энергии тепловых флуктуаций наноантенны много больше единицы. В этом режиме наноантенна излучает с интенсивностью в 10^3 раз превосходящей интенсивность излучения одного однофотонного источника.

Публикации автора по теме диссертации

1. Superradiance of a subwavelength array of classical nonlinear emitters / N. E. Nefedkin [et al.] // Optics Express. — 2016. — Feb. 22. — Vol. 24, no. 4. — P. 3464. — URL: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-24-4-3464>.
2. Superradiance of non-Dicke states / N. E. Nefedkin [et al.] // Optics Express. — 2017. — Feb. 6. — Vol. 25, no. 3. — P. 2790. — URL: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-25-3-2790>.
3. Superradiance enhancement by bad-cavity resonator / N. E. Nefedkin [et al.] // Laser Physics. — 2017. — June 1. — Vol. 27, no. 6. — P. 065201. — URL: <http://stacks.iop.org/1555-6611/27/i=6/a=065201?key=crossref.fc4c5e9b9ed51a9ab720bd8c2449a771>.
4. Stochastic resonance in the loss compensation regime of a plasmonic nanolaser / N. E. Nefedkin [et al.] // Physical Review A. — 2017. — Sept. 1. — Vol. 96, no. 3. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.96.033801>.
5. Mode Cooperation in a Two-Dimensional Plasmonic Distributed-Feedback Laser / N. E. Nefedkin [et al.] // ACS Photonics. — 2018. — Aug. 15. — Vol. 5, no. 8. — P. 3031—3039. — URL: <http://pubs.acs.org/doi/10.1021/acsp Photonics.8b00265>.
6. Response Time of a Plasmonic Distributed Feedback Laser in a Large-Signal Modulation Regime / N. Nefedkin [et al.] // Phys. Rev. Applied. — 2019. — May. — Vol. 11, issue 5. — P. 054067. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.11.054067>.

7. Second-order coherence function of a plasmonic nanoantenna fed by a single-photon source / N. E. Nefedkin [et al.] // Opt. Express. — 2019. — Aug. — Vol. 27, no. 16. — P. 23396—23407. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-27-16-23396>.

Список литературы

1. *Sarychev, A. K.* Magnetic plasmonic metamaterials in actively pumped host medium and plasmonic nanolaser / A. K. Sarychev, G. Tarkovsky // Physical Review B. — 2007. — Vol. 75, no. 8. — P. 085436.
2. *Bergman, D. J.* Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems / D. J. Bergman, M. I. Stockman // Physical review letters. — 2003. — Vol. 90, no. 2. — P. 027402.
3. Dipole nanolaser / I. E. Protsenko [et al.] // Physical Review A. — 2005. — Vol. 71, no. 6. — P. 063812.
4. *Premaratne, M.* Theory and technology of SPASERS / M. Premaratne, M. I. Stockman // Advances in Optics and Photonics. — 2017. — Vol. 9, no. 1. — P. 79—128.
5. *Kneipp, K.* Surface-enhanced Raman scattering: physics and applications. Vol. 103 / K. Kneipp, M. Moskovits, H. Kneipp. — Springer Science & Business Media, 2006.
6. *Bennett, C. H.* Quantum information / C. H. Bennett // Physica Scripta. — 1998. — Vol. 1998, T76. — P. 210. — URL: <http://stacks.iop.org/1402-4896/1998/i=T76/a=030>.
7. *Bouwmeester, D.* The physics of quantum information. Vol. 3 / D. Bouwmeester, A. Ekert, A. Zeilinger. — Springer, Berlin, 2000.
8. *Georgescu, I. M.* Quantum simulation / I. M. Georgescu, S. Ashhab, F. Nori // Reviews of Modern Physics. — 2014. — Vol. 86, no. 1. — P. 153.
9. *Dicke, R. H.* Coherence in spontaneous radiation processes / R. H. Dicke // Physical Review. — 1954. — Vol. 93, no. 1. — P. 99.
10. *Gross, M.* Superradiance: An essay on the theory of collective spontaneous emission / M. Gross, S. Haroche // Physics Reports. — 1982. — Vol. 93, no. 5. — P. 301—396.
11. *Vainshtein, L. A.* Cooperative radiation of electron-oscillators / L. A. Vainshtein, A. I. Kleev //. Vol. 35. — 1990. — P. 359.
12. Superradiance in molecular H aggregates / F. Meinardi [et al.] // Physical review letters. — 2003. — Vol. 91, no. 24. — P. 247401.

13. Demonstration of a spaser-based nanolaser / M. Noginov [et al.] // Nature. — 2009. — Vol. 460, no. 7259. — P. 1110—1112.
14. Energy equipartition and unidirectional emission in a spaser nanolaser / J. S. Toterogongora [et al.] // Laser & Photonics Reviews. — 2016. — Vol. 10, no. 3. — P. 432—440.
15. Lasing action in strongly coupled plasmonic nanocavity arrays / W. Zhou [et al.] // Nature Nanotech. — 2013. — Vol. 8. — P. 506—511.
16. Surface plasmon lasing observed in metal hole arrays / F. Beijnum [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 110, no. 20. — P. 206802.
17. *Hill, M. T.* Advances in small lasers / M. T. Hill, M. C. Gather // Nature Photonics. — 2014. — Vol. 8. — P. 908—918.
18. Ultrafast Pulse Generation in an Organic Nanoparticle-Array Laser / K. S. Daskalakis [et al.] // Nano Letters. — 2018. — Vol. 18, no. 4. — P. 2658—2665. — eprint: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.8b00531>. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.8b00531>.
19. *Coldren, L. A.* Diode lasers and photonic integrated circuits. Vol. 218 / L. A. Coldren, S. W. Corzine, M. L. Mashanovitch. — John Wiley & Sons, 2012.
20. Coupling of a Single Nitrogen-Vacancy Center in Diamond to a Fiber-Based Microcavity / R. Albrecht [et al.] // Physical Review Letters. — 2013. — Vol. 110, no. 24. — P. 243602. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.243602> ; PRL.
21. Coupling of Nitrogen-Vacancy Centers to Photonic Crystal Cavities in Monocrystalline Diamond / A. Faraon [et al.] // Physical Review Letters. — 2012. — Vol. 109, no. 3. — P. 033604. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.033604> ; PRL.
22. *Hoang, T. B.* Ultrafast Room-Temperature Single Photon Emission from Quantum Dots Coupled to Plasmonic Nanocavities / T. B. Hoang, G. M. Akselrod, M. H. Mikkelsen // Nano Letters. — 2016. — Vol. 16, no. 1. — P. 270—275. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b03724>.
23. Ultrabright Room-Temperature Sub-Nanosecond Emission from Single Nitrogen-Vacancy Centers Coupled to Nanopatch Antennas / S. I. Bogdanov [et al.] // Nano Letters. — 2018. — Vol. 18, no. 8. — P. 4837—4844. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.8b01415>.
24. *Purcell, E. M.* Spontaneous emission probabilities at radio frequencies / E. M. Purcell // Physical review letters. — 1946. — Vol. 69. — P. 681.
25. *Maslovski, S. I.* Purcell factor and local intensity enhancement in surface-enhanced Raman scattering / S. I. Maslovski, C. R. Simovski // Nanophotonics. — 2018. — Vol. 8, no. 3. — P. 429—434.

26. *Maier, S. A.* Plasmonics: fundamentals and applications / S. A. Maier. — Springer Science & Business Media, 2007.
27. Surface plasmon lasing observed in metal hole arrays / F. van Beijnum [et al.] // Physical review letters. — 2013. — Vol. 110, no. 20. — P. 206802.
28. *Tenner, V. T.* Measurement of the phase and intensity profile of surface plasmon laser emission / V. T. Tenner, M. J. A. de Dood, M. P. van Exter // ACS Photonics. — 2016. — Vol. 3. — P. 942—946.
29. *Carmichael, H. J.* Statistical methods in quantum optics. Vol. 1 / H. J. Carmichael. — Springer, 1999.
30. *Eguiluz, A.* Electrostatic edge modes along a parabolic wedge / A. Eguiluz, A. Maradudin // Physical Review B. — 1976. — Vol. 14, no. 12. — P. 5526.
31. *Lu, J. Q.* Channel plasmons / J. Q. Lu, A. Maradudin // Physical Review B. — 1990. — Vol. 42, no. 17. — P. 11159.
32. Channel spaser: Coherent excitation of one-dimensional plasmons from quantum dots located along a linear channel / A. Lisiansky [et al.] // Physical Review B. — 2011. — Vol. 84, no. 15. — P. 153409.
33. *Kogelnik, H.* Coupled-wave theory of distributed feedback lasers / H. Kogelnik, C. Shank // Journals of Applied Physics. — 1972. — Vol. 43, no. 2327. — P. 2327.
34. Loss compensation by spasers in plasmonic systems / E. Andrianov [et al.] // Optics express. — 2013. — Vol. 21, no. 11. — P. 13467—13478.
35. Stochastic resonance: noise-enhanced order / V. S. Anishchenko [et al.] // Physics-Uspekhi. — 1999. — Vol. 42, no. 1. — P. 7—36.

Нефедкин Никита Евгеньевич

Коллективная динамика двухуровневых атомов в устройствах нанооптики и
плазмоники

Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано в печать _____.____._____. Заказ № _____

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.

Типография _____