

На правах рукописи



**Герасимов Леонид Владимирович**

**Когерентный контроль рассеяния света  
в неупорядоченных системах холодных атомов**

Специальность 01.04.02 — «Теоретическая физика»

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2016

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

Научный руководитель: Доктор физико-математических наук,  
**Куприянов Дмитрий Васильевич**,  
профессор кафедры «Теоретической физика» ФГАОУ ВО «СПбПУ».

Официальные оппоненты: Доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник,  
**Вартанян Тигран Арменакович**,  
главный научный сотрудник Центра «Информационные оптические технологии» университета ИТМО.

Кандидат физико-математических наук,  
**Лосев Александр Сергеевич**,  
старший преподаватель кафедры «Общая физика 1» физического факультета ФГБОУ ВО «СПбГУ».

Ведущая организация: Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»

Защита состоится «25» января 2017 г. в 14:00 на заседании диссертационного совета Д 212.229.29 на базе ФГАОУ ВО «СПбПУ» по адресу: 195251, Санкт-Петербург, Политехническая, д. 29.

С диссертацией можно ознакомиться в Фундаментальной библиотеке Санкт-Петербургского политехнического университета

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2016 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совет:  
Д 212.229.29, к.ф.-м.н.



Ермакова Наталья Юрьевна

# Общая характеристика работы

## Актуальность темы

Представленная диссертация посвящена развитию теории процессов взаимодействия оптического излучения с неупорядоченными системами холодных атомов и когерентного контроля этих процессов. Интерес к данному направлению экспериментальной и теоретической атомной физики, в значительной степени, обусловлен стремительным прогрессом, как в технике, так и в результатах оптических экспериментов, существенно расширивших возможности прецизионных оптических измерений и методов оптического контроля состояния вещества. Использование когерентного лазерного излучения для управления состоянием ансамблей холодных и ультрахолодных атомов (в основном щелочных металлов) при температурах близких к абсолютному нулю теперь является надёжным экспериментальным инструментом, эффективно используемым и развиваемым во многих исследовательских лабораториях. Количество работ в этом направлении неуклонно возрастает, что связано с возрастающим интересом к этим исследованиям в контексте новых высокотехнологичных приложений.

Последние достижения в области квантовой оптики позволяют ожидать создания, в определённой перспективе, качественно новых, опирающихся на принципы квантовой теории, физических устройств и каналов обработки и передачи информации, возможности которых могут существенно превзойти все существующие классические аналоги. Современные технологии позволяют перенести законы микроскопической физики, такие как квантовая суперпозиция, перепутывание и нелокальность, на макроскопические объекты и информационные каналы. Не вдаваясь в детали, отметим, что любая разрабатываемая квантовая сеть или процессор в своей основе требуют разработки особых алгоритмов передачи, обработки и хранения информации, в основе которых лежат физические принципы квантовой неопределённости и перепутывания состояний. Это естественным образом приводит исследователей к необходимости разработки способов обмена и контроля квантовых состояний для объектов разной физической природы, т.е. создания полноценных систем квантового интерфейса. Системы холодных атомов, находящихся в свободном состоянии либо связанных с оптическими ловушками, являются одним из потенциальных и весьма перспективных кандидатов для разработки подобных систем [1–3].

В диссертации, преимущественно с теоретических позиций, рассмотрен ряд оптических процессов в системах холодных атомов, ориентированных как на проблемы квантовой информатики, так и представляющих общефизический интерес. Мы надеемся, что представленная диссертация внесёт определённый вклад в развитие обозначенного выше *актуального* направления перспективных исследований, сформировавшегося на стыке атомной физики, квантовой оптики и квантовой физики в целом.

## Цели и задачи

*Целью* представленной диссертации является теоретическое описание процесса пленения оптического излучения, распространяющегося в оптически плотных неупорядоченных

ансамблях холодных атомов в условиях, когда состояние системы контролируется действием внешних управляющих оптического и радиочастотного полей. Принципиальную трудность для развиваемой теории представляет учёт векторной природы электромагнитного поля и сложной многоуровневой структуры оптических и радиочастотных переходов атомов. Нелинейные эффекты взаимодействия атомов с сильными управляющими полями приводят к появлению в их энергетическом спектре сложной квазиэнергетической структуры, существенно расширяющей базовую модель динамического эффекта Штарка, предложенную в пионерской работе S. Autler и C. Townes [4]. Внесение в подобную систему пространственной анизотропии и неоднородности приводит к появлению ряда эффектов, проявляющихся в распространении рассеиваемого излучения в атомной среде. В диссертации проводится оптимизация важного для разработки систем квантового интерфейса базового рамановского процесса, развивающегося в оптически плотной среде по контролируемым каналам рассеяния и происходящего в режиме многократного рассеяния. В соответствии с обсуждаемыми и решаемыми в представленной диссертации *задачами*, работа преследует следующие цели:

1. Рассмотреть основные методы и достижимые параметры приготовления и управления состоянием систем холодных атомов в лабораторных условиях. Провести анализ основных схем взаимодействия атомных систем с оптическим излучением с точки зрения приложений к задачам квантовой информатики.

2. Разработать общую методику теоретического расчёта процессов взаимодействия оптического излучения в атомных системах, базирующуюся на микроскопических методах расчёта с использованием диаграммной техники Константинова–Переля–Келдыша.

3. Применение разработанной теории для описания процесса рамановского усиления излучения в условиях его пленения неупорядоченной системой холодных атомов в приложении к задаче о “случайной” лазерной генерации. Проанализировать кинетические характеристики процессов пленения и усиления излучения, а также представить результаты математического моделирования для интенсивности излучения генерируемого средой.

4. Рассмотреть механизм диффузионной квантовой памяти для света, базирующийся на принципе рамановской конверсии распространяющегося в рассеивающей среде сигнального излучения в режиме многократного упругого рассеяния (пленения излучения).

5. Проанализировать возможность оптимизации квазиодномерных систем квантовой памяти, предполагающих транспортировку сигнального излучения через диэлектрический волоконный волновод и создание атомной ловушки вблизи волокна. Рассмотреть возможность предотвращения потерь сигнального света, поместив эту систему в среду упруго рассеивающих холодных атомов.

## **Научная новизна:**

В работе получены следующие результаты:

1. Разработана методика расчёта процесса распространения и пленения излучения в атомной среде, состояние которой управляется когерентными оптическим и радиочастотным полями.

2. Проведено описание процесса рамановского усиления излучения в условиях его многократного рассеяния в ансамбле холодных атомов и выявлены физические критерии возникновения режима “случайной” лазерной генерации. Рассчитана спектральная и угловая зависимости интенсивности рамановского излучения, генерируемого атомной средой при различных значениях её оптической толщины.

3. Рассмотрен диффузионный протокол квантовой памяти, в котором длина оптического пути сигнального света, распространяющегося в атомной среде, может быть увеличена за счёт эффекта пленения излучения. Рассчитана задержка импульса сигнального излучения, обусловленная стимулированным рамановским взаимодействием с модой управляющего поля.

4. Предложена схема квантового голографирования неклассического поляризованно-сжатого состояния света через его отображение на ячейки диффузионной квантовой памяти.

5. Показано, что с помощью эффекта некогерентного упругого рассеяния можно предотвратить потери при распространении излучения в квазиодномерном канале в пространственно-неоднородных атомных системах. Проведены демонстрационные расчёты для диффузионного протокола квантовой памяти, а также для рамановского усиления излучения в условиях его пленения.

## **Теоретическая и практическая значимость**

Как уже было отмечено, работа посвящена исследованию вопросов, тесно связанных с современными проблемами физики квантовой информации. Несмотря на успешные демонстрационные эксперименты по квантовой телепортации, реализации идеи квантовой криптографии, демонстрации задержки распространения и “остановки” света, исследователи в настоящее время столкнулись с серьезными трудностями, связанными с необходимостью создания однофотонных источников света, осуществления квантового перепутывания по требованию, создания систем квантового интерфейса и памяти. Для создания надёжных систем квантового интерфейса необходимо обеспечить эффективное динамическое и контролируемое взаимодействие света с веществом. Однако организовать этот процесс достаточно сложно из-за изначально низкой эффективности самого элементарного взаимодействия фотонов с атомами, по сути, из-за малости безразмерной константы взаимодействия в квантовой электродинамике. Кооперативные эффекты, проявляющиеся при вовлечении в процесс не одиночных атомов, а их коллективов, позволяют существенно увеличить эффективную константу взаимодействия и преодолеть эту трудность.

По этой причине, взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ансамблями рассматривается многими научными группами как перспективная физическая схема для реализации на её основе базовых элементов достаточно сложных квантово-информационных протоколов [1]. Представленная диссертация непосредственно связана с теоретическими вопросами, относящимися к этой проблеме. Отдельно можно выделить также проблему создания источников неклассических (однофотонных, перепутанных по требованию и т.п.) состояний света. В этой связи в третьей главе диссертации рассматривается система — “случайный лазер” — представляющая определённый интерес с точки зрения разработки источни-

ков неклассического излучения. В четвертой главе предложен способ создания, устойчивой к изменениям пространственной конфигурации (движению) атомов, квантовой голограммы для состояния, так называемого, поляризационно сжатого света, имеющего принципиальную неклассическую природу. Также обратим внимание на то, что разрабатываемая нами общая теория численного моделирования процессов многократного рассеяния и управления излучением в условиях пленения в оптически плотной среде холодных атомов может быть в перспективе востребована для решения новых возникающих задач в области квантовой информатики.

## **Методология и методы исследования**

Результаты, приведённые в данной диссертации, получены с помощью использования современного аппарата теоретической и математической физики. Рассмотрение взаимодействий света с атомной средой проведено на основе квантово-электродинамического подхода в полном соответствии с представлениями и требованиями современной теоретической физики.

## **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Разработана методика расчёта процесса многократного рассеяния и диффузионного распространения света в оптически плотной среде холодных атомов, внутреннее состояние и энергетическая структура которых управляется действием внешних оптических и радиочастотных полей.

2. Установлены физические условия, необходимые для осуществления “случайной” лазерной генерации с рамановской накачкой в оптически плотной среде атомов щелочного металла. Показано, что ключевым требованием для этого является пространственное разделение областей, в которых происходят процессы усиления и пленения излучения.

3. Предложена рамановская схема квантовой памяти в случае диффузионного распространения сигнального светового импульса в упруго рассеивающей среде.

4. Предложена схема “мягкого резонатора”, основанная на связывании излучения в выделенной пространственной области механизмом упругого некогерентного рассеяния окружающими атомами. Схема позволяет минимизировать потери, возникающие в квазиодномерных системах квантового интерфейса в результате спонтанного рассеяния сигнального света.

## **Степень достоверности и апробация результатов**

По материалам диссертации выполнены доклады на ряде международных конференций и семинаров:

1. E.M. Ezhova, L.V. Gerasimov, D.V. Kupriyanov, “Coherent light scattering from a quantum degenerate Bose-gas”, EMN Meeting on QCQI-2016, Berlin

2. A.S. Sheremet, L.V. Gerasimov, V.A. Pivovarov, D.V. Kupriyanov, “Quasi-one-dimensional channel for light-atoms quantum interface”, International conference on Laser Physics (LPHYS’16), Yerevan

3. L.V. Gerasimov, D.V. Kupriyanov, M.D. Havey, “Raman amplification and trapping of radiation in an inhomogeneous and disordered system of cold atoms”, International Conference on Quantum Technologies (ICQT’15), Moscow

4. L.V. Gerasimov, D.V. Kupriyanov, M.D. Havey, “Random lasing under conditions of radiation trapping in an inhomogeneous and disordered system of cold atoms”, International conference on Laser Physics (LPHYS’15), Shanghai

5. Л.В.Герасимов, Д.В.Куприянов, М.Д.Havey, “Случайная генерация в условиях пленения излучения в неоднородном ансамбле холодных атомов”, IX семинар по квантовой оптике им. Клышко, 2015, Москва

и др.

### **Личный вклад**

Основные, представленные в работе, результаты были получены автором лично. Выбор общего направления исследования, обсуждение и постановка рассматриваемых задач осуществлялись совместно с научным руководителем.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и двух приложений. Полный объём диссертационной работы составляет 126 страниц, в том числе 11 страниц приложений и 13 страниц списка литературы, содержащего 188 наименований. Основная часть работы содержит 21 рисунок, 4 рисунка входят в состав приложений.

## **Основное содержание работы**

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, сформулированы основные цели и задачи, решаемые в рамках проведённых исследований, описаны научная новизна, практическая и теоретическая значимость представляемой работы. Кроме того, во введении сформулированы основные защищаемые положения, приведён список работ, опубликованных автором, а также представлен краткий перечень международных конференций и семинаров, на которых были выполнены доклады по материалам исследования.

В **первой главе** диссертации рассмотрены основные способы приготовления и контроля систем холодных атомов в лабораторных условиях. Кратко описаны физические механизмы, на которых базируется работа магнитно-оптических ловушек, такие как механизмы доплеровского и сизифова охлаждения. Также, на примере простейшей конфигурации энергетических подуровней атомов, рассмотрен принцип возникновения сил, обуславливающих связывание атомов в условиях совместного действия света и магнитного поля в ловушке. Далее, нами обсуждается техника испарительного охлаждения, являющаяся важным инструментом, позволяющим создавать в лабораторных условиях ансамбли ультрахолодных атомов,

характеризуемые высокими плотностями и возможностью достижения температур ниже критического значения, приводящих к достижению состояния конденсации Бозе-Эйнштейна.

Также в главе 1 рассмотрен ряд важных для приложений задач, для решения которых могут быть эффективно использованы схемы когерентного взаимодействия между светом и атомными ансамблями. Кратко описана удобная для понимания процессов когерентного контроля излучения базовая трёхуровневая модель, известная как  $\Lambda$ -схема. Приведён обзор работ, рассматривающих когерентные эффекты взаимодействия излучения с атомными системами в условиях многократного рассеяния. В заключение первой главы представлен краткий обзор ряда недавних экспериментальных и теоретических результатов, ориентированных на развитие оптических схем квантового интерфейса, проводимых как с системами холодных атомов, так и базирующихся на иных материальных объектах, таких как твердотельные кристаллы, одиночные ионы, атомные газы при комнатных температурах.

Во второй главе описывается разработанная автором общая методика расчёта процессов многократного рассеяния (диффузии) и распространения света в оптически плотной системе холодных атомов, внутреннее состояние и энергетическая структура которых управляется действием внешних электромагнитных полей. Интересующие нас характеристики света, такие как энергетический поток, поляризация и его когерентные свойства, могут быть связаны с его корреляционной функцией первого порядка  $D_{11'}^{(E)} = \langle E_1^{(-)} E_{1'}^{(+)} \rangle$ , где  $E_1^{(+)}$ ,  $E_{1'}^{(-)}$  — операторы  $(\pm)$ -частотных компонент поля в представлении Гейзенберга и для обозначений пространственных и временных аргументов, а также поляризационных индексов, введены обозначения  $1, 1'$ .

Вычисление корреляционной функции с помощью разложения её в ряд теории возмущений предполагает использование формализма вторичного квантования для описания полевой и атомной подсистем, а также переход к представлению взаимодействия и использование квазирезонансного приближения и приближения вращающейся волны. Используемый подход позволяет в замкнутой форме найти аналитические выражения для базовых характеристик рассматриваемых процессов: диэлектрической восприимчивости атомной среды, полевых функций Грина запаздывающего и опережающего типов, тензора рассеяния — в условиях, когда концентрация атомов достаточно мала  $n_0(\lambda/2\pi)^3 \ll 1$ . Тензор диэлектрической восприимчивости, заданный в своих главных осях, имеет диагональную структуру

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где нами предполагается наиболее важный для описания эксперимента случай линейной поляризации управляющих полей, и в качестве направления их поляризации выбрана ось  $Z$ . Анизотропия тензора связана именно с присутствием управляющих полей, так что элементы тензора  $\chi_{\perp} = \chi_{\perp}(\mathbf{r}, \omega)$  характеризуют отклик атомной поляризации на возбуждение компонентой пробного поля с вектором поляризации, лежащим в плоскости  $XY$ . Функция  $\chi_{\parallel} = \chi_{\parallel}(\mathbf{r}, \omega)$  соответствует отклику на пробное поле, линейно поляризованное вдоль оси  $Z$  (см. рис 1, 2).



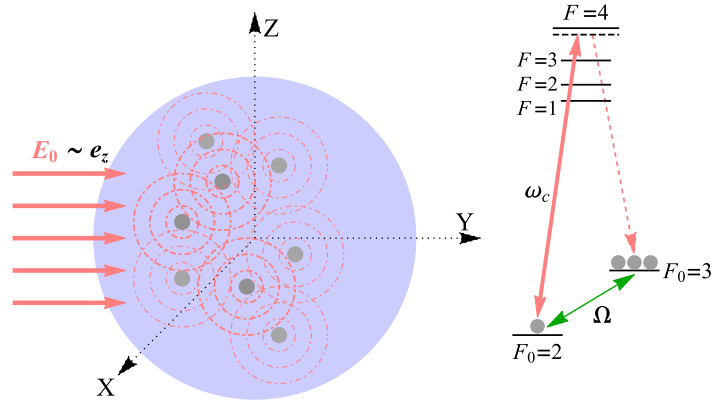


Рис. 1: Геометрия возбуждения атомов когерентными управляющими полями, линейно поляризованными вдоль направления  $Z$ . На диаграмме в правой части рисунка изображена схема рассматриваемых переходов и рамановской эмиссии, реализуемая в системе сверхтонких энергетических подуровней  $D_2$ -линии  $^{85}\text{Rb}$ , см. основной текст.

Компоненты тензора диэлектрической восприимчивости использованы далее для вычисления фотонного пропагатора запаздывающего типа, описывающего процесс распространения в среде излучения, создаваемого точечным дипольным источником, и являющегося радиационным откликом на возбуждающее атомный диполь поле. Отвлекаясь от деталей математического описания и обращаясь к физике процесса, явление диффузионного распространения пробного излучения в атомной среде можно рассматривать как последовательную фрагментацию исходно плоской, а затем сферических волн, которые распространяются по среде в различных направлениях и рассеиваются на атомах, являющихся источниками вторичной, третичной и т.д. волн. Характерный масштаб затухания таких волн связан со средним расстоянием, проходимым излучением между двумя последовательными актами рассеяния, и определяется транспортной длиной  $l_{tr}$ . Для разреженной среды, при  $n_0(\lambda/2\pi)^3 \ll 1$ , данное расстояние значительно превышает оптическую длину волны излучения  $l_{tr} \sim |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \gg \lambda/2\pi$ . Таким образом, вид фотонного пропагатора достаточно установить лишь в асимптотической области — в волновой зоне каждого из рассеивателей. Рассматривая функцию Грина в стационарных условиях и полагая, что в объёме, характеризуемом линейным размером порядка транспортной длины, плотность атомов, как и атомная восприимчивость, однородны, а также переходя к представлению Фурье, можем представить функцию Грина следующим образом:

$$\mathcal{D}_{\mu_1\mu_2}^{(R)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) \approx -\hbar X_{\mu_1\mu_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) \frac{\exp ik|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}, \quad (2)$$

где на фоне быстрых пространственных осцилляций расходящейся сферической волны нами выделена её медленно меняющаяся амплитуда  $X_{\mu_1\mu_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$ , которая может быть найдена аналитически и связана с главными компонентами тензора восприимчивости.

Данные характеристики позволяют провести описание процесса трёхмерного распространения пробного излучения в условиях его пленения в среде холодных атомов, находящихся под воздействием когерентных управляющих полей, а также с учётом возможности

его усиления за счёт излучения атомов, находящихся в возбуждённом состоянии. Для этого нами используется уравнение Бете-Салпитера, представленное для корреляционной функции пленённого излучения. Данный подход позволяет учесть векторную природу поля и многоуровневую зеемановскую структуру сверхтонких подуровней атомов, а также строго включить в расчёт нелинейные эффекты взаимодействия атомов с управляющими полями произвольной интенсивности.

В третьей главе нами рассмотрена схема рамановского усиления излучения в неупорядоченной среде, состоящей из холодных атомов щелочного металла. Рассматривается излучение в системе сверхтонких подуровней  $D_2$ -линии этих атомов, в частности, в расчёте рассматривается ансамбль атомов  $^{85}\text{Rb}$ , и схема уровней и переходов, изображённая на рисунке 1. Предполагается, что изначально атомы рубидия заселяют сверхтонкий подуровень основного состояния с полным угловым моментом  $F_0 = 3$ . С помощью воздействия на атомы когерентным радиочастотным полем на частоте  $\Omega$  часть атомов может быть переселена на второй сверхтонкий подуровень основного состояния. Возбуждение переселённых атомов с помощью сильного управляющего поля с частотой  $\omega_c$  с подуровня  $F_0 = 2$  инициирует в системе нерезонансную спонтанную рамановскую эмиссию благодаря взаимодействию с возбуждёнными состояниями  $F = 2, 3$ , и приводит к переселению атомов обратно в исходное состояние  $F_0 = 3$ . Ключевой особенностью данной схемы возбуждения является то, что частоту рождающегося в ходе спонтанного рамановского процесса света можно настроить резонансной изолированному переходу  $F_0 = 3 \rightarrow F = 4$ , см. рис. 1, и осуществить пленение света посредством упругого рэлеевского рассеяния в оптически плотном образце. Если оптическая толщина среды достаточно велика, то генерируемое и задержанное эффектом пленения излучение будет испытывать дополнительное усиление, обусловленное процессом спонтанной рамановской эмиссии.

Тот факт, что часть атомов системы формирует активную среду и находится в возбуждённом состоянии, создавая эффект усиления распространяющегося излучения вследствие инициированной ими спонтанной эмиссии в моду пробного излучения, может быть учтён соответствующим вкладом в поляризационный оператор и связанную с ним диэлектрическую восприимчивость среды

$$\begin{array}{c} \mu \\ \leftarrow \quad \rightarrow \\ \mu' \\ \leftarrow \quad \rightarrow \end{array} + \begin{array}{c} \mu \\ \leftarrow \quad \rightarrow \\ \mu' \\ \leftarrow \quad \rightarrow \end{array} \sim \chi_{\mu\mu'}^{(A)}(\mathbf{r}, \omega) \quad (3)$$

Внутренние атомные линии поляризационного оператора на этих диаграммах описывают динамику атомов активной среды под воздействием управляющих полей накачки, обеспечивающих заселение их возбуждённого состояния. Эффект усиления света накладывает на диэлектрическую восприимчивость активной среды требование  $\text{Im} \left[ \chi_{\mu\mu'}^{(A)}(\mathbf{r}, \omega) \right] < 0$ .

Нами предполагается, что характерные значения матричных элементов операторов взаимодействия атомов с радиочастотным и оптическим управляющим полями выбраны таким образом, что в рассматриваемой системе спонтанный рамановский процесс является слабым, но вместе с тем, более сильным, чем взаимодействия атомов с радиополем. Таким образом, с учётом существующего взаимодействия атомов с более или менее однородно распределён-

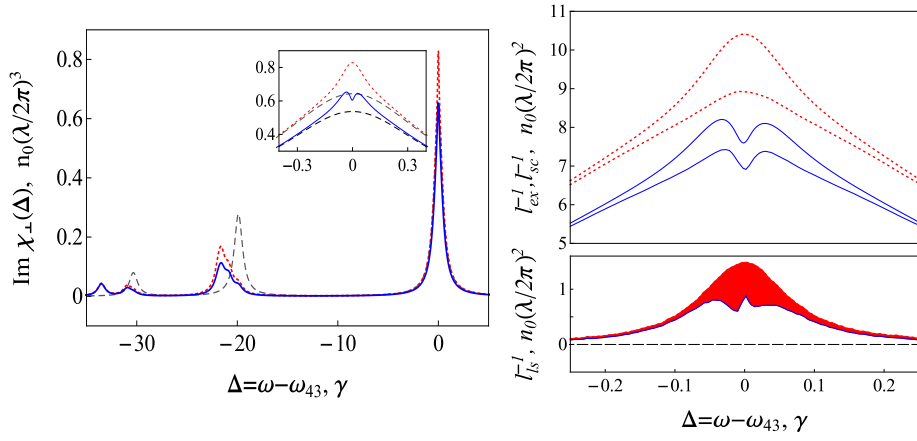


Рис. 2: В левой части рисунка представлена зависимость мнимой части поперечной компоненты тензора восприимчивости  $\chi_{\perp}(\omega)$  (1), масштабированной в безразмерных единицах атомной плотности  $n_0(\lambda/2\pi)^3$ , как функции отстройки частоты пробного излучения от атомного перехода  $F_0 = 3 \rightarrow F = 4$ :  $\Delta = \omega - \omega_{43}$ . Серым пунктиром показана невозмущённая резонансная структура восприимчивости, соответствующая переходам  $D_2$ -линии атомов  $^{85}\text{Rb}$ , возбуждаемым пробным полем со сверхтонкого подуровня  $F_0 = 3$ . Справа показаны спектральные зависимости параметров обратных длин экстинкции  $l_{\text{ex}}^{-1}(\omega)$  (верхние кривые) и рассеяния  $l_{\text{sc}}^{-1}(\omega)$  (нижние кривые). Зависимости представлены как для случаев, когда атомы находятся под воздействием только управляющей моды оптического поля (красный пунктир), так и для случая, когда воздействуют оба управляющих поля, как оптическое так и радиочастотное (синие кривые). Нижний график показывает уменьшение длины потерь  $l_{\text{ls}}(\omega)$  в случае спонтанной рамановской эмиссии.

ной пленённой компонентой излучения, приводящей к равномерному перераспределению атомов по зеемановским подуровням состояния  $F_0 = 3$ , фактически лишь малая их доля может быть переселена радиополем из этого базового заселенного состояния на нижний сверхтонкий подуровень  $F_0 = 2$ . Благодаря этому эффекты стимулированного рамановского усиления могут проявляться на линейных масштабах  $l_g$  значительно превышающих транспортную длину. Таким образом, рассматриваемый процесс рамановского усиления излучения может быть последовательно рассчитан в рамках развитой в первой главе теории и решения уравнения Бете-Салпитера.

Для качественной оценки свойств рассматриваемого нами комбинированного процесса пленения и усиления излучения удобным является введение его кинетических характеристик. Определим длину экстинкции излучения  $l_{\text{ex}}(\omega)$ , характеризующую в среде с потерями линейный масштаб, на котором происходит затухание распространяющейся в среде волны в  $e$  раз,

$$l_{\text{ex}}^{-1}(\omega) = n_0 \sigma_{\text{ex}}(\omega) = 4\pi k \text{Im} \chi(\omega) \quad (4)$$

и связанную с мнимой частью главных компонент тензора восприимчивости (1), см. рисунок 2. Величина  $n_0$  определяет концентрацию атомов в образце и, вообще говоря, зависит от пространственной координаты  $\mathbf{r}$ . В случае инверсии населённостей параметр длины экстинкции (4) может принимать отрицательные значения. В этом случае он определяет линейный масштаб, на котором происходит не ослабление, а, напротив, усиление интенсивности распространяющегося излучения в  $\epsilon$  раз. Другим параметром, важным для кинетического описания процесса пленения излучения, является длина рассеяния  $l_{sc}$ , определяемая следующим образом

$$\begin{aligned} l_{sc}^{-1}(\omega) &= n_0 \sigma_{sc}(\omega) \\ \sigma_{sc}(\omega) &= \frac{\omega \omega'^3}{c^4} \frac{1}{2F_0 + 1} \sum_{m', m, e'} \int \left| \alpha_{\mu' \mu}^{(m' m)}(\omega) e'_{\mu'} e_{\mu} \right|^2 d\Omega, \end{aligned} \quad (5)$$

и представленная сечением рассеяния излучения на атоме  $\sigma_{sc}(\omega)$ . Здесь  $\omega$ ,  $\mathbf{e}$  и  $\omega'$ ,  $\mathbf{e}'$  — соответственно частота и вектор поляризации падающего и рассеянного фотонов. Интегрирование в (5) проводится по всем возможным направлениям распространения рассеянного излучения. Начальные и конечные состояния атома  $m$  и  $m'$  связаны тензором рассеяния  $\alpha_{\mu' \mu}^{(m' m)}(\omega)$ , см. [5]. Видно, что как длина рассеяния  $l_{sc}$ , так и длина экстинкции  $l_{ex}$ , существенным образом зависят от поляризационных свойств и направления распространения излучения в анизотропной среде.

Рассматриваемое формально, определение (5) учитывает возможность как упругого процесса рассеяния, когда  $\omega = \omega'$ , и состояния  $m$ ,  $m'$  принадлежат подуровню  $F_0 = 3$  основного состояния, так и вероятность неупругого процесса обратного антистоксова рассеяния, когда  $\omega \neq \omega'$ , и атом переходит на сверхтонкий подуровень  $F_0 = 2$ . Поскольку рассеявшийся по неупругому каналу свет с подавляющей вероятностью покинет атомную систему, являющуюся для него прозрачной, в диффузионном распространении излучения в среде участвует лишь упругий канал. Поэтому, удерживая в  $l_{sc}$  только вклады упругого канала, определим кинетическую характеристику, ответственную либо за потери либо за усиление света в среде

$$l_{ls}^{-1}(\omega) \equiv -l_g^{-1}(\omega) = l_{ex}^{-1}(\omega) - l_{sc}^{-1}(\omega). \quad (6)$$

В случае положительного значения  $l_{ls}(\omega)$  определяет характерный линейный масштаб, связанный с потерями излучения в системе в результате процессов неупругого рассеяния. Второе равенство в (6) выражает тот факт, что в усиливающей среде данное выражение может принимать не только положительные но и отрицательные значения. Действительно, знак разности в правой части выражения (6) определяется балансом между потерями, обусловленными процессом обратного антистоксова рассеяния, и стимулированным усилением, возникающим за счёт рамановского рассеяния в моду распространяющегося в среде пробного излучения. Конкурирование этих процессов качественно учитывается характеристикой обратной длины экстинкции  $l_{ex}^{-1}(\omega)$  после вычитания из неё вклада упругого рассеяния, характеризуемого обратной длиной рассеяния  $l_{sc}^{-1}(\omega)$ . Таким образом, в том случае, когда усиление в рассматриваемой системе преобладает над потерями, и длина потерь  $l_{ls}(\omega) < 0$ , нужно переопределить данную

величину как длину усиления  $l_g(\omega) > 0$ . При обращении этого неравенства в оптически плотной и усиливающей среде, в принципе, могут быть достигнуты условия для возникновения “случайной” лазерной генерации.

На рисунке 2 показаны частотные зависимости диэлектрической восприимчивости среды (1), а также введённых выше кинетических параметров в спектральной окрестности перехода  $F_0 = 3 \rightarrow F = 4$ . Во всей представленной области спектра длина потерь  $l_{ls}(\omega)$  положительна, что обусловлено доминированием канала потерь, обусловленных обратным антистоксовым рассеянием, над механизмом рамановского усиления пленённого излучения. Квазиэнергетическая структура Ауслера-Таунса возбуждённого состояния атомов, сформированная действием управляющих полей, существенным образом увеличивает вероятность рассеяния света по данному каналу. При этом, как эмиссия, так и усиление пленённого излучения сами обеспечены присутствием этих полей, что приводит к достаточно любопытной спектральной зависимости покидающей среду флуоресценции. Интересно, что в этой картине наблюдается эффект пленения излучения на квазиэнергетическом резонансе даже в том случае, когда оптическая частота существенным образом отстроена от изолированного перехода  $F_0 = 3 \rightarrow F = 4$ , т.е. в случае, когда невозмущённая воздействием контрольного поля атомная система являлась бы полностью прозрачной. Это приводит к определённому нарастанию выходной флуоресценции при увеличении параметра резонансной оптической толщины среды. Однако негативным, с точки зрения достижения режима “случайной” лазерной генерации, является то, что в данном случае потери всегда преобладают над усилением.

Тем не менее существует диапазон частот на которых в рассматриваемой системе можно обнаружить определённые признаки усиления. На рисунке 2 эта спектральная область выделена красным цветом. В этой области эффект пленения излучения максимально выражен за счёт сильного резонансного рассеяния на изолированном переходе  $F_0 = 3 \rightarrow F = 4$ , при котором происходит максимально возможное накапливание света эмитированного спонтанным рамановским процессом.

Зависимости приведённые на рисунке 3 представляют результаты компьютерного моделирования процесса рамановской эмиссии всего атомного образца в условиях пленения излучения, в случае, когда распределение концентрации атомов подчиняется гауссовому закону. Показана интенсивность света, излучаемого атомным облаком при ее наблюдении под углом  $\theta = 45^\circ$  к направлению поляризации управляющих полей, представленная как функция отстройки управляющего оптического поля от частоты запрещённого перехода  $F_0 = 2 \rightarrow F = 4$ :  $\Delta_c = \omega_c - \omega_{42} - \Delta_L$ , где  $\Delta_L$  — величина светового сдвига подуровня  $F_0 = 2$ . Цветовая насыщенность представленных кривых, варьируемая от светлого до тёмного, соответствуют различным оптическим толщинам системы  $b_0$ , определяемым по декременту затухания в законе Бугера — Ламберта — Бера и варьируемым, соответственно, от меньших значений к большим  $b_0 = 1, 5, 10, 15, 20$ . Пунктирные кривые в нижней части графика соответствуют неупругой компоненте излучения, сплошные синие линии в средней части — упругой. Красные кривые в верхней части рисунка соответствуют суммарной интенсивности излучения по обоим каналам. Подобная картина излучения в схеме рамановской накачки атомов  $^{85}\text{Rb}$ , помещённых

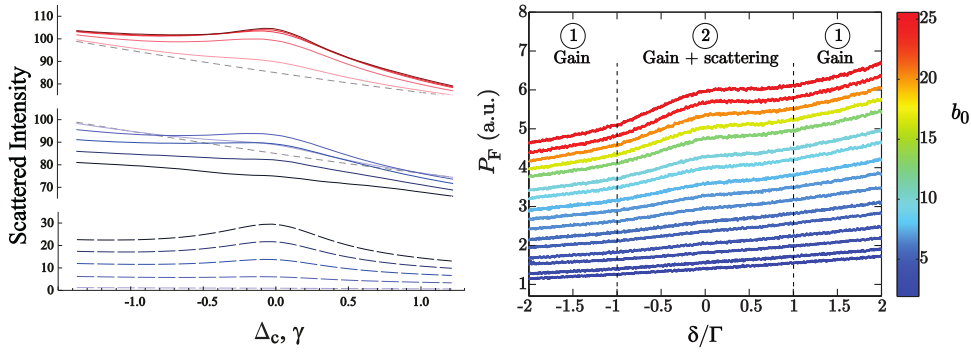


Рис. 3: Слева представлены результаты численного моделирования процесса рамановской эмиссии в условиях пленения излучения (см. текст). Интенсивность рассеянного света нормирована на количество эмитированных фотонов в единицу времени на единицу спектрального интервала. В правой части рисунка представлена спектральная зависимость интенсивности рассеянного света, полученная в эксперименте [6], в котором была задействована конфигурация, схожая с рассматриваемой в диссертации. Различный наклон у теоретических и экспериментальных кривых обусловлен тем, что в случае, рассмотренном в диссертации, в качестве изолированного пленяющего свет перехода был выбран  $F_0 = 3 \rightarrow F = 4$ , а в эксперименте — переход  $F_0 = 2 \rightarrow F = 1$ .

в магнито-оптическую ловушку, наблюдалась в эксперименте [6], результаты которого представлены в правой части рисунка 3.

Проблема потерь, препятствующих достижению режима случайной лазерной генерации, может быть решена путём введения в рассматриваемую систему пространственной неоднородности. Ключевым условием, которое при этом необходимо удовлетворить, является пространственное разделение тех областей в атомной системе, в которых происходит усиление от областей, в которых происходит рассеяние (пленение) излучения. В первой активной области, где происходит усиление излучения, все атомы должны быть переселены на сверхтонкий подуровень  $F_0 = 2$ , обеспечивающий рамановскую накачку системы под действием оптической моды управляющего поля, см. диаграмму, представленную в верхней части рисунка 4. Отсутствие атомов на подуровне  $F_0 = 3$  позволит исключить возможность обратного антистоксова рассеяния в данной области среды. Если окружить активную область оптически плотной конфигурацией атомов, находящихся на подуровне  $F_0 = 3$ , пленяющих генерируемое излучение, но не испытывающих воздействия управляющего поля, то в системе может быть достигнут эффект обратной связи и возникнуть нестабильность, обусловленная совместным влиянием на излучение со стороны активной и упруго рассеивающей областей атомной среды. При этом вторая область, обеспечивающая пленение излучения, выполняет функцию “мягкого резонатора” (“soft cavity”) [7]. Введённый нами термин предполагает, что в отличие от рассеяния на зеркалах обычного резонатора в данном случае формирование пространственной модовой структуры не играет принципиальной роли, а эффект некогерентного рассеяния и пленения

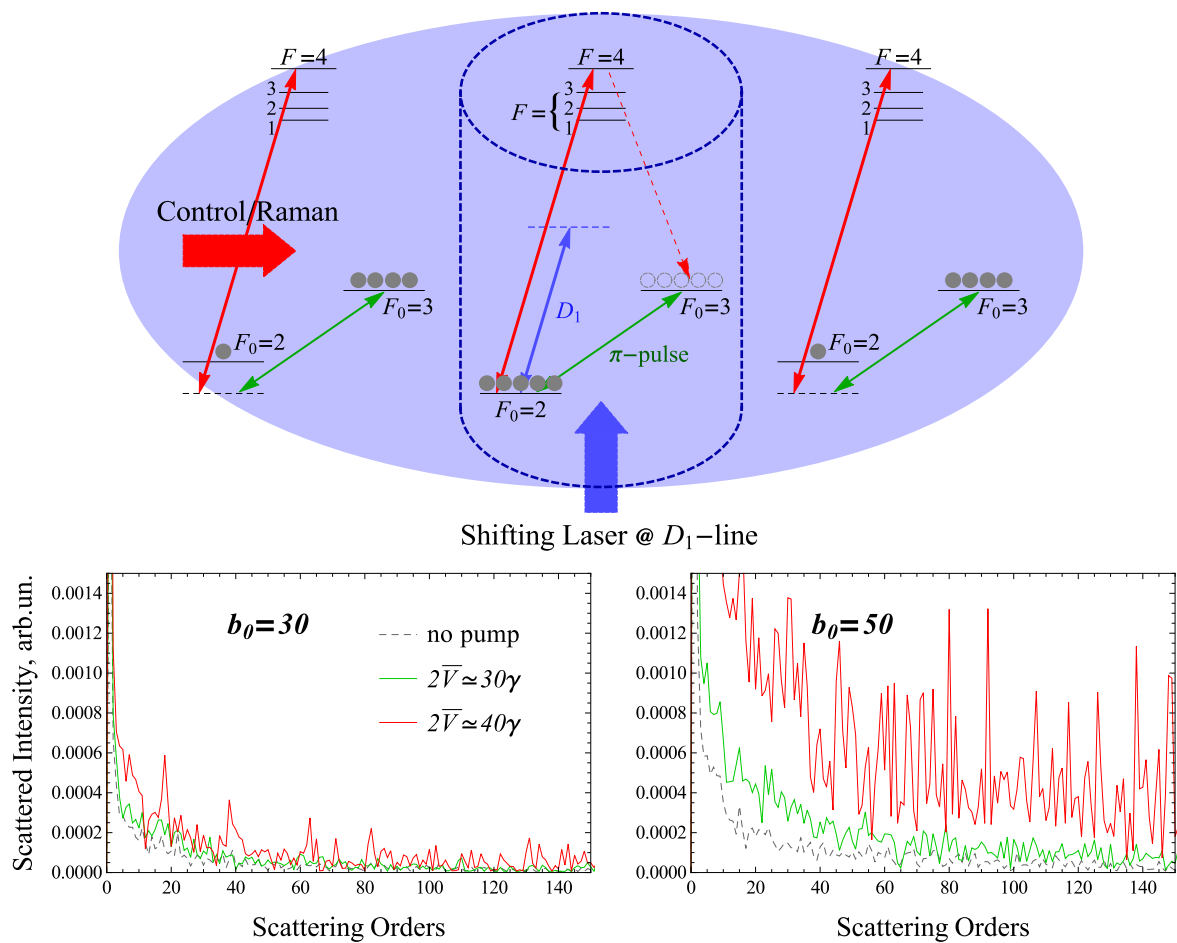


Рис. 4: Демонстрация появления нестабильности в квазиодномерном канале усиления света и перехода в режим “случайной” лазерной генерации. Представлены результаты расчёта распределения интенсивности света различных порядков рассеяния для точечного диполя, расположенного в центре цилиндрической области, окружённой упруго рассеивающей атомной средой — “мягким резонатором” (см. схему в верхней части рисунка). Рассматривается излучение, рассеиваемое системой в направлении оси квазиодномерного канала, совпадающего с направлением поляризации управляющего поля. Реперные кривые (пунктир серого цвета) соответствуют случаю, когда поля накачки отсутствуют, и свет покидает систему без усиления. При оптической толщине меньше критической (слева) наблюдается сходимость для суммы вкладов всех порядков рассеяния. В случае преодоления критического значения (справа) формальная расходимость указывает на существование обратной связи и необходимость учёта стимулированных процессов.

излучения позволяет лишь накапливать свет в области его усиления. Осуществить требуемую пространственную неоднородность можно с помощью дополнительного воздействия на часть атомов с помощью нерезонансного лазерного излучения, сдвигающего их нижний энергетический подуровень, и использования радиочастотного  $\pi$ -импульса для инверсии населенности.

На рисунке 4 представлены результаты компьютерного моделирования выходного излучения стороннего точечного источника, расположенного в центре области окружённой “мягким резонатором”, и излучающего свет на частоте  $\omega \sim \omega_{43}$ . Показаны зависимости интенсивности света, усиленного в системе благодаря действию управляющего оптического поля, характеризуемого частотой Раби  $2\bar{V} = 30\gamma$  (кривые зелёного цвета) и  $2\bar{V} = 40\gamma$  (кривые красного цвета). Левый и правый график соответственно представляют результаты расчётов, проведённых для систем с различными значениями резонансной оптической толщины  $b_0 = 30$  и  $b_0 = 50$ . Из зависимостей, представленных на рисунке 4, видно, что эффект нестабильности механизма спонтанного излучения, отражаемый расходимостью интенсивности излучаемого системой света, рассматриваемой как функция порядка рассеяния, существенным образом зависит от оптической толщины системы. При значениях  $b_0$  больших критического формальная расходимость в сумме вкладов различных порядков рассеяния указывает на существование обратной связи и необходимость учёта стимулированных процессов, т.е. на достижение режима “случайной” лазерной генерации.

В четвертой главе рассмотрен диффузионный протокол квантовой памяти, предполагающий пленение сигнального импульса, распространяющегося по упруго рассеивающей атомной среде, приводящее к эффективному увеличению оптического пути его рассеянных фрагментов. В основе предлагаемого протокола квантовой памяти лежит процесс стимулированного рамановского рассеяния сигнального импульса света в моду управляющего поля, результатом которого является отображение квантового состояния импульса на спиновое состояние атомной подсистемы. Вследствие пленения излучения процесс рамановской конверсии будет более эффективным, чем в стандартной схеме однонаправленного распространения импульса в прозрачной среде. Объединение процессов пленения сигнального излучения и рамановского взаимодействия с управляющей модой в одной системе может быть осуществлено благодаря особенностям сложной многоуровневой структуры атомов щелочного металла, где могут быть задействованы переходы  $D_2$ -линии атомов  $^{85}\text{Rb}$ , уже рассмотренные нами в контексте задачи о “случайном лазере” (см. рисунок 1).

Предположим, что все атомы ансамбля заселяют подуровень основного состояния  $F_0 = 3$ , и пробный импульс с несущей частотой  $\omega \sim \omega_{43}$  распространяется в атомной среде, испытывая эффект многократного упругого рассеяния на изолированном переходе  $F_0 = 3 \rightarrow F = 4$ . Частота управляющего поля  $\omega_c$ , настроена на частоту  $\omega_{42}$  запрещённого перехода, так что это поле взаимодействует с атомами нерезонансным образом через подуровни возбуждённого состояния  $F = 2, 3$ . Включение управляющего поля открывает канал стимулированного рамановского рассеяния сигнального излучения, в ходе которого часть атомов с подуровня  $F_0 = 3$  переселяется в состояние  $F_0 = 2$ , и между этими сверхтонкими подуровнями возникает когерентная связь. Таким образом, квантовое состояние сигнального импульса отображается в ходе процесса рассеяния на спиновую когерентность, формирующуюся в некоторой случай-



ной цепочке атомов ансамбля. В отсутствие релаксационных потерь образованное состояние создаёт квантовую голограмму исходного состояния света, которая, вне зависимости от обусловленного движением изменения пространственного положения атомов, но в отсутствие потерь, может существовать в спиновой подсистеме длительное время, ограниченное лишь временем спиновой релаксации основного состояния атомов.

На основе диффузионного протокола квантовой памяти, нами предложена схема приготовления квантовой голограммы макроскопического состояния поляризационно сжатого света, сформированного процессом спонтанного параметрического рассеяния и состоящего из двух пучков, содержащих одинаковое количество фотонов в любых ортогональных поляризациях. Его квантовое состояние можно представить, так называемым, разложением Шмидта —  $|\Psi^{(-)}\rangle = \sum_{n,m} \Lambda_{n,m}^{(-)} |n\rangle_{V1} |m\rangle_{H1} |n\rangle_{H2} |m\rangle_{V2}$ , в котором индексы 1 и 2 обозначают два пространственных направления световых пучков, содержащих неизвестные значения чисел заполнения пространственных мод  $n$  и  $m$ , одинаковых для любых взаимно-ортогональных типов поляризаций фотонов в разных пучках. Нами в качестве базисных выбраны вертикальный  $V$  и горизонтальный  $H$  типы поляризаций. Таким образом, поляризационные состояния пучков 1 и 2 оказываются полностью антикоррелированными друг другу. Числа фотонов  $n$  и  $m$  в состояниях световых пучков 1 и 2 со взаимно ортогональными поляризациями  $V$  и  $H$  разделяются двумя поляризационными светоделителями и сохраняются в четырёх ячейках квантовой памяти. В результате вся информация об исходном квантовом состоянии излучения отображается на населённость определённых энергетических подуровней сигнальных атомов, распределённых в четырёх атомных ансамблях. Квантовая голограмма допускает определённый класс интерферометрических измерений, аналогичных измерениям Белла для исходного поляризационно сжатого света.

В качестве обобщения, в главе 4 нами рассмотрена возможная модификация диффузионной схемы в случае сигнальных атомов, удерживаемых ловушкой вблизи наноразмерного оптического волокна с радиусом меньшим, чем длина волны излучения. Волокно является диэлектрическим волноводом для импульса сигнального света и одновременно служит базовым элементом оптической ловушки для атомов. При использовании подобной комбинации оптического волновода и атомов как элемента квантовой памяти, возможны потери части сигнального излучения в результате его спонтанного рассеяния в свободное пространство в произвольных направлениях. Потери можно существенно уменьшить, окружив волновод системой упругих рассеивателей, обеспечивающих внутреннее отражение за счёт эффекта некогерентного упругого рассеяния. Конфигурация “мягкого резонатора”, выше обсуждавшаяся нами в контексте явления случайной лазерной генерации, может быть использована здесь для повышения эффективности работы протокола квантовой памяти в квазиодномерном канале. Для этого несущая частота сигнального импульса света, распространяющегося в эванесцентной фундаментальной моде волновода, должна быть выбрана резонансной изолированному переходу рассматриваемых нами щелочных атомов. Окружение упругих рассеивателей благодаря эффекту некогерентного внутреннего отражения будет препятствовать потерям сигнального света и перенаправлять его обратно в фундаментальную моду волновода.

В **заключение** приведены основные результаты работы

1) Разработана и представлена методика расчёта характеристик излучения, распространяющегося в неупорядоченной среде холодных атомов, в условиях его пленения и возможности контроля этого процесса внешними управляющими полями.

2) В качестве приложения общей теории рассмотрен процесс рамановской эмиссии в условиях пленения излучения на примере задачи о безрезонаторной, так называемой, “случайной” лазерной генерации в системах холодных атомов. Предложена и рассчитана схема когерентной накачки, позволяющей осуществить эмиссию света на частоте изолированного перехода, в результате чего свет одновременно подвержен эффекту пленения и рамановского усиления. Проанализировано влияние на систему управляющих радиочастотного и оптического полей, обуславливающих появление в энергетическом спектре атомов нелинейной квазирезонансной структуры Ауслера-Таунса, и исследовано её влияние на процессы рамановского усиления и потерь, обусловленных обратным антистоксовым рассеянием. Проведён расчёт интенсивности выходного излучения на примере холодных атомов  $^{85}\text{Rb}$ , путём численного решения уравнения Бете-Салпитера для условий близких к реализованным в экспериментальной работе [6].

3) Выявлены физические условия, необходимые для перехода системы от режима спонтанной рамановской эмиссии к режиму “случайной” лазерной генерации. Как показано в диссертации, для этого требуется пространственное разделение активной области, в которой происходит эмиссия и усиление излучения, и области, где происходит его связывание упругим рассеянием (пленение). При этом формируется конфигурация “мягкого резонатора”, базирующаяся на эффекте упругого некогерентного отражения затравочной эмиссии от оптически плотного окружения упругих рассеивателей, в результате которого свет преимущественно перенаправляется в область рамановского усиления.

4) Предложен и рассмотрен диффузионный протокол квантовой памяти, в котором состояние пробного света, распространяющегося по атомной среде в условиях пленения, отображается на спиновую когерентность атомной подсистемы в ходе инициируемого действием управляющего поля стимулированного рамановского процесса. В данном протоколе диффузионный характер распространения пробного света в среде приводит к увеличению оптического пути излучения и, следовательно, повышению эффективности рамановской конверсии сигнального импульса. Для моделирования динамики импульса пробного поля в данных условиях, нами был проведён численный расчёт, основанный на решении уравнения Бете-Салпитера, результаты которого продемонстрировали возникновение обусловленной рамановским взаимодействием контролируемой задержки у покидающего среду импульса.

5) В качестве примера, где возможно использование диффузионного протокола квантовой памяти, рассмотрено квантовое голографирование поляризационно-сжатого состояния света, являющегося макроскопическим аналогом парного синглетного перепутанного состояния Белла  $|\Psi^{(-)}\rangle$ . Предложенная схема предполагает возможность отображения информации об исходном квантовом состоянии (его разложении Шмидта) на систему ячеек диффузионной квантовой памяти в результате заселения определённых (сигнальных) подуровней атомов. Предложена схема интерференционного “неразрушающего” измерения подобного состояния, эквивалентная квантовому измерению Белла для исходного поляризационно-сжатого света.

б) Предложена модификация схемы протокола диффузионной квантовой памяти для квазиодномерного канала, когда излучение распространяется по оптическому волокну и взаимодействует с окружающими атомами. В этом варианте “мягкий резонатор” осуществляет процесс внутреннего некогерентного отражения, аналогичный известному эффекту полного внутреннего отражения от оптически более плотной среды. Отметим, что подобный протокол квантовой памяти можно осуществить с высокой эффективностью, имея в распоряжении сравнительно небольшое количество сигнальных атомов, размещённых вблизи наноразмерного диэлектрического волокна.

## Список цитируемой литературы

1. Hammerer K., Sørensen A., Polzik E. “Quantum interface between light and atomic ensembles” // *Rev. Mod. Phys.* 2010. Vol. 82, no. 1041.
2. “Prospective applications of optical quantum memories” / F. Bussières, N. Sangouard, M. Afzelius et al. // *J. Mod. Opt.* 2013. Vol. 60, no. 1519.
3. Quantum Memories. A Review based on the European Integrated Project “Qubit Applications (QAP)” / C. Simon, M. Afzelius, J. Appel et al. // *Eur. Phys. J.* 2010. Vol. 58, no. 1.
4. Autler S., Townes C. “Stark Effect in Rapidly Varying Fields” // *Phys. Rev.* 1955. Vol. 100, no. 703.
5. В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Теоретическая физика, т.IV: “Квантовая электродинамика”. М.: Наука, 1989.
6. “A cold-atom random laser” / Q. Baudouin, N. Mercadier, V. Guarrera et al. // *Nature Phys.* 2013. Vol. 9. P. 357–360.
7. Gerasimov L., Kupriyanov D., Havey M. “Random Lasing in an Inhomogeneous and Disordered System of Cold Atoms” // *Opt. & Spect.* 2015. Vol. 119, no. 3. P. 377–384.

## Публикации автора по теме диссертации

1. “Quantum memory for light via stimulated off-resonant Raman process: beyond the three-level Lambda-scheme approximation” / A. Sheremet, **L. Gerasimov**, I. Sokolov et al. // *Phys. Rev. A.* 2010. Vol. 82, no. 033838.
2. “Optical control of diffuse light storage in an ultracold atomic gas” / **L. V. Gerasimov**, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov et al. // *JOSA B.* 2011. Vol. 28, no. 6.
3. “Quantum hologram of macroscopically entangled light via the mechanism of diffuse light storage” / **L. Gerasimov**, I. Sokolov, D. Kupriyanov et al. // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2012. Vol. 45, no. 124012.

4. “Raman process under condition of radiation trapping in a disordered atomic medium” / **L. Gerasimov**, V. Ezhova, D. Kupriyanov et al. // Phys. Rev. A. 2014. Vol. 90, no. 013814.
5. “Coherent control of light transport in a dense and disordererd atomic ensemble” / A. Sheremet, D. Kornovan, **L. Gerasimov** et al. // Phys. Rev. A. 2015. Vol. 91, no. 053813.
6. **Gerasimov L.**, Kupriyanov D., Havey M. “Random Lasing in an Inhomogeneous and Disordered System of Cold Atoms” // Opt. & Spect. 2015. Vol. 119, no. 3. P. 377–384.