

На правах рукописи



Баранцев Константин Анатольевич

**Перенос многочастотного электромагнитного излучения в оптически
плотных газах в условиях резонанса когерентного пленения
населённостей**

01.04.02 Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой 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: кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры Теоретической физики
ФГАОУ ВО "СПбПУ"
Литвинов Андрей Николаевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник, главный
научный сотрудник Физического факультета
Новосибирского национального
исследовательского государственного
университета **Юдин Валерий Иванович**

кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры высшей математики Санкт-
Петербургского национального
исследовательского университета
информационных технологий, механики и
оптики **Трифанов Александр Игоревич**

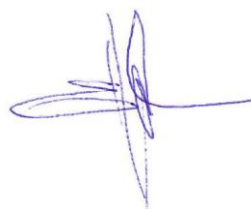
Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
научное учреждение "Федеральный
исследовательский центр Институт
прикладной физики Российской академии
наук" (ИПФ РАН)

Защита диссертации состоится «11» октября 2017 г. в 16:00 на заседании диссертационного совета Д 212.229.29, созданного на базе ФГАОУ ВО "Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого", по адресу: Россия, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ФГАОУ ВО "Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого". Электронная версия размещена на официальном сайте СПбПУ <http://www.spbstu.ru>

Автореферат разослан «16» мая 2017 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук



Н. Ю. Ермакова

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность и степень разработанности темы

Взаимодействие когерентного электромагнитного излучения с атомными ансамблями может приводить к появлению нелинейных оптических эффектов. Одним из них является эффект когерентного пленения населённостей (КПН) [1]. КПН в простейшем случае возникает в трехуровневом Λ -атоме под действием двухчастотного электромагнитного поля, которое переводит его в определенное суперпозиционное состояние (т.н. "тёмное" состояние), не взаимодействующее с этим полем. При этом населённость скапливается в основном состоянии атома. В случае возбуждения трёхуровневого атома слабым пробным и сильным контрольным полями обычно говорят о родственном эффекте электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [2]. Суть ЭИП заключается в том, что наличие низкочастотной атомной когерентности приводит к тому, что среда становится прозрачной по отношению к пробному полю в определённой частотной области - области "тёмного" резонанса или КПН-резонанса. Ширина этого окна прозрачности при достаточно небольших интенсивностях лазерного излучения определяется скоростью распада низкочастотной когерентности и может быть на несколько порядков меньше естественной ширины линии атома. Особенности такого проявления КПН и ЭИП позволили найти этим эффектам широкое практическое применение в области квантовых стандартов частоты [3], оптических магнитометров [4], замедления и хранения света [5], лазеров без инверсии [6], создания материалов с управляемой фотонной зоной [7] и с отрицательным показателем преломления [8].

Как было уже сказано выше, важным направлением для практического применения эффекта КПН являются квантовые стандарты частоты (КСЧ). В них используется газовая ячейка с насыщенным паром щелочного металла, в атомах которого двухчастотным лазерным излучением возбуждается "тёмный" резонанс на сверхтонком переходе основного состояния. Отличительной особенностью и преимуществом КСЧ на основе эффекта КПН по сравнению с КСЧ, работающими на основе двойного радио-оптического резонанса [9], является отказ от использования микроволнового резонатора, что позволяет снизить как габаритные размеры, так и энергопотребление устройства.

Исследованию явления КПН в газовых ячейках посвящено достаточно много работ. Одним из направлений исследований является изучение формы КПН-резонанса на атомах рубидия в ячейке с буферным газом для непрерывного излучения. Так, в [10] впервые теоретически рассмотрена возможность появления псевдорезонанса в поле сонаправленных волн. Экспериментальные исследования этого эффекта описаны в [11]. Развитие данных работ с акцентом на использование псевдорезонанса в качестве

репера для малогабаритных квантовых стандартах частоты нашло отражение в [12]. Оптическая накачка атомов цезия в перпендикулярно-направленных лазерных полях и исследования в этих атомах эффекта КПН для них рассмотрена теоретически и экспериментально в [13]. Теория эффекта сужения Дикке для резонанса КПН в ячейке с буферным газом построена в [14].

Другой цикл работ по исследованию эффекта КПН в газовой ячейке посвящен импульсной накачке. Среди достаточно большого объёма работ можно выделить исследования эффекта Дикке для КПН в атомах цезия при импульсной лазерной накачке [15]. Световые сдвиги "темного" резонанса при импульсной накачке исследовались теоретически и экспериментально в [16]. Рамановская схема опроса при исследовании эффекта КПН была рассмотрена в [17]. Двухступенчатая импульсная схема опроса атомных часов (Рамана-Рамзея) на основе эффекта КПН предложена и исследована в [18].

Проводимые ранее исследования, главным образом теоретические, ставили своей целью выявление влияния отдельных факторов на форму линии резонанса КПН. При определенной температуре, необходимой для достижения требуемой концентрации активных атомов, среда, состоящая из этих атомов, становится оптически плотной, что ведёт к поглощению излучения в ячейке. Одновременно с этим важным остаётся тот факт, что излучение не является моно- или бихроматичным, а имеет конечную ширину спектра, связанную с шумами источника излучения. В связи с этим встаёт вопрос об обобщении теории, описывающей распространение спектра и межмодовых корреляций излучения в оптически плотной среде в условиях КПН с учётом наличия двух центральных частот, конечной ширины спектра каждой компоненты, корреляций между компонентами, движения атомов и столкновений. Учет в настоящей работе этих факторов одновременно с наличием сверхтонкой и зеемановской структуры уровней щелочного атома позволяет найти новые пути увеличения стабильности КСЧ, подавления световых сдвигов и фильтрации некогерентной составляющей излучения.

Одним из достаточно новых направлений по исследованию трёхуровневых систем является исследование замкнутой схемы возбуждения атомов. В предшествующих работах было показано, что в таких системах появляется возможность управления непоглощающим суперпозиционным состоянием КПН, посредством изменения алгебраической суммы начальных фаз полей, действующих на атомную систему. При этом, изменяя алгебраическую сумму фаз (относительную фазу), можно как полностью разрушать эффект, так его и восстанавливать. Такая возможность управления свойствами суперпозиционного состояния была исследована в [19-21]. Одновременно с возможностью управления суперпозиционным состоянием посредством фазы появляется также возможность управлять оптическими свойствами среды, в частности коэффициентом преломления и поглощения. В данной работе исследуется вопрос о поведении показателя преломления и поглощения среды в зависимости от относительной фазы. Находится

положение экстремума показателя преломления при определенной фазе, а также области с отрицательным поглощением (области усиления).

Принципиально новые эффекты имеют место в оптически плотной среде при замкнутой схеме возбуждения. В работе исследуется перенос трёхчастотного лазерного излучения в оптически плотной атомной среде, возбуждаемой по замкнутой схеме (Δ – схема возбуждения). При этом относительная фаза в объеме среды определяется на основе решения уравнения переноса поля самосогласованным образом. Это приводит к тому, что в такой системе возникают пространственные квазипериодические осцилляции показателя преломления. В имеющихся на настоящее время теоретических работах все три поля полагались монохроматическими, а среда оптически тонкой. Попыток создания теории переноса излучения при замкнутой схеме возбуждения с учётом конечной ширины спектра и межмодовых корреляций, а также движения атомов и столкновений не проводилось.

Цель диссертационного исследования

Теоретическое исследование распространения многочастотного излучения с конечной шириной спектра в оптически плотных горячих газах в условиях резонанса когерентного пленения населённостей и поиск новых способов управления оптическими свойствами газа путём изменения параметров входного излучения. Применение развитого математического аппарата для расчёта предельных характеристик квантового стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей.

Задачи диссертационного исследования

- Построение математической модели переноса многочастотного электромагнитного излучения с произвольной формой спектральных компонент и корреляций между ними в оптически плотном газе щелочных атомов при наличии буферного газа в условиях резонанса когерентного пленения населённостей.
- Расчёт предельных характеристик и проведение оптимизации параметров малогабаритного квантового стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей.
- Поиск способов подавления светового сдвига резонанса когерентного пленения населённостей в оптически плотной газовой ячейке.
- Рассмотрение способов управления распространением излучения, показателем преломления и поглощения оптически плотного газа при замкнутой схеме возбуждения.

Научная новизна работы

В работе впервые теоретически предсказан эффект возникновения пространственных осцилляций показателя преломления и интенсивности излучения при замкнутой схеме возбуждения в оптически плотной среде, связанный с обменом энергией между модами.

Впервые разработан математический аппарат, описывающий распространение спектра и межмодовых корреляций излучения при замкнутой схеме возбуждения в оптически плотной газовой ячейке при наличии буферного газа. Найден способ фильтрации некогерентной составляющей излучения с помощью резонанса когерентного пленения населённостей.

Теоретическая и практическая значимость

Теоретическая и практическая значимость работы заключается в разработке математических методов, которые могут применяться для решения класса задач по описанию распространения излучения с конечной шириной спектра в нелинейных средах. Такие задачи возникают при описании работы многих устройств, основанных на взаимодействии излучения с веществом, таких как квантовые стандарты частоты, магнитометры, оптические гироскопы, лазеры, оптические транзисторы и др.

Разработанный математический аппарат также может быть полезен в ряде научных задач, направленных на исследование свойств среды с помощью зондирующего излучения, задачах по управлению оптическим излучением, задачах спектроскопии и распространения излучения от космических объектов в межзвёздном пространстве.

Методология и методы исследования

Математический аппарат, применяемый в работе, основан на квантовом кинетическом уравнении Лиувилля для матрицы плотности атомов и волновом уравнении для электромагнитного поля. При решении систем дифференциальных уравнений применялись методы Рунге-Кутты 4-ого порядка, явный метод Эйлера; при решении систем алгебраических уравнений применялись методы Крамера и Гаусса. При численном интегрировании для вычисления скоростей оптической накачки применялся метод трапеций.

Положения, выносимые на защиту

1. Проведено обобщение математической модели переноса многочастотного электромагнитного излучения с учётом формы спектра и корреляций излучения в оптически плотном газе щелочных атомов при наличии буферного газа в условиях резонанса когерентного пленения населённостей.

2. Найдены условия, при которых степень когерентности двухчастотного излучения увеличивается при прохождении через оптически плотную газовую ячейку.
3. Теоретически обосновано подавление светового сдвига резонанса когерентного пленения населённости в оптически плотном газе за счёт различного поглощения мод излучения.
4. Обнаружено, что в случае замкнутой схемы возбуждения оптически плотного газа возникают пространственные осцилляции показателя преломления.

Степень достоверности результатов работы

Достоверность результатов работы можно считать достаточной для использования в прикладных и теоретических задачах. Все расчеты и аналитические выкладки были произведены в строгом соответствии с общепринятым математическим аппаратом квантовой механики и электродинамики. Сравнение результатов, полученных на базе разработанной теоретической модели, с работами других авторов показало полное совпадение основных зависимостей. Был подтверждён ряд экспериментальных результатов.

Апробация работы

Результаты работы были доложены на следующих международных конференциях:

- 7th International Symposium and School for Young Scientists "Modern Problems of Laser Physics" MPLP-2016, Новосибирск, 2016 г.
- 30th European Frequency and Time Forum, Великобритания, 2016 г.
- International Conference "Laser Optics 2016", С.-Петербург, 2016 г.
- Saratov fall meeting SFM'15, Саратов, 2015 г.
- XII International workshop on quantum optics IWQO-2015, Москва, Троицк, 2015 г.
- 9-th Alexander Friedmann International seminar, С.-Петербург, 2015 г.
- XVIII Международная молодежная научная школа "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия", Казань, 2014 г.
- 13-я Международная научная конференция-школа "Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение", Саранск, 2014 г.

- 16 International Conference "Laser Optics 2014", С.-Петербург, 2014 г.
- European conference of atoms, molecules and photons, Дания, 2013 г.
- European Frequency and Time Forum, Швеция, 2012 г.
- XV международная молодежная научная школа “Когерентная оптика и оптическая спектроскопия”, Казань, 2011 г.

Результаты работы были доложены на следующих всероссийских конференциях:

- XXV Съезд по спектроскопии, Троицк, Москва, 2016 г.
- XIII Всероссийский молодежный самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике, Самара, 2015 г.
- XVII Всероссийская молодежная научная школа “Когерентная оптика и оптическая спектроскопия”, Казань, 2013 г.
- XLII научно-практическая конференция с международным участием «Неделя науки СПбГПУ», С.-Петербург, 2013 г.
- 19-ая Всероссийская научная конференция студентов-физиков, Архангельск, 2013 г.
- XVI Всероссийская молодежная научная школа “Когерентная оптика и оптическая спектроскопия”, Казань, 2012 г.
- IX Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике, Самара, 2011 г.
- XV Всероссийская научно-методическая конференция “Фундаментальные исследования и инновации в национальных исследовательских университетах”, С.-Петербург, 2011 г.

Также результаты были представлены на семинаре кафедры Теоретической физики СПбПУ, городском межинститутском семинаре по квантовой оптике при РГПУ им. А.И. Герцена, семинаре памяти Д.Н. Клышко при физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова.

Работа проведена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Фонда некоммерческих программ “Династия”, Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Государственного задания, Федеральной целевой программы “Кадры”, Федеральной целевой программы “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы”, гранта Президента Российской Федерации, стипендии Правительства Российской Федерации, гранта Правительства Санкт-Петербурга, Регионального общественного Фонда содействия отечественной науке.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Глава 1. Математическая модель переноса многочастотного электромагнитного излучения в оптически плотном газе в условиях резонанса когерентного пленения населённостей

Первая часть данной главы посвящена выводу квантовых кинетических уравнений для матрицы плотности щелочных атомов и уравнений переноса электромагнитного излучения в газовой ячейке, заполненной, помимо щелочных атомов, буферным газом. Схема детектирования сигнала показана на Рис.1(a). Энергетический спектр излучения состоит из двух уширенных линий, квазирезонансных переходам $|g_1\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ и $|g_2\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ щелочного атома (Рис.1(b)), где под $|e\rangle$ понимается возбужденный мультиплет D₁ либо D₂-линии. При этом предполагается, что сверхтонкие компоненты $|g_1\rangle$ и $|g_2\rangle$ нижнего мультиплета полностью разрешены накачивающим излучением, так как ширина Γ_L каждой спектральной линии излучения полагается меньше сверхтонкого расщепления основного состояния. Но верхний мультиплет может быть не разрешен при доплеровской ширине переходов и ширине Γ_L , сравнимыми со сверхтонким расщеплением возбужденного состояния.

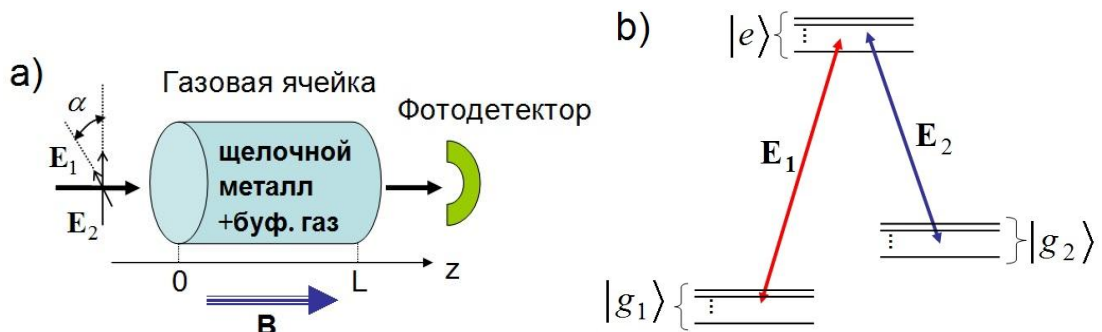


Рис.1 (a) - Схема детектирования сигнала КПН-резонанса по прошедшему вперед излучению, состоящая из газовой ячейки, облучаемой двухчастотным излучением со спектральными компонентами E_1 и E_2 , и фотодетектора. α - угол между плоскостями поляризации. Ячейка находится в постоянном магнитном поле \mathbf{B} . (b) - Схема энергетических уровней щелочного атома и возбуждаемые в нём переходы.

Таким образом, вектор напряженности электрического поля волны может быть записан, как

$$\mathbf{E}(z,t) = \mathbf{E}_1^0(z,t)e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)} + \mathbf{E}_2^0(z,t)e^{-i(\omega_2 t - k_2 z)} + c.c., \quad (1)$$

где ω_j - несущие частоты, k_j - волновые числа, z - ось, сонаправленная с волновыми векторами излучения и постоянным магнитным полем, $j=1,2$. Комплексные амплитуды $E_j^0(z,t)$ обеих частотных компонент зависят от времени, поскольку содержат амплитудные и фазовые флуктуации,

связанные с шумами источника излучения. Такое излучение при наличии корреляций во флуктуациях способно возбуждать в атомах особое "темное" состояние, которое перестает взаимодействовать с излучением. Населенность в этом случае скапливается на нижних уровнях и газ просветляется в определенном спектральном диапазоне - области "темного" резонанса или резонанса когерентного пленения населенностей (КПН). Основной задачей этой главы является создание математического аппарата, описывающего состояние щелочных атомов и распространение излучения в условиях КПН-резонанса в оптически плотной ячейке со щелочными атомами.

В ячейку помимо щелочных атомов введен буферный газ, который необходим для того, чтобы снизить деполяризацию щелочных атомов на стенках ячейки. При его достаточной концентрации (обычно на 6-7 порядков выше концентрации щелочных атомов) длина свободного пробега щелочного атома становится много меньше размеров ячейки и частота столкновений со стенками резко снижается. Чтобы не происходило деполяризации при столкновениях щелочных атомов с буферным газом, его подбирают таким образом, чтобы сечение спин-обмена при столкновении было минимальным.

Состояние щелочных атомов описывается матрицей плотности $\hat{\rho}(v, z, t)$, где v - проекция скорости атома на ось z . В одномерном приближении квантовое кинетическое уравнение для матрицы плотности имеет вид [22]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\rho}(v, z, t) = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0 + \hat{V}, \hat{\rho}] + \hat{R}\{\hat{\rho}\} + \hat{S}\{\hat{\rho}\}, \quad (2)$$

где \hat{H}_0 - гамильтониан щелочного атома в отсутствие электромагнитного поля, \hat{R} - супероператор релаксации, \hat{S} - интеграл столкновений. Гамильтониан взаимодействия атома с электромагнитным полем в дипольном приближении может быть представлен, как

$$\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}}\mathbf{E} = -\sum_{e, g_1} \mathbf{d}_{eg_1} \mathbf{E}_1^0 |e\rangle \langle g_1| e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)} - \sum_{e, g_2} \mathbf{d}_{eg_2} \mathbf{E}_2^0 |e\rangle \langle g_2| e^{-i(\omega_2 t - k_2 z)} + h.c., \quad (3)$$

где $\hat{\mathbf{d}}$ - оператор дипольного момента.

Распространение поля в ячейке описывается с помощью волнового уравнения для комплексных амплитуд [23]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_j^0(z, t) = 4\pi i k_j \mathbf{P}_j^0(z, t), \quad j = 1, 2, \quad (4)$$

где \mathbf{P}_j^0 - медленная амплитуда поляризации газа, наведенная j -ой несущей частотой. Как было сказано выше, электромагнитное поле флуктуирует, поэтому система уравнений (2,4) является стохастической. Кроме того, в правой части (2) стоит интеграл столкновений, что делает систему интегро-дифференциальной. В связи с этим проводится усреднение системы по ансамблю флуктуаций поля. Решение (2) после усреднения даст выражение для атомной матрицы плотности через атомно-полевые корреляционные функции бесконечного порядка. Мы можем расцепить их на полевые корреляционные функции второго порядка и средние элементы атомной

матрицы плотности, поскольку $t' \leq t$ и поле в более поздний момент времени не зависит от матрицы плотности атомов в более ранний момент в той же точке пространства:

$$\langle E_n^{0*}(t)E_m^0(t')\hat{\rho}(t') \rangle = \langle E_n^{0*}(t)E_m^0(t') \rangle \langle \hat{\rho}(t') \rangle, \quad m, n = 1, 2. \quad (5)$$

Нами будет рассматриваться стационарное поле, что позволяет выразить парные корреляционные функции по теореме Винера-Хинчина через энергетические спектры J_{11} и J_{22} и взаимный спектр J_{12} излучения:

$$\langle E_n^{0*}(t)E_m^0(t-\tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} J_{nm}(\omega)e^{i\omega\tau} d\omega, \quad m, n = 1, 2. \quad (6)$$

Тогда после интегрирования по скоростям атомов система уравнений для матрицы плотности станет алгебраической.

Во второй части главы рассматривается замкнутая схема возбуждения трехуровневого атома при наличии двух полей оптического диапазона (как в предыдущей части) и одного поля микроволнового диапазона (радиополя) с частотой Раби U (Рис.2).

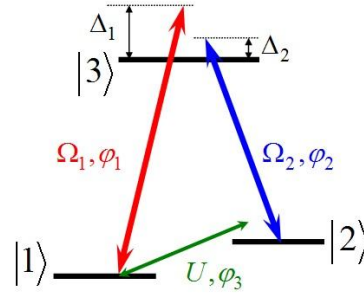


Рис.2 Трехуровневый Λ -атом и действующие на него электромагнитные поля оптического диапазона с частотами Раби Ω_1 и Ω_2 и поле микроволнового диапазона с частотой Раби U . φ_1 , φ_2 и φ_3 - соответствующие начальные фазы этих полей.

Гамильтониан взаимодействия атома с электромагнитным полем в этом случае имеет вид

$$\hat{V} = \hbar\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t - k_1 z + \varphi_1)} |3\rangle\langle 1| + \hbar\Omega_2 e^{-i(\omega_2 t - k_2 z + \varphi_2)} |3\rangle\langle 2| + \hbar U e^{-i(\omega_3 t - k_3 z + \varphi_3)} |2\rangle\langle 1| + h.c., \quad (7)$$

где Ω_1 , Ω_2 , U - частоты Раби, φ_1 , φ_2 и φ_3 - начальные фазы полей. Центральным эффектом в этой части главы является то, что КПН-резонанс при замкнутой схеме возбуждения имеет место только при определенной относительной фазе $\Phi = \varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3$ между частотными компонентами. Поэтому в уравнениях для матрицы плотности и уравнениях переноса учитываются фазы излучения. Система уравнений для матрицы плотности решается после усреднения по флуктуациям полей оптического диапазона и интегрирования по скоростям атомов.

Таким образом, в данной главе построена математическая модель распространения широкополосного излучения в оптически плотной ячейке с

парами щелочного металла и буферным газом, учитывающая перенос корреляций излучения и относительную фазу при замкнутой схеме возбуждения.

Глава 2. Резонанс когерентного пленения населённостей в оптически плотной ячейке с буферным газом в модели трёхуровневой Λ -схемы

В данной главе исследуется формирование КПН-резонанса в модели трехуровневой Λ -схемы, возбуждаемой излучением с двумя спектральными линиями конечной ширины (см. Рис.2 при отсутствии поля U). При этом среда является оптически плотной, что приводит к искажению формы этих линий при распространении в ячейке.

На основе математического аппарата, разработанного в главе 1, находится спектральная плотность, степень межмодовой корреляции, относительная фаза излучения и атомная матрица плотности в объеме газовой ячейки. Интенсивность излучения на выходе из ячейки находится путем интегрирования спектральной плотности излучения по всем модам. Приводятся графики зависимости интенсивности излучения на выходе и средней населенности возбужденного уровня от двухфотонной отстройки, что соответствует форме резонанса когерентного пленения населенностей.

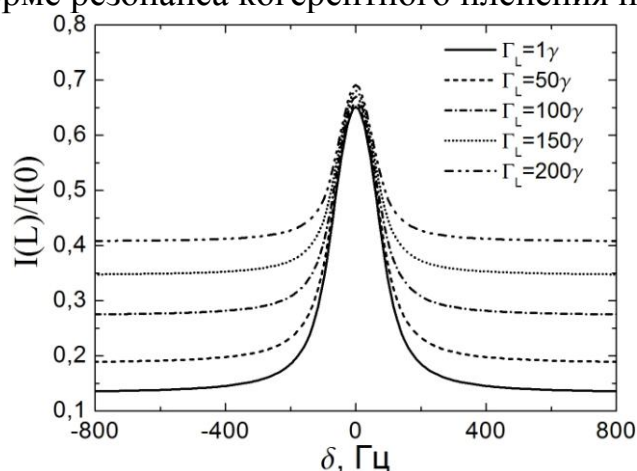


Рис.3 Форма КПН-резонанса по сигналу интенсивности прошедшего излучения для различных ширин Γ_L спектра лазерного излучения. С изменением ширины спектра интегральная интенсивность излучения остается постоянной. γ - скорость распада возбужденного состояния.

На Рис.3 приведено семейство графиков формы КПН-резонанса для различных ширин спектра входного излучения. При увеличении ширины спектра амплитуда резонанса падает по причине селективного поглощения и искажения спектра сигнала.

Приводится график зависимости степени межмодовой корреляции от координаты вдоль распространения излучения (Рис.4).

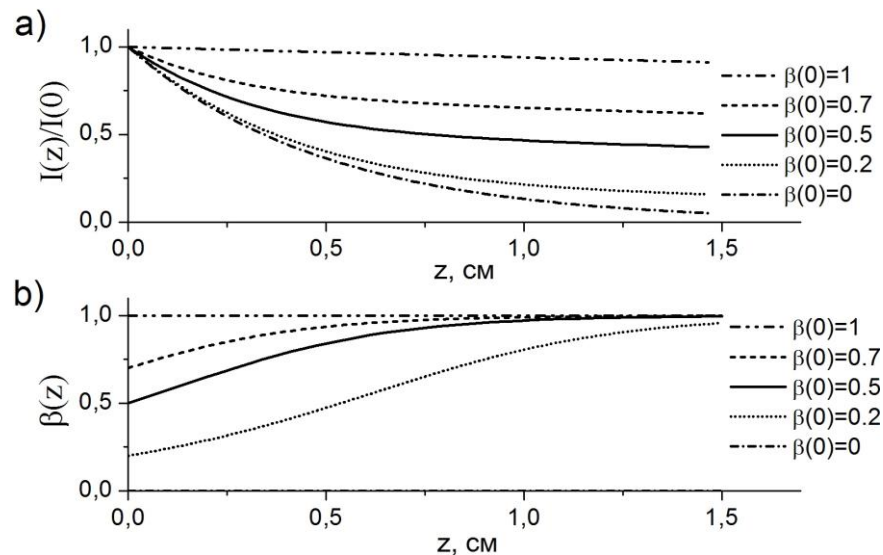


Рис.4 Распространение интенсивности I (a) и степени корреляции β (b) между модами излучения вдоль координаты z при различных степенях корреляции на входе.

Видно, что степень корреляции между модами β возрастает в случае, если на вход подано частично когерентное излучение ($0 < \beta < 1$). Это обусловлено тем, что некогерентная часть излучения претерпевает оптическое поглощение, а когерентная часть создает в атомах частичное "темное" состояние и проходит сквозь ячейку в условиях КПН-резонанса. Поэтому относительная доля когерентного излучения на выходе увеличивается. Данный эффект предложено использовать для фильтрации некогерентной составляющей излучения.

Глава 3. Резонанс когерентного пленения населённости в оптически плотной ячейке с буферным газом при учете сверхтонкой и зеемановской структур уровней щелочного атома

Учет сверхтонкой и зеемановской структур уровней щелочного атома позволяет корректно описать влияние внешнего магнитного поля, световые сдвиги КПН-резонанса, возникающие главным образом из-за наличия сверхтонкой структуры возбужденного состояния, исследовать различные схемы поляризации излучения при возбуждении КПН-резонанса.

Проведен расчет предельно достижимой нестабильности квантового стандарта частоты на основе эффекта КПН в пределе дробового шума для двух схем поляризации: 1) $\text{lin} \parallel \text{lin}$ - линейная поляризация, угол между плоскостями поляризаций равен нулю; 2) $\text{lin} \perp \text{lin}$ - линейная поляризация, угол между плоскостями поляризаций равен 90° . Показано, что нестабильность начинает возрастать, когда ширина спектра каждой частотной компоненты становится соизмерима с доплеровской шириной и/или со сверхтонким расщеплением возбужденного уровня.

Проведена оптимизация нестабильности по интенсивности излучения, его отстройке, температуре и оптической толщине ячейки ((Рис.5(a)).

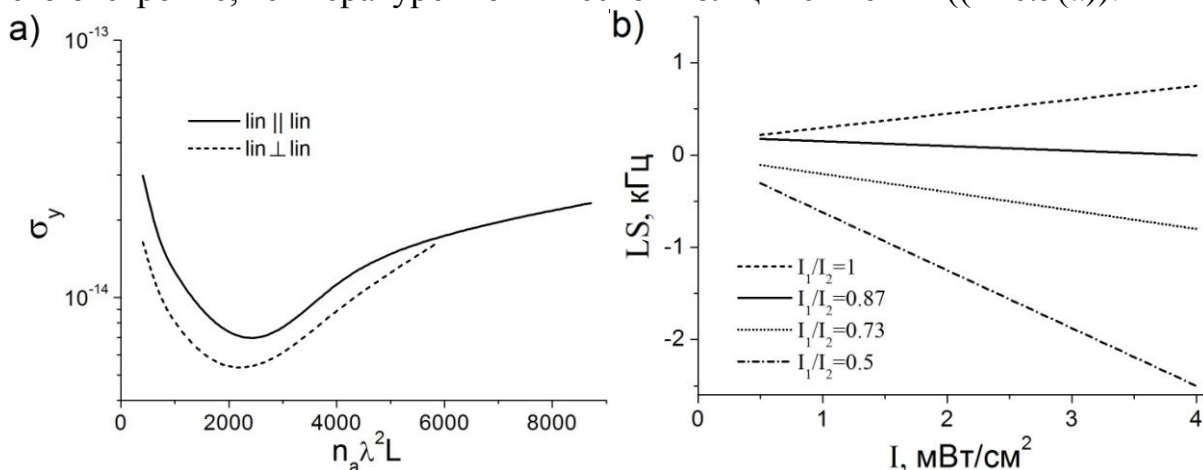


Рис.5 (а) - Кратковременная нестабильность квантового стандарта частоты за время усреднения 1 с в зависимости от оптической толщины ячейки. (б) - световой сдвиг КПН-резонанса в зависимости от интенсивности на входе при разных отношениях частотных компонент.

Проанализирован световой сдвиг КПН-резонанса, вызванный различным поглощением возбуждающих полей в оптически плотной ячейке. Проверен способ уменьшения флуктуации светового сдвига путем подбора отношения интенсивностей полей на входе в ячейку, предложенный в работе [11]. На Рис.5(б) видно, что для соотношения интенсивностей $I_1/I_2=0.87$ (сплошная кривая) флуктуации интенсивности приведут к минимальным флуктуациям светового сдвига.

Проведено сравнение расчета с экспериментальными данными работы [11]. Сравнивается положение и амплитуда трех КПН-резонансов, возникающих при возбуждении D1-линии Rb-87 двухчастотным линейно поляризованным лазерным полем, настроенным на уровень с полным моментом $F_e=1$ в ячейке с буферным газом Ne. Демонстрируется согласование расчета и экспериментальных данных при внешнем магнитном поле, отличном от нуля. При нулевом магнитном поле наблюдается отличие в амплитуде резонанса, связанное с тем, что в эксперименте точно обнулить внешнее магнитное поле крайне трудно.

Глава 4. Фазовая чувствительность оптических свойств атомного газа при замкнутой схеме возбуждения

В начале главы рассматривается действие непрерывного трехчастотного излучения на оптически тонкую среду неподвижных трехуровневых атомов. При этом образуется замкнутая схема возбуждения, что делает КПН-резонанс зависимым от относительной фазы полей. Используя систему уравнений для матрицы плотности атомов (2) с оператором взаимодействия (7), находятся аналитические выражения для недиагональных элементов матрицы плотности (оптических когерентностей), вещественная часть

которых определяет показатель преломления, а мнимая - коэффициент поглощения среды:

$$\operatorname{Re}(\rho_{23}) = \frac{U^2 \Omega \gamma \sin \Phi \cos \Phi}{U^2 \gamma^2 + 4(\Omega^2 - U^2)^2 + 12\Omega^2 U^2 \sin^2 \Phi}, \quad (8)$$

$$\operatorname{Im}(\rho_{23}) = \frac{U \Omega \sin \Phi (U \gamma \sin \Phi + 2(\Omega^2 - U^2))}{U^2 \gamma^2 + 4(\Omega^2 - U^2)^2 + 12\Omega^2 U^2 \sin^2 \Phi}, \quad (9)$$

где Ω - частота Раби полей оптического диапазона, U - частота Раби радиополя, Φ - относительная фаза полей. В зависимости от Φ эти кривые имеют максимумы. Интерес здесь представляет то, что максимум показателя преломления достигается не при $\Phi = \pi/2$, где достигает максимума поглощение, а при фазе

$$\Phi_{ex} = \arccos \left(\sqrt{1 - \frac{\gamma^2}{12\Omega^2 + 2\gamma^2}} \right) \xrightarrow{\Omega \gg \gamma} \frac{\gamma}{\Omega \sqrt{12}}, \quad (10)$$

которая может быть смещена в область малых значений поглощения путем подбора частот Раби.

В оптически плотном газе относительная фаза полей изменяется в объеме из-за различного набега фаз каждой частотной компоненты. Это учитывается посредством уравнения переноса излучения и дает сложную структуру показателя преломления в объеме газа. На Рис.6 видно, что эта структура имеет квазипериодический вид.

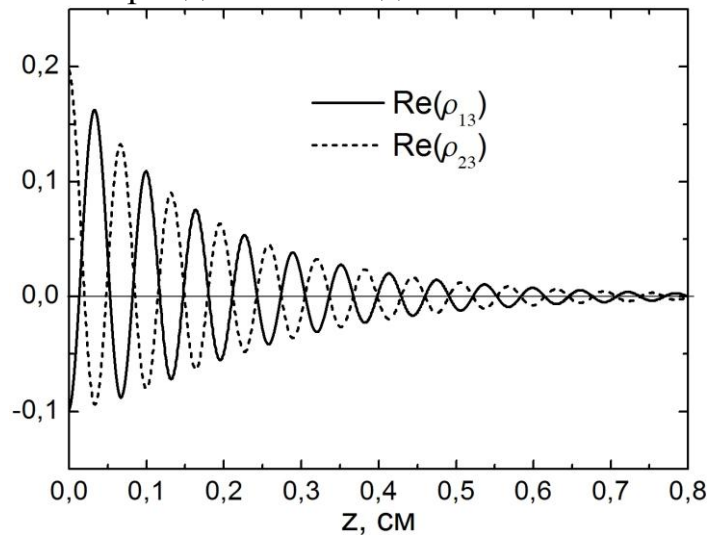


Рис.6 Вещественные части атомных когерентностей оптических переходов в зависимости от координаты z вдоль распространения луча.

Далее в данной главе рассматривается распространение импульсных лазерных полей при постоянной амплитуде радиочастотного поля в среде неподвижных атомов. Наличие замкнутой схемы возбуждения ведёт к обмену энергией между импульсами.

Далее рассматривается газ атомов при комнатной температуре, в котором квазипериодическая структура показателя преломления сохраняется, но её период увеличивается на два порядка.

В конце главы проводится сравнение с экспериментом работы [21] по управлению прохождением пробного лазерного поля при наличии контрольных лазерного и радиочастотного полей путём изменения относительной фазы Φ .

Список использованной литературы

- [1] *Агапьев, Б. Д.* Когерентное пленение населенностей в квантовых системах / Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский // *УФН*. – 1993. – Т. 163, №9.
- [2] *Harris, S.* Electromagnetically induced transparency / S. Harris // *Physics Today*. – 1997. – Vol. 50. – P. 36.
- [3] *Vanier, J.* Atomic clocks based on coherent population trapping: a review / J. Vanier // *Appl. Phys. B*. – 2005. – Vol. 81. – Pp. 421-442.
- [4] *Budker, D.* Optical magnetometry / D. Budker and M. Romalis // *Nature Physics*. – 2007. – Vol. 3. – P. 227.
- [5] *Kalachev, A.* Quantum storage via refractive-index control / A. Kalachev, O. Kocharovskaya // *Phys. Rev. A*. – 2011. – Vol. 83. – P. 053849.
- [6] *Kocharovskaya, O.* Amplification without inversion: The double- Λ scheme / O. Kocharovskaya, P. Mandel // *Phys. Rev. A*. – 1990. – Vol. 42. – P. 523.
- [7] *Little, B.* Rapidly reconfigurable optically induced photonic crystals in hot rubidium vapor / B. Little, D. J. Starling, J. C. Howell, et.al. // *Phys. Rev. A*. – 2013. – Vol. 87. – P. 043815.
- [8] *Kuznetsova, E.* Enhanced index of refraction in four-wave-mixing media / E. Kuznetsova, R. Rajapakse, S. Yelin // *Phys. Rev. A*. – 2013. – Vol. 88. – P. 033850.
- [9] *Зибров, А. С.* Форма сигнала двойного радиооптического резонанса в парах атомов Rb-85 в сильных полях / А. С. Зибров, А. А. Жуков, В. П. Яковлев, В. Л. Величанский // *Письма в ЖЭТФ*. – 2006. – Т. 83. – № 4. – С. 168.
- [10] *Zibrov, S. A.* / S. A. Zibrov, Y. O. Dudin, V. L. Velichansky, et al. // *Abstract Book of ICONO'05*. – 2005.
- [11] *Zibrov, S. A.* Coherent-population-trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks / S. A. Zibrov, I. Novikova, D. F. Phillips, et. al. // *Phys. Rev. A*. – 2010. – Vol. 81. – P. 013833.

- [12] *Breschi, E.* Quantitative study of the destructive quantum-interference effect on coherent population trapping / E. Breschi, G. Kazakov, R. Lammegger, et. al. // *Phys. Rev. A.* – 2009. – Vol. 79. – P. 063837.
- [13] *Liu, X.* Coherent-population-trapping resonances in buffer-gas-filled cs-vapor cells with push-pull optical pumping / X. Liu, J. Mérolla, S. Guérandel, et. al. // *Phys. Rev. A.* – 2013. – Vol. 87. – P. 013416.
- [14] *Firstenberg, O.* Theory of Dicke narrowing in coherent population trapping / O. Firstenberg, M. Shuker, A. Ben-Kish, et. al. // *Phys. Rev. A.* – 2007. – Vol. 76. – P. 013818.
- [15] *Danet, J.-M.* Ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control / J.-M. Danet, M. Lours, S. Guérandel, E. Clercq // *IEEE Transactions.* – 2014. – Vol. 61. – no. 567.
- [16] *Yano, Y.* Theoretical and experimental investigation of the light shift in Ramsey coherent population trapping / Y. Yano, W. Gao, S. Goka, and M. Kajita // *Phys. Rev. A.* – 2014. – Vol. 90. – P. 013826.
- [17] *Butts, D. L.* Coherent population trapping in raman-pulse atom interferometry / D. L. Butts, J. M. Kinast, K. Kotru, et. al. // *Phys. Rev. A.* – 2011. – Vol. 84. – P. 043613.
- [18] *Yano, Y.* Two-step pulse observation for Raman-Ramsey coherent population trapping atomic clocks / Y. Yano, S. Goka, and M. Kajita // *arXiv:1411.3779v2.* – 2014.
- [19] *Buckle, S. J.* Atomic interferometers / S. J. Buckle, S. M. Barnett, P. L. Knight, et. al. // *Optica Acta.* – 1986. – Vol. 33. – Pp. 1129-1140.
- [20] *Kosachiov, D. V.* Coherent phenomena in multilevel systems with closed interaction contour / D. V. Kosachiov, B. G. Matisov, Yu. V. Rozhdestvensky // *J. Phys. B.* – 1992. – Vol. 25. – P. 2473.
- [21] *Li, H.* Electromagnetically induced transparency controlled by a microwave field / H. Li, V. A. Sautenkov, Yu. V. Rostovtsev, et. al. // *Phys. Rev. A.* – 2009. – Vol. 80. – P. 023820.
- [22] *Раутиан, С. Г.* Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул / С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин. – Новосибирск: Наука, 1979.
- [23] *Кочаровская, О. А.* Захват населенностей и когерентное просветление трехуровневой среды периодической последовательностью ультракоротких импульсов / О. А. Кочаровская, Я. И. Ханин // *ЖЭТФ.* – 1986. – Т. 90. – С. 1610-1618.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проделанной работы достигнуты следующие результаты:

1. Построена математическая модель распространения широкополосного излучения в оптически плотной ячейке с парами щелочного металла и буферным газом, учитывающая конечную ширину спектра и перенос корреляций излучения.
2. Получены уравнения, описывающие распространение широкополосного излучения в ячейке с парами щелочного металла и буферным газом при замкнутом контуре возбуждения с учетом относительной фазы излучения.
3. Обнаружено, что контраст резонанса когерентного пленения населённостей снижается, когда ширина спектра излучения становится соизмерима с доплеровской шириной линии газа.
4. Установлено, что степень корреляции между модами излучения может возрастать при прохождении оптически плотной ячейки в условиях резонанса когерентного пленения населённостей.
5. Показано, что в оптически плотном газе при определенных условиях имеет место подавление светового сдвига резонанса когерентного пленения населённости за счет различного поглощения мод излучения.
6. При замкнутой схеме возбуждения показатель преломления атомного газа имеет максимум при определенной относительной фазе полей, который не совпадает с максимумом поглощения.
7. В случае замкнутой схемы возбуждения оптически плотного газа продемонстрирована возможность управления квазипериодической структурой показателя преломления путем изменения интенсивности микроволнового поля.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ АВТОРОМ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

По результатам работы опубликовано 10 статей в рецензируемых научных журналах:

1. Баранцев, К. А. Обмен энергией между лазерными импульсами в атомной среде с замкнутым контуром возбуждения / К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, Е. Н. Попов // *Известия РАН. Серия физическая.* – 2016. – Т. 80. – №7. – С.847-878.
2. Barantsev, K. A. Optimization of laser radiation for CPT-based miniature frequency standard / K. A. Barantsev, A. N. Litvinov, E. N. Popov, I. M. Sokolov // *IEEE Xplore: European Frequency and Time Forum.* – 2016.
3. Barantsev, K. A. Transport of laser emission with broadband spectrum in optically dense medium under the coherent population trapping / K. A. Barantsev, A. N. Litvinov, E. N. Popov // *Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* – 2016. – Vol. 41. – P. 1660137.
4. Баранцев, К. А. Влияние конечной ширины спектра лазерного излучения на форму линии резонанса когерентного пленения населенностей в оптически плотной среде с буферным газом / К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов // *ЖЭТФ.* – 2015. – Т. 148. – вып. 5(11) . – С. 869-882.
5. Barantsev, K. A. Energy exchange between laser pulses in atomic medium with a closed excitation contour / K. A. Barantsev, A. N. Litvinov, E. N. Popov // *EPJ Web of Conferences.* – 2015. – Vol. 103. – P. 04002.
6. Баранцев, К. А. Пространственные квазипериодические осцилляции показателя преломления в оптически плотной среде с замкнутой схемой возбуждения / К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов // *ЖЭТФ.* – 2014. – Т. 145. – вып.4. – С. 653-663.
7. Баранцев, К. А. Влияние температуры на форму пространственных квазипериодических осцилляций показателя преломления щелочных атомов в оптически плотной среде с замкнутой схемой возбуждения Δ -типа / К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов // *Квантовая электроника.* – 2014. – Т. 44. – № 10. – С. 944-949.
8. Barantsev, K. A. Effect of temperature on quasiperiodic refractive index oscillations in optically dense medium with a closed excitation contour / K. A. Barantsev, E. N. Velichko, A. N. Litvinov // *J. Phys. B.* – 2014. – Vol. 47. – P. 245401.

9. *Barantsev, K. A. Control of the index of refraction in optically dense medium / K. A. Barantsev, A. N. Litvinov // J. Phys.: Conf. Ser. – 2013. – Vol. 478. – P. 012008.*
10. *Баранцев, К. А. Аномальное поведение дисперсии атомной среды с замкнутой схемой возбуждения / К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, Г. А. Казаков, Ю. В. Рождественский // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42. – № 7.*

Помимо этого соискателем опубликовано более десяти работ в сборниках трудов конференций.