

На правах рукописи

Шахмуратов Рустэм Назимович

**МЕТОД АДИАБАТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ
ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СОСТОЯНИЙ МНОГОУРОВНЕВЫХ
КВАНТОВЫХ СИСТЕМ В РЕЗОНАНСНЫХ ПОЛЯХ
ИЗЛУЧЕНИЯ**

01.04.05 – оптика

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико–математических наук

КАЗАНЬ – 2009

Работа выполнена в Учреждении Российской Академии Наук,
Казанском физико–техническом институте им. Е.К. Завойского КазНЦ
РАН.

Официальные оппоненты: доктор физико–математических наук,
профессор А.И. Маймистов

доктор физико–математических наук,
профессор А.В. Горохов

доктор физико–математических наук,
профессор Л.А. Нефедьев

Ведущая организация: Российский научный центр
"Курчатовский институт",
Институт сверхпроводимости
и физики твердого тела,
г.Москва

Защита состоится “ 15 ” октября 2009г. в 14³⁰ часов на заседании
диссертационного совета Д 212.081.07 в Казанском государственном уни-
верситете им. Ульянова-Ленина по адресу: 420008, г.Казань, ул. Кремлёв-
ская, д. 18, КГУ, физический корпус, ауд. 210.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке им. Н.И.
Лобачевского Казанского государственного университета.

Автореферат разослан “ ____ ” _____ 2009г.

Учёный секретарь
диссертационного совета,
доктор физ.–мат. наук

Камалова Д.И.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации

Резонансное взаимодействие электромагнитного излучения с веществом является одной из фундаментальных проблем современной физики. Известно, что когерентное поле или несколько полей могут вызвать интерференцию двух и более состояний. Во многих случаях природа такой интерференции оказывается одинаковой для совершенно разных объектов, таких как, например, атомы, в которых с помощью оптических полей происходит возбуждение электронных уровней энергии, электронные спины в резонансном СВЧ излучении, ядерные спины в РЧ полях и внутриядерные состояния, взаимодействующие с гамма-излучением. Изучение процессов интерференции в этих объектах представляет интерес не только для фундаментальной науки, но имеет и прикладное значение. Например, когерентные переходные процессы, связанные с интерференцией атомных состояний, могут быть использованы для хранения и обработки информации [1, 2, 3, 4]. Рамановское возбуждение атомной когерентности с помощью двух лазерных полей может быть использовано для создания контролируемых линий задержки [5, 6]. Электромагнитно-индуцированная прозрачность, основанная на квантовой интерференции, позволяет управлять отдельными фотонами и осуществлять запись информации с использованием излучения, содержащего один квант [6, 7, 8, 9], что открывает новые возможности для квантовых вычислений. Когерентное приготовление среды с помощью лазерного излучения позволяет получить безынерсную лазерную генерацию в новых диапазонах частот, где создание инверсии заселённости затруднено или принципиально невозможно [10]. Резонансное четырёхволновое смешивание с использованием эффектов квантовой интерференции позволяет осуществлять эффективное нелинейное преобразование оптических полей чрезвычайно малой мощности - порядка

нановатт, т.е. позволяет работать с полями, содержащими один фотон. Использование пленения заселённости в когерентном состоянии позволяет измерять магнитное поле с точностью до пикотесла [5, 11]. Использование эффектов квантовой интерференции позволяет селективно возбудить молекулу в любое колебательное или вибронное состояние, не возбуждая электронную оболочку и не заселяя промежуточные колебательные состояния, что открывает новые возможности в квантовой химии [12].

Цель работы

Целью настоящей работы является развитие адиабатической теории квантовой интерференции состояний в процессе взаимодействия двухуровневых и трёхуровневых систем с резонансными полями. Задачи, решаемые в диссертации, её структура и конкретные аспекты обозначенной выше темы можно сформулировать следующим образом:

- анализ границы применимости адиабатического следования тёмного состояния при описании адиабатического переноса населённости и электромагнитно-индуцированной прозрачности;
- исследование прохождения импульса произвольной спектральной ширины в оптически плотной среде в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности;
- развитие спектроскопических методов исследования с применением электромагнитно-индуцированной прозрачности;
- исследование возможности управления параметрами импульса (амплитудой, фазой и формой) с помощью электромагнитно-индуцированной прозрачности;
- исследование процессов преобразования энергии электромагнитного излучения при формировании импульсов с групповой скоростью, существенно меньшей скорости света в среде;
- исследование возможности уменьшения групповой скорости импульса

- в среде с долгоживущими узкими спектральными провалами;
- исследование особенностей распространения однофотонных полей в среде с электромагнитно-индуцированной прозрачностью;
 - исследование возможности просветления резонансной среды для гамма-излучения в условиях пересечения уровней;
 - развитие теории безынервной лазерной генерации для гамма-излучения;
 - исследование динамики спиновой поляризации, индуцированной бихроматическим лазерным излучением;
 - исследование возможности наблюдения тёмных резонансов в примесных кристаллах.

Перечисленные задачи тесно связаны друг с другом единым подходом, в котором основным элементом является нахождение адиабатических решений поставленных задач.

Научная новизна

Построена новая теория, которая позволяет описать адиабатическую эволюцию квантовых систем и дать строгую оценку неадиабатических поправок. Она позволяет найти приближённое аналитическое решение большого класса задач, в которых параметры квантовых систем адиабатически изменяются.

На основании этой теории

- впервые найдены условия и пространственно-временные границы устойчивости формы импульса, распространяющегося в оптически плотной среде в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности;
- предложен новый метод замедления групповой скорости лазерного импульса в среде, который основан на создании долгоживущих спектральных провалов;
- предложен новый метод быстрого управления амплитудой, фазой

и формой импульса в оптически плотной среде с использованием электромагнитно-индуцированной прозрачности;

- впервые показано, что в оптически плотном образце можно проводить спектроскопически тонкие исследования с высоким спектральным разрешением, используя излучение с широким оптическим спектром;

- найден новый тип адиабатических возбуждений (адиабатонов), которые формируются в процессе медленного распространения импульса в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности;

- впервые показано, что однофотонное излучение в свободном пространстве имеет широкополосную спектральную компоненту, которая уменьшает вероятность его взаимодействия с резонансной средой; предложен метод удаления этой компоненты.

Кроме того,

- впервые показано, что с помощью двух стационарных лазерных полей можно создать гигантскую стационарно-осциллирующую спиновую поляризацию среды, которая, несмотря на неоднородное уширение оптического перехода, создаёт стационарный РЧ или СВЧ сигнал;

- впервые предложена схема безынерсного усиления гамма-излучения с помощью лазерного приготовления спинов в тёмном состоянии в условиях пересечения (антипересечения) уровней;

- впервые наблюдалось уменьшение поглощения гамма-излучения в резонансной среде при пересечении спиновых уровней возбуждённого состояния ядра, это уменьшение происходит благодаря формированию нормальных мод излучения в результате изменения его поляризации в образце.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту:

1. Развитый адиабатический подход к описанию эволюции многоуровневых квантовых систем в резонансных полях излучения позволяет найти простое приближённое решение широкого класса задач квантовой оп-

тики, таких как электромагнитно-индуцированная прозрачность, адиабатический перенос населённости, возбуждение двухуровневых систем импульсами с зависящей от времени частотой.

2. В оптически плотных средах, в которых создано окно электромагнитно-индуцированной прозрачности, спектрально ограниченный импульс со спектром, целиком попадающим в окно прозрачности, изменяется следующим образом: в средах с узким окном прозрачности длительность импульса увеличивается, его амплитуда уменьшается и после прохождения определенного расстояния он приобретает форму, близкую к гауссовой; в средах с широким окном прозрачности импульс после прохождения определённого расстояния разваливается на много компонент и теряет свою форму.

3. В оптически плотной среде с неоднородно уширенной линией поглощения создание узких спектральных провалов с длинным временем жизни позволяет существенно уменьшить групповую скорость распространения импульсов, спектр которых попадает в область провала.

4. Оптический фильтр на основе электромагнитно-индуцированной прозрачности позволяет разделять спектральные компоненты импульса (узкую и широкую) во времени.

5. Амплитуду, фазу и форму импульса можно быстро изменять с помощью мгновенного изменения параметров контролирующего поля в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности. Такое управление параметрами импульса открывает новые возможности для обработки информации, которая переносится оптическими импульсами.

6. Пересечение спиновых уровней возбуждённого состояния ядра приводит к уменьшению поглощения гамма-излучения в резонансной среде. Ключевым моментом этого эффекта является изменение поляризации излучения в процессе резонансного рассеяния, формирующего нормальные моды, для которых коэффициент поглощения уменьшается.

7. Приготовление спиновых подуровней невозбуждённых ядер ко-

герентным оптическим излучением одномодового лазера в тёмном состоянии позволяет получить безынерционное усиление гамма-излучения.

Практическая ценность

Полученные результаты могут быть использованы

- для создания контролируемых линий оптической задержки малых размеров, которые могут быть полностью интегрированы в микроэлектронные цепи;
- для создания узкополосных фильтров, работающих на основе электромагнитно-индуцированной прозрачности;
- для спектроскопии сверхвысокого разрешения с использованием полей спектроскопически плохого качества;
- для разработки новых лазеров, в том числе и в гамма-диапазоне;
- для обработки и хранения информации с помощью полей очень малой интенсивности;
- для управления параметрами импульсного излучения;
- для получения аналитических решений широкого класса задач, которые включают проблемы фемтохимии, столкновения атомов и молекул, надбарьерного отражения, поведение резонансных частиц в сильных полях с переменной амплитудой и частотой, адиабатического переноса заселённости, электромагнитно-индуцированной прозрачности, и т.д.

Достоверность результатов

Достоверность полученных результатов определяется логической последовательностью развитых идей и их связью с предыдущими работами в данной области, использованием математически достоверных методов описания и проверкой результатов с помощью численных методов, а также непротиворечивостью полученных результатов. Все результаты имеют простое качественное объяснение. В предельных случаях полученные результаты совпадают с известными результатами других

исследователей.

Личный вклад автора

Постановка задач и большинство расчётов принадлежат автору диссертации. Экспериментальная часть выполнялась соавторами.

Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях и школах:

Международная конференция "Когерентный контроль фундаментальных процессов"(Coherent Control of Fundamental Processes'06) Нижний Новгород, Россия 2006г.; Всероссийская конференция "Фотонное эхо и когерентная спектроскопия"(ФЭКС'05), Калининград, Россия 2005г.; Международная конференция "Перспективы нелинейной физики"(Frontiers of nonlinear physics), Нижний Новгород, Россия 2004г.; Международная конференция по квантовой электронике (CLEO/EQEC Europe), Мюнхен, Германия 2003г.; IX Международные чтения по квантовой оптике, Санкт-Петербург, Россия 2003г.; Международная конференция по квантовой электронике (IQEC/LAT) Москва, Россия 2002г.; X Международная конференция по лазерной физике (LPHYS) Москва, Россия 2001г.; Первая международная конференция по индуцированному гамма-излучению (IGE'97), Предьял, Румыния 1997г.

По результатам диссертации опубликовано 40 работ в центральной научной печати.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения, списка основных публикаций автора по теме диссертации и списка цитируемой литературы. Общий объём диссертационной работы составляет 378 страниц машинописного текста, включая 63 рисунка и список литера-

турных ссылок из 273 наименований. В конце каждой главы даются краткие выводы по изложенным в ней результатам. В заключении сформулированы основные результаты работы и благодарности.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дана общая характеристика работы, включающая актуальность работы, цель исследования, научную новизну полученных результатов и их практическое значение.

В первой главе излагается современное состояние теории и эксперимента по бихроматическому возбуждению атомов лазерными полями. Вводится понятие тёмного $|d\rangle$ и светлого $|b\rangle$ состояний [13]:

$$|d\rangle = \cos \alpha |1\rangle - \sin \alpha |2\rangle, \quad |b\rangle = \sin \alpha |1\rangle + \cos \alpha |2\rangle, \quad (1)$$

с помощью которых легко описывать динамический и кинетический этапы эволюции атома, подвергающегося действию двух резонансных полей (см. рис. 1а, на котором показана схема возбуждения трёхуровневого атома двумя лазерными полями с константами связи B_1 и B_2). В определении (1) параметр $\alpha = \arctg(B_1/B_2)$. Для простоты рассматриваются только три состояния атома: $|1\rangle$ - основное, $|2\rangle$ - метастабильное и $|3\rangle$ - возбуждённое состояние. Оказывается, что если атом находится в тёмном состоянии $|d\rangle$, то бихроматическое поле с компонентами B_1 и B_2 не возбуждает атом благодаря деструктивной интерференции каналов возбуждения [13]. Напротив, если атом находится в светлом состоянии $|b\rangle$, то он возбуждается бихроматическим полем, так как это состояние связано с возбуждённым состоянием $|3\rangle$ и константа связи равна $B = \sqrt{B_1^2 + B_2^2}$ [13] (рис. 1б).

Нами исследована возможность пленения населённости ионов Cr^{3+} в рубине при двухчастотном возбуждении R_1 -линии. Рассмотрен случай, когда образец помещён в постоянное магнитное поле, направленное вдоль

оптической оси кристалла. При напряжённости магнитного поля 4,14 кГс электронные спиновые подуровни $+1/2$ и $+3/2$ основного состояния 4A_2 пересекаются. При небольшом угле θ между вектором напряжённости магнитного поля и оптической осью кристалла происходит перемешивание спиновых состояний $+1/2$ и $+3/2$ и они расталкиваются. В этом случае оптический переход σ_3 между спиновой компонентой $+1/2$ основного состояния Cr^{3+} и $+1/2$ возбуждённого состояния \bar{E} расщепляется на два. Мы выбрали такой угол θ , когда разность частот переходов составляет 600 МГц, что удобно с точки зрения создания бихроматической накачки с помощью стандартных акустооптических модуляторов. Тогда схема возбуждения рубина выглядит так, как показано на рис. 1а.

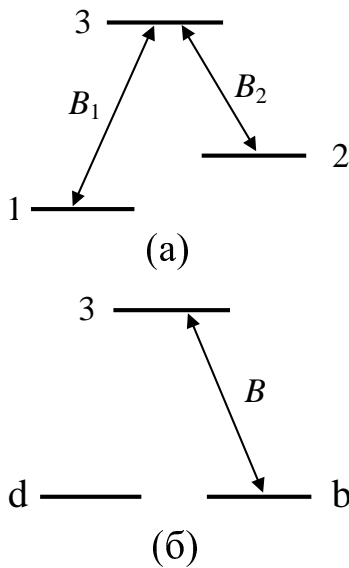


Рис. 1. Схема возбуждения трёхуровневого атома в базисе собственных невозмущённых состояний (а) и в базисе тёмного и светлого состояний (б).

Ввиду эквивалентности схем возбуждения (а) и (б), показанных на рис. 1, можно сказать, что при равной населённости уровней 1 и 2 действие π -импульса на переходе $b \rightarrow 3$ приводит к опустошению светлого состояния, а тёмное состояние d остаётся заселённым. Это соответствует созданию гигантской когерентности состояний 1 и 2, которые до действия импульса были заселены одинаково и когерентность между ними отсутствовала. Если бихроматическая накачка стационарна, то может возникнуть пленение населённости в тёмном состоянии [13, 14]. Оно имеет место при выполнении

двух условий: а) бихроматическая накачка удовлетворяет условию рамановского резонанса с антипересекающимися спиновыми подуровнями основного состояния и б) скорость накачки и скорость спонтанного распада возбуждённого состояния 3 больше скорости распада когерентности между состояниями 1 и 2. Показано, что пленение населённости мо-

жет служить тестом гипотезы поле-зависимой релаксации, предложенной для объяснения аномального поведения индукции и выжигания спектральных провалов в примесных кристаллах при низких температурах. Решение уравнений для атомных переменных получено в стандартной модели адиабатического приближения, когда можно пренебречь производной по времени от оптической поляризации.

Рассмотрено влияние неоднородного уширения оптических переходов на динамику и кинетику намагниченности, индуцированной в основном состоянии с помощью рамановского возбуждения. Показано, что намагниченность, соответствующая созданию когерентности между состояниями 1 и 2 в ансамбле частиц, не затухает в отличие от когерентности, которая возбуждается одним полем в ансамбле частиц с неоднородно уширенным спектром.

Во второй главе исследована возможность создания гамма-лазера без инверсии населённости. Предлагается использовать пленение населённости спиновых подуровней основного состояния ядра с помощью лазерной накачки. Принципиальная схема возбуждения показана на рис. 2. Состояния $|Gg1\rangle$ и $|Gg2\rangle$ – спиновые подуровни основного состояния ядра G , когда электронная оболочка находится в основном состоянии g . Рассматривается пара ядерных спиновых подуровней, которые пересекаются и перемешиваются под действием внешнего магнитного поля и электронно-ядерного взаимодействия аналогично пересечению уровней, рассмотренному в первой главе. Состояние $|Eg\rangle$ – возбуждённое состояние ядра с определённой спиновой проекцией, электронная оболочка не возбуждена. Состояние $|Ge\rangle$ – ядро находится в основном состоянии, а электронная оболочка возбуждена. В состояниях $|Eg\rangle$ и $|Ge\rangle$ рассматриваемые спиновые подуровни ядра не пересекаются с другими подуровнями в виду того, что ядро испытывает электронно-ядерное взаимодействие, отличающееся от того, которое имеет место в состоянии $|Gg\rangle$.

Найдены условия, когда лазерная накачка на переходах $|Gg2\rangle \rightarrow |Ge\rangle$, $|Gg1\rangle \rightarrow |Ge\rangle$ создаёт пленение населённости в тёмном состоянии $|d\rangle$. Расстояние между уровнями $|Gg1\rangle$ и $|Gg2\rangle$ меньше ширины оптического и гамма-переходов. Поэтому пленение населённости можно осуществить с помощью монохроматической накачки. Показано, что если, например, 95% населённости сосредоточено в состояниях $|Gg1\rangle$ и $|Gg2\rangle$, а 5% – в возбуждённом состоянии ядра, то в условиях пленения населённости в тёмном состоянии, возникает усиление гамма-излучения благодаря переходам между возбуждённым состоянием ядра и светлым состоянием $|b\rangle$, между которыми устанавливается эффективная инверсия $\sim 3,6\%$.

В третьей главе исследованы такие явления как электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) в импульсном режиме и адиабатический перенос населённости. Последний известен как стимулированное рамановское адиабатическое прохождение (СТИРАП) [12]. Оба явления рассмотрены с единой точки зрения, ключевым элементом которой является адиабатическое следование изменяющегося во времени тёмного состояния $|d\rangle$ (1). В этой главе рассмотрение ограничено случаем коротких импульсов B_1 и B_2 , длительность которых существенно меньше всех времён релаксации.

Если атомы вначале находятся в состоянии $|1\rangle$, импульс B_2 включается раньше и выключается позже импульса B_1 , то при выполнении некоторых условий атомы адиабатически следу-

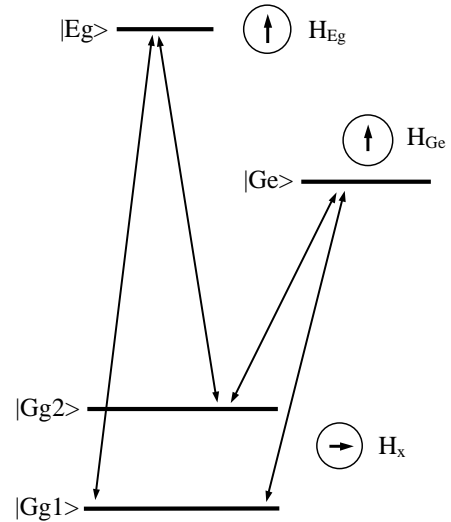


Рис. 2. Схема возбуждения электронно-ядерной системы. В кружочках показано направление эффективного магнитного поля, которое испытывает ядерный спин. Для нижних состояний оно отличается благодаря пересечению уровней.

ют за изменяющимся тёмным состоянием $|d\rangle$, которое в конце действия импульсов совпадает с основным состоянием $|1\rangle$.

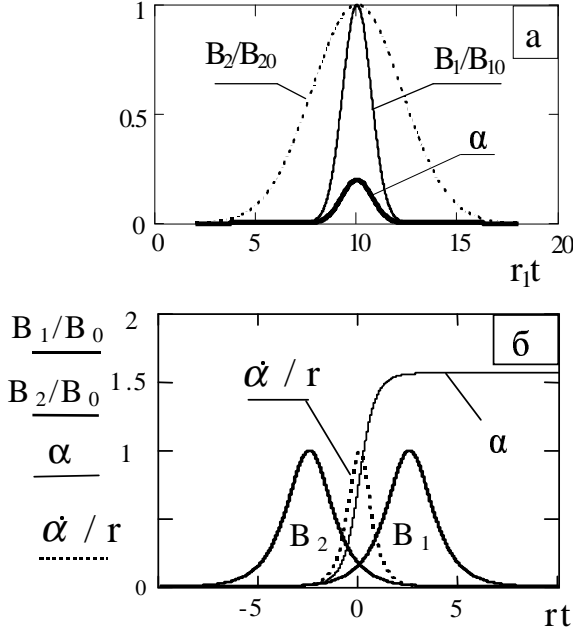


Рис. 3. Схема возбуждения импульсных ЭИП (а) и СТИРАП (б).

на рис. 3а показана последовательность импульсов B_1, B_2 гауссовой формы со скоростями изменения r_1 и r_2 , соответственно. Амплитуды импульсов нормированы на их максимальные значения B_{10}, B_{20} . Параметр смешивания α состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ в определении тёмного состояния $|d\rangle$ равен нулю при $t = \pm\infty$ и имеет максимальное значение $\alpha_{max} = \arctg(B_{10}/B_{20})$ при $t = 0$.

СТИРАП осуществляется последовательностью импульсов B_1 и B_2 одинаковой амплитуды B_0 . Импульс B_2 подаётся раньше B_1 так, что параметр α изменяется от нуля до $\pi/2$ (см. рис. 3б). Поэтому атомы, находившиеся до действия импульса в состоянии $|1\rangle$, оказываются в состоянии $|2\rangle$ после импульсной последовательности. Если атомы всё время находятся в тёмном состоянии, то переход $1 \rightarrow 2$ осуществляется без заселения возбуждённого состояния $|3\rangle$.

Нами развита теория адиабатического следования тёмного состояния трёхуровневой системой. Полученное решение представлено в виде суммы адиабатической и неадиабатической компонент. Адиабатическая ком-

В этом случае возбуждение атомов становится полностью обратимым и энергия импульсов не теряется в образце, как это имеет место в случае самоиндуцированной прозрачности (СИП). Если же выполняется соотношение $B_2 \gg B_1$, то в отличие от СИП прозрачность оптически плотного образца становится возможной и для импульсов B_1 малой площади.

На рис. 3а показана последовательность импульсов B_1, B_2 гауссовой формы со скоростями изме-

понента описывает эволюцию атома, находящегося в тёмном состоянии высшего порядка. Эту компоненту можно представить в виде ряда, члены которого связаны рекуррентным соотношением: $\alpha_n = \dot{\alpha}_{n-1} / B$, где $\alpha_0 = \alpha$. Ряд быстро сходится, если выполняется соотношение: $\alpha_{n+1} < \alpha_n$ для всех n .

Если бы поля B_1 и B_2 имели постоянные амплитуды, то тёмное состояние было бы собственным состоянием трёхуровневого атома, взаимодействующего с этими полями. Зависимость их от времени приводит к тому, что тёмное состояние становится связанным со светлым состоянием и параметр связи равен $\dot{\alpha}$. Поэтому возможен каскадный переход $|d\rangle \xrightarrow{\dot{\alpha}} |b\rangle \xrightarrow{B} |3\rangle$, где над стрелками показаны параметры связи состояний. В результате мы опять имеем три состояния, связанные двумя «полями». Можно найти новое тёмное состояние:

$$|d_1\rangle = \cos \alpha_1 |d\rangle + i \sin \alpha_1 |3\rangle, \quad (2)$$

где $\alpha_1 = \arctg(\dot{\alpha} / B)$, но поскольку параметр $\dot{\alpha}$ тоже зависит от времени, это состояние оказывается связанным с ортогональным ему светлым состоянием $|b_1\rangle = i \sin \alpha_1 |d\rangle + \cos \alpha_1 |3\rangle$. Можно продолжать поиски идеального тёмного состояния, повторяя описанную выше процедуру бесконечное число раз, но идеального тёмного состояния найти невозможно. Всегда какая-то часть населённости будет «уходить» из любого тёмного состояния высшего порядка. Между тем, уже первая коррекция $|d_1\rangle$ тёмного состояния $|d\rangle$ позволяет описать уменьшение групповой скорости V распространения импульса B_1 в условиях ЭИП. Дело в том, что для уменьшения V необходимо обратимое заселение возбуждённого состояния $|3\rangle$, которое содержится в $|d_1\rangle$ и отсутствует в $|d\rangle$. Следует отметить, что для ЭИП все тёмные состояния высшего порядка совпадают с основным состоянием $|1\rangle$ при $t = \pm\infty$. Поэтому адиабатическая часть решения не описывает неадиабатические потери.

Развита новая теория учёта неадиабатических поправок, которая да-

ёт намного более точное значение для амплитуды вероятности неадиабатических поправок по сравнению с предыдущими теориями, развитыми, например, Лайном–Стенхольмом [15]. Полученное решение для трёхуровневого атома, подвергающегося действию двух полей, может быть использовано для решения широкого класса задач об эволюции двухуровневого атома в переменном поле, амплитуда и частота которого изменяются во времени. Это обязано тому факту, что уравнение Шредингера для амплитуд вероятности состояний трёхуровневого атома после перехода к действительным переменным совпадает по виду с уравнением Блоха для двухуровневого атома.

В четвертой главе исследован процесс медленного распространения короткого импульса сигнальной волны B_1 в условиях ЭИП, когда амплитуда контролирующей волны B_2 постоянна и выполняется соотношение $B_1 \ll B_2$. Понимание физики формирования «медленного света» позволило предложить способ управления параметрами импульса B_1 с помощью быстрого изменения амплитуды контролирующей волны B_2 . Кроме того, мы обнаружили, что короткие РЧ-импульсы, которые изменяют низкочастотную когерентность 1-2, создаваемую полями B_1 и B_2 , позволяют расщеплять импульс B_1 во времени без изменения его длительности.

Это исследование стимулировано парадоксом, который всегда присутствует в ЭИП. Суть его заключается в следующем. Предположим, что импульс B_1 , входящий в ЭИП-среду, имеет длительность T_{in} и пространственную длину $L_{in} = cT_{in}$, где c – скорость света в свободном пространстве. Внутри среды амплитуда B_1 и длительность импульса T_{in} не изменяются, а его длина $L_m = VT_{in}$ укорачивается: $L_m/L_{in} = V/c \ll 1$, где V – групповая скорость импульса. Отсюда следует, что энергия импульса в образце падает как V/c . Возникает вопрос: куда пропадает львиная часть энергии импульса при его медленном распространении?

На основании найденного в этой главе тёмного состояния d_1 (2), ко-

торое описывает эволюцию атома в бихроматическом поле, выведены уравнения, описывающие распространение волн B_1 и B_2 . Получено приближённое решение уравнений для интенсивностей этих волн. Оно универсально и может быть применено как к Λ -схеме возбуждения (рис. 1а), так и к лестничной схеме возбуждения, когда уровень 2 расположен выше уровня 3. Решение справедливо при любых значениях констант связи полей B_1 и B_2 с атомами. Здесь следует отметить, что в работе [16] Эберли с соавторами нашли точное решение этой задачи для одного частного случая: Λ -схема возбуждения с одинаковыми константами взаимодействия. Оно представлено в интегральном виде, и для его анализа, учитывающего начальные и граничные условия, необходимы численные расчёты. Результаты численного анализа [16] показали, что в среде формируется коррелированное возбуждение - адиабатон, который представляет собой провал во временном профиле амплитуды контролирующего поля и пичок сигнальной волны, распространяющиеся вместе с групповой скоростью V . Кроме того, появляется ещё один пичок во временном профиле амплитуды контролирующего поля, который распространяется со скоростью c .

Анализ нашего решения для интенсивностей полей, которое имеет простой аналитический вид, показал, что в Λ -схеме возбуждения львиная доля энергии импульса сигнальной волны при входе в образец преобразуется в контролируемую волну и в виде импульса (пичка) покидает среду со скоростью c . Затем в результате преобразования энергии контролирующей волны в сигнальную волну и обратно формируется медленно распространяющийся адиабатон. Таким образом, в Λ -схеме «медленный свет» формируется благодаря заимствованию энергии из контролирующей волны и возвращению этой энергии обратно в контролируемую волну. Процесс преобразования энергии управляется спиновой волной - когерентностью 1-2, которая медленно распространяется в образце. Она формируется в начале образца под действием полей B_1 и B_2 , приобретая

форму импульса B_1 , а затем движется под действием контролирующей волны.

Для того, чтобы проверить правильность этих выводов, рассмотрен случай, когда после формирования спиновой волны амплитуда контролирующего поля скачком увеличивается. Такой скачок не влияет на амплитуду спиновой волны, но увеличивает её скорость. Поэтому скорость сигнального импульса тоже увеличивается, а его длительность уменьшается согласно требованию неизменности его пространственной длины, которая должна совпадать с длиной спиновой волны. Чтобы амплитуда спиновой волны сохранилась, необходимо увеличение амплитуды сигнального импульса, пропорциональное изменению амплитуды контролирующего поля. С помощью аналитических расчётов была подтверждена правильность предположений об изменении амплитуды и длительности сигнального импульса. Очевидно, что фаза импульса тоже изменится, если изменить фазу контролирующего поля.

В свою очередь любое прямое воздействие на спиновую волну может привести к изменению сигнального импульса. Так, если, например, с помощью короткого РЧ-импульса перевести часть населённости состояния $|2\rangle$ (рис. 1а) в одну из других сверхтонких компонент $|4\rangle$ (не показанную на рис. 1) основного состояния, то амплитуда спиновой волны уменьшится, а её скорость не изменится. Это должно привести к уменьшению амплитуды сигнального импульса. Если после того, как спиновая волна дойдет до выхода из образца и там исчезнет, вторым РЧ-импульсом вернуть населённость из состояния $|4\rangle$ в состояние $|2\rangle$, то появившаяся когерентность 1–2 будет двигаться со скоростью V , порождая импульс сигнальной волны. Эта когерентность сохраняет информацию о пространственной форме первоначальной спиновой волны. Высказанные выше предположения тоже подтверждены с помощью аналитических расчётов.

В лестничной схеме возбуждения решение уравнений для интенсив-

ности полей B_1 и B_2 показало, что формируется адиабатон нового типа: два пика во временных профилях контролирующей и сигнальной волны, распространяющихся вместе с групповой скоростью V . Кроме того, в профиле контролирующего поля формируется провал, который распространяется со скоростью c . Показано, что формирование такого провала происходит благодаря тому, что энергия сигнального импульса запасается в метастабильном состоянии $|2\rangle$, а потом высвобождается в виде двух пиков во временном профиле сигнальной и контролирующей волны. Чем больше запасается энергии в метастабильном состоянии, тем медленнее распространяется адиабатон.

В пятой главе исследовано распространение импульса сигнальной волны в трёх случаях: а) в трёхуровневой среде с широкой линией поглощения, в которой с помощью стационарного контролирующего поля создано узкое окно ЭИП; б) в трёхуровневой среде с узкой линией поглощения, в которой стационарное контролирующее поле расщепляет эту линию на две компоненты и в) в двухуровневой среде с неоднородно уширенной линией поглощения, в которой предварительно с помощью накачки создан узкий спектральный провал с длинным временем жизни. Для всех трёх случаев получено совместное решение волнового уравнения и уравнений для среды в линейном приближении по амплитуде сигнальной волны $E_{s0}(z, t)$:

$$E_{s0}(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{s0}(0, \nu) \exp \left[-i\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) - A(\nu)z \right] d\nu, \quad (3)$$

где $E_{s0}(0, \nu)$ – фурье-образ сигнального импульса на входе в образец и $A(\nu)$ – спектральная функция образца. Показано, что если спектр импульса попадает в окно прозрачности, то интеграл в выражении (3) можно приближённо вычислить, раскладывая спектральную функцию $A(\nu)$ в ряд вблизи дна спектрального провала, ограничившись только четырь-

мя членами разложения:

$$A(\nu)z \approx \frac{\alpha_c z}{2} - i\nu t_{dA} + \frac{\nu^2}{\Delta_{eff}^2} - i\frac{\nu^3}{3\Delta_{dist}^3}, \quad (4)$$

где α_c – коэффициент поглощения в центре окна прозрачности, t_{dA} – время задержки импульса в среде благодаря нормальной дисперсии, Δ_{eff} – эффективная полуширина окна прозрачности для толстого образца, Δ_{dist} – параметр, который определяет границу распространения импульса без искажений. Для трёх перечисленных выше случаев получены следующие результаты. В случае узкого окна ЭИП и узкого спектрального провала в неоднородно уширенном спектре поглощения ансамбля двухуровневых атомов достаточно учесть только три члена разложения (4). Это обязано тому факту, что спектр импульса сужается с расстоянием z как $\sim 1/\sqrt{z}$, т.е. быстрее, чем $\Delta_{dist} \sim 1/\sqrt[3]{z}$. Поэтому в любой точке образца z , сколь угодно удаленной от входа в образец, спектральная ширина импульса меньше Δ_{dist} и поэтому импульс не искажается. В случае расщепления узкой линии поглощения на переходе 1–3 сильным контролирующим полем, действующим на переходе 2–3, сужение спектра импульса незначительно. Поэтому всегда существует предельное расстояние распространения z , начиная с которого происходит искажение импульса. Оно хорошо описывается четвертым членом разложения (4).

Исследовано распространение импульса, спектр которого намного шире окна прозрачности. Показано, что окно прозрачности вырезает адиабатическую часть импульса, длительность которого определяется шириной окна прозрачности и не зависит от начальной длительности импульса. Этот факт позволяет определить с высокой точностью положение спектрального провала, если воспользоваться методом гетеродинамирования: смешивать прошедшую волну с референтной волной. Незначительное отклонение δ несущей частоты импульса по отношению к центру провала, равное, например, $\delta = \pi/(2t_{dA})$, приводит к модуляции интен-

сивности суммы прошедшего сигнала и референтной волны.

В шестой главе исследовано взаимодействие однофотонного излучения с резонансной средой, содержащей большое число частиц. Рассмотрено однофотонное излучение, которое рождается при распаде возбужденной частицы с излучением в моды свободного пространства. Для наглядности однофотонное излучение выражается в виде суммы $|\mathbf{b}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |\mathbf{b}_s\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |\mathbf{b}_a\rangle$ симметричной $|\mathbf{b}_s\rangle$ и асимметричной $|\mathbf{b}_a\rangle$ компонент:

$$|\mathbf{b}_s\rangle = -i\sqrt{2} \sum_{\mathbf{k}} g_{\mathbf{k}} \frac{\Delta_{ph} \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0)}{\nu_k^2 + \Delta_{ph}^2} |1_{\mathbf{k}}, \{0_{\mathbf{q}}\}\rangle, \quad (5)$$

$$|\mathbf{b}_a\rangle = \sqrt{2} \sum_{\mathbf{k}} g_{\mathbf{k}} \frac{\nu_k \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0)}{\nu_k^2 + \Delta_{ph}^2} |1_{\mathbf{k}}, \{0_{\mathbf{q}}\}\rangle, \quad (6)$$

где $|1_{\mathbf{k}}, \{0_{\mathbf{q}}\}\rangle$ – состояние Фока, в котором мода с частотой ω_k содержит один фотон с волновым вектором \mathbf{k} , а остальные моды, обозначенные как $\{0_{\mathbf{q}}\}$, – пустые. Положение излучающей частицы обозначено вектором \mathbf{r}_0 , $\nu_k = \omega_k - \omega_0$ – разность частот моды k и резонансного перехода из возбуждённого состояния e в основное состояние g , $2\Delta_{ph}$ – скорость распада возбуждённого состояния e . Параметр связи излучения с источником равен $g_{\mathbf{k}}$. Состояние $|\mathbf{b}\rangle$ в действительности представляет собой волновой пакет, состоящий из многих фоковских состояний. Оно нормировано так, что в целом это состояние содержит один фотон.

Показано, что асимметричная компонента фотона $|\mathbf{b}_a\rangle$ имеет малую вероятность взаимодействия с ансамблем резонансных частиц благодаря тому, что она имеет длинные спектральный хвосты, спадающие как $\sim 1/\nu$. Это существенно ухудшает перспективы использования таких фотонов для переноса и хранения информации, так как только симметричная компонента фотона $|\mathbf{b}_s\rangle$ имеет высокую вероятность поглощения. Предлагается удалить асимметричную компоненту с помощью ЭИП-фильтра. Показано, что в результате пропускания такого фотона через толстую ЭИП-среду спектр однофотонного излучения приближается к гауссовому. Предложенная схема фильтрации и регистрации од-

нофотонного излучения улучшает перспективы использования однофотонного излучения для переноса, записи и считывания информации.

В седьмой главе исследовано распространение гамма-излучения через резонансную среду в условиях пересечения сверхтонких подуровней возбуждённого состояния ядра. Обнаружен 25%-ый дефицит поглощения. Эффект объяснен интерференцией пересекающихся подуровней, которая приводит к изменению поляризации излучения, рассеянного вперёд. В результате в протяжённой резонансной среде развиваются нормальные моды излучения, которые меньше поглощаются. Обнаруженный эффект можно отнести к новому типу электромагнитно-индуцированной прозрачности.

Основные результаты, полученные в диссертации

1. Найдено простое аналитическое решение задачи о прохождении импульса произвольного спектрального состава в оптически плотной среде в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности, которое хорошо описывает все особенности изменения формы импульса в протяжённой среде.
2. Предложен новый вид оптического фильтра, основанный на эффекте электромагнитно-индуцированной прозрачности, который позволяет разделять спектральные компоненты поля (узкую и широкую) во времени.
3. Предложена новая схема безынерсного усиления гамма-излучения, в которой спиновые подуровни невозбуждённых ядер приготавливаются оптическим когерентным излучением в тёмном состоянии, что позволяет исключить поглощение гамма-квантов невозбуждёнными ядрами.

4. Предложен новый метод управления амплитудой, фазой и формой импульса сигнальной волны с помощью изменения параметров контролирующего поля в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности. Такое управление параметрами импульса открывает новые возможности для обработки информации, которая переносится оптическими импульсами.
5. Предложен новый метод значительного уменьшения групповой скорости импульса в оптически плотной среде, который основан на использовании долгоживущего спектрального провала в неоднородно уширенной линии поглощения среды, заранее созданного с помощью дополнительного лазерного излучения.
6. Показано, что однофотонное излучение одиночной возбуждённой частицы в свободное пространство имеет широкополосную спектральную компоненту, которая уменьшает вероятность его взаимодействия с резонансной средой. Предложено с помощью электромагнитно-индуцированной прозрачности удалять эту компоненту, что позволяет увеличить вероятность резонансного взаимодействия фотона со средой. Это имеет большое значение для квантовой информатики.
7. Обнаружено, что пересечение спиновых уровней возбуждённого состояния ядра приводит к уменьшению поглощения гамма-излучения в резонансной среде. Показано, что это уменьшение обязано формированию нормальных мод излучения благодаря изменению его поляризации в процессе резонансного рассеяния.

Основные выводы

На основании проведённых исследований можно сделать вывод, что явление интерференции состояний многоуровневых квантовых систем

может быть использовано для создания новых типов миниатюрных линий задержки, для управления параметрами импульсов электромагнитного излучения и для понижения порога генерации гамма-лазеров.

Список авторской литературы

- [A1] *Dark and bright states of the coherently excited three-level atom* /R.N. Shakhmuratov, J. Odeurs, R. Coussement, A. Szabo //Laser Physics.-2004.-V.14, № 1.-P.39-50.
- [A2] *Возбуждение спиновой когерентности в рубине с помощью бихроматического лазерного поля* /Р.Н. Шахмуратов, А. Сабо, Г. Козырев, Р. Куссемент, Дж. Одюрс, П. Мандель //Известия РАН. Серия физическая.- 2000.-Т.64,№ 10.-С.1963-1967.
- [A3] *Population trapping in ruby* /R.N. Shakhmuratov, A. Szabo, G. Kozyreff, R. Coussement, J. Odeurs, and P. Mandel //Laser Physics.-2000.-V.10,№ 1.-P.48-52.
- [A4] *Dark state in ruby: analysis of the feasibility* /R.N. Shakhmuratov, A. Szabo, G. Kozyreff, R. Coussement, J. Odeurs, and P. Mandel //Phys. Rev. A-2000.- V.62,№4.-P.043405(1-12).
- [A5] Szabo A. *Optical stimulated nutation echo* /A. Szabo and R.N. Shakhmuratov //Phys. Rev. A-1997.- V.55,№ 2.- P.1423-1429.
- [A6] Shakhmuratov R.N. *Transient nutation signal locking* /R.N. Shakhmuratov //Phys. Rev. A-1999.-V.59,№ 5.-P.3788-3796.
- [A7] Шахмуратов Р.Н. *Запись и считывание информации с помощью рамановского возбуждения когерентности* /Р. Н. Шахмуратов //Известия РАН. Серия Физическая.-2002.-Т.66,№3.-С.341-344.

- [A8] *Low-frequency coherence excitation in the ground state manifold and saturation of the quasi-two-level atom by a resonant field* /R.N. Shakhmuratov, J. Odeurs, R. Coussement, and A. Szabo //Laser Physics.-2001.-V. 11,№ 1.-P.50-53.
- [A9] Shakhmuratov R.N. *Relaxation frequency shift influence on the generation parameters of three-level and four-level lasers* /R. N. Shakhmuratov //Phys. Lett. A-1985.-V. 110,№7-8.-P.379-382.
- [A10] Шахмуратов Р.Н. *Особенности резонансного взаимодействия поля излучения с трехуровневыми системами, имеющими пороговую инверсию заселенностей* /Р.Н. Шахмуратов //Оптика и спектроскопия.-1985.-Т.58,В.4.-С.930-932.
- [A11] Шахмуратов Р.Н. *Роль уровней квазиэнергии в процессах усиления света стимулированным излучением* /Р.Н. Шахмуратов //Квантовая электроника.-1986.-Т.13,В.2.-С.271-280.
- [A12] Шахмуратов Р.Н. *Создание гамма-волновода с помощью рамановского возбуждения ядер* /Р.Н. Шахмуратов //Оптика и Спектроскопия.-1998.-Т.84,№ 5.-С.804-810.
- [A13] *Gain without inversion for gamma radiation* /R.N. Shakhmuratov, G. Kozyreff, R. Coussement, J. Odeurs, P. Mandel //Optics Communications.-2000.-V.179,№1-6.-P.525-536.
- [A14] Shakhmuratov R.N. *Influence of giant nuclear-spin polarisation on resonant gamma-ray absorption and emission* /R.N. Shakhmuratov //Australian Journal of Physics.-1998.-V.51,№2.-P.339-348.
- [A15] Shakhmuratov R.N. *Gamma optics fiber created by coherent light* //IGE'97, Proceedings of the First International Induced Gamma Emission Workshop, August 16-20, 1997, Predeal, Romania, Editors: I. I. Popescu and C. A. Ur -1999-P.83-89.

- [A16] *Inversionless amplification and propagation in an electronuclear level-mixing scheme* /G. Kozyreff, R.N. Shakhmuratov, J. Odeurs, R. Coussement, and P. Mandel //Phys. Rev. A -2001.-V.64,№1.-P.013810(1-7).
- [A17] *Quantum optics with gamma radiation* /R. Coussement, R. Shakhmuratov, G. Neyens and J. Odeurs //Europhysics News.-2003.-V.34,№5.-P.190-194.
- [A18] *Electromagnetically induced transparency via adiabatic following of the nonabsorbing state* /R.N. Shakhmuratov, J. Odeurs, R. Coussement, P. Mégret, G. Kozyreff, and P. Mandel //Phys. Rev. Lett.-2001.-V.87,№8.-№15.-P.153601(1-4).
- [A19] Shakhmuratov R.N. *Electromagnetically induced transparency for gamma-quanta using RF field* /R.N. Shakhmuratov and J. Odeurs //Hyperfine Interactions.-2001.-V.135.-P.215-221.
- [A20] Shakhmuratov R.N. *Adiabatic-following criterion, estimation of the nonadiabatic excitation fraction, and quantum jumps* /R.N. Shakhmuratov and J. Odeurs //Phys. Rev. A -2003.-V.68,№4.-P.043802(1-13); arXiv: physics/030217 - 6 Feb. 2003.-V.1.-P.1-41.
- [A21] Shakhmuratov R.N. *Two types of adiabats in electromagnetically induced transparency* /R.N. Shakhmuratov and J. Odeurs //Phys. Rev. A -2006.-V.74,№4.-P.043807(1-4).
- [A22] Shakhmuratov R.N. *Where is the energy of slow light stored?* /R.N. Shakhmuratov and J. Odeurs //Laser Physics.-2007.-V.17,№5.-P.652-655.
- [A23] Shakhmuratov R.N. *Instantaneous processing of "slow light": amplitude-duration control, storage, and splitting*

- /R.N. Shakhmurov, A.A. Kalachev, J. Odeurs //Phys. Rev. A - 2007.-V.76,№3.-P.031802(R,1-4).
- [A24] Shakhmurov R.N. *Pulse transformation and time-frequency filtering with electromagnetically induced transparency* /R.N. Shakhmurov and J. Odeurs //Phys. Rev. A -2005.-V.71,№1.-P.013819(1-15).
- [A25] *Slow light with persistent hole burning* /R.N. Shakhmurov, A. Rebane, P. Mégret, and J. Odeurs //Phys. Rev. A -2005.-V.71,№5.-P.053811(1-8).
- [A26] *Медленный свет в полимерной пленке с узким спектральным провалом* /Р.Н. Шахмуратов, А. Ребане, П. Мегрэ, Дж. Одюрс //Известия РАН. Серия физическая.-2006.-Т.70,№4.-С.477-479.
- [A27] *Slow light with persistent spectral hole burning in waveguides* /A. Rebane, R.N. Shakhmurov, P. Mégret, and J. Odeurs //J. Lumin.-2007.-V.127,№1.-P.22-27.
- [A28] Shakhmurov R.N. *Causality and the color of a single gamma photon* /R.N. Shakhmurov, J. Odeurs, P. Mandel //Frontiers of nonlinear physics, Proceedings of the 2nd International Conference, Nizhny Novgorod – St.-Petersburg, Russia, 5-12 July, 2004, Edited by A. Litvak, Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod -2005.-С.493-498.
- [A29] Shakhmurov R.N. *Single photon emitted by a single particle in free-space vacuum modes and its resonant interaction with two- and three-level absorbers* /R.N. Shakhmurov, J. Odeurs, and P. Mandel //Phys. Rev. A -2007.-V.75,№1.-P.013808(1-14).
- [A30] *Ядерная радиационная голография: замечательный пример пространственной когерентности* /Дж. Одюрс, Р. Калленс, Р. Кус-

семент, К. Лаббэ, Р.Н. Шахмуратов //Известия Академии Наук. Серия Физическая -2000.-Т.64,№10.-С.1968-1972.

- [A31] *Nuclear emission holography* /C.L'abbe, J. Odeurs, G.R. Hoy, R. Callens, R.N. Shakhmuratov and R. Coussements //Hyperfine Interactions.-2002.-V.139/140.-P.691-698.
- [A32] *Controlling absorption of gamma radiation via nuclear level anticrossing* /R. Coussement, Y. Rostovtsev, J. Odeurs, G. Neyens, H. Muramatsu, S. Gheysen, R. Callens, K. Vyvey, G. Kozyreff, P. Mandel, R. Shakhmuratov, and O. Kocharovskaya //Phys. Rev. Lett.-2002.-V.89,№10.-P.107601(1-4).
- [A33] *Induced transparency for gamma radiation via nuclear level mixing* /J. Odeurs, R. Coussement, K. Vyvey, H. Muramatsu, S. Gheysen, R. Callens, I. Serdons, R.N. Shakhmuratov, Y. Rostovtsev, and O. Kocharovskaya //Hyperfine Interactions.-2002.-V.143.-P.97-110.
- [A34] *Slowing down of gamma photons* /R. Coussement, S. Gheysen, I. Serdons, R. Callens, K. Vyvey, R.N. Shakhmuratov, J. Odeurs, P. Mandel, Y. Rostovtsev, O. Kocharovskaya //Hyperfine Interactions.-2003.- V.151,№1.-P.93-104.
- [A35] *Aspects of EIT with gamma radiation* /S. Gheysen, R. Coussement, H. Muramatsu, R.N. Shakhmuratov, K. Vyvey and J. Odeurs //Journal of Modern Optics.-2004.-V.51,№16-18.-P. 2589-2598.
- [A36] *Level mixing induced transparency for gamma radiation* /R.N. Shakhmuratov, J. Odeurs, S. Gheysen, Y. Rostovtsev, O. Kocharovskaya, P. Mandel //Appl. Phys. B: Lasers and Optics.- 2005.-V.81.-P.883-888.
- [A37] *Level mixing induced transparency II. Different transition probabilities for the crossing lines* /R.N. Shakhmuratov, J. Odeurs, S. Gheysen,

Y. Rostovtsev, O. Kocharovskaya, P. Mandel //Appl. Phys. B: Lasers and Optics.-2006.- V.83.-P.635-641.

[A38] *Level mixing induced transparency* /R.N. Shakhmuratov, J. Odeurs, S. Gheysen, Y. Rostovtsev, O. Kocharovskaya, P. Mandel //Laser Physics.-2007.-V.17,№ 5.-P.716-719.

[A39] Odeurs J. *Group velocity in a nuclear EIT-like Lambda scheme and comparison with optical EIT* /J. Odeurs, R.N. Shakhmuratov //Laser Physics.-2007.-V.17,№10.-P.1234-1239.

[A40] *Suppression of gamma-photon absorption via quantum interference* /P. Anisimov, F. Vagizov, Yu. Rostovtsev, R. Shakhmuratov, O. Kocharovskaya //J. Modern Optics.-2007.-V.54,№ 16/17.-P.2595-2605.

Список цитированной литературы

- [1] Samartsev V.V. *State of art in the development of optical echo processors* /V.V. Samartsev //Laser Physics.-1988.-V.8.-P.1198-1207.
- [2] Моисеев С.А. *Переходные светоиндуцированные решетки в средах с фазовой памятью* /С.А. Моисеев, Н.Л. Невельская, Е.И. Штырков //Оптика и спектроскопия.-1995.-V.79,№3.-P.382-416.
- [3] *Time-domain holographic digital memory* /X.A. Shen, A.D. Nguyen, J.W. Perry, D.L. Huestis, R. Kachru //Science.-1997.-V.278,№5335.-P.96-100.
- [4] *Frequency-selective time-domain optical data storage by electromagnetically induced transparency in rare-earth-doped solids* /B.S. Ham, M.S. Shakhriar, M.K. Kim, P.R. Hemmer //Opt. Lett.-1997.-V.22,№24.-P.1849-1851.

- [5] Harris S.E. *Electromagnetically induced transparency* /S.E. Harris //Phys. Today.-1997.-V.50,№7.-P.36-42.
- [6] Fleischhauer M. *Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media* /M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos //Rev. Mod. Phys. - 2005. - V. 77, № 2. - P. 633-673.
- [7] Fleischhauer M. Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency/ M. Fleischhauer, M.D. Lukin //Phys. Rev. Lett.-2000.-V.84,№22.-P.5094-5097.
- [8] Lukin M.D. *Controlling photons using electromagnetically induced transparency* /M.D. Lukin, A. Imamoglu //Nature.-2001.-V.413,№6853.-P.273-276.
- [9] Fleischhauer M. *Quantum memory for photons: dark-state polaritons* /M. Fleischhauer, M. D. Lukin //Phys. Rev. - 2002. - V. 65, № 2. - P. 022314(1-12).
- [10] Kocharovskaya O. *Amplification and lasing without inversion* /O. Kocharovskaya //Phys. Rep.-1992.-V.219,№3-6.-P.175-190.
- [11] Scully M.O. *From lasers and masers to phaseonium and phasers* /M.O. Scully //Phys. Rep.-1992.-V.219,№3-6.-P.191-201.
- [12] Bergmann K. *Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules* /K. Bergmann, H. Theuer, B.W. Shore //Rev. Mod. Phys.-1998.-V.70,№3.-P.1003-1025.
- [13] Arimondo E. *Coherent population trapping in laser spectroscopy* /E. Arimondo //Progress in Optics. - Amsterdam - London: North Holland Publ. co., Elsevier, Ed. Wolf E. - 1996. - V. 35. - P. 257-354.
- [14] Orriols G. *Nonabsorption resonance by nonlinear coherent effects in a three-level system* /G. Orriols //Nuovo Cimento B - 1979. - V. 53, № 1. - P. 1-24.

- [15] Laine T. A. *Adiabatic processes in three-level systems* /T. A. Laine and S. Stenholm //Phys. Rev. A - 1996. - V. 53, № 4. - P. 2501-2512.
- [16] Grobe R. *Formation of shape-preserving pulses in a nonlinear adiabatically integrable system* /R. Grobe, F. T. Hioe, and J. H. Eberly //Phys. Rev. Lett. - 1994. - V. 73, № 24. - P. 3183-3186.