

КАРТАШОВ Игорь Анатольевич

РЕЗОНАНСЫ НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НА АТОМНЫХ
ПЕРЕХОДАХ С МЕТАСТАБИЛЬНЫМ НИЖНИМ УРОВНЕМ
В УСЛОВИЯХ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ
В ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ.

Специальность – 01.04.05 – оптика.

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Новосибирск –2007

Работа выполнена в Институте физики полупроводников
Сибирского отделения Российской академии наук.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Шишаев Анатолий Викторович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
Скворцов Михаил Николаевич

кандидат физико-математических наук
Гуськов Леонид Николаевич

Ведущая организация: Новосибирский государственный университет

Защита состоится “2” марта 2007 г. в 15 час. 00 мин.
на заседании диссертационного совета Д 003.024.01
в Институте лазерной физики СО РАН по адресу:
630090, Новосибирск, Проспект Академика Лаврентьева 13/3

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
Института лазерной физики СО РАН.

Автореферат разослан “30” января 2007 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
кандидат физико-математических наук

Никулин Н. Г.

Общая характеристика работы

Актуальность работы. В последние годы вследствие открытия и исследования ряда новых физических явлений таких как эффект когерентного пленения населенностей [1, 2], возможность сверхглубокого охлаждения атомов [3] и получения Бозе-эйнштейновской конденсации [4], существенно вырос интерес к проблеме резонансного взаимодействия поляризованного монохроматического излучения с атомами, энергетические уровни которых вырождены по проекциям полного момента J , а нижний уровень является долгоживущим. Задача изучения процессов происходящих при такого рода взаимодействиях является актуальной как для научных исследований так и для практического применения. Наличие запрещенных в дипольном приближении по магнитному квантовому числу переходов находит свое специфическое проявление в спектроскопии вырожденных переходов, что было обнаружено и проявилось в индуцировании спектроскопических особенностях с характерными ширинами заметно меньшими однородной ширины перехода при соответствующем выборе J рабочих уровней перехода, поляризации излучения и при учете эффектов оптической накачки в спектроскопии пробного поля.

В числе задач, рассматривающих взаимодействие поляризованного электромагнитного поля с атомами, энергетические уровни которых вырождены по проекциям полного момента J , явление оптической накачки занимает особое место. С одной стороны это обусловлено большой информативностью поляризационных характеристик излучения об элементарных процессах его взаимодействия, как с отдельным атомом, так и с системой атомов. С другой стороны становится необходимым корректный учет возникающих анизотропных свойств атома. К настоящему времени предложено и изучено большое число конкретных схем создания оптически ориентированных состояний [5,6], многие из которых оказываются актуальными для широкого класса спектроскопических и прикладных задач физики даже при использовании источников излучения с достаточно скромными спектральными и энергетическими характеристиками [7].

Учет оптической накачки при рассмотрении резонансного взаимодействия с интенсивным электромагнитным полем вносит принципиальные изменения в результаты нелинейной лазерной спектроскопии даже при изучении переходов с основного состояния атома. Это связано с выявлением в ряде исследований некоторых характерных свойств, присущих этой проблеме, в частности, обращении знака сигнала насыщения, появления спектральных аномалий в линии поглощения пробного поля с шириной, не превышающей естественную ширину перехода, и ряда других [8, 9]. Следует обратить внимание на важную деталь, присущую рассмотрению эффекта оптической накачки, а именно, возможность выбора конкретной схемы перехода, в которой из процесса взаимодействия с интенсивным поляризованным полем могут быть выведены подуровни

верхнего и нижнего состояний перехода, вследствие правил отбора по магнитному квантовому числу для дипольных переходов, а также из-за отсутствия соответствующих переходов. В результате идет предпочтительное заселение именно этих подуровней и появляется возможность возникновения корреляций между возмущенным и невозмущенным подуровнями нижнего и верхнего состояний перехода и связывания их с помощью сильного поля, что находит свое отражение в спектроскопических проявлениях изучаемых переходов [10].

Факт возникновения этих особенностей не находит полного объяснения ни в рамках теории насыщенного поглощения [11,12,13], ни в теории оптической накачки [6, 14], ибо первая не учитывает возможность перезаселения магнитных подуровней состояний перехода и возникновения когерентностей между подуровнями при взаимодействии атомов с неравновесным излучением (поляризованным, направленным, спектрально селективным), а вторая, имеет, как правило, дело с анализом переходов, в которых нижним служит долгоживущее основное состояние атома, и ограничивается приближением не насыщающих интенсивностей ориентирующего поля. Во многом схожая ситуация имеет место и для возбужденных состояний, в особенности, метастабильных.

В связи с этим актуальной представляется задача исследования причин, приводящих к аномальной зависимости резонансов насыщенного поглощения при резонансном взаимодействии интенсивного поляризованного монохроматического светового поля с вырожденной атомной системой, нижний уровень которой метастабильный, от интенсивности накачивающего излучения.

Цель работы. Экспериментальное изучение резонансов насыщенного поглощения пробного поля, возникающих при взаимодействии интенсивного поляризованного лазерного излучения с вырожденной атомной системой с метастабильным нижним уровнем, и анализ возможных причин, определяющих необычную форму полученного в эксперименте резонанса. Целью работы также являлась демонстрация возможности непосредственного измерения одного из параметров определяющих форму резонанса насыщенного поглощения, а именно, населенности магнитных подуровней метастабильного нижнего уровня, “обогащаемых” в результате оптической накачки.

Научная новизна работы. Впервые обнаружен аномальный резонанс насыщенного поглощения пробного поля при взаимодействии интенсивного поляризованного светового поля с вырожденной атомной системой с метастабильным нижним уровнем.

Аномальная форма резонанса – пик на фоне широкой доплеровской подкладки, с появляющимся на вершине провалом при высокой интенсивности сильного ориентирующего поля – объяснена суперпозицией нескольких лоренцианов, имеющих разные знаки амплитуд и существенно отличающиеся ширины и возникающие, во-первых, из-за ориентирующего

воздействия сильного накачивающего поля на систему магнитных подуровней верхнего и нижнего уровней перехода, а также в результате возникновения корреляционных резонансов вследствие анизотропии возбуждения магнитных подуровней в тлеющем разряде газоразрядной ячейки.

Показано, что ширина появляющегося при больших интенсивностях сильного поля провала на вершине резонанса насыщенного поглощения нелинейно зависит от κ – параметра насыщения, а именно как $\sqrt{\kappa}$.

Показано, что асимметрия провала в центре резонанса насыщенного поглощения пробного поля относительно центра линии перехода является непосредственным проявлением эффекта светового давления при взаимодействии интенсивного светового поля и вырожденной атомной системы.

Предложен и реализован способ непосредственного измерения населенностей магнитных подуровней нижнего метастабильного состояния атомного перехода участвующего в резонансном взаимодействии интенсивного поляризованного лазерного излучения с вырожденной атомной системой.

Защищаемые положения. Автор выносит на защиту следующие положения:

1. Резонанс насыщенного поглощения при взаимодействии вырожденных атомных систем, у которых полные угловые моменты верхнего и нижнего уровней $J_m = J_n \geq 2$, а нижний уровень метастабильный, с интенсивным поляризованным монохроматическим полем представляет собой пик на фоне широкой доплеровской подкладки.
2. При увеличении интенсивности сильного монохроматического поля в центре резонанса насыщенного поглощения возникает провал, обусловленный особенностями поглощения пробного поля с “обогащенных” и “обедненных” в процессе оптической накачки магнитных подуровней.
3. Форма резонанса насыщенного поглощения пробного поля при взаимодействии интенсивного ориентирующего лазерного излучения с вырожденной атомной системой с метастабильным нижним подуровнем имеет четко выраженную асимметрию относительно центра линии поглощения, которая вызвана влиянием эффекта светового давления.
4. Разности населенностей между верхним состоянием перехода и магнитными подуровнями нижнего метастабильного состояния вырожденной атомной системы, установившихся в процессе оптической накачки, возможно непосредственно измерять, используя методы Фарадеевской поляризационной спектроскопии.

Апробация работы. Основные результаты работы опубликованы в четырех статьях в отечественных и зарубежных научных журналах, а также докладывались на следующих научных конференциях:

1. XI International Vavilov Conference on Nonlinear Optics, 1997, Novosibirsk (Russia).
2. VII International Symposium on Laser Metrology Applied to Science, Industry, and Everyday Life, 2002, Novosibirsk (Russia).

3. VII Всероссийская школа– семинар “Люминесценция и сопутствующие явления”, 2001, Иркутск (Россия).
4. The Fourth International Symposium MPLP-2004, 2004 Novosibirsk (Russia) а также на семинарах ИФП и ИАЭ

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Полный текст работы занимает 80 страниц и включает в себя 28 рисунков, а также список цитированной литературы, содержащий 43 наименования.

Содержание работы.

Во **введении** приведен обзор работ, выполненных в области исследования явлений оптической накачки, сформулированы задачи диссертационной работы. Кратко излагается содержание глав с перечислением основных полученных результатов.

Глава 1 посвящена описанию и постановке экспериментов по регистрации резонансов насыщенного поглощения пробного поля при взаимодействии интенсивного поляризованного лазерного излучения с вырожденной атомной системой, нижний уровень которой метастабильный.

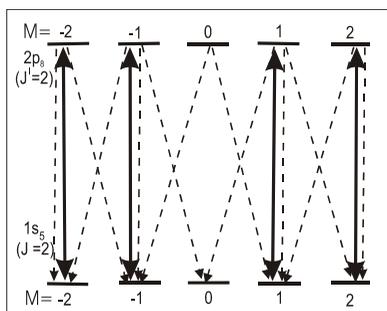


Рисунок 1. Выбранная схема для перехода $1s_5(2p^5 3s[3/2]_2^0) - 2p_8(2p^5 3p[5/2]_2)$ изотопа Ne^{20}

В большой степени результаты наблюдения спектроскопических проявлений оптической накачки определяются выбором схемы перехода, а именно, $J_m = J_n = 2$, для которой переход $n0 \rightarrow m0$ запрещен в дипольном приближении для линейно поляризованного ориентирующего излучения. Для наблюдения упомянутых выше спектроскопических особенностей был определен ряд принципиальных требований к выбору, как схемы перехода, так и объекту исследования: во-первых, нижний уровень перехода должен быть метастабильным, во-вторых, полные угловые моменты верхнего и нижнего состояний перехода $J_m = J_n \geq 2$ (для линейно поляризованного ориентирующего поля переход $n0 \leftrightarrow m0$ запрещен), в- третьих, населенность метастабильного уровня должна быть относительно велика и рабочее давление исследуемого газа не должно приводить к

деполяризации состояний перехода, и, наконец, в исследуемом объекте должен проявляться эффект оптической накачки.

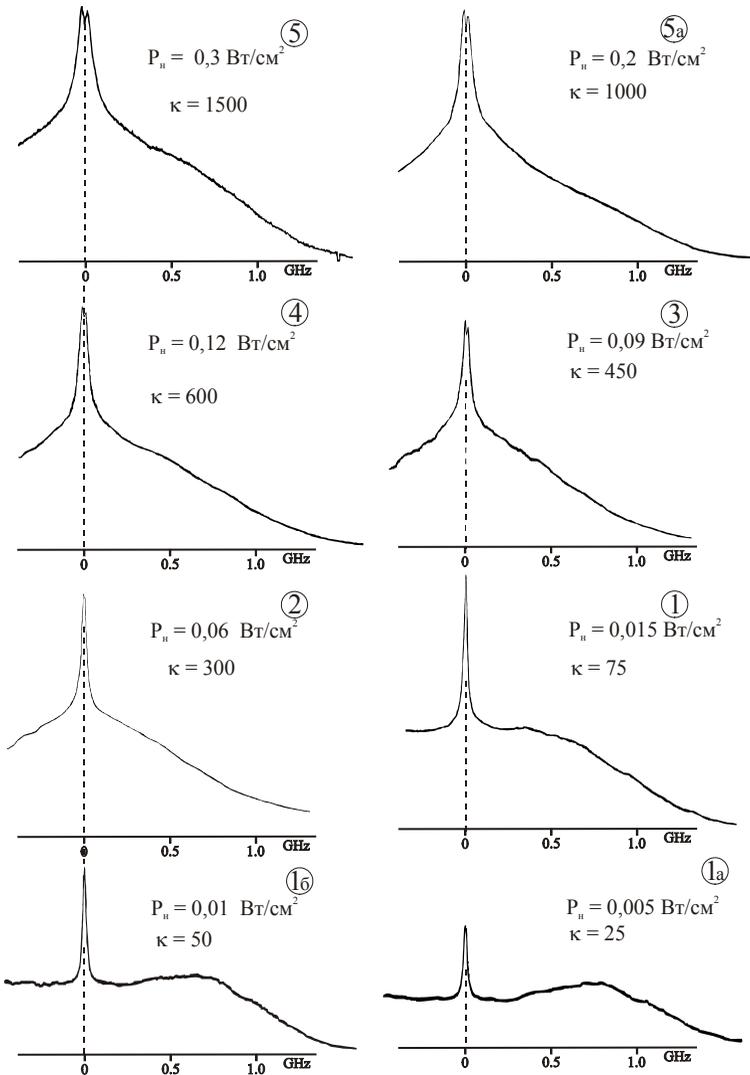


Рисунок 2. Спектры насыщенного поглощения пробного поля при разных интенсивностях сильного поля

В наибольшей степени этим требованиям удовлетворял переход $1s_5(2p^5 3s[3/2]_2) - 2p_8(2p^5 3p[5/2]_2)$ изотопа Ne^{20} , с длиной волны $\lambda = 633,44$ нм, на котором и проводился эксперимент [10]. Схема переходов для выбранных

энергетических уровней Ne^{20} представлена на рисунке 1. Источником интенсивного лазерного излучения являлся непрерывный перестраиваемый одночастотный лазер на растворе органического красителя ДСМ. Сильное (ориентирующее) и слабое (пробное) поля с линейными и взаимно ортогональными поляризациями направлялись навстречу друг другу под углом $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ рад в газоразрядную ячейку с полым катодом. Мощность излучения пробного поля составляла 0.1 мВт и не менялась в процессе измерений. Мощность излучения сильного поля непосредственно перед ячейкой могла плавно изменяться в пределах 0 – 30 мВт. Это соответствовало плотности мощности 0 – 0.3 Вт/см². Результатом экспериментов явилось наблюдение необычного поведения резонансов насыщенного поглощения пробного поля в зависимости от интенсивности накачивающего сильного поля. Во-первых, сам резонанс представлял собой пик на фоне широкой доплеровской подкладки с амплитудой сравнимой с высотой доплеровского пьедестала, во-вторых, с ростом интенсивности сильного поля резонанс уширялся и при интенсивностях ≥ 50 мВт/см² на вершине резонанса проявлялся провал, который уширялся и углублялся с ростом интенсивности накачивающего поля, в-третьих, провал на вершине резонанса имел явно выраженную асимметрию относительно центра линии перехода. Записи спектров насыщенного поглощения приводятся на рисунке 2.

Вторая глава посвящена рассмотрению задачи спектроскопии пробного поля атомных переходов с метастабильным вырожденным нижним состоянием в условиях оптической накачки в интенсивном поляризованном монохроматическом поле. Учитывая свойства переходов с метастабильным нижним состоянием, расчеты проведены в рамках классической кинетической модели типичной для рассмотрения взаимодействия малой подсистемы с термостатом. Анализ поглощения ориентирующего поля и спектра поглощения встречного пробного поля проведен для случая взаимодействия линейно поляризованного ориентирующего излучения произвольной интенсивности с атомной системой с равными целочисленными значениями J верхнего (m) и нижнего (n) уровней, т.е. переход $nM \rightarrow mM$ для $M = 0$ при $\Delta M = 0$ запрещен (M – магнитное квантовое число) [15]. Кинетические уравнения для элементов матрицы плотности в стационарных условиях имеют вид [13,14]:

$$\begin{aligned} \Gamma_n \rho_M &= -W_M (\rho_M - r_M) + \sum A_{MM} r_{M''} + Q_M, \\ \Gamma_m r_M &= W_M (\rho_M - r_M) + q_M. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Здесь приняты стандартные обозначения

$$W_M = \frac{2\Gamma |G_M|^2}{\Gamma^2 + \Omega_1^2}, \quad \Omega_1 = \Omega - kv, \quad \Omega = \omega - \omega_{mn}, \quad 2\Gamma = \Gamma_m + \Gamma_n \quad (2.5)$$

и параметр взаимодействия атома с сильным полем

$$G_M = (dE / 2\sqrt{3}\hbar) \cdot (-1)^{J_n - M} \langle J_m M J_n - M | 10 \rangle. \quad (2.6)$$

Γ_m , Γ_n и q_M , Q_M – скорости релаксации и возбуждения подуровней mM , nM ; v – скорость атома, d – приведенный матричный элемент дипольного момента

для перехода $m - n$, $\langle \dots | \dots \rangle$ – коэффициенты векторного сложения. Сумма в правой части первого из уравнений (2.4) описывает каскадные спонтанные переходы $mM' \rightarrow nM$, причем скорости этих переходов равны.

$$A_{MM'} = A_{mn} \langle J_n M | M' - M | J_m M' \rangle, \quad M' = M, M \pm 1, \quad (2.7)$$

где A_{mn} – первый коэффициент Эйнштейна.

Состояния nM , mM образуют совокупность двухуровневых M -подсистем, в которых происходят вынужденные переходы. Каскадные спонтанные переходы $mM \rightarrow nM \pm 1$ обуславливают миграцию атомов по M -подуровням и “связывание” двухуровневых M -подсистем. В итоге структура Беннета в распределении атомов по скоростям в количественном отношении оказывается сложной – она состоит из J_m лоренцианов с различными амплитудами и полуширинами, зависящими от мощности поля и коэффициента ветвления $\alpha = A_{mn}/\Gamma_m$. Полуширины находятся из корней характеристического полинома порядка J_m .

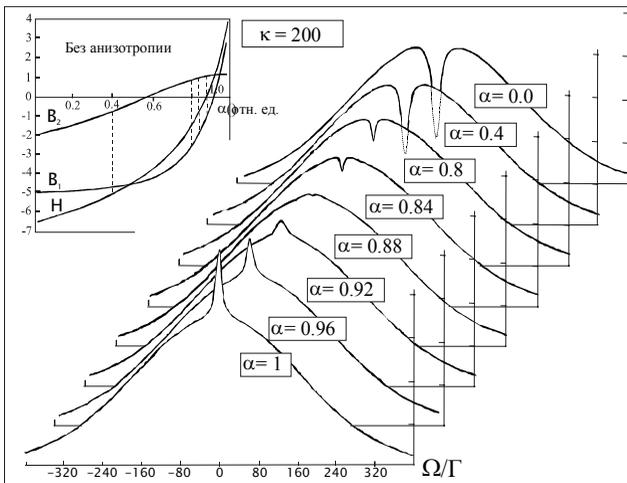


Рисунок 3. Зависимость формы линии насыщенного поглощения без учета анизотропии возбуждения от коэффициента ветвления α (на вспомогательном рисунке показана зависимость от α амплитуд лоренцианов, составляющих Беннетовской структуры)

В частном случае $J = 2$ анализ приводит к выводу о резкой зависимости от α (коэффициента ветвления $\alpha = A_{mn}/\Gamma_m$, где A_{mn} – первый коэффициент Эйнштейна, Γ_m – полная скорость распада уровня m) всех основных характеристик: амплитуд отдельных лоренцианов (см. рисунок 3) и суммарной структуры Беннета, их полуширин, поглощения ориентирующего и пробного полей.

Таким образом, релаксация верхнего состояния m через третьи уровни приводит к резительному отличию оптической ориентации метастабильного и

основного состояний, что выражается в трансформации характерного для спектроскопии насыщенного поглощения провала в линии поглощения пробного поля в пик, определяемый вызванной эффектом оптической накачки населенностью невзаимодействующего с ориентирующим полем подуровня n_0 при приближении α к 1 (см. рисунок 3).

Дальнейший анализ взаимодействия вырожденной атомной системы с сильным ориентирующим полем выявляет совершенно новые особенности в спектроскопии пробного поля (и, особенно, при $J_m = J_n \geq 2$), где становятся достаточно заметными как нелинейные по интенсивности пробного поля эффекты, так и эффекты анизотропии возбуждения магнитных подуровней перехода. И здесь помимо заселенностного эффекта, описывающегося структурой Беннета, в спектре поглощения пробного поля проявляются корреляционные резонансы, связанные с анизотропией возбуждения и нелинейными по интенсивности пробного поля эффектами. Полуширины этих резонансов могут различаться на несколько порядков и соответствующие лоренцианы могут образовывать в спектре поглощения как пики, так и провалы.

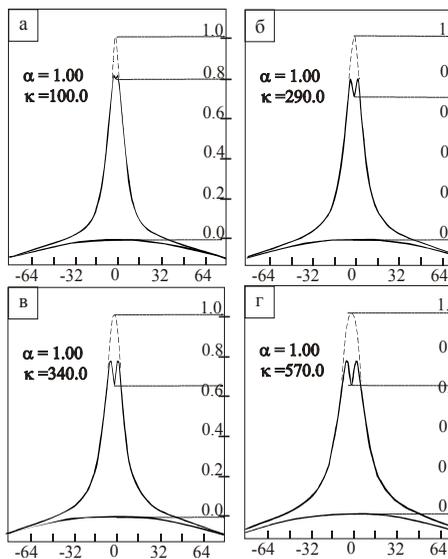


Рисунок 4. Расчетная зависимость пика резонанса насыщенного поглощения от параметра насыщения κ при нескольких произвольных значениях C_5 и Γ_5 , определяющих населенностный и корреляционный резонансы.

Эти особенности определяются тремя резонансами. Наиболее узкий из них Γ_5 (в отношении Γ_n/Γ_m) проявляется с отрицательным знаком при $\alpha \neq 0$, причем амплитуда его растет с увеличением интенсивности ориентирующего поля.

В этой же главе приводятся анализ результатов экспериментальных исследований перехода $1s_5 - 2p_8$ ($3P_2 - 3D_2$) Ne^{20} в условиях оптической накачки в интенсивном линейно поляризованном электромагнитном поле на основе выводов предшествующих параграфов. Наблюдаемые спектральные особенности формы линии поглощения пробного поля удовлетворительно

вписываются в результаты её теоретического анализа.

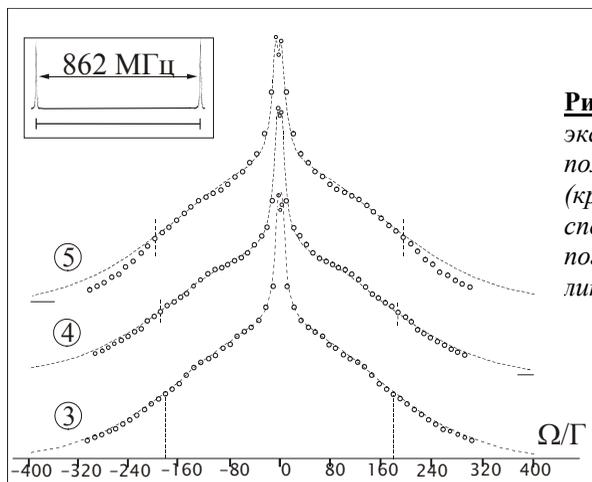


Рисунок 5. Наложение экспериментально полученных спектров (кружки) на расчетные спектры насыщенного поглощения (пунктирная линия).

Однако следует заметить, что детальное исследование факторов, определяющих амплитудные характеристики наблюдаемых резонансов (скорости и анизотропии возбуждения вырожденных уровней перехода, механизмы их возбуждения и тушения и др.), представляют тему самостоятельного исследования, а потому в анализе амплитудных характеристик (в отличие от частотных) в ряде случаев используются качественные соображения. Что касается исследования частотных свойств резонансов, то экспериментально установлено, что ширина пика поглощения в зависимости от интенсивности ориентирующего поля изменяется по закону \sqrt{k} , в то время как ширина провала (как, впрочем, и его амплитуда) в большей степени удовлетворяет линейной зависимости. Одной из важных особенностей регистрируемого провала является возможность индуцирования его с шириной меньшей однородной ширины перехода. Теоретический анализ, проведенный во второй главе для резонансов насыщенного поглощения пробного поля, показывает на сложную зависимость частотных и амплитудных характеристик этих резонансов от многих параметров (коэффициента ветвления, параметра насыщения, разности населенностей соответствующих магнитных подуровней, скоростей возбуждения), при этом значения части из них (например, анизотропные скорости возбуждения уровней) невозможно определить ни из литературных источников, ни экспериментально.

В третьей главе проводился численный расчет по полученным в предыдущей главе формулам, описывающим резонанс насыщенного поглощения на атомных переходах с метастабильным вырожденным нижним состоянием в условиях оптической накачки в интенсивном поляризованном

монохроматическом поле и была выявлена возможная причина, вызывающая асимметрию провалов на вершухе резонансов насыщенного поглощения, а именно, действие светового давления, обусловленного сильным полем и оказывающим разное влияние на распределение частиц на магнитных подуровнях переходов, участвующих во взаимодействии с интенсивным поляризованным монохроматическим излучением.

При численном расчете были сделаны следующие допущения: поскольку отсутствуют данные по анизотропным скоростям возбуждения магнитных подуровней верхнего и нижнего состояний переходов, скорость электронного возбуждения верхних магнитных подуровней принималась равной 0, а скорость возбуждения нижних магнитных подуровней $Q_M = \Gamma_n$ (где Γ_n – скорость распада нижнего уровня). Поскольку линейно поляризованное пробное световое поле, ортогональное к поляризации сильной световой волны, можно представить в виде суперпозиции двух волн круговых поляризаций, то все расчеты были проведены только для одной круговой поляризации (для другой все аналогично).

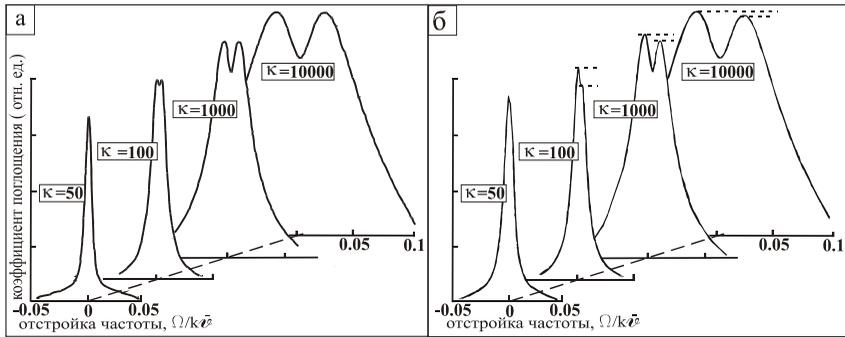


Рисунок 6. Форма линии насыщенного поглощения пробного поля при разных значениях параметра насыщения рассчитанная с учетом равновесного (а) и неравновесного (б) скоростного распределения частиц (параметр ветвления $\alpha=0.9$)

Коэффициент поглощения встречно направленной пробной световой волны круговой поляризации (все результаты представлены для σ^-) в расчете на один атом определялся как:

$$K_s^- = K_0 \cdot \sum_{-2 \leq M \leq 2} |d_{MM-1}|^2 \cdot \left\langle \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\Omega + \kappa v)^2} \cdot (\rho_M - r_{M-1}) \right\rangle \quad (3.3)$$

где $K_0 = 4 \cdot \pi \cdot \omega_{mn} / (c \cdot \hbar \cdot \Gamma)$, d_{MM-1} – дипольный момент перехода между магнитными подуровнями, а угловые скобки означают усреднение по скоростям. При этих исследованиях обнаружилось, что форма линии поглощения пробного поля для переходов $J_n=2 \rightarrow J_m=2$ сложным образом зависит от параметра ветвления атомной системы. В диапазоне значений параметра ветвления $0.9 \leq \alpha \leq 0.95$ и параметрах насыщения $\kappa \geq 50$

наблюдается расщепление пика резонанса на две компоненты. Форма линии резонанса насыщенного поглощения в случае усреднения по скоростному равновесному распределению частиц получалась симметричной (см. рис. 6 а).

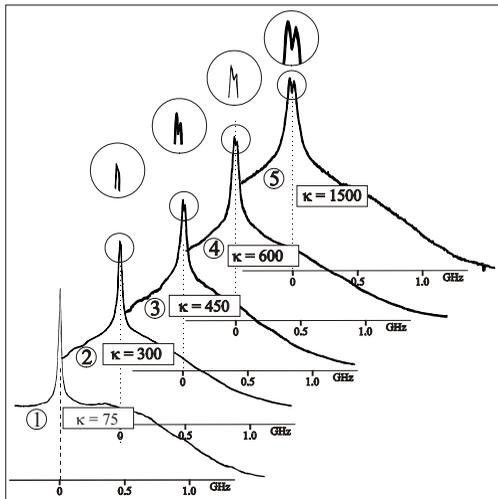


Рисунок 7.

Экспериментальная запись формы линии насыщенного поглощения пробного поля при разных параметрах насыщения сильного поля (в кружках над каждым спектром показана с увеличением верхушка резонанса с явно выраженной асимметрией)

В расчетах третьей главы были проведены исследования влияния силы светового давления, обусловленного сильным полем, на форму резонанса насыщенного поглощения.

Для этих расчетов использовалась методика, развитая в работах [16-19]. Распределение частиц на подуровнях в поле сильной световой волны определялось из решения уравнения Фоккера-Планка, имеющего следующий вид при условии малости доплеровского сдвига частоты атома $kv_r = \hbar k^2 / m$, (m - масса атома) по сравнению с однородной шириной перехода ($kv_r \ll \Gamma$)

$$[19,20]: \partial f(v_z, t) / \partial t + \partial (A_z \cdot f(v_z, t)) / \partial v_z + \partial^2 (C_{zz} \cdot f(v_z, t)) / \partial v_z^2 = 0 \quad (3.4)$$

где множитель A_z определяется силой светового давления как:

$$A_z = \pm \Gamma v_z \cdot \kappa / [1 + \kappa + (\Omega - kv_z)^2 / \Gamma^2] \quad (3.5)$$

а величина C_{zz} , определяющая диффузию частиц в пространстве скоростей, имеет следующий вид: $C_{zz} = 0.5 \Gamma \cdot v_r^2 \cdot \kappa / [1 + \kappa + (\Omega - kv_z)^2 / \Gamma^2]$ (3.6)

Знаки \pm соответствуют частицам, движущимся вдоль и против волнового вектора сильного светового поля \mathbf{k} .

Для переходов с возбужденных состояний атомов в отличие от переходов с основного состояния действие силы светового давления имеет специфику, обусловленную следующими факторами: а) конечным временем жизни нижнего состояния и наличием нескольких каналов распада верхнего состояния; в этом случае время резонансного взаимодействия атома с сильным полем τ_r будет определяться вероятностью спонтанного перехода и

параметром ветвления α как $\tau_r = A_{mn}^{-1}/(1-\alpha)$, при этом время τ_r оказывается одинаковым для всех атомов ансамбля, в отличие от случая взаимодействия атомов в основном состоянии, когда время взаимодействия определяется временем пролета атомом через световой пучок; б) различием в значениях дипольного момента и вероятностей переходов между вырожденными подуровнями с разным значением магнитного квантового числа, вследствие чего действие светового давления, обусловленного сильным полем, будет оказывать разное влияние на распределение частиц на этих магнитных подуровнях. Анализ показывает, что максимальное влияние сильного поля проявляется в распределении частиц на подуровнях с $M = \pm 2$. При учете в численных расчетах неравновесного распределения частиц по магнитным подуровням, вызванного действием светового давления на взаимодействующие с резонансным излучением частицы поглощающей среды, форма резонанса насыщенного поглощения в диапазоне значений параметра ветвления $0.9 \leq \alpha \leq 0.95$ и параметрах насыщения $k \geq 50$ приобретает асимметрию (см. рис. 6 б). Полученные экспериментально спектры насыщенного поглощения в соответствующих диапазонах параметров насыщения демонстрируют схожую асимметрию (см. рис 7) дуплетной структуры достаточно хорошо совпадающей с результатами расчетов. Таким образом, результаты расчетов показали, что в асимметрии спектральных пиков насыщенного поглощения проявляется действие светового давления в области неоптимальной для проявления этого эффекта.

В четвертой главе экспериментально реализован метод непосредственного измерения населенностей “обогащённых” и “обеднённых” в процессе оптической накачки подуровней нижнего состояния перехода. Теоретическим обоснованием предложенной методики явился тот факт, что поляризационные спектры пробного поля являются произведением лоренцевского контура поглощения и дисперсионного контура и имеют знакопеременный характер, в зависимости от величины магнитного поля, в которое помещен исследуемый объект.

В приближении, что наведённая сильным полем накачки анизотропия среды мала, интенсивность прошедшего через анализатор излучения пробного поля (I_0) неоднократно анализировалась в зависимости от угла поворота θ анализатора относительно скрещенного положения при $\theta \ll 1$. И с учётом членов одного порядка малости может быть записана в виде [9, 20, 21]:

$$I/I_0 \approx \{1 + i(d - d^*) + f \cdot f^*\} \rho^2 + (f + f^*) \{1 + i(d - d^*)\} \theta + f \cdot f^* \quad (4.1)$$

где I_0 – начальная интенсивность пробного излучения, $f = l\omega(\chi_+ - \chi_-)/4$, $d = l\omega[1 + (\chi_+ + \chi_-)/4]/c$. Здесь l – длина поглощающего слоя газа, ω – частота лазерного излучения. Комплексные восприимчивости χ_{\pm} для собственных круговых поляризаций среды определяются через показатели преломления ($n_{\pm} + 1$) и коэффициенты поглощения α_{\pm} выражением $\chi_{\pm} \approx 2(n_{\pm} - 1) + i \frac{c}{\omega} \alpha_{\pm}$ (4.2).

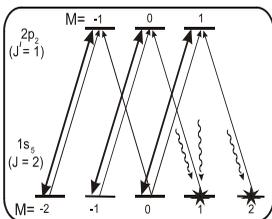


Рисунок 8. Записи поляризационных спектров для перехода $1s_5 \rightarrow 2p_4$ при разной величине продольного магнитного поля

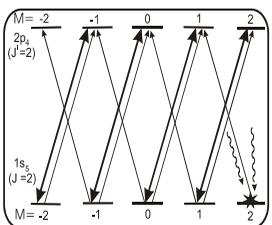
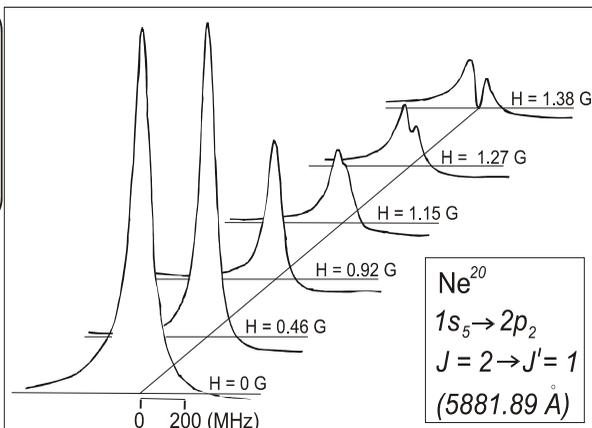
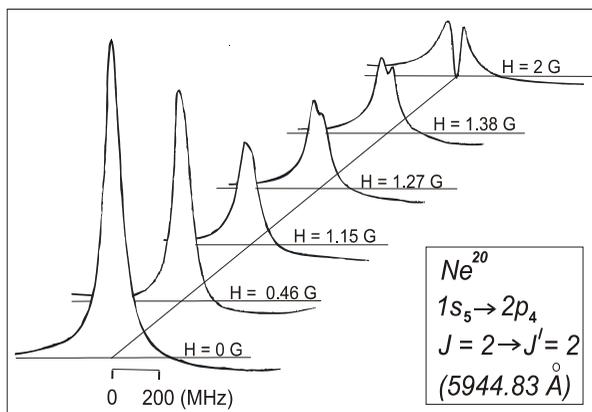


Рисунок 9. Записи поляризационных спектров для перехода $1s_5 \rightarrow 2p_2$ при разной величине продольного магнитного поля



В реальных условиях эксперимента световая волна имеет расхожимость и поляризатор-анализатор не идеален, для учета этих фактов был введен эффективный угол постоянного вывода анализатора из скрещенного положения $|\theta_0|$ путём замены в (4.1) $\theta \rightarrow |\theta_0| + \theta$ [22]. Тогда конечному пропусканию поляризатора в скрещенном состоянии будет соответствовать величина $|\theta_0|^2$. Для повышения чувствительности регистрации знакопеременных поляризационных спектров и улучшения соотношения сигнал/шум для малых коэффициентов поглощения используется метод модуляции поляризации излучения пробного поля [22,23]. С учетом всего перечисленного интенсивность прошедшего через анализатор излучения пробного поля (I_0) можно записать в виде:

$$I/I_0 \approx 2\theta_m |\theta_0| \left\{ 1 - \frac{l}{2} (\alpha_+ + \alpha_-) \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{2|\theta_0|} \frac{l\omega}{c} (n_+ - n_-) \right\} \quad (4.3).$$

Вид спектральной зависимости непосредственно задаётся частотными характеристиками двух сомножителей в фигурных скобках. Первый из них всегда отличен от нуля и имеет постоянный знак вне зависимости от положения частоты лазера ω относительно частоты центра линии поглощения ω_0 . В отличие от первого второй сомножитель представляет собой функцию, способную принимать нулевое значение:

$$1 + \frac{1}{2|\theta_0|} \frac{l\omega}{c} (n_+ - n_-) = 0 \quad (4.4),$$

причём это значение может быть достигнуто в двух случаях: во-первых, когда на систему не накладывается никакого внешнего магнитного поля и, во-вторых, когда поглощающая среда помещена в продольное магнитное поле. Это делает возможным (для рассматриваемой Λ -схемы) непосредственное определение населённостей $N_{1,2}$ зеемановских подуровней нижнего состояния перехода.

Нелинейная составляющая показателя преломления Δn_{\pm} может быть записана в форме аналогичной стандартному выражению для линейного показателя преломления [24]:

$$\Delta n_{\pm} = \frac{|\mu_{12}|^2}{6\hbar} \cdot \frac{\omega_0 - \omega}{(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma_g^2} \cdot (N_{1,2} - N_s) \quad (4.6),$$

где $\Gamma_g = \Gamma + \Gamma_s$ – однородная полуширина перехода. Подставляя (4.6) в (4.4),

$$\text{получаем} \quad \Delta N = N_1 - N_2 = 12|\theta_0| \frac{c\hbar}{l\omega|\mu_{12}|^2} \frac{(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma_g^2}{\omega_0 - \omega} \quad (4.7).$$

Таким образом измерение расстройки частоты лазерного излучения относительно центра линии поглощения ($\delta\omega$), при котором спектральная зависимость (4.3) принимает нулевое значение, позволяет проводить непосредственное измерение разности населённостей зеемановских подуровней нижнего состояния перехода в условиях оптической накачки.

Эксперименты по измерению разности населенностей зеемановских подуровней нижнего состояния перехода в условиях оптической накачки были проведены на двух переходах Ne^{20} : $1s_5-2p_2$ ($J=2 \rightarrow J=1$), $\lambda=5881,89 \text{ \AA}$ и $1s_5-2p_4$ ($J=2 \rightarrow J=2$), $\lambda=5944,83 \text{ \AA}$. Для расчета регистрируемого сигнала была выбрана модель Λ -схемы перехода. Для выбранных переходов величина $1-\alpha \approx 0.76 \div 0.79$, и главный вклад в населённость обогащаемого в процессе оптической накачки магнитного подуровня вносят только ближайшие магнитные подуровни основного состояния, связанные одним спонтанным переходом с обогащаемым подуровнем. Записанные поляризационные спектры, по которым были определены населенности магнитных подуровней, приведены на рисунках 8-9.

С учётом скоростей спонтанных переходов между магнитными подуровнями нижнего и верхнего состояний перехода выбранная для расчёта

регистрируемого сигнала модель Λ -схемы перехода оказалась вполне приемлемой. Основное отличие для переходов $J=2 \rightarrow J=1$ и $J=2 \rightarrow J=2$ проявляется в том, что при оптической накачке в поле круговой поляризации в первом случае обогащаются два крайних магнитных подуровня нижнего метастабильного состояния, а во втором один. А потому результаты измерений населенностных характеристик для перехода $1s_5-2p_2$ практически в два раза превосходят аналогичные для перехода $1s_2-2p_4$.

В *заключении* приведены основные результаты диссертации.

Основные результаты.

1. Обнаружено, что при взаимодействии вырожденной атомной системы с интенсивным поляризованным монохроматическим световым полем в условиях оптической накачки резонанс насыщенного поглощения представляет собой пик на фоне широкой доплеровской подкладки.
2. Выявлено, что при увеличении интенсивности накачивающего светового поля на вершине пика резонанса насыщенного поглощения появляется провал.
3. Показано, что форма наблюдаемого спектра насыщенного поглощения обусловлена суперпозицией населенностных резонансов, описываемых структурой Беннета и имеющих различную полуширину, а также абсолютную величину и знак амплитуды.
4. Установлено, что природа асимметрии резонансов насыщенного поглощения объясняется проявлением эффекта светового давления.
5. Продемонстрирована возможность непосредственного измерения населенностей магнитных подуровней нижнего состояния перехода, обогащаемых в процессе оптической накачки при резонансном взаимодействии интенсивного поляризованного лазерного излучения с вырожденной атомной системой.

Основные результаты диссертации изложены в 8 публикациях в отечественных и зарубежных журналах, а также в трудах международных конференций:

1. Карташов И.А., Шишаев А. В. “Радиационный перенос неравновесного распределения атомов по скоростям по вырожденным подуровням основного состояния атома в условиях оптической накачки в интенсивном монохроматическом поле”, Письма в ЖЭТФ, 1993, т.58, в.7, стр.501.
2. Kartashov I.A., Shishaev A.V., Rautian S.G., “The strong field effect in spectroscopy of degenerated metastable atoms”, in: Proceedings of SPIE v.3485, pp.220-231, 1998
3. Kartashov I.A., Rautian S. G., Shishaev A. V., “The strong field affects in spectroscopy of coherent states of degenerated metastable atoms”, Physics of Vibrations, Arlington Press Ltd, USA, 1998, p.p. 143-149 .
4. Ipkov A.S., Kartashov I.A., Shishaev A.V., “Nonlinear laser spectropolarimetry of atomic degenerated systems with lower metastable state during optical pumping in intense laser fields”, in: Proceedings of SPIE v.4900, pp 155-161, 2002.
5. Дворянчиков А.Г, Ипоков А.С., Карташов И.А., Шишаев А.В., “Спектрополяриметрические исследования процесса оптической накачки в вырожденных атомных системах с метастабильным нижним состоянием в интенсивных лазерных полях”, Труды VII Всероссийской школы – семинара “Люминесценция и сопутствующие явления” (19-23 ноября 2001г., г. Иркутск), 2002, стр.83-93.
6. Dvoryanchikov A.G., Kartashov I.A. , Shishaev A.V., “Spectropolarimetric measurement of populations in degenerated atomic systems with metastable lower level during optical pumping in intense laser fields”, Optics Communications, 2002, v. 210, Issues 1-2, p.p. 141-148.
7. Chernenko A.A., Shishaev A.V., Kartashov I.A., “The shape of saturated absorption resonance in atoms with degenerate levels and light pressure effect”, in: AIP Conference Proceedings (4th IS MPLP-2004), pp. 223, 2005, Novosibirsk.
8. Chernenko A.A., Kartashov I.A., Shishaev A.V., “Effect of light pressure on transitions from excited states of the Ne atom”, Physical review A, v. 71, 2005, p. 053405.

Литература

1. G. Wasik, W. Gawlik, J. Zachorowski, Z. Kowal, "Competition of dark states: Optical resonances with anomalous magnetic field dependence", *Phys. Rev. A*, v. 64, p. 051802 (2001).
2. E. Arimondo, in *Progress in Optics* (ed. By E. Wolf), v.35, pp.257-354 (1996).
3. A. Aspect et al., *Phys. Rev. Letter*, v. 72, p. 203, (1994).
4. S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, C. E. Wieman, Stable ^{85}Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions, *Phys. Review Lett.*, v.85, № 9, (2000).
5. Aminoff C. G., Pinard H., "Velocity selective optical pumping." *J. de Phys. (Paris)*, 1982, v. 43, № 3, p. 263.
6. Казанцев А. П., Смирнов В. С., Тумайкин А. М., Ягофаров И. А., "Квантовая теория релаксации мультипольных моментов атома и некоторые её приложения к задачам поглощения света из основного состояния". Препринт № 5, Томск, 1982.
7. Happer W. "Optical pumping", *Rev. Mod. Phys.*, 1972, v. 44, №2, p.169.
8. Murnick D.E., Feld M. S., Burns M. M. at all , "Laser saturated spectroscopy with optical pumping", in *Laser Spectroscopy IV* ed. Walter H. and Rothe K. W., Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, Berlin, Helderberg, New-York, 1979, v.21, p.195.
9. Gawlik W. "Optical pumping effects in doppler-free laser spectroscopy", *Acta Physica Polonica*, 1984, v.A66,№5, p.401.
10. Карташов И.А., Шишаев А. В. "Радиационный перенос неравновесного распределения атомов по скоростям по вырожденным подуровням основного состояния атома в условиях оптической накачки в интенсивном монохроматическом поле", *Письма в ЖЭТФ*, 1993, т.58, в.7, стр.501.
11. Летохов В. С., Чеботаев В. П., "Нелинейная лазерная спектроскопия сверх высокого разрешения", Наука, Москва, 1990.
12. Rautian S. G., Shalagin A. M., "Kinetik problems of non-linear spectroscopy", North-Holland, Amsterdam, 1991.
13. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М., "Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул", Наука, Новосибирск, 1977.
14. Cohen-Tannoudji C., Laloe F. "Theory of light propagation in polarized vapors", *J. de Phys.* , 1967, v.28, № 7, p. 722.
15. Раутиан С. Г., Шишаев А. В., "Оптическая ориентация и спектроскопия пробного поля метастабильных атомов", *ЖЭТФ*, 1995, т.8, в.3, стр.807.
16. А.А.Черненко, А.В.Шишаев, *Оптика и спектроскопия*, **93**, 401 (2002).
17. А.А.Chernenko, А.V.Shishaev, *Optics Commun.* **211**, 249 (2002).
18. В.Г.Миногин , В.С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, Наука, Москва (1986).
19. А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович, В.П.Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, Наука, Москва (1991).

20. S.Nakayama, J.Phys.Soc.Jpn., v.50, N.2, pp.609-614 (1981).
21. W.Gawlik and G.W.Series, in Laser spectroscopy IV, ed. by Walter H. and Rothe M., Springer Verlag, Berlin, Heidelberg (1979), Vol. 21, p. 210.
22. Л.С.Василенко, Л.Н.Гуськов, А.В.Шишаев, Квантовая электроника, т.5, с.1746-1748 (1978).
23. R.H.Pantell and H.E.Puthoff, "Fundamentals of quant. El.", J. Wiley & Sons. Inc., N.Y. (1969).
24. Л.А.Вайнштейн, В.Р.Мироненко, С.Г.Раутиан и др., Оптика и спектр., т.87, №3, с.372-378 (1999).

Подписано к печати “22” января 2007 г.
Формат бумаги 60 × 84 1/16. Объём 1,3 печ. Л.
Тираж 100 экз. Заказ № 483
Отпечатано “Документ-Сервис”,
630090, Новосибирск, Институтская 4/1, тел. 335-66-00.