На правах рукописи

СТЕПАНОВ Михаил Георгиевич

ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОГО ПОЛЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПЛАЗМЫ

01.04.05 "Оптика"

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Новосибирск – 1999

Работа выполнена в Институте автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук

Научный руководители:	доктор физико-математических наук Д.А.Шапиро кандидат физико-математических наук Е.В.Подивилов
Официальные оппоненты:	член-корреспондент РАН А.М.Шалагин Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск доктор физико-математических наук Э.Е.Фрадкин Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург
Ведущая организация:	Институт водородной энергетики и плазменных технологий, Российский научный центр "Курчатовский институт", г. Москва

Защита состоится "____" _____ 1999 г. в ____ час. на заседании диссертационного совета К 003.06.01 в Институте автоматики и электрометрии СО РАН (630090 г. Новосибирск, пр. академика Коптюга В.А., 1).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института автоматики и электрометрии СО РАН.

Автореферат разослан "____" _____ 1999 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
к.ф.-м.н. Л.В.Ильичёв

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. В настоящее время одной из основных проблем квантовой электроники является создание новых лазерных источников в ультрафиолетовой области спектра. С этой целью предлагаются различные методы генерации и преобразования частоты. Одним из направлений является использование плазмы в качестве рабочей среды лазера. По сравнению с атомами и молекулами ионы имеют более коротковолновые оптические переходы, однако некоторые традиционные представления нелинейной спектроскопии неприменимы для заряженных частиц. В частности, кулоновские столкновения имеют принципиально многочастичный характер, что проявляется, например, в специфическом типе уширения резонансов насыщения в спектрах ионов – так называемом кулоновском уширении. В современных экспериментах с ионными лазерами мощность излучения достаточно высока, и теория, основанная на разложении в ряд по интенсивности поля становится неприменимой. Обработка результатов экспериментов требует продвинутой теории, позволяющей находить количественные значения параметров плазмы и ионных состояний, а также описывающей взаимодействие плазмы с мощным электромагнитным излучением.

Цель работы состояла в исследовании эффектов сильного поля в нелинейной спектроскопии плазмы с учётом влияния диффузии в пространстве скоростей.

Научная новизна. Проведено детальное исследование влияния кулоновской диффузии на такие эффекты сильного поля как насыщение, нелинейный интерференционный эффект и полевое расщепление в нелинейной спектроскопии, ранее исследованные для нейтральных газов.

Апробация работы. Результаты диссертации докладывались на 15-ой Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (С. Петербург, 1995), на Всесоюзной конференции "Фундаментальная атомная спектроскопия – XV" (Звенигород, 1996), на Международной конференции "Квантовая оптика – IV" (Язовиц, Польша, 1997), на 11-й Международной Вавиловской конференции по нелинейной оптике (Новосибирск, 1997), и на 14-й Международной конференции по форме спектральных линий (Стэйт колледж, Пенсильвания, США, 1998).

Публикации. Основные материалы диссертации опубликованы в статьях [1–6], материалах конференций [7–9].

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Диффузионная ширина провалов Беннета и нелинейных резонансов в спектрах поглощения плазмы определяется усреднённым по резонансным скоростям иона тензором диффузии. Если транспортная частота столкновений много меньше релаксационных констант уровней, то

справедлива модель постоянного тензора диффузии.

2. Насыщение в системах с кулоновским уширением происходит, главным образом, из-за взаимодействия с долгоживущими уровнями. При умеренном насыщении расчёт поглощаемой мощности сводится к решению системы алгебраических линейных уравнений.

3. Уширение асимметричных пиков, соответствующих точкам поворота, из-за диффузии скорости связано с квадратичным сдвигом положения резонанса при изменении скорости. Диффузионная ширина пиков пропорциональна квадратному корню из коэффициента диффузии.

4. Резонансы в спектре пробного поля соответствуют сближению по энергии двух стационарных состояний системы "атом+поле", которые при этом можно рассматривать как эффективную двухуровневую систему. При увеличении интенсивности пробной волны в этой системе возникает насыщение, приводящее к уширению резонанса в спектре.

Структура и объём работы. Диссертация состоит из введения , четырёх глав со сквозной нумерацией параграфов, заключения, содержит 25 рисунков и список цитированной литературы из 74 наименований. Объём работы составляет 107 страниц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении сформулированы цель и задачи исследования, анонсировано содержание диссертации.

В первой главе, §1 приводятся основные уравнения, описывающие кинетику плазмы ионного лазера. Кулоновские столкновения описываются интегралом столновений Ландау в кинетическом уравнении на матрицу плотности $\hat{\rho}$ в представлении Вигнера:

$$\mathrm{St}[\hat{\rho}] = \nu \frac{\partial}{\partial v_\alpha} \Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{v}) \left(\frac{v_T^2}{2} \frac{\partial}{\partial v_\beta} + v_\beta \right) \hat{\rho}, \quad \nu = \frac{16\sqrt{\pi} e^4 N_i}{3m^2 v_T^3} L,$$

где $\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{v})$ – тензор диффузии, ν – транспортная частота ион-ионных столкновений, N_i – концентрация ионов в плазме, $v_T = \sqrt{2T/m}$ – тепловая скорость, T – температура ионов в плазме, m – масса иона, e – заряд электрона, L – кулоновский логарифм. Первое слагаемое в $\mathrm{St}[\hat{\rho}]$ описывает диффузию в пространстве скоростей, а второе — динамическую силу трения, действующую на ион, движущийся относительно всей плазмы как целого. Высокая степень ионизации сильноточной плазмы позволяет свести весь столкновительный оператор к интегралу столкновений Ландау, т.е.

нет никакой необходимости пользоваться какими-либо модельными интегралами столкновений, как это часто делается в спектроскопии нейтральных газов.

При рассеянии частицы на буферном газе с изотропным распределением имеется одно выделенное направление — направление вектора скорости частицы. Поэтому тензор диффузии $\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{v})$ имеет одну выделенную ось — направление вектора $\mathbf{v}$ и может быть записан в виде

$$\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{v}) = \Phi_{||}(v)\,\frac{v_\alpha v_\beta}{v^2} + \Phi_{\perp}(v)\left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{v_\alpha v_\beta}{v^2}\right),$$

где продольный $\Phi_{||}(v)$ и поперечный $\Phi_{\perp}(v)$ коэффициенты диффузии зависят лишь от абсолютной величины скорости.

В §1 даны также характерные численные значения основных параметров плазмы аргонового лазера. В §2 в терминах теории возмущений дана классификация радиационных процессов в многоуровневых системах.

Во второй главе исследуются эффекты, связанные с зависимостью тензора диффузии $\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{v})$ от скорости. Тензор диффузии уменьшается при увеличении скорости иона, что связано с уменьшением сечения кулоновского рассеяния с ростом энергии сталкивающихся частиц. Весь материал главы посвящён взаимодействию двухуровневой системы с электромагнитным полем. Однако, все рассуждения и выводы легко переносятся на более общий случай. На протяжении всей главы используется теория возмущений по интенсивности электромагнитного поля. В работе получены выражения для формы провалов Беннета и нелинейного резонанса в спектре пробного поля без предположения о какой-либо конкретной зависимости $\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{v})$ от скорости. Однако, анализ полученных выражений и численный расчёт ниже проводятся для ионов в равновесной плазме, где обе функции $\Phi_{||}(v)$, $\Phi_{\perp}(v)$ убывают с ростом скорости.

§3. *Операторный метод вычисления функции распределения.* В первом порядке по интенсивности поля поправку к распределению по скоростям $R_j(\mathbf{v})$ ионов, находящихся на уровне j, (провал Беннета) можно записать в виде

$$R_j^{(1)}(\mathbf{v}) \propto \mathrm{e}^{-v^2/v_T^2}\mathrm{Re}\int\limits_0^\infty \mathrm{d}t_2 \exp\left(-\Gamma_j t_2 + \nu\hat{B}t_2\right)\int\limits_0^\infty \mathrm{d}t_1 \exp\left(\hat{A}t_1 + \nu\hat{B}t_1\right)\cdot 1,$$

$$\hat{A} = -(\Gamma - \mathrm{i}(\Omega - \mathbf{kv})), \quad \hat{B} = \tfrac{1}{2}\left(\tfrac{\partial}{\partial v_\alpha} - 2v_\alpha\right)\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{v})\tfrac{\partial}{\partial v_\beta},$$

где Γ, Γ_j – константы релаксации когерентности и уровня j, Ω, $\mathbf{k}$ – отстройка волны от резонанса и её волновой вектор, а 1 – функция от скорости, тождественно равная единице, на которую действуют операторы, расположенные слева от неё.

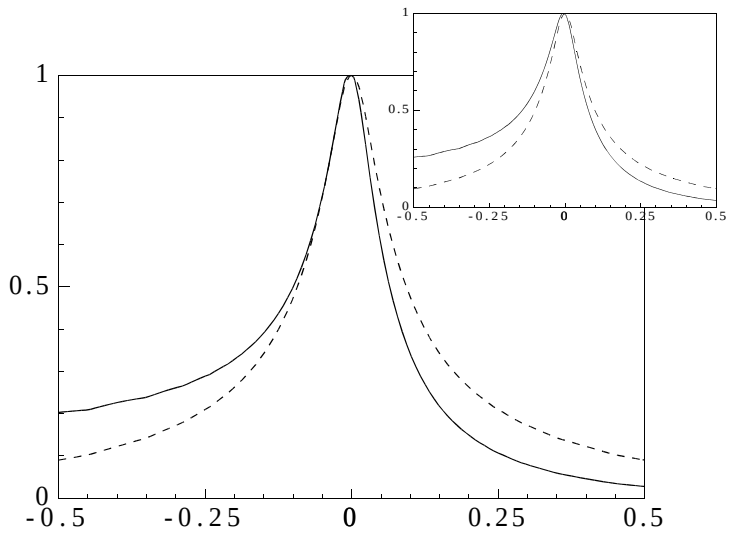

Рис. 1: Зависимость $R_j^{(1)}$ от $(ku-\Omega)/kv_T$ при $\Omega=0$ (пунктирная кривая) и $\Omega=kv_T$ (сплошная кривая), $\Gamma=10^{-2}kv_T$, $\Gamma_j=10^{-3}kv_T$, $\nu/\Gamma_j=10^{-2}$. При постоянном тензоре диффузии (уменьшенные графики вверху справа) ширина при увеличении Ω увеличивается.

В случае $\nu \ll \Gamma_j \ll kv_T$, типичном для газоразрядной плазмы, можно явно вычислить операторные экспоненты, воспользовавшись коммутационными соотношениями между операторами $\hat{A}$ и $\hat{B}$:

$$[[[\hat{B},\hat{A}],\hat{A}],\hat{A}]=0.$$

С полем наиболее интенсивно взаимодействуют те частицы, для которых отстройка волны Ω равна нулю в их системе отсчета. Эти частицы имеют продольную скорость $u=\mathbf{kv}/k=\Omega/k$. Поэтому функция $R_j^{(1)}(u)$ имеет пик (или провал) в окрестности $u=\Omega$. В грубом приближении форма контура для $R_j^{(1)}(u)$ есть свёртка лоренцевского контура шириной Γ и контура вида $\exp(-|u-\Omega|\sqrt{\nu v_T^2\langle\Phi_{zz}\rangle_\perp|_{u=\Omega/k}/2\Gamma_j})$, где $\langle\rangle_\perp$ обозначает усреднение по поперечным $\mathbf{k}$ скоростям с максвелловским распределением (ось z выбрана вдоль волнового вектора $\mathbf{k}$). Если $\Gamma^2/k^2v_T^2 \ll \nu/\Gamma_j$, то ширина контура для $R_j^{(1)}(u)$ пропорциональна $\sqrt{\langle\Phi_{zz}\rangle_\perp|_{u=\Omega/k}}$.

При увеличении отстройки Ω частота рассеяния резонансных частиц, пропорциональная продольной компоненте тензора диффузии $\langle\Phi_{zz}\rangle_\perp|_{u=\Omega/k}$, уменьшается, в результате чего распределение $R_j^{(1)}(u)$ может сужаться (см. Рис. 1). Было бы более правильным называть эффект не сужением, а уменьшением диффузионной ширины. При $\Gamma \to 0$ относительное сужение при изменении отстройки от 0 до kv_T равно $1-\sqrt{\langle\Phi_{zz}\rangle_\perp|_{u=v_T}/\langle\Phi_{zz}\rangle_\perp|_{u=0}}$ и достигает 20%.

Во второй главе также показано, что при $\nu \ll \Gamma_j$ справедливо приближение постоянного коэффициента диффузии, используемое в главах 3, 4.

§4. *Сужение нелинейного резонанса при увеличении отстройки.* Действуя аналогично, можно вычислить нелинейную поправку (пропорциональную интенсивности сильного поля) к спектру пробного поля, резонансно взаимодействующего с тем же переходом. Так же, как и распределение ионов по скоростям, нелинейный резонанс в спектре может заметно сужаться при увеличении отстройки сильного поля от резонанса.

Третья глава посвящена вопросам насыщения в спектроскопии кулоновского уширения. В §5 рассмотрено взаимодействие двухуровневой системы с сильно различающимися временами жизни уровней. Ситуация с быстрораспадающимся нижним уровнем благоприятна для создания инверсии населенностей и типична для лазерных переходов непрерывных ионных лазеров. Метастабильное нижнее состояние встречается в поглощающем переходе комбинационных лазеров [1].

Полевая [2] и диффузионная ширины провала Беннета на долгоживущем уровне равны

$$w_F = \left(\frac{2\Gamma |G|^2}{k^2} \left(\frac{1}{\Gamma_1} + \frac{1}{\Gamma_2} - \frac{A_{21}}{\Gamma_1 \Gamma_2} \right) \right)^{1/2}, \quad w_D = \sqrt{\frac{D}{\Gamma_<}}, \quad D = \frac{\nu v_T^2}{2},$$

где $\Gamma_</\Gamma_>$ – меньшая/большая из Γ_1, Γ_2, A_{21} – коэффициент Эйнштейна, D – коэффициент диффузии в пространстве скоростей, а G – матричный элемент дипольного взаимодействия.

Форма провала Беннета $y(x)$ на долгоживущем уровне, нормированная на исходную разность населённостей, подчиняется уравнению

$$\left(1 + \frac{A^2}{W^2 + x^2} \right) y = \frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}x^2} + \frac{A^2}{W^2 + x^2}, \qquad (1)$$

где $x = (\Omega - ku)/kw_D$, $A = w_F/w_D$, а $W = (\Gamma^2 + 2\Gamma|G|^2/\Gamma_>)^{1/2}/kw_D$.

§6. *Режим "слабого" насыщения.* Рассмотрим случай, когда диффузионная ширина провала w_D превосходит однородную, $W \ll 1$. Заменив $1/(W^2 + x^2)$ на $\pi\delta(x)/W$, получаем уравнение

$$y = \frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}x^2} + \frac{\pi A^2}{W} \delta(x)(1 - y(x = 0)),$$

решение которого даётся формулой $y(x) = A^2 \, \mathrm{e}^{-|x|}/(2W/\pi + A^2)$. Это решение справедливо в области слабых полей $A \ll 1$. Форма провала Беннета $\mathrm{e}^{-|x|}$ не зависит от интенсивности поля A^2, а амплитуда зависит от A^2 насыщающимся образом. Подобное насыщение мы будем называть "слабым" насыщением. По мере увеличения интенсивности поля глубина провала $y(0)$ приближается к единице, и точность приближения, основанного на замене контура $1/(W^2 + x^2)$ δ-функцией ухудшается.

Основу метода расчёта распределения частиц по скоростям в условиях "слабого" насыщения составляет замена узких когерентностей на δ-функции. После такой замены решения для элементов матрицы плотности, соответствующих долгоживущим уровням, выражаются через конечное количество экспоненциальных контуров, на амплитуды которых можно составить систему линейных алгебраических уравнений. Данный метод применён в §9-10.

§7. *Форма провала Беннета в сильном поле.* При $A^2 \gg W$, в противоположность случаю "слабого насыщения", основной вклад в $y(x)$ дают крылья резонансного контура $1/(W^2+x^2)$, и $y(x)$ можно выразить через модифицированную функцию Бесселя $I_\alpha(z)$ и обобщенный гипергеометрический ряд ${}_1F_2$:

$$y(x) = {}_1F_2\left(1; \tfrac{3/2+a}{2}, \tfrac{3/2-a}{2}; x^2/4\right) - \sqrt{\tfrac{|x|}{2}}\Gamma\left(\tfrac{3/2+\alpha}{2}\right)\Gamma\left(\tfrac{3/2-\alpha}{2}\right) I_\alpha(|x|), \qquad (2)$$

где $\alpha = \sqrt{A^2+1/4}$. Решение (2) зависит всего от одного безразмерного параметра A — отношения полевой и диффузионной ширин. Оно содержит лоренцевский и экспоненциальный контуры как предельные случаи:

$$y(x) = \begin{cases} \mathrm{e}^{-|x|}, & A \ll 1, \\ \frac{1}{1+(x/A)^2}, & A \gg 1. \end{cases}$$

В случае слабых полей $A^2 \sim W \ll 1$ провал Беннета описывается экспоненциальным контуром с $y(0) \neq 1$.

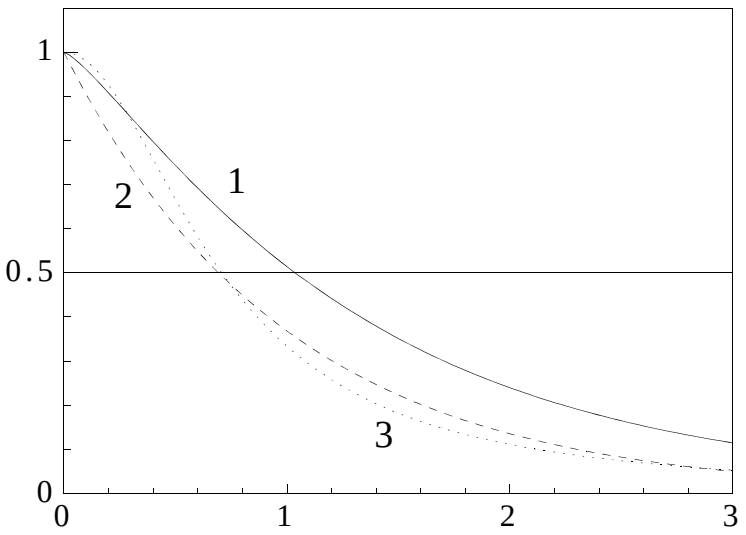

Рис. 2: Форма провала $y(x)$ (2) при $A = 1/2^{1/2}$ (кривая 1), диффузионный контур $\exp(-|x|)$ (кривая 2) и лоренциан $1/(1+(x/A)^2)$ (кривая 3).

Полуширина на полувысоте провала Беннета может быть приближена интерполяционной формулой

$$v_{1/2} \simeq (w_F^2 + w_D^2/2)^{1/2} = w_D(A^2+1/2)^{1/2}.$$

При $A = 1/\sqrt{2}$ ширина провала превышает как полевую, так и диффузионную ширины в полтора раза. Такой контур изображен на Рис. 2.

§8. *Кривая насыщения ионного лазера.* Излучаемая в поле мощность пропорциональна площади провала $\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}x\, y(x)$. Рассмотрим преобразование Фурье уравнения (1): $Y(t) = (1+t^2)\int \mathrm{d}x\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}tx} y(x)$,

$$\left(W^2 + \frac{A^2}{1+t^2}\right) Y = \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}t^2} Y + 2\pi A^2 \delta(t), \qquad (3)$$

Вся зависимость поглощаемой мощности $P(\Omega)$ от интенсивности волны содержится в амплитуде нулевой гармоники $Y(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}x\, y(x)$.

В §8 рассмотрен случай $W \ll A, 1$. Уравнение (3) решено в двух областях изменения параметра t, $t \gg 1$ (где уравнение принимает вид модифицированного уравнения Бесселя) и $t \ll A/W$ (сводится к гипергеометрическому уравнению Гаусса). При $A \gg W$ эти области по t перекрываются, и при $1 \ll t \ll A/W$ применимы обе асимптотики, что позволяет сшить их и тем самым получить равномерно пригодное при всех t приближение для $Y(t)$.

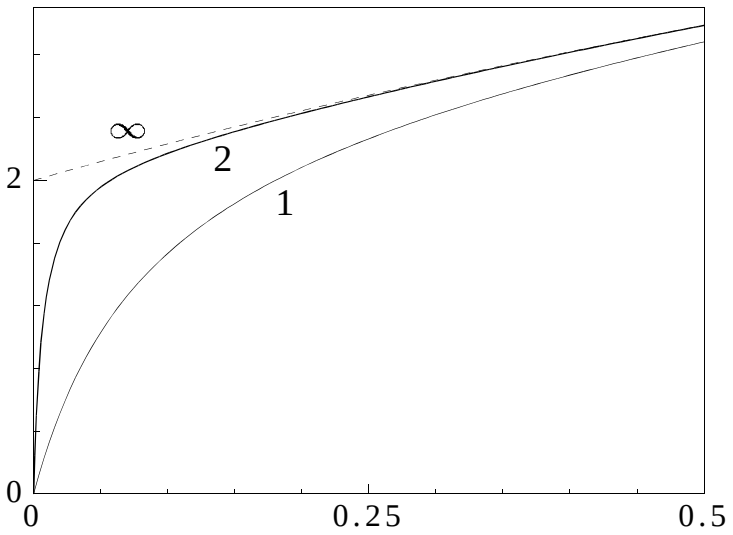

Рис. 3: Зависимость поглощаемой мощности $Y(0)$ от интенсивности поля A^2. Кривая n соответствует значению $W = 10^{-n}$ (кривая ∞ соответствует значению $W = 0$).

Получающееся выражение довольно громоздко, однако можно указать для него простое, но достаточно точное приближение:

$$Y(0) \simeq \frac{\pi A^2 \sqrt{(2/\pi)^2 + W^2 + A^2}}{\frac{2}{\pi}\frac{W^{2\alpha}}{1+2W^{2\alpha}} + W^2 + A^2}, \qquad (4)$$

формула справедлива при всех $A, W > 0$ с точностью около 3%. Примеры кривых насыщения — зависимостей поглощаемой из поля мощности от его интенсивности — расчитанных по (4) приведены на Рис. 3. Из рисунка видно как с уменьшением естественной ширины W слабое насыщение наступает раньше. Однако, дальнейшее увеличение интенсивности A^2 ведет к корневому росту поглощаемой мощности.

Полученное в работе [3] выражение для поглощаемой мощности $Y(0) = 2A^2/(2W/\pi + A^2)$ применимо в двух областях: $A^2 \ll 1/|\ln W|$, $W \ll 1$ и $W \ll A^2 \ll 1$. Оно правильно описывает однородное насыщение в одночастотном лазере при $W \ll 1$, условием применимости при описании однородного насыщения является малость параметра $W|\ln W|$. Это выражение неприменимо в случае сильных полей $A \sim 1$. Одной из особенностей данного выражения является выход на максимальное значение $\int \mathrm{d}x\, y(x) = 2$ при больших значениях A. Было неясно, как поглощаемая мощность ведет себя при $A \sim 1$, так как известно, что при $A \gg 1$ $\int \mathrm{d}x\, y(x) = \pi A$, т.е. поглощаемая мощность растет при увеличении интенсивности волны. Полученное выражение или интерполяционная формула (4) описывают как

раз случай $A \sim 1$. Они применимы и в случае слабых полей $A \ll 1$.

§9. *Полевое уширение магнитооптического резонанса.* В эксперименте [4] в спектре генерации ионного лазера как функции внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ наблюдался узкий резонанс, имеющий интерференционную природу. Направления $\mathbf{H}$ и волнового вектора $\mathbf{k}$ совпадали, использовался переход иона аргона Ar^+ $4s^2P_{1/2} \leftrightarrow 4p^4D_{3/2}$ (528.7 нм), стоячая волна внутри резонатора имела линейную поляризацию и была настроена в точный резонанс. Схема переходов, индуцированных полем, при выборе оси квантования вдоль волнового вектора разбивается на две 3-уровневых системы. Внешнее магнитное поле H из-за эффекта Зеемана смещает подуровни иона, и возникает отстройка на двухфотонном переходе. Экспериментальная ширина интерференционного резонанса оказалась в $2 \div 3$ раза больше, чем ожидалось. Была высказана гипотеза о полевом уширении резонанса, т.к. интенсивность поля внутри резонатора была достаточно велика.

В модели, в которой населённости всех магнитных подуровней верхнего уровня независимо распадаются со скоростью γ, а подуровней нижнего — со скоростью Γ, $\Gamma \gg \gamma$, две трёхуровневые системы независимы, так что достаточно рассмотреть лишь одну из них.

Усиление поля вычислено в следующих предположениях: $\gamma\Gamma^2 \ll Dk^2$, $\nu \ll \gamma \ll \Gamma$. При этом диффузионная ширина на узком уровне $w_D = \sqrt{D/\gamma}$ много меньше ширины максвелловского распределения v_T, и однородная ширина провала Беннета Γ/k много меньше w_D. При интенсивностях поля порядка $|G|^2 \sim k\sqrt{D\gamma}$ имеем $w_F \sim \sqrt{\Gamma|G|^2/\gamma}/k \sim \sqrt{\Gamma w_D/k} \ll w_D$, и насыщение является "слабым". Узкие когерентности при этом можно заменять на δ-функции. Населённости верхних подуровней R_1, R_2 и когерентность на запрещенном переходе R_{12} имеют вид экспоненциальных контуров:

$$R_i = \mathrm{const} + A_i \exp\left(-|u|\sqrt{\gamma/D}\right), \quad R_{12} = A \exp\left(-|u|\sqrt{(\gamma - 2\mathrm{i}\Omega)/D}\right).$$

На величины A_1, A_2, A можно выписать систему линейных уравнений. Решена самосогласованная задача по определению выходной интенсивности лазера при заданных отстройке и уровне потерь.

В эксперименте измерялась отношение $f(H)$ выходных интенсивностей лазера с магнитным полем и без поля. Уровни потерь в эксперименте были довольно близки к порогу, в этом интервале уровня потерь функция $f(H)$ практически не зависит от уровня потерь. Только при малых (~ 0.1) по сравнению с пороговым значением уровнях потерь в теории наблюдается существенное изменение ширины интерференционного резонанса.

В §9 показано, что полевое уширение магнитооптического резонанса не объясняет его большой ширины, наблюдавшейся в эксперименте, где уровень потерь всегда был более 0.6 от линейного усиления. Возможно ширина

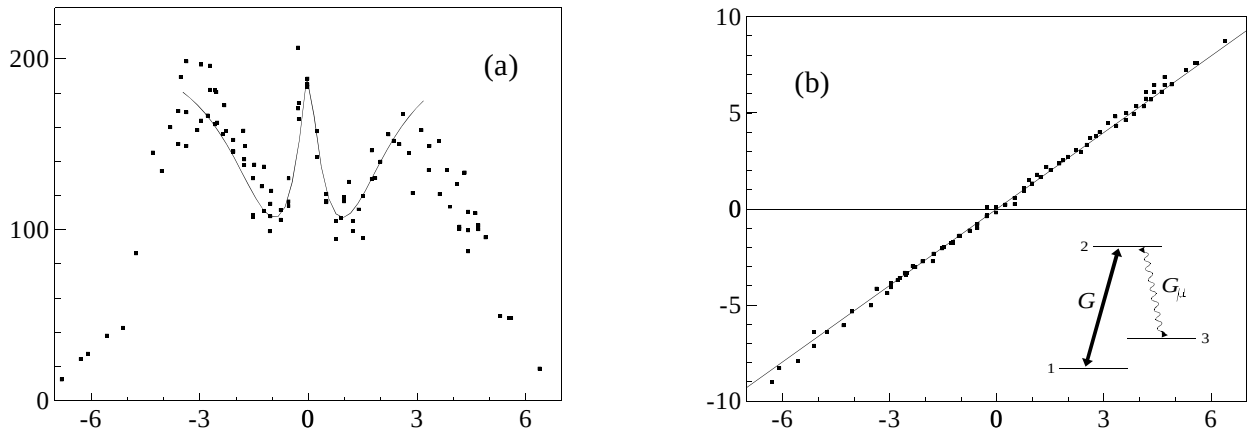

Рис. 4: Экспериментальные значения выходной мощность комбинационного ионного лазера в зависимости от Ω_μ, ГГц и теоретическая кривая (a). Подгонка велась по положению центра и амплитуде кривой, а также по диффузионным ширинам обоих уровней. Из предварительных результатов подгонки $\Gamma_2/\Gamma_1 \approx 4$. На Рис. 4(b) показана зависимость частоты генерации от частоты накачки, экспериментальные точки и прямая $\Omega = k\Omega_\mu/k_\mu$ без подгоночных параметров. $kv_T = 3.2$ ГГц.

резонанса обусловлена штарковским уширением электронами.

§10. *Эффекты насыщения в антистоксовом ионном лазере.* В сентябре 1998 г. С.А.Бабин, С.И.Каблуков, В.В.Потапов и С.В.Хорев обнаружили в спектре генерации мощного ионного антистоксового комбинационного лазера спектральную структуру с шириной, заметно меньшей допплеровской ширины линии. Накачка осуществлялась лазером на красителе, резонансным переходу $3d'^2G_{9/2} \leftrightarrow 4p'^2F_{7/2}$ (611.5 нм). В резонаторе генерировалась стоячая волна, резонансная переходу $4s'^2D_{5/2} \leftrightarrow 4p'^2F_{7/2}$ (461.0 нм). Экспериментальные условия подбирались так, что в отсутствии накачки лазер находился под порогом генерации на расстоянии, сравнимом с уровнем потерь в резонаторе. В эксперименте менялась частота волны накачки, частота генерируемой волны подстраивалась под оптимальные условия для генерации. Таким образом, измерялась зависимость мощности генерации от отстройки волны накачки — перестроечная кривая комбинационного лазера. В эксперименте наблюдался треугольный пик в центре перестроечной кривой, ширина которого была в несколько раз меньше допплеровской.

Наличие узких структур связано с тем, что генерируемая волна является стоячей. Резонанс в спектре генерации соответствует отстройке равной нулю, резонансная скорость ионов u при этом также равна нулю. Пусть Ω, Ω_μ – отстройки генерируемой волны и волны накачки от резонанса, G, G_μ – матричные элементы взаимодействия волн с ионом. В усилении генерируемой волны имеется вклад, не имеющий малости $|G_\mu|^2$, который, однако, мал по расстоянию до порога генерации в отсутствии поля накачки G_μ. В

линейном приближении по $|G|^2$, $|G_\mu|^2$ имеется два вклада в излучаемую в единице объёма мощность — соответственно населённостный и нелинейно интерференционный. В бесстолкновительном случае они совпадают по порядку величины. При наличии диффузии скорости это не так. Оценим время жизни когерентности, определяемое дефазировкой (или диффузией фазы): при $\nu = 2 \cdot 10^7$ с$^{-1}$, $kv_T \sim 2 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$ обратное время жизни когерентности составляет $t_D^{-1} = (Dk^2)^{1/3} \sim 2 \cdot 10^9$ с$^{-1}$. В условиях эксперимента по спектру генерации антистоксового лазера t_D^{-1} значительно превышает константы релаксации $\Gamma_{1,2} \sim 2 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, т.е. динамика когерентности полностью определяется диффузией фазы. Малое время жизни когерентности приводит к тому, что вклад населённостных процессов превышает вклад когерентных.

Из-за малого времени жизни когерентности интерференционные процессы малы по сравнению населённостными по параметру $\Gamma_2/(Dk^2)^{1/3}$. Оставлены только населённостные процессы, и узкие когерентностей заменены на δ-функции (теория "слабого" насыщения, §6). Выходная мощность комбинационного ионного лазера определяется из условия равенства излучаемой в поле энергии потерям в резонаторе, теоретические кривые качественно согласуются с экспериментом.

В четвёртой главе исследуется эффекты полевого расщепления. В качестве объекта изучения взята Λ-схема, резонансно взаимодействующая с мощной электромагнитной волной и более низкочастотной слабой (пробной или тестирующей) волной на смежном переходе. В §11 обсуждается зависимость положения резонансов по частоте в спектре поглощения от скорости частиц. Показывается связь между положениями резонансов и энергиями стационарных состояний системы "атом+поле". Спектр пробного поля в присутствии сильного поля на смежном переходе содержит два резонанса

$$\Omega_\mu^{(1,2)}(u) = k_\mu u + (\Omega - ku)/2 \pm \sqrt{(\Omega - ku)^2/4 + |G|^2},$$

где u – проекция скорости поглощающих частиц на направление волнового вектора $\mathbf{k}_\mu$. Здесь пробная волна распространяется в том же направлении, что и сильная. Кривые $\Omega_\mu = \Omega_\mu^{(1,2)}(u)$ являются двумя ветвями гиперболы на плоскости (u, Ω_μ) с асимптотами

$$\Omega_\mu^{(1)}(u) \simeq \begin{cases} k_\mu u, & u \to +\infty, \\ (k_\mu - k)u, & u \to -\infty, \end{cases} \qquad \Omega_\mu^{(2)}(u) \simeq \begin{cases} (k_\mu - k)u, & u \to +\infty, \\ k_\mu u, & u \to -\infty. \end{cases}$$

Как показано в [5], спектр поглощения главным образом определяется значением производной $(\mathrm{d}\Omega_\mu^{(1,2)}/\mathrm{d}u)(u)$, величина которой при $u = u_0$ определяет линейный сдвиг частоты резонанса в спектре поглощения пробного

поля относительно точки $u = u_0$. Пробное поле с частотой Ω_μ наиболее эффективно взаимодействует с ионами со скоростями u_R, удовлетворяющими условию резонанса $\Omega_\mu = \Omega_\mu^{(1,2)}(u_R)$. Количество ионов, находящихся в резонансе, пропорционально $|\Gamma/(\mathrm{d}\Omega_\mu^{(1,2)}/\mathrm{d}u)(u_R)|$, где Γ – ширина резонанса. В случае, когда $(\mathrm{d}\Omega_\mu^{(1,2)}/\mathrm{d}u)(u_R) = 0$, пробное поле взаимодействует с наибольшим количеством ионов, пропорциональным уже меньшей степени Γ, а именно $|\Gamma/(\mathrm{d}^2\Omega_\mu^{(1,2)}/\mathrm{d}u^2)(u_R)|^{1/2}$. Отстройки Ω_μ, для которых $(\mathrm{d}\Omega_\mu^{(1,2)}/\mathrm{d}u)(u_R) = 0$, можно назвать "точками поворота" [5]. Из вида асимптот для $\Omega_\mu^{(1,2)}$ ясно, что точки поворота существуют только при $k_\mu < k$. В спектре поглощения пробного поля при Ω_μ близких к точкам поворота наблюдаются узкие пики, так как пробное поле при таких отстройках взаимодействует с наибольшим количеством ионов (см. Рис. 5).

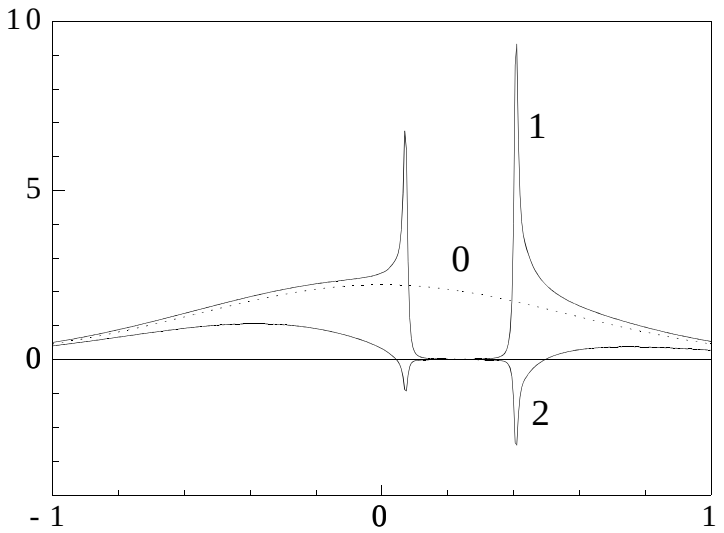

Рис. 5: Спектр пробного поля P_μ от Ω_μ/kv_T в условных единицах, $\Gamma_j, \Gamma_{ij} = 10^{-3}kv_T$, $\nu = 5 \cdot 10^{-4}kv_T$, $\Omega = 0.3kv_T$, $|G| = 0.2kv_T$, $N_1 = N_2$ (кривая 1) и $N_1 = 3N_2$ (кривая 2) и спектр поглощения в отсутствии сильного поля на смежном переходе (кривая 0).

§12. *Форма диффузионно-уширенной линии вблизи простой точки поворота.* В данном параграфе найдена форма узких несимметричных пиков в спектре пробного поля (см. Рис. 5) в случае, когда расстояние Δ между резонансами превышает как ширину резонанса в спектре поглощения пробного поля $\bar{\delta}$, так и $(Dk^2)^{1/3}$. Приближение $\bar{\delta}, (Dk^2)^{1/3} \ll \Delta$ заключается в том, что мы пренебрегаем взаимным влиянием резонансов $\Omega_\mu \simeq \Omega_\mu^{(1,2)}$ друг на друга.

При изучении кулоновского уширения резонансов в более сложных случаях уравнение на когерентность можно записать в виде

$$\Big[\Gamma + \mathrm{i}(\Omega - \Omega_R(u))\Big]\rho(u) = D\frac{\mathrm{d}^2\rho}{\mathrm{d}u^2} + S(u), \qquad (5)$$

где Ω – частота поглощаемой волны, $\Omega_R(u)$ – резонансная частота для иона, имеющего скорость u, Γ – радиационная ширина резонанса, а $S(u)$ – источник когерентности. Спектр поглощения $P(\Omega)$ выражается через $\rho(u)$ следующим образом: $P(\Omega) = \frac{1}{\pi}\mathrm{Re}\int \mathrm{d}u\,\rho(u)$. Ион со скоростью u может

резонансно взаимодействовать с несколькими частотами (в данном случае с двумя), но в описанном приближении эти резонансы независимы. Спектр поглощения является просто суммой резонансов от всех $\Omega \simeq \Omega_R(u)$. Зависимость $\Omega_R(u)$, возникающая в результате полевого расщепления, может быть самой разнообразной, нас же в данном параграфе интересуют окрестность точки поворота $u = u_{\rm tp}$ — точки, где $(\mathrm{d}\Omega_R/\mathrm{d}u)(u_{\rm tp}) = 0$. Без потери общности можно считать, что $u_{\rm tp} = 0$, $\Omega_R(u_{\rm tp}) = 0$. Разложим вблизи точки поворота $\Omega_R(u)$ до квадратичного слагаемого $\Omega_R(u) = au^2/2 + \ldots$, $a = (\mathrm{d}^2\Omega_R/\mathrm{d}u^2)(u_{\rm tp})$ (пусть $a > 0$) и положим $S(u) = \delta(u - u_0)$, т.е. будем искать функцию Грина уравнения (5):

$$\left[\Gamma + \mathrm{i}\left(\Omega - \frac{au^2}{2}\right) - D\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}u^2}\right]\rho(u) = \delta(u - u_0).$$

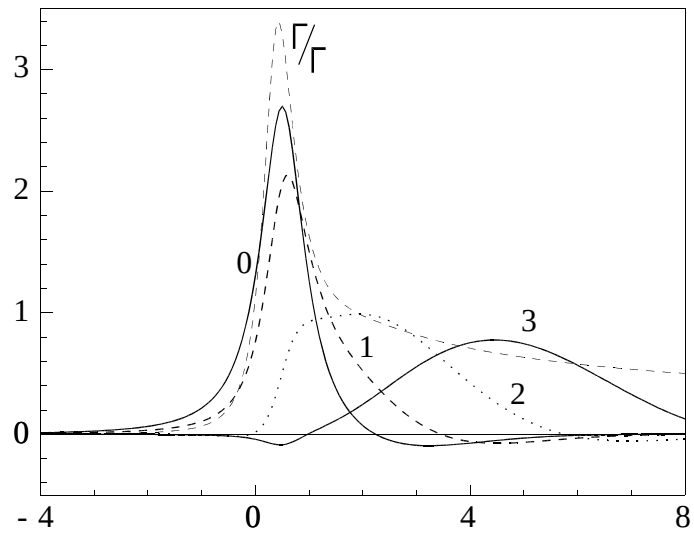

Рис. 6: Спектры $P(\Omega, u_0)$, $D = 1/2$, $a = 1$, кривая n соответствует значениям $u_0 = n$, $n = 0, 1, 2, 3$. Кривой Γ/Γ изображён проинтегрированный по u_0 спектр $P(\Omega)$.

Если u_0 близко к $u_{\rm tp}$, то фазовая ширина, связанная с линейным сдвигом резонансной частоты, мала, по порядку величины она равна $(Da^2u_0^2)^{1/3}$. Оценим фазовую ширину резонанса, связанную с квадратичным сдвигом частоты. Изменение скорости за время t есть $\Delta u \sim \sqrt{Dt}$. Это приводит к неопределённости фазы порядка $\Delta\varphi = \int_0^t \mathrm{d}\tau(\Omega_R(u(\tau)) - \Omega_R(u_0)) \sim a(u - u_0)^2 t \sim Dat^2$. Время, за которое $\Delta\varphi$ достигает величины порядка единицы, равно $t_D \sim 1/\sqrt{Da}$, что и даёт фазовую ширину резонанса $(Da)^{1/2}$. Заметим, что в отличие от фазовой ширины $(Dk^2)^{1/3}$, здесь ширина пропорциональна большей степени коэффициента диффузии, а именно $D^{1/2}$. Форма резонанса имеет вид

$$P(\Omega, u_0) = \frac{1}{\pi}\,\mathrm{Re}\int_0^\infty \frac{\mathrm{d}t}{\sqrt{\mathrm{ch}\,\tau}}\,\exp\left(-(\Gamma + \mathrm{i}\Omega)t - \frac{1 - \mathrm{i}}{4}\sqrt{\frac{a}{D}}\,u_0^2\,\mathrm{th}\,\tau\right),$$

где $\tau = (1 - \mathrm{i})\sqrt{Da}\,t$. Рассмотрим также спектр поглощения $P(\Omega)$ в случае $S(u) = 1$. Этот случай соответствует источнику с шириной, значительно превосходящей характерный масштаб скорости $u \sim \sqrt{Dt_D} \sim (D/a)^{1/4}$.

Интегрируя по скорости u_0, получаем

$$P(\Omega) = \int \mathrm{d}u_0\, P(\Omega, u_0) = \frac{1}{(2Da^3)^{1/4}}\,\mathrm{Re}\,\mathrm{e}^{3\pi\mathrm{i}/8}\frac{\Gamma(z+1/4)}{\Gamma(z+3/4)},$$

где $z = \mathrm{e}^{\pi\mathrm{i}/4}(\Gamma + \mathrm{i}\Omega)/\sqrt{8Da}$, $\Gamma(z)$ – гамма функция. При малом диффузионном уширении или отсутствии диффузии ($\sqrt{Da} \ll \Gamma$) получаем

$$P(\Omega) = \frac{1}{\pi}\mathrm{Re}\int \frac{\mathrm{d}u}{\Gamma + \mathrm{i}(\Omega - au^2/2)} = \mathrm{Re}\left[\frac{2}{a(\Omega - \mathrm{i}\Gamma)}\right]^{1/2} = \frac{\sqrt{a\sqrt{\Omega^2+\Gamma^2}+a\Omega}}{a\sqrt{\Omega^2+\Gamma^2}}.$$

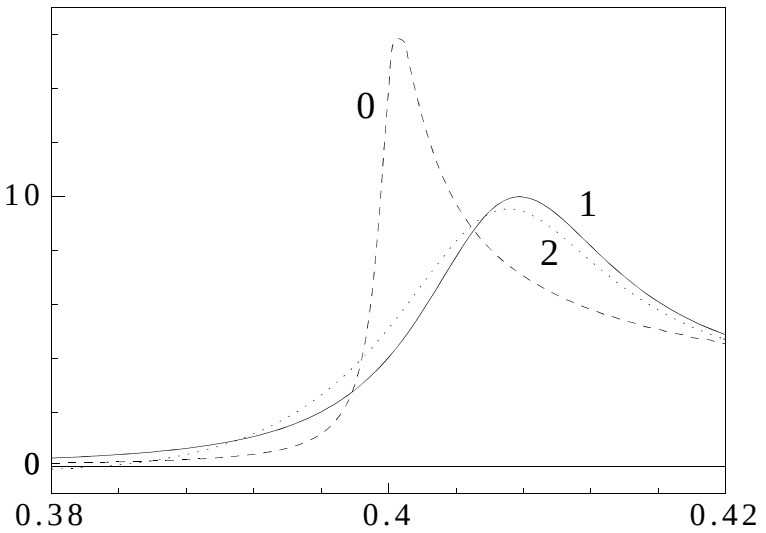

Рис. 7: Спектр пробного поля P_μ от Ω_μ/kv_T вблизи точки поворота $\Omega_\mu = 0.4kv_T$ в условных единицах, $\Gamma_j, \Gamma_{ij} = 10^{-3}kv_T$, $\Omega = 0.3kv_T$, $|G| = 0.2kv_T$, $N_1 = N_2$, $\nu = 0$ (кривая 0) и $\nu = 5\cdot 10^{-4}kv_T$ (кривая 1). Точками изображено аналитическое приближение для кривой 1.

Характерная форма резонансной кривой показана на Рис. 6, 7. Используя вычисленную функцию Грина, вычислен спектр пробного поля (см. Рис. 7).

Вдали от точки поворота диффузия фазы происходит в основном из-за линейного сдвига частоты. В интеграле по t можно разложить $\mathrm{th}\,\tau$ до кубического слагаемого, а также пренебречь отличием $\mathrm{ch}\,\tau$ от единицы. В итоге, интеграл по t, т.е. форма резонанса, приобретает привычный диффузионный вид.

§13. *Полевое уширение компонент дублета Аутлера – Таунса.* В этом параграфе исследуется взаимодействие трёхуровневой системы с двумя сильными волнами (схема $|1\rangle \overset{G_1}{\longleftrightarrow} |3\rangle \overset{G_2}{\longleftrightarrow} |2\rangle$). Квазиэнергии стационарных состояний λ системы "атом+поле" ("одетых" состояний) удовлетворяют алгебраическому уравнению

$$[\lambda(\lambda - \Omega_1) - |G_1|^2](\lambda - \Omega_2) = (\lambda - \Omega_1)|G_2|^2. \qquad (6)$$

Здесь для простоты мы пренебрегаем константами релаксации. Если мы рассмотрим уровни системы "атом+поле", то мы увидим тройки близких уровней, в резонансном приближении индуцируемые полем переходы происходят только внутри каждой тройки, сами тройки независимы друг от

друга. Уравнение (6) есть просто секулярное уравнение на энергии "одетых" состояний.

Резонансы в спектре поглощения 2-й волны соответствуют сближению пары собственных чисел λ. Минимальное расстояние между ними даёт порядок величины ширины резонанса. Идея состоит в том, чтобы рассмотреть эти два близких собственных числа отдельно от остальных и записать для них квадратное секулярное уравнение.

Когда $G_2 \ll G_1, \Omega_{1,2}$, λ находится из условия обращения в ноль левой части уравнения (6):

$$\lambda_{1,2} = (\Omega_1 \pm (\Omega_1^2 + 4|G_1|^2)^{1/2})/2, \quad \lambda_3 = \Omega_2. \tag{7}$$

Первые два одетых состояния возникают из $|1\rangle$, $|3\rangle$ после полевого расщепления 1-ой волной. Третье состояние есть не что иное как $|2\rangle$.

Когда Ω_2, т.е., λ_3 близко к λ_1, мы можем рассмотреть λ_1 и λ_3 отдельно от λ_2. Вводя обозначения $\Omega_2 = \lambda_1 + \Omega$, $\lambda = \lambda_1 + \Lambda$, получаем

$$M_{1,2} = \frac{1}{2}\left(1 \mp \frac{\Omega_1}{(\Omega_1^2 + 4|G_1|^2)^{1/2}}\right), \quad \Lambda(\Lambda - \Omega) \simeq M_1 |G_2|^2.$$

Энергии λ_1 и λ_3 расщепляются 2-й волной, интенсивность которой домножается на фактор M_1. Случай $\lambda_3 \simeq \lambda_2$ рассматривается аналогично, надо только заменить λ_1, M_1 на λ_2, M_2. Когда 2-я волна является слабой (пробной), её спектр поглощения $P(\Omega_2)$ состоит из двух резонансных линий (дублет полевого расщепления или дублет Аутлера – Таунса) [6]. В этом случае их ширина определяется релаксационными константами. По поведению энергий одетых состояний можно заключить, что эти две линии будут полевым образом уширяться 2-й волной по мере увеличения её интенсивности.

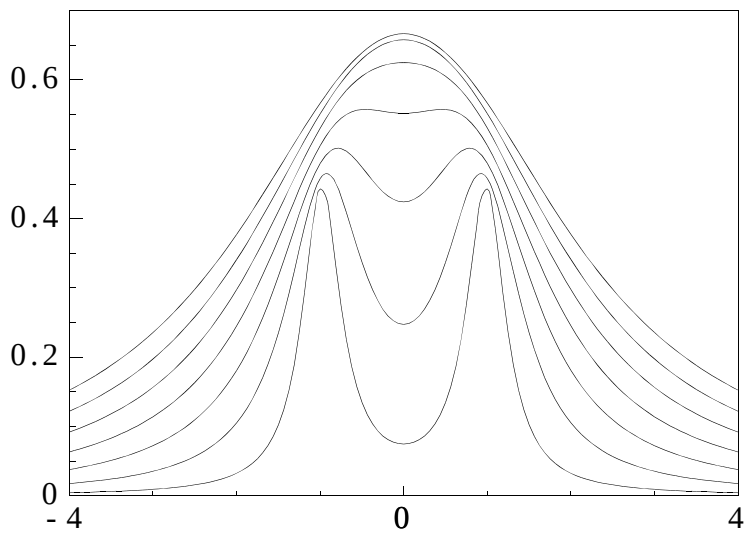

Рис. 8: Поглощаемая мощность $P_{22}(\Omega_2, G_2)$ (8) при $G_1 = 1$, $\Omega_1 = 0$. Амплитуда поля G_2 меняется от 0.2 до 1.4 с шагом 0.2.

Рассмотрим простой случай $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 \to 0$, $\Omega_1 = 0$. Будем измерять частоту в единицах $|G_1|$, т.е., положим $|G_1| = 1$, тогда спектр поглощения

2-й волны при возбуждении атома на уровень 2 имеет вид

$$P_{22}(\Omega_2, G_2) = 2|G_2|^2 \frac{|G_2|^4 + 5|G_2|^2 + 4 + 3\Omega_2^2}{4(|G_2|^2+1)^3 + (|G_2|^4 + 20|G_2|^2 - 8)\Omega_2^2 + 4\Omega_2^4}. \quad (8)$$

Если 2-я волна слабая, то удобно перейти к состояниям, одетым 1-й волной, расстояние между которыми много больше $|G_2|$. Возникшие два перехода, связанные 2-ым полем, не могут быть резонансны одновременно. Каждый такой переход может рассматриваться как двухуровневая система, в которой при увеличении интенсивности 2-й волны появляются эффекты полевого уширения.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. С учётом зависимости тензора диффузии от скорости иона в равновесной плазме вычислены формы провалов Беннета и нелинейных резонансов в спектре пробного поля. Показано, что при увеличении отстройки частоты насыщающего поля от боровской, резонансы могут заметно сужаться. Уточнены пределы применимости модели, в которой тензор диффузии считается постоянным. Показано, что сужение спектра можно использовать для определения доли кулоновского рассеяния в полном сечении.

2. Получено аналитическое выражение для формы провала Беннета в двухуровневой системе с быстрораспадающимся верхним или нижним уровнем в случае произвольного соотношения полевой и диффузионной ширин провала. Выражение справедливо, если однородная ширина провала мала по сравнению с его полной шириной, а ширина максвелловского распределения превосходит ширину провала. Показано, что квадрат полной ширины провала на полувысоте равен сумме квадратов полевой и диффузионной ширин. Получена зависимость поглощаемой мощности от интенсивности падающей волны. Полученное выражение для кривой насыщения описывает как ранее известные предельные случаи малой и большой интенсивности, так и новую промежуточную область.

3. Расчитан спектр поглощения пробного поля в присутствии сильного поля на смежном переходе с учетом диффузии в пространстве скоростей. Получено аналитическое выражение для формы узких резонансов, соответствующих экстремальным точкам резонансной частоты как функции скорости иона. Проанализировано влияние на форму и

ширину этих резонансов диффузии скорости и показано, что их ширина зависит от коэффициента диффузии степенным образом, с показателем степени $1/2$. Главным механизмом, определяющим ширину, является диффузия фазы из-за квадратичного сдвига частоты резонанса при изменении скорости.

4. Вычислены спектры поглощения двух сильных волн, резонансно взаимодействующих с трёхуровневой системой. Показано, что в случае, когда меньшая из интенсивностей возрастает, компоненты дублета полевого расщепления в спектре поглощения уширяются вследствие насыщения по интенсивности.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

[1] Podivilov E.V., Shapiro D.A., Stepanov M.G. Narrowing of the Bennett hole in collisional plasma// Phys. Rev. Lett. – 1995. – V.74, N.20. – P.3979-3982.

[2] Подивилов Е.В., Степанов М.Г., Шапиро Д.А. Сужение нелинейных резонансов в столкновительной плазме// ЖЭТФ. – 1996. – Т.109, №2. – С.418-428.

[3] Shapiro D.A., Stepanov M.G. Diffusion-broadened lineshape under a strong field// J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 1997. – V.30, N.6. – P.L377-L381.

[4] Степанов М.Г., Шапиро Д.А. Полевое уширение диффузионного резонанса// ЖЭТФ. – 1998. – Т.113, 5. – С.1632-1648.

[5] Shapiro D.A., Stepanov. M.G. Diffusion-broadened line shape near a turning point// Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т.68, №1. – С.27-33.

[6] Stepanov M.G. Autler-Townes doublet probed by strong field// J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys. – 1999. – V.32, N.3. – P.649-661.

[7] Podivilov E.V., Shapiro D.A., Stepanov M.G. Narrowing of saturation resonance in collisional plasma – 15th International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (27 June - 1 July 1995, St.Peterburg, Russia)// In: SPIE Proceedings, Vol.2797/ Ed. by V.V.Shuvalov, A.M.Zheltikov, Washington: The International Society for Optical Engineering, 1996, P.226-231.

[8] Stepanov M.G., Shapiro D.A. Weak collisions in strong-field effects – 11th International Vavilov Conference on Nonlinear Optics (24-28 June 1997, Novosibirsk, Russia)// In: SPIE Proceedings, Vol.3485/

Ed. by S.G.Rautian, Washington: The International Society for Optical Engineering, 1998, P.232-241.

[9] Shapiro D.A., Stepanov M.G. Ionic spectra under strong laser field in plasma – 14th International Conference on Spectral Line Shapes (22-26 June 1998, State college, Pennsylvania, USA)// In: Spectral Line Shapes, Vol.10/ Ed. by R.M.Herman, New York: American Institute of Physics, 1999, P.321-324.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Apolonsky A.A., Babin S.A., Chernykh A.I., Kablukov S.I., Khorev, S.V., Podivilov E.V., Shapiro D.A. Giant Coulomb broadening and Raman lasing in ionic transitions// Phys. Rev. A. – 1997. – V.55, N.1. – P.661-668.

[2] Karplus R., Schwinger I.A. Note on saturation in microwave spectroscopy// Phys. Rev. – 1949. – V.73, N.9. – P.1020-1026.

[3] Курлаев К.Б., Шапиро Д.А. Влияние диффузии ионов в пространстве скоростей на эффект насыщения// Квантовая электроника. – 1994. – Т.21, №11. С.1080-1084.

[4] Бабин С.А., Каблуков С.И., Кондратенко М.А., Шапиро Д.А. Нелинейный интерференционный эффект в зеемановском ионном лазере// Письма в ЖЭТФ. – 1996. – Т.64, №4. – С.241-246.

[5] Быкова О.Г., Лебедева В.В., Быкова Н.Г., Петухов А.В. // Оптика и спектроскопия. – 1982. – Т.53, №1. – С.171-174.

[6] Autler S.H., Townes C.H. Stark effect in rapidly varying field// Phys. Rev. – 1955. – V.100, N.2. – P.703-722.