

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

О новых поляризационных эффектах в спектроскопии насыщенного поглощения в поле встречных световых волн*

Д.В.Бражников, А.С.Новокрещенов, С.М.Игнатович, А.В.Тайченачев, В.И.Юдин

Рассмотрен эффект двойной структуры резонанса насыщенного поглощения в поле встречных световых волн, взаимодействующих с атомарным газом, экспериментальные и теоретические исследования которого были впервые представлены в работе Васильева и др. (ЖЭТФ, 139, 883 (2011)). Эффект заключается в возникновении нового нелинейного резонанса в виде пика в спектре поглощения пробной волны, располагающегося внутри «обычного» провала в спектре насыщенного поглощения. Ранее этот эффект был теоретически описан лишь в рамках двухуровневой модели атома, т. е. без учета вырождения уровней энергии атома по проекции полного углового момента и векторной природы света. Теория эффекта развита применительно к случаю реальных атомных систем с вырожденными уровнями энергии и произвольных поляризаций волн. В частности, на примере простого перехода $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ продемонстрировано, что параметры поляризации могут оказывать заметное влияние на контраст нового эффекта и на возможность его наблюдения в целом. Выводы работы подкреплены как аналитическими, так и численными расчетами.

Ключевые слова: резонанс насыщенного поглощения, эллиптическая поляризация, квантовая метрология, спектроскопия сверхвысокого разрешения, матрица плотности.

1. Введение

С созданием лазеров нелинейная спектроскопия газов испытала второе рождение (см., напр., монографии [1–3]). Это направление физики интенсивно развивается и по сей день в виду своей важности как для фундаментальной науки, так и для многих возможных практических применений. Одним из основных фундаментальных явлений в области нелинейной лазерной спектроскопии газов является резонанс насыщенного поглощения (РНП). К настоящему времени разносторонним исследованием этого резонанса при различных конфигурациях электромагнитных полей посвящено огромное число работ (см., напр., первые основополагающие статьи [4–6], а также монографии [1, 2]).

Чаще всего РНП исследуется и используется на практике в конфигурации из двух встречных световых волн одинаковой частоты, взаимодействующих с общим элект-

родипольным переходом в атоме (молекуле). При этом, как правило, РНП наблюдается в виде одной структуры в спектре поглощения одной из волн (пробной), т. е. в центре широкого доплеровского контура, в зависимости от поляризаций встречных волн и структуры энергетических уровней атома [7, 8], имеется провал либо пик.

Несмотря на то что основной объем экспериментальных и теоретических исследований РНП был выполнен еще в 60–70-х гг. прошлого столетия, относительно недавно удалось обнаружить новые принципиальные особенности этого резонанса. Так, в теоретической работе [9] был обнаружен новый «источник» сдвига нелинейного резонанса, связанный с параметрами поляризации световых волн. Другим новым эффектом в спектроскопии насыщения стала контрастная двойная структура РНП, наблюдавшаяся в 2010 г. в экспериментах Лаборатории стандартов частоты Физического института им. П.Н.Лебедева РАН [10]. Появление этой структуры, состоящей из «обычного» провала в спектре насыщенного поглощения и более узкого центрального пика, не могло быть обусловлено ранее известными причинами (эффект отдачи [11], влияние высших пространственных гармоник атомной поляризации [12], присутствие остаточного внешнего магнитного поля [13,14], эффекты, возникающие в сильных полях [15, 16] и др.). Пример двухструктурного РНП приведен на рис.1.

Новые сведения об эффекте насыщения, полученные в работах [9, 10], важны, например, с точки зрения квантовой метрологии для создания стандартов частоты на основе РНП. Так, одними из наиболее известных оптических (в том числе транспортируемых) стандартов частоты являются He–Ne- и Nd:YAG-лазеры, стабилизируемые по РНП на колебательно-вращательных переходах молекул метана и иода (см., напр., [17–20]). Также опубликованы работы, в которых частота излучения лазера ста-

* Доложена на Пятом российско-китайском симпозиуме по лазерной физике и фотонике (RCWLP&P, Новосибирск, 26–30 августа 2015 г.).

Д.В.Бражников, А.В.Тайченачев. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: brazhnikov@laser.nsc.ru

А.С.Новокрещенов, С.М.Игнатович. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3
В.И.Юдин. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20

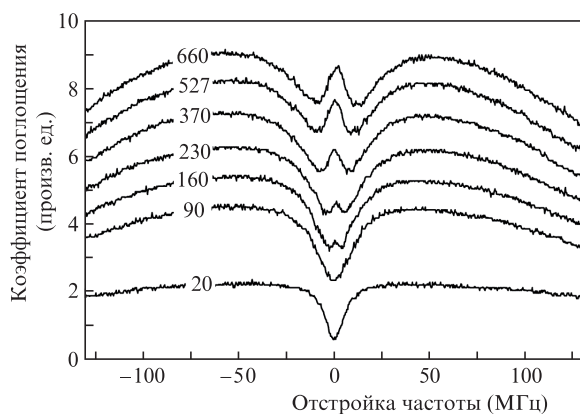


Рис.1. Коэффициент поглощения пробной волны как функция отстройки частоты излучения лазера от частоты перехода [10]. Мощность встречной волны равна 90 мкВт, мощности пробной волны указаны на кривых (в мкВт). Диаметры световых пучков в ювете составляют 10 мм.

билизируется по РНП, например в парах щелочных металлов (рубидий [21] и цезий [22, 23]), включая стабилизацию частотных гребенок [24]. Кроме того, во многих спектроскопических экспериментах РНП играют вспомогательную роль для настройки частоты излучения лазера на нужную спектральную линию в газе. Метод спектроскопии насыщения позволяет также наблюдать и изучать квантовые и релятивистские эффекты (эффект отдачи [11, 25, 26] и световое давление [27], квадратичный эффект Доплера [28], эффект квантовой бистабильности в резонаторе [29] и др.), а также эффекты рассеяния атомов в газе [30].

Все перечисленные применения подчеркивают важность новых знаний об эффекте насыщения атомных и молекулярных переходов и связанных с ним нелинейных резонансов. В частности, обнаруженный в работе [10] новый контрастный нелинейный резонанс в виде пика в центре линии поглощения (рис.1) может быть использован вместо привычного провала в спектре насыщенного поглощения для стабилизации частоты лазерного излучения в случае использования открытых атомных переходов, поскольку новый резонанс может быть в разы уже, чем РНП.

Настоящая работа посвящена развитию теории нового нелинейного резонанса, впервые обнаруженного в [10]. Здесь мы акцентируем внимание на поляризационном аспекте взаимодействия атомов с полем лазерного излучения. Дело в том, что в работе [10] для качественного понимания физики нового нелинейного явления была использована упрощенная двухуровневая модель атома, т.е. не учитывались вырождение атомных уровней по проекции полного углового момента и векторная природа света. Такой подход помог установить следующие условия, выполнение которых должно обеспечить наблюдение контрастной двойной структуры РНП:

- 1) атомный переход должен быть открытым;
- 2) наблюдение нужно проводить за поведением более интенсивной волны (из двух встречных).

И если первое условие довольно часто выполняется на практике (особенно для молекул), то второе условие обычно не выполняется. Иными словами, в подавляющем большинстве работ исследуются в основном два режима по интенсивностям встречных волн: режим стоячей волны, когда две волны имеют одинаковые интенсивности, и

так называемый режим *push-probe*, когда интенсивность волны, за поглощением которой наблюдают («пробная»), заметно меньше интенсивности встречной волны («накачки»). Именно невыполнение второго условия, на наш взгляд, и послужило причиной того, что новый нелинейный эффект долгое время оставался неисследованным.

Несмотря на то что двухуровневая модель атома, использовавшаяся в работе [10], помогла установить основные закономерности нового эффекта, остается ряд важных нерешенных вопросов. В частности, эта модель может быть весьма грубой, поскольку в экспериментах по наблюдению РНП реальные атомные переходы всегда содержат вырожденные по проекции полного углового момента уровни энергии, а пучки лазерного излучения имеют ту или иную поляризацию. Поэтому модель, предложенная в [10], довольно далека от полного описания эффекта двойной структуры РНП. Более того, неучтенное влияние поляризации световых волн может существенно отразиться на контрасте двойной структуры в реальных экспериментах. Действительно, то, что параметры поляризации световых полей так сильно влияют на нелинейные резонансы в газе атомов, хорошо известно (см., напр., [7–9, 31–33]). В связи с этим для лучшего понимания физики нового нелинейного эффекта (двойной структуры РНП) требуется развитие теории [10] применительно к случаю реальных атомных переходов с полным учетом поляризаций встречных световых волн.

Теоретический анализ указанной проблемы, проведенный в настоящей работе, основан на стандартном формализме одноатомной матрицы плотности (световое поле полагается классическим). В качестве примера рассмотрен относительно простой атомный переход с вырожденным основным состоянием энергии: $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$, где F_g и F_e — угловые моменты основного и вырожденного состояний соответственно. Для простых конфигураций поляризаций лазерных полей, состоящих из линейно или циркулярно поляризованных встречных волн, получены аналитические результаты, а для произвольных эллиптических поляризаций проведены численные расчеты. В частности, нами выявлено сильное влияние параметров поляризации на контраст двойной структуры РНП и вообще на возможность наблюдения этого эффекта. Также продемонстрировано, что первое условие об открытости перехода, установленное в [10] и приведенное выше, не является, строго говоря, необходимым для наблюдения контрастной двойной структуры РНП.

Следует отметить, что поляризационные эффекты на примере перехода $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ неоднократно исследовались и ранее. Однако чаще всего рассматривался либо режим стоячей волны, либо режим *push-probe* (см., напр., [7]). В работе [34] для этого перехода было исследовано поглощение световой волны для произвольных соотношений интенсивностей встречных волн. Вместе с тем, задача была решена лишь для ортогональных круговых поляризаций (конфигурация $\sigma^+ \sigma^-$) и лишь в рамках однородного уширения атомных уровней, что не соответствует газу атомов при комнатной температуре, а также был рассмотрен случай точного резонанса (т.е. центральная точка на резонансной кривой), поэтому эффект двойной структуры РНП остался незамеченным. В настоящей работе мы рассматриваем различные поляризационные конфигурации, а также учитываем неоднородное уширение, которое оказывается принципиальным для проявления эффекта двойной структуры РНП.

2. Постановка задачи

Рассмотрим конфигурацию лазерного поля, состоящую из плоских монохроматических волн, распространяющихся навстречу друг другу вдоль оси квантования z в газе атомов:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z, t) = & E_1 \mathbf{e}_1 \exp[-i(\omega t - kz)] \\ & + E_2 \mathbf{e}_2 \exp[-i(\omega t + kz)] + \text{компл. сопр.} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь E_j – амплитуда j -й волны ($j = 1, 2$), которую мы будем полагать вещественной; \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 – комплексные единичные векторы поляризации. Геометрия лазерного поля изображена на рис.2.

Описывать взаимодействие атомов со световым полем мы будем с помощью формализма матрицы плотности $\hat{\rho}$, уравнение для которой имеет следующий вид (уравнение Линдблада) [2, 35]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right)\hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}, \quad (2)$$

где \mathbf{v} – вектор скорости атома; \hat{H} – оператор Гамильтона; $\hat{\Gamma}$ – оператор, описывающий процессы релаксации в атомной системе. Оператор Гамильтона состоит из двух слагаемых: $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_E$, причем \hat{H}_0 – гамильтониан свободного атома, а \hat{V}_E – оператор взаимодействия атома с внешним полем в электродипольном приближении.

В случае двухуровневой спектроскопической модели атома, которая использовалась в [10], матрица плотности имела размерность 2×2 . Для реального атомного перехода с угловыми моментами F_g и F_e ситуация сильно усложняется, поскольку в этом случае размерность $\hat{\rho}$ может быть значительно больше и в общем виде равна $2(F_g + F_e + 1) \times 2(F_g + F_e + 1)$. Тогда матрицу плотности удобно разбить на матричные блоки:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \hat{\rho}^g & \hat{\rho}^{ge} \\ \hat{\rho}^{eg} & \hat{\rho}^e \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Диагональные элементы матриц $\hat{\rho}^g$ и $\hat{\rho}^e$ описывают населенности магнитных («зеemanовских») подуровней основного и возбужденного состояний соответственно, а недиагональные – взаимную когерентность этих состояний

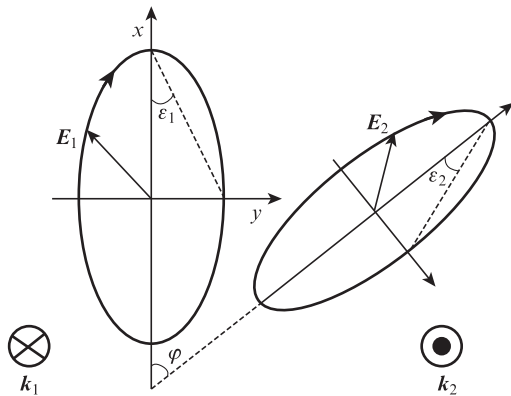


Рис.2. Взаимная ориентация эллипсов поляризации встречных волн: $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}$ – волновые векторы; ϵ_j – параметры эллиптичности; φ – угол между осями эллипсов поляризации волн.

(«зеemanовские» когерентности). Блоки $\hat{\rho}^{ge}$ и $\hat{\rho}^{eg}$ называются оптическими когерентностями (они осциллируют во времени с оптической частотой ω). В настоящей работе рассматривается стационарный режим и используется приближение низших пространственных гармоник атомной поляризации, что для оптических когерентностей означает разложение

$$\begin{aligned} \hat{\rho}^{ge}(z, t) = & \hat{\rho}_1^{ge} \exp[-i(\omega t - kz)] \\ & + \hat{\rho}_2^{ge} \exp[-i(\omega t + kz)] + \text{эрмит. сопр.}, \end{aligned} \quad (4)$$

а матрицы $\hat{\rho}^e$ и $\hat{\rho}^g$ полагаются независимыми от времени и координат. Для схемы встречных монохроматических волн, а также в режиме малого насыщения атомного перехода это приближение, как правило, вполне оправданно.

В базисе вращающейся волны операторы \hat{H}_0 и \hat{V}_E можно представить в виде

$$\hat{H}_0 = -\hbar\delta\hat{P}^e, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \hat{V}_E = & -\hat{\mathbf{d}}\mathbf{E} = -\hbar R_1 \hat{V}_1 \exp(ikz) \\ & -\hbar R_2 \hat{V}_2 \exp(-ikz) + \text{эрмит. сопр.}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\delta = \omega - \omega_0$ – отстройка частоты генерации лазера от частоты перехода в атоме; \hat{P}^e – проекционный оператор на возбужденное состояние атома; $\hat{\mathbf{d}}$ – оператор дипольного момента атома; $R_j = dE_j/\hbar$ – частота Раби, соответствующая j -й волне; d – приведенный матричный элемент оператора дипольного момента атома; \hat{V}_j – безразмерные операторы взаимодействия атома с лазерным полем, связанные с коэффициентами Клебша – Гордана [36]. Далее в целях экономии места мы не будем подробно описывать применяемый математический аппарат. Детали используемого формализма могут быть найдены в [9].

В настоящей работе мы полагаем, что в атоме имеют место два основных релаксационных процесса: спонтанная релаксация возбужденного уровня F_e и «пролетная» релаксация, связанная с уходом атомов из области взаимодействия с резонансным световым полем. Эти процессы будем описывать в рамках модели констант релаксации (γ и Γ соответственно).

Рассмотрим спектр поглощения одной из встречных волн, которую условно назовем пробной (не имея при этом в виду, что интенсивность данной волны меньше интенсивности встречной волны). Из укороченного уравнения Максвелла следует, что интенсивность этой волны в среде изменяется по закону

$$\frac{dI_2}{dz} = -\alpha(I_1, I_2, \delta, v)I_2, \quad (7)$$

где I_1, I_2 – интенсивности встречной волны (волны накачки) и пробной волны соответственно. В случае газа атомов коэффициент поглощения α следует усреднить по скоростному (максвелловскому) распределению:

$$\langle \alpha \rangle_v = \frac{1}{\sqrt{2\pi}v_0} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(v) \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) dv. \quad (8)$$

Здесь v_0 – наиболее вероятная тепловая скорость атома в газе. Далее под символом $\langle \dots \rangle_v$ мы также будем понимать усреднение некоторой функции $f(v)$ по максвелловскому распределению, аналогично (8).

На основе уравнений Максвелла и Линдблада (2) в условиях оптически тонкой среды изменение интенсивности пробной волны I_2 в результате прохождения через кювету с газом длиной L может быть описано выражением

$$\Delta I = I_2 - I_{2L} \approx \langle \alpha \rangle_v I_2 L = 2\hbar\omega n L \gamma_{12} \times \langle S_2 (\text{Tr}[\hat{V}_2^\dagger \hat{V}_2 \hat{\rho}^e] - \text{Tr}[\hat{V}_2 \hat{V}_2^\dagger \hat{\rho}^e]) \rangle_v = \hbar\omega n L \langle \eta \rangle_v, \quad (9)$$

где

$$S_j = \frac{R_j^2}{\gamma_{12}^2 + \delta_j^2} \quad (j = 1, 2) \quad (10)$$

– параметр насыщения; n – концентрация атомов; \hat{V}^\dagger – эрмитово сопряженная матрица; $\delta_{1,2} = \delta \mp kv$ – отстройки частот волн от частоты атомного перехода с учетом доплеровских сдвигов (k и v – проекции скорости атома v и волнового вектора k на ось квантования z); $\gamma_{12} = \Gamma + \gamma/2$ – константа релаксации оптических когерентностей. В формуле (9) операция $\text{Tr}[\dots]$ означает взятие следа матрицы. Далее в качестве анализируемого сигнала мы будем рассматривать именно величину η , зависящую от различных параметров задачи ($v, \delta, \epsilon_1, \epsilon_2, \varphi, R_1$ и R_2), которая и отражает все спектроскопические особенности резонанса в спектре поглощения пробной волны. Для краткости саму величину η будем называть сигналом поглощения пробной волны (в случае газа атомов этой величиной будет $\langle \eta \rangle_v$).

3. Атомный переход $F_g = 1 \rightarrow F_c = 0$

Для получения аналитических выражений для сигнала поглощения пробной волны η рассмотрим относительно простой атомный переход $F_g = 1 \rightarrow F_c = 0$, который полагается циклическим. Далее будет показано, что и в этом случае можно наблюдать контрастную двойную структуру РНП, тогда как в двухуровневой модели атома переход обязательно должен быть открытым [10].

В отличие от перехода $F_g = 0 \rightarrow F_c = 1$, в случае перехода $F_g = 1 \rightarrow F_c = 0$ заранее можно предположить, что параметры поляризации встречных волн существенно влияют на спектроскопический сигнал и на контраст двойной структуры РНП в частности. Действительно, в случае вырожденного основного состояния ($F_g \neq 0$) на нелинейные резонансы могут оказывать сильное влияние эффекты оптической накачки – перераспределение населенностей между магнитными подуровнями основного состояния, причем это влияние может иметь место даже при слабонасыщающих полях ($S \ll 1$). В свою очередь, очевидно, что эффекты оптической накачки сильно зависят от параметров поляризации световых волн.

В общем, для рассматриваемого перехода система уравнений, записанная в матричном виде (2), может содержать 16 неизвестных, т. е. матрица плотности (3) имеет размерность 4×4 . Однако размерность этой системы легко может быть уменьшена, например исключением оптических когерентностей. Кроме того, для простых конфигураций поляризации поля система уравнений (2)

может принимать весьма простой вид, но здесь мы не будем приводить детальные математические выкладки, а перейдем сразу к анализу аналитических результатов.

Следует отметить, что для получения аналитических выражений мы не используем теорию возмущений по малой интенсивности пробной волны, поскольку нас, прежде всего, интересуют режимы, когда интенсивности встречных волн сравнимы. Вместе с тем, для произвольных параметров поляризации волн выражения для сигнала поглощения η получаются довольно громоздкими и неудобными для качественного анализа. Поэтому сначала рассмотрим простейшие частные случаи поляризации волн – линейные и циркулярные, а для общего случая эллиптических поляризации будут приведены результаты численных расчетов.

3.1. Встречные волны с одинаковой круговой поляризацией

В силу симметрии задачи очевидно, что результаты для волн с одинаковой правой круговой поляризацией ($\sigma^+ \sigma^+$ -конфигурация) не будут отличаться от результатов для волн с одинаковой левой круговой поляризацией ($\sigma^- \sigma^-$ -конфигурация), причем для любого перехода $F_g \rightarrow F_c$. Поэтому для определенности мы рассмотрим $\sigma^+ \sigma^+$ -поле. Схема светоиндуцированных и спонтанных переходов приведена на рис.3. Для удобства мы ввели следующие обозначения для подуровней энергии: $|F_g = 1, m_g = -1\rangle = |1\rangle$, $|F_g = 1, m_g = 0\rangle = |2\rangle$, $|F_g = 1, m_g = +1\rangle = |3\rangle$ и $|F_c = 0, m_c = 0\rangle = |0\rangle$.

Решая систему уравнений (2) при параметрах эллиптичности $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \pi/4$, можно прийти к простому выражению для сигнала поглощения пробной волны:

$$\eta = \frac{(2/9)\gamma_{12}S_2}{1 + 2\chi_1(S_1 + S_2)}, \quad (11)$$

где

$$\chi_1 = \frac{1}{3} \frac{\gamma_{12}[2\Gamma + (2/3)\gamma]}{\Gamma(\Gamma + \gamma)}. \quad (12)$$

В формуле (11) содержатся члены, описывающие как эффект самонасыщения (S_2 в знаменателе), так и эффект перекрестного насыщения от встречной волны (слагаемое S_1). Обычно в экспериментах по спектроскопии газов выполняется соотношение $\gamma \gg \Gamma$, поэтому можно полагать

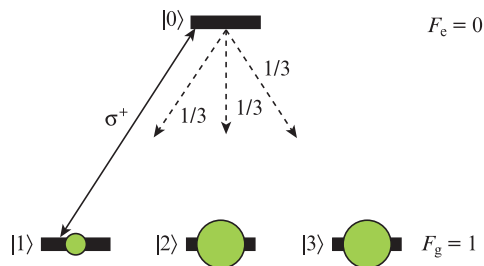


Рис.3. Переход $F_g = 1 \rightarrow F_c = 0$ в атоме. Здесь и на рис.6, 9, 10, 12 сплошная двойная стрелка – индуцируемый светом переход, штриховые стрелки – возможные каналы спонтанного распада с равной вероятностью $1/3$, кружки – схематическое изображение стационарного распределения атомов по магнитным подуровням основного состояния, из которого видно, что происходит сильная ориентация угловых моментов атомов.

$\chi_1 \gg 1$. Формула (11) полностью совпадает с выражением, полученным в [10] для модели двухуровневого атома с открытым переходом. Действительно, согласно формуле (19) из работы [10] имеем

$$\eta \equiv W = \frac{2\gamma_{12}S_2}{1 + 2\chi(S_1 + S_2)}, \quad (13)$$

где

$$\chi = \frac{\gamma_{12}(2\Gamma + b\gamma)}{\Gamma(\Gamma + \gamma)}; \quad (14)$$

$b = 1 - \beta$ – коэффициент открытости атомного перехода; β – коэффициент ветвления (в частности, $b = 0$ соответствует циклическому переходу).

Появление числовых коэффициентов $1/9$ в (11) и $1/3$ в (12) связано исключительно с тем, что для реального перехода $F_g = 1 \rightarrow F_c = 0$ необходимо учитывать коэффициенты Клебша–Гордана [9, 36], которые, разумеется, не присутствуют в модели (13), (14) двухуровневого атома [10]. Таким образом, случай конфигурации поля $\sigma^+\sigma^+$ (а также $\sigma^-\sigma^-$), взаимодействующего с циклическим переходом $F_g = 1 \rightarrow F_c = 0$, полностью соответствует двухуровневой модели атома, исследованной в работе [10]. Более того, из сравнения формул (12) и (14) видно, что для такого перехода имеется некоторый эффективный коэффициент открытости $b = 2/3$. Это значение вполне очевидно, потому что коэффициент b показывает, сколько атомов, изначально возбужденных с уровня $|1\rangle$ и затем спонтанно релаксировавших с возбужденного уровня $|0\rangle$, не возвращаются обратно на уровень $|1\rangle$. Так, из рис.3 сразу же следует, что $b = 2/3$.

Становится очевидным, что конфигурации поля $\sigma^+\sigma^+$ и $\sigma^-\sigma^-$ делают возможным наблюдение контрастной двойной структуры РНП (при $R_2 > R_1$), что и отражено на рис.4. Зависимости получены в результате численного усреднения сигнала η по скоростному распределению атомов в газе согласно (8). Во всех расчетах мы полагаем $\Gamma = 10^{-3}\gamma$, что по порядку величины соответствует стандартным условиям экспериментов по спектроскопии паров щелочных металлов при комнатной температуре и диаметре пучков лазерного излучения ~ 5 мм.

Ввиду сходства формул (11), (12) с формулами (13), (14), следующими из двухуровневой модели атома, математическое обоснование образования двойной структуры РНП в нашем случае ($\sigma^+\sigma^+$ - или $\sigma^-\sigma^-$ -конфигурация) подобно приведенному в работе [10]. В частности, из этого обоснования следует, что контрастная двойная структура РНП может наблюдаться только при $R_2 > R_1$. Однако в настоящей работе мы сосредоточимся на качественной физической интерпретации РНП. Такая интерпретация также приведена в [10] и она, естественно, остается справедливой для рассматриваемой конфигурации поля. Вместе с тем, для исследования эффекта при других поляризациях волн (см. ниже) нам потребуются дальнейшее развитие теории, чтобы понять отсутствие эффекта двойной структуры при некоторых поляризациях. Сначала мы вкратце воспроизведем качественную интерпретацию эффекта, данную в работе [10] для рассматриваемого нами случая.

Итак, используем формулы (8) и (11) для качественного анализа физики образования двойной структуры РНП. Для этого рассмотрим зависимости сигнала поглощения пробной волны η от скорости атома с учетом максвеллов-

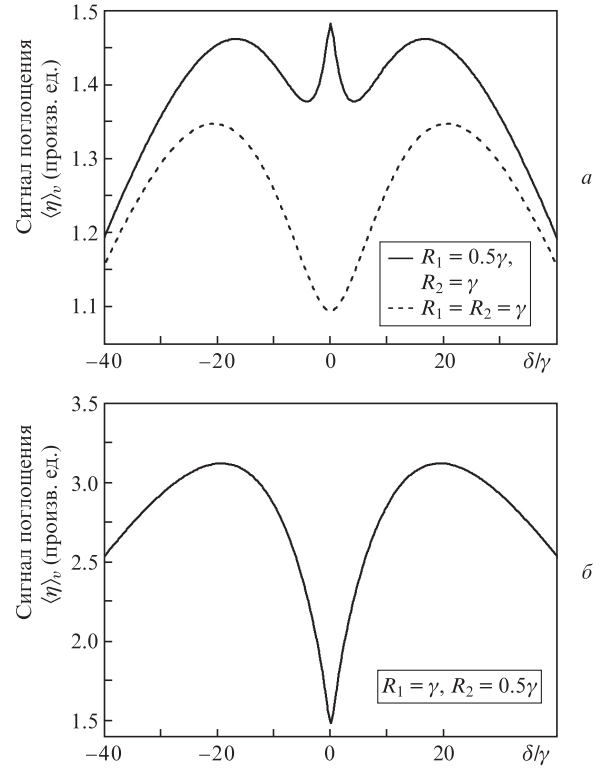


Рис.4. Сигналы поглощения пробной волны всеми скоростными группами атомов $\langle \eta \rangle_v$ как функции отстройки частоты для конфигурации поля $\sigma^+\sigma^+$ в режимах стоячей волны и двойной структуры (а), а также в режиме pump-probe (б).

ского распределения, т.е. $\tilde{\eta}(v, \delta, R_1, R_2) = \eta(v, \delta, R_1, R_2) \times \exp[-(v/v_0)^2]$. Проанализируем вид этих функций для двух фиксированных значений отстройки: $\delta = 0$ (точный резонанс) и $\delta = 5\gamma$ (вблизи центрального резонанса). На рис.5 для сравнения приведены зависимости $\tilde{\eta}(v)$ в двух режимах: режиме стоячей волны с $R_1 = R_2 = \gamma$ и режиме с $R_2 = \gamma > R_1 = 0.5\gamma$ (пробная волна интенсивнее встречной волны накачки). Сплошная кривая отвечает случаю $\tilde{\eta}(v, \delta = \text{const} \neq 0, R_1 = \text{const}, R_2 = \text{const})$, штриховая кривая – той же зависимости, но в отсутствие волны накачки ($R_1 = 0$), а штрих-пунктирная – случаю точного резонанса $\tilde{\eta}(v, \delta = 0, R_1 = \text{const}, R_2 = \text{const})$. Отметим, что, в соответствии с формулой (8) площадь под каждой кривой отвечает значению коэффициента поглощения пробной волны всеми скоростными группами атомов, т.е. всем газом, при заданной отстройке частоты.

Из рис.5,а видно, что при $\delta \neq 0$ имеются два фактора, которые противоположным образом влияют на площадь под кривой: увеличивают поглощение пробной волны вблизи скоростной группы атомов с $kv \approx -\delta$ и уменьшают поглощение группой атомов, для которых доплеровским сдвиг $kv \approx +\delta$. Физика такого поведения функции $\tilde{\eta}(v)$ весьма прозрачна. Напомним, что в конфигурации $\sigma^+\sigma^+$ при $\delta = 0$ (в центре нелинейного резонанса) обе встречные волны участвуют в оптической накачке одних и тех же атомов на нерезонансные подуровни основного состояния $|2\rangle$ и $|3\rangle$ (так называемые карманы, см. рис.3). При $\delta \neq 0$ обе волны резонансно взаимодействуют с различными скоростными группами атомов в газе. Так, атомы с $kv \approx -\delta$ преимущественно взаимодействуют с пробной волной, поскольку находятся с ней в резонансе ($\delta_2 = 0$). В этой группе атомов пробная волна поглощается сильнее, чем в группе атомов с $kv = 0$ (при $\delta = 0$), поскольку в по-

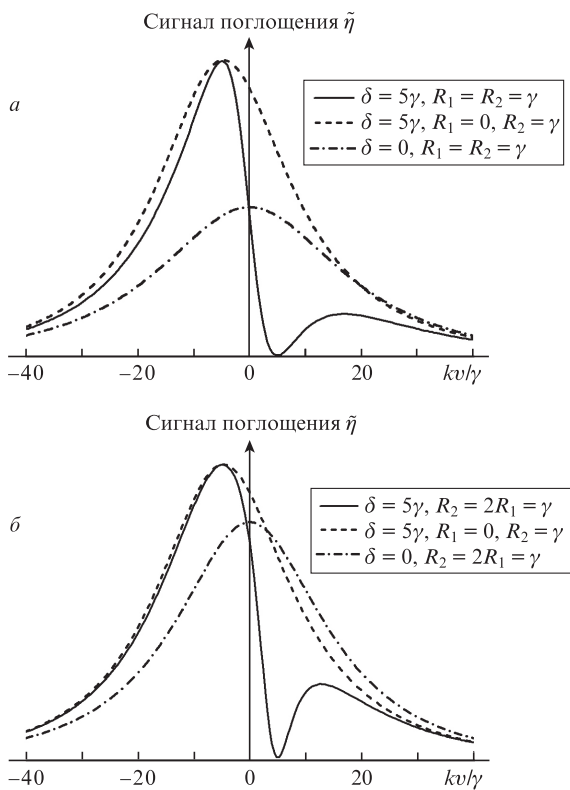


Рис.5. Сигналы поглощения пробной волны $\tilde{\eta}$ как функции скорости атома (доплеровского сдвига) для конфигурации поля $\sigma^+\sigma^+$ в режиме стоячей волны (а) и режиме, в котором пробная волна интенсивнее волны накачки (б).

следнем случае атомы также активно взаимодействуют и с волной накачки, что приводит к некоторому просветлению перехода для пробной волны. Заметный провал в спектре поглощения пробной волны на рис.5,а вблизи $kv \approx +\delta$ связан с тем, что данная скоростная группа атомов преимущественно взаимодействует с резонансной волной накачки и именно волна накачки в основном поглощается в этих атомах и участвует в распределении атомов по магнитным подуровням основного состояния.

Таким образом, были указаны два фактора, которые действуют разнонаправлено на общую площадь под кривой $\tilde{\eta}(v)$ на рис.5,а. Влияние этих факторов несколько различно. А именно, провал вблизи $kv \approx +\delta$ (см. сплошную кривую) в меньшей степени уменьшает общую площадь, чем увеличивает эту площадь пик вблизи $kv \approx -\delta$, поскольку провал приходится на крыло контура $\tilde{\eta}(v)$. Результирующим действием этих двух факторов является общее увеличение площади под кривой $\tilde{\eta}(v)$, что приводит к увеличению поглощения пробной волны при отстройке от точного резонанса ($\delta = 0$). Так формируется обычный РНП в виде провала (см. рис.4,а, штриховая кривая).

Очевидно, что с дальнейшим увеличением отстройки поглощение пробной волны перестанет расти, поскольку при этом число резонансных атомов в газе уменьшается пропорционально $\exp\{-[\delta/(kv_0)]^2\}$. Таким образом формируется широкий «доплеровский» контур спектроскопического сигнала (см. рис.4).

Теперь разберем случай, когда $R_2 > R_1$. Аналогичные зависимости сигнала поглощения $\tilde{\eta} = \eta \exp[-(v/v_0)^2]$ представлены на рис.5,б. Видно, что в данном случае фактор, приводящий к увеличению поглощения, лишь незначи-

тельно увеличивает площадь под кривой, т. е. максимумы сигнала поглощения при $\delta = 0$ и 5γ (штрих-пунктирная и сплошная кривые) различаются не так сильно, как это было в режиме стоячей волны (рис.5,а). Вместе с тем, провал в спектре поглощения вблизи $kv \approx +\delta$ по-прежнему значителен. Такое небольшое различие максимумов сигналов поглощения $\tilde{\eta}(v)$ при $\delta = 0$ и 5γ связано с тем, что в том и в другом случае пробная волна взаимодействует с резонансными атомами сильнее, чем встречная волна, т. е. в режиме $R_2 > R_1$ встречная волна оказывает слабое влияние на поглощение пробной волны резонансными группами атомов. Напротив, в скоростной группе атомов с $kv \approx +\delta$, как и ранее, происходит просветление перехода волной накачки, которая с этой группой атомов находится в резонансе, в отличие от пробной волны. Таким образом, сравнивая площади под кривыми при точном резонансе ($\delta = 0$) и вблизи него ($\delta = 5\gamma$), мы видим, что происходит уменьшение поглощения пробной волны – так формируется пик в центре резонанса (см. рис.4,а, сплошная кривая). При дальнейшем увеличении отстройки, как и в случае стоячей волны, провал в сплошной кривой на рис.5,б смещается к ее крылу и перестает тем самым заметно уменьшать площадь под кривой. Тогда фактор, приводящий к росту поглощения вблизи $kv \approx -\delta$, становится определяющим, поэтому поглощение пробной волны всем газом начинает расти с ростом отстройки – так формируется провал (обычный РНП). Следовательно, становится понятной на качественном уровне физика образования двойной структуры РНП в режиме с $R_2 > R_1$.

3.2. Встречные волны с параллельными линейными поляризациями

Этот случай также достаточно прост для анализа. Однако теперь удобнее выбрать ось квантования z не вдоль направления распространения волн, а вдоль векторов линейной поляризации. Тогда схема индуцированных и спонтанных переходов будет иметь вид, представленный на рис.6. Вместо ориентации угловых моментов, как на рис.3, теперь наблюдается сильное выстраивание вследствие индуцированных переходов π -типа и оптической накачки на крайние магнитные подуровни основного состояния.

Из рис.6 видно, что данная конфигурация очень похожа на рассмотренную в п.3.1. Действительно, в этом случае встречные волны также взаимодействуют с общим переходом, включающим в себя только два магнитных подуровня – $|0\rangle$ и $|2\rangle$, а оптическая накачка происходит на подуровни $|1\rangle$ и $|3\rangle$. Интуитивно понятно, что спектроскопический сигнал в такой схеме будет аналогичен сигналу в схеме с конфигурацией поля $\sigma^+\sigma^+$ (рис.3). Этот вывод

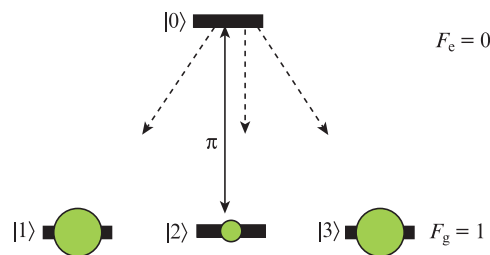


Рис.6. Переход $F_g = 1 \rightarrow F_c = 0$ в атоме, взаимодействующем с полем встречных волн с параллельными линейными поляризациями (ось квантования направлена вдоль векторов поляризаций).

подтверждают прямые расчеты, которые приводят к точно такой же формуле для сигнала поглощения, что и (11). Поэтому для схемы с параллельными линейными поляризациями встречных волн (конфигурация lin||lin) также возможно наблюдение двойной структуры РНП.

3.3. Встречные волны с ортогональными круговыми поляризациями

Теперь рассмотрим поле с конфигурацией $\sigma^+\sigma^-$, которая для нашей задачи эквивалентна полю с конфигурацией $\sigma^-\sigma^+$. Как мы увидим далее, эта конфигурация принципиально отличается от тех, что были рассмотрены ранее. Решая систему (2) для $\sigma^+\sigma^-$ -конфигурации, получаем следующее выражение:

$$\eta = \frac{(2/9)\gamma_{12}S_2\{1 + [2\gamma_{12}/(3\Gamma)]S_1\}}{1 + 2\chi_1(S_1 + S_2) + 4\chi_2S_1S_2}, \quad (15)$$

где

$$\chi_2 = \frac{\gamma_{12}^2}{27\Gamma^2} \left(1 + \frac{8\Gamma}{\gamma + \Gamma}\right). \quad (16)$$

Формула (15) качественно отличается от выражения (11), в частности наличием слагаемого с S_1S_2 , поэтому в данном случае можно ожидать существенного отличия спектроскопического сигнала от сигналов для рассмотренных ранее конфигураций полей. При обычных условиях эксперимента ($\gamma \gg \Gamma$) имеет место соотношение $\chi_2 \gg \chi_1 \gg 1$. Отметим также, что в режиме малого насыщения формула (15) согласуется с выражением (2) из работы [34], в котором необходимо положить $I_1, I_2 \ll 1$.

Как и ранее, будем исследовать особенности функции $\tilde{\eta}(v, \delta, R_1, R_2)$ при фиксированных R_1, R_2 и δ . На рис. 7 приведены соответствующие зависимости, из которых сразу же видно отсутствие провала в спектре поглощения вблизи $kv \approx +\delta$, характерного для зависимостей на рис. 5. Более того, мы видим, что как в режиме стоячей волны, так и в режиме с $R_2 > R_1$ контуры коэффициента поглощения пробной волны при $\delta = 5\gamma$ располагаются ниже контура, соответствующего $\delta = 0$. Это приводит к тому, что в центре резонанса формируется пик. В случае конфигураций $\sigma^+\sigma^+, \sigma^-\sigma^-$ и lin||lin при увеличении δ формирование пика прекращалось и начинал формироваться провал в зависимости $\langle \eta \rangle_v$, т. е. возникла двойная структура нелинейного резонанса (см. рис. 4, а, сплошная кривая). Причиной формирования провала являлось исчезновение «дырки» в контуре $\tilde{\eta}(v)$ вблизи $kv \approx +\delta$. Однако, поскольку такая дырка в случае конфигурации $\sigma^+\sigma^-$ вообще не формируется (при любом δ), при дальнейшем увеличении отстройки частоты лазерного поля полный коэффициент поглощения пробной волны (всем газом) продолжает уменьшаться. В данном случае можно сказать, что все нелинейные вклады вблизи центра спектроскопического сигнала имеют одинаковый знак и накладываются друг на друга. Все эти закономерности приводят к отсутствию двойной структуры РНП в случае $\sigma^+\sigma^-$ - или $\sigma^-\sigma^+$ -поляризации волн (рис. 8).

Физические причины отсутствия провала при любых отстройках частоты вблизи $kv \approx +\delta$ в зависимостях, приведенных на рис. 7 (сплошные кривые), также весьма прозрачны. Схема соответствующих переходов в атоме пред-

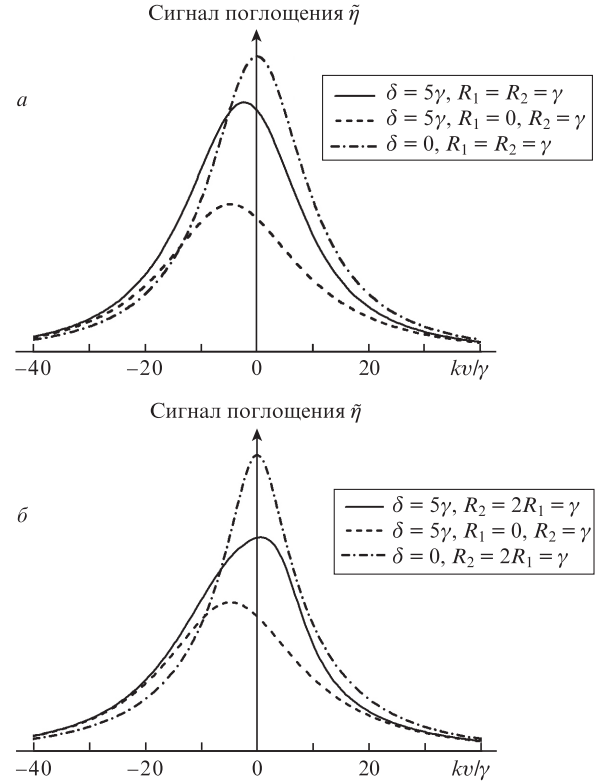


Рис. 7. Сигналы поглощения пробной волны $\tilde{\eta}$ как функции скорости атома (доплеровского сдвига) для конфигурации поля $\sigma^+\sigma^-$ в режиме стоячей волны (а) и режиме, в котором пробная волна интенсивнее волны накачки (б).

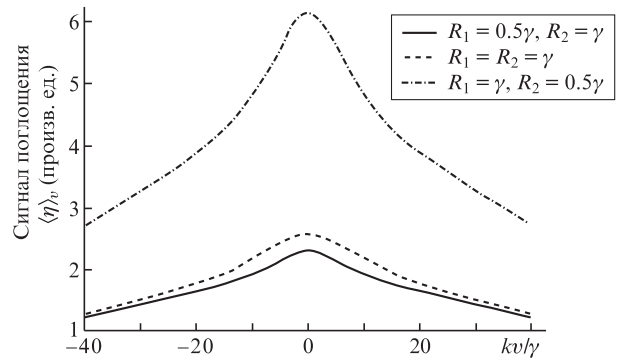


Рис. 8. Сигналы поглощения пробной волны всеми скоростными группами атомов $\langle \eta \rangle_v$ как функции отстройки частоты для конфигурации поля $\sigma^+\sigma^-$ в трех режимах с различными интенсивностями полей – режимах рimp-rгоbe (штрих-пунктирная кривая) и стоячей волны (штриховая кривая), а также в режиме, когда пробная волна интенсивнее встречной ($R_2 > R_1$) (сплошная кривая).

ставлена на рис. 9. Действительно, пробная волна, имеющая в данном случае поляризацию σ^- , индуцирует переход $|3\rangle \leftrightarrow |0\rangle$. По-прежнему при таком взаимодействии часть атомов не возвращается обратно на уровень $|3\rangle$ из-за спонтанных распадов на уровни $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Действие встречной волны с поляризацией σ^+ (накачки) как при $\delta = 0$ (штрих-пунктирные кривые на рис. 7), так и при $\delta = 5\gamma$ (сплошные кривые) на обе группы атомов с $kv \approx \pm\delta$ и в обоих режимах взаимодействия ($R_1 = R_2$ и $R_2 > R_1$) сводится лишь к возврату части атомов с уровня $|1\rangle$ на уровень $|3\rangle$. Этот возврат приводит к дополнительному поглощению пробной волны, поэтому в обоих режимах (рис. 7, а и б) штриховые кривые и для $kv \approx -\delta$, и для $kv \approx +\delta$

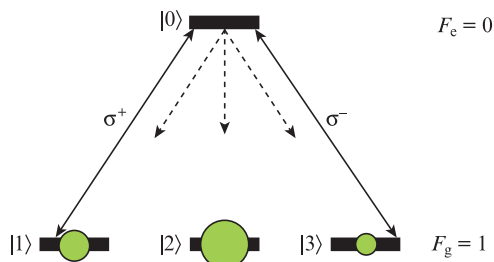


Рис.9. Переход $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ в атоме, взаимодействующем с полем встречных волн с противоположными круговыми поляризациями (ось квантования направлена вдоль волновых векторов). Качественное стационарное распределение атомов по магнитным подуровням основного состояния соответствует случаю $R_2 > R_1$.

располагаются ниже сплошных кривых. Таким образом, в процессе качественного анализа спектроскопического сигнала в случае конфигурации $\sigma^+\sigma^-$ мы приходим к выводу, что двойная структура РНП не образуется. Не образуется и обычный РНП в виде провала, но наблюдается пик в центре сигнала. Подобные результаты также представлены в работе [7].

3.4. Встречные волны с ортогональными линейными поляризациями

Эта конфигурация представляет отдельный интерес, поскольку каждая из встречных волн может «накачивать» атомы в особое когерентное состояние – «темное» состояние, представляющее собой определенную суперпозицию состояний |1> и |3>. Образование этого состояния возможно благодаря квантовой интерференции σ^+ - и σ^- -переходов, индуцируемых каждой из волн (рис.10). Особенность этого суперпозиционного темного состояния заключается в том, что атомы, которые «накачиваются» световой волной в это состояние, перестают рассеивать энергию этой волны, делая среду прозрачной (см. пионерские работы [37–39]). Это явление называется когерентным пленением населенностей (КПН). Здесь мы не будем излагать основы теории КПН, а вместо этого порекомендуем обратиться к обзору [40].

Отметим еще одну важную особенность конфигурации с ортогональными линейными поляризациями встречных волн (конфигурация $\text{lin} \perp \text{lin}$). Как уже было сказано,

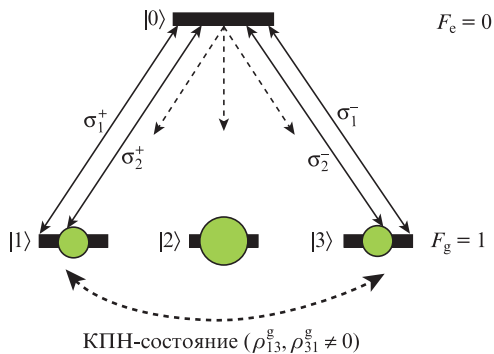


Рис.10. Переход $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ в атоме, взаимодействующем с полем встречных волн с ортогональными линейными поляризациями (ось квантования направлена вдоль волновых векторов). Каждая из волн участвует в образовании суперпозиции состояний |1> и |3> в результате σ^+ и σ^- -переходов (штриховой изогнутой стрелкой показано образование такой суперпозиции – зеемановской когерентности).

каждая из волн по отдельности может образовывать КПН-состояние. Однако это состояние различно для каждой из волн. Более того, темное состояние для волны E_1 оказывается «ярким» состоянием для волны E_2 (т.е. приводит к сильному поглощению второй волны). В случае, когда обе волны действуют на одни и те же атомы в газе и имеют одинаковую интенсивность, эти КПН-состояния ортогональны, т.е. конкурируют друг с другом так, что зеемановская когерентность вообще не образуется. Таким образом, наличие нового суперпозиционного состояния, обладающего перечисленными свойствами, на первый взгляд, несколько усложняет физику взаимодействия атомов с полем и качественный анализ двойной структуры РНП в частности.

Сначала проанализируем аналитическое выражение для сигнала поглощения η , как мы это делали выше для других конфигураций полей. Решая систему (2), мы приходим к новому выражению:

$$\eta = \frac{(2/9)\gamma_{12}S_2 \{1 + [\gamma_{12}/(3\Gamma)]\{S_1 + S_2 + \xi(S_1 - S_2)\}\}}{1 + 2\chi_1(S_1 + S_2) + \chi_2[(S_1 + S_2)^2 - \xi(S_1 - S_2)^2]} \quad (17)$$

Здесь введен вспомогательный параметр ξ , который может принимать только два значения – 0 и 1. Он позволяет искусственно устранять образование зеемановской когерентности в основном состоянии и тем самым «отключать» влияние КПН-состояния на спектроскопический сигнал ($\xi = 0$ соответствует «выключенному» эффекту КПН).

Полагая в (17) $\xi = 0$, получаем выражение

$$\eta = \frac{(2/9)\gamma_{12}S_2 \{1 + [\gamma_{12}/(3\Gamma)](S_1 + S_2)\}}{1 + 2\chi_1(S_1 + S_2) + \chi_2(S_1 + S_2)^2} \quad (18)$$

Рассмотрим случай небольших частотных отстроек и малых скоростей атомов, т.е. $kv, \delta \sim \gamma$. Зависимости для сигнала поглощения η мы приводили для $R_1, R_2 \sim \gamma$. В этих условиях параметры насыщения S_1 и S_2 порядка 1. Учитывая формулы (11), (12), (16), (18) и условие $\gamma \gg \Gamma$, приходим к следующим приближенным выражениям для сигнала η поглощения при конфигурациях $\text{lin} \perp \text{lin}$ и $\sigma^+\sigma^+$ соответственно:

$$\eta(\text{lin} \perp \text{lin}) = \frac{2\Gamma S_2}{S_1 + S_2} \quad (19)$$

$$\eta(\sigma^+\sigma^+) = \frac{(\Gamma/2)S_2}{S_1 + S_2} \quad (20)$$

Таким образом, при малых скоростях атомов сигналы поглощения для этих двух конфигураций ведут себя одинаково (с точностью до константы, равной 4). Поэтому можно ожидать, что при «отключенном» эффекте КПН будет происходить выжигание дырки в контуре $\tilde{\eta}(v)$ вблизи $kv \approx +\delta$, как и в случае поля с конфигурацией $\sigma^+\sigma^+$ (см. рис.5).

Теперь «включим» КПН, полагая в (17) $\xi = 1$. В результате получаем формулу, в точности совпадающую с выражением (15) для $\sigma^+\sigma^-$ -конфигурации, при которой, как мы уже знаем, провал в сигнале поглощения вблизи $kv \approx +\delta$ не образуется. Следовательно, мы видим, что эффект КПН в корне меняет ситуацию и приводит к отсутствию двойной структуры РНП для конфигурации поля $\text{lin} \perp \text{lin}$.

Проиллюстрируем сказанное выше графически, как мы делали это ранее. На рис.11 приведены зависимости для сигнала поглощения пробной волны при «выключенном» ($\xi = 0$) и «включенном» ($\xi = 1$) эффекте КПН. В первом случае имеет место выжигание глубокой дырки в контуре $\tilde{\eta}(v)$ при отстройке от точного резонанса ($\delta = 5\gamma$), тогда как во втором случае этого не происходит. Видно, что зависимости на рис.11,а и б имеют большое сходство с аналогичными зависимостями соответственно на рис.5,б (конфигурация $\sigma^+\sigma^+$) и рис.7,б (конфигурация $\sigma^+\sigma^-$).

Аналогия между конфигурацией $\text{lin} \perp \text{lin}$ и конфигурациями $\sigma^+\sigma^+$, $\sigma^+\sigma^-$ может быть также объяснена на основе анализа схемы индуцированных и спонтанных переходов (рис.10). При $\xi = 0$, когда σ^+ - и σ^- -переходы не интерферируют и не образуется зеемановская когерентность (т.е. $\rho_{13}^g = \rho_{31}^g = 0$), конфигурация $\text{lin} \perp \text{lin}$ является как бы суперпозицией конфигураций $\sigma^+\sigma^+$ и $\sigma^-\sigma^-$. В частности, рассмотрим режим с $R_2 > R_1$, при котором образуется двойная структура РНП в $\sigma^+\sigma^+$ - или $\sigma^-\sigma^-$ -поле (см. п.3.1). При $\delta = 0$ для относительно слабой волны накачки E_1 и пробной волны E_2 резонансная группа атомов одна и та же. В этой группе волна E_1 осуществляет оптическую накачку атомов на уровень $|2\rangle$ в дополнение к накачке более сильной волной E_2 , что уменьшает поглощение пробной волны E_2 . При отстройке $\delta = 5\gamma$ встречные волны резонансно взаимодействуют с разными группами атомов: волна E_2 сильнее взаимодействует с группой с $kv \approx -\delta$, в то время как волна накачки – с группой с $kv \approx +\delta$. Как и для конфигурации поля $\sigma^+\sigma^+$, поглощение пробной волны возрастает в группе с $kv \approx -\delta$, поскольку влияние волны E_1 уменьшается. Поэтому максимум сплошной кривой на рис.11,а находится выше максимума штрих-пунктирной

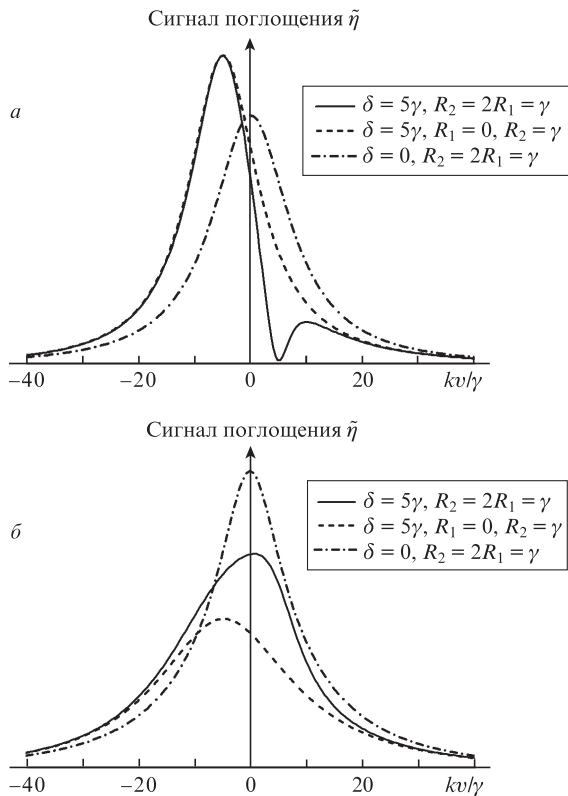


Рис.11. Сигналы поглощения пробной волны $\tilde{\eta}$ как функции скорости атома (доплеровского сдвига) для конфигурации поля $\text{lin} \perp \text{lin}$ без учета (а) и с учетом (б) образования состояния КПН в режиме с $R_2 > R_1$.

кривой. Как и в случае $\sigma^+\sigma^+$ -перехода, образуется провал в спектре поглощения пробной волны E_2 группой атомов с $kv \approx +\delta$, потому что в этой группе сильное «просветляющее» действие на атомный переход оказывает волна E_1 . Таким образом, при $\xi = 0$ физические процессы, на основе которых получены кривые на рис.11,а, абсолютно такие же, как и в случае конфигурации поля $\sigma^+\sigma^+$.

При $\xi = 1$ происходит образование зеемановских когерентностей ρ_{31}^g и ρ_{13}^g . Если считать влияние волны накачки E_1 слабым, т.е. не разрушающим зеемановскую когерентность, сформированную волной E_2 , то само КПН-состояние также становится «ловушечным» состоянием для пробной волны, как и магнитный подуровень $|2\rangle$. Поэтому при $\delta = 5\gamma$ поглощение пробной волны резонансной группой атомов с $kv \approx -\delta$ меньше, чем при $\delta = 0$, когда КПН-состояния обеих волн сильнее конкурируют друг с другом. Также становится очевидной причина отсутствия провала в спектре поглощения пробной волны группой атомов с $kv \approx +\delta$, поскольку в этой скоростной группе волна накачки E_1 создает суперпозиционное состояние, которое является ярким для волны E_2 , что приводит к увеличению поглощения, а не к его уменьшению.

Влияние КПН-состояния на возможность наблюдения двойной структуры РНП удобнее анализировать не в базисе собственных состояний гамильтониана свободного атома \hat{H}_0 , в котором мы работали до сих пор, а в новом ортонормированном базисе

$$\left\{ |C\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |3\rangle), |NC\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - |3\rangle), |2\rangle, |0\rangle \right\}. \quad (21)$$

В этом базисе безразмерные операторы взаимодействия встречных волн с атомным переходом $F_g = 1 \rightarrow F_c = 0$ примут простой вид (для конфигурации $\text{lin} \perp \text{lin}$):

$$\hat{V}_1 = -\frac{1}{\sqrt{3}}|0\rangle\langle NC|, \quad (22)$$

$$\hat{V}_2 = \frac{i}{\sqrt{3}}|0\rangle\langle C|. \quad (23)$$

Из формул (21)–(23) сразу же следует, что суперпозиционное состояние $|NC\rangle$ (non-coupled) является темным для пробного поля E_2 , т.е. $\hat{V}_2|NC\rangle = 0$. Напротив, состояние $|C\rangle$ является темным для волны накачки, но ярким для пробной волны, т.е. $\hat{V}_1|C\rangle = 0$ и $\hat{V}_2|C\rangle \neq 0$. Схема переходов в атоме в новом базисе представлена на рис.12. Видно, что поле E_1 взаимодействует только с двумя уровнями $|NC\rangle$ и $|0\rangle$, а поле E_2 – с уровнями $|C\rangle$ и $|0\rangle$. Каждая

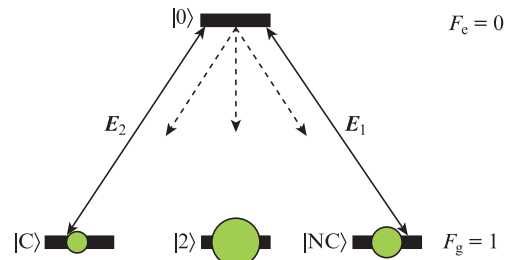


Рис.12. Переход $F_g = 1 \rightarrow F_c = 0$ в атоме, взаимодействующем с полем встречных волн с ортогональными линейными поляризациями (стационарные состояния атома представлены в новом базисе). Качественное стационарное распределение атомов по магнитным подуровням основного состояния соответствует случаю $\delta = 0, R_2 > R_1$.

волна осуществляет также оптическую накачку на два подуровня основного состояния. Заметим, что представленная на рис.12 схема аналогична схеме на рис.9. Поэтому спектроскопические сигналы для конфигураций $\text{lin} \perp \text{lin}$ и $\sigma^+ \sigma^-$ идентичны.

3.5. Произвольные эллиптические поляризации

До сих пор мы рассматривали частные и относительно простые поляризационные конфигурации поля. Именно эти конфигурации чаще всего используются на практике. Однако для полноты знаний о влиянии параметров поляризации полей на образование двойной структуры РНП мы кратко представим результаты численных расчетов для произвольных эллиптических поляризаций.

На рис.13,а приведены зависимости сигналов поглощения пробной волны газом атомов от отстройки частоты для волн с одинаковыми эллиптическими поляризациями ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = \pi/10$) и для волн, эллипсы поляризации которых имеют равные по модулю параметры, но вращаются в разные стороны ($\epsilon_1 = -\epsilon_2 = \pi/10$). Главные оси эллипсов считаются параллельными, т.е. $\varphi = 0$. Из этого рисунка следует, что направление вращения вектора поляризации для эллиптически поляризованных волн так же важно, как и для $\sigma^+ \sigma^+$ - и $\sigma^+ \sigma^-$ -конфигураций: в первом случае наблюдается контрастная двойная структура, а во втором она отсутствует. На рис.13,б представлены те же зависимости, что и на рис.13,а, для случая ортогональных эллиптических поляризаций ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = \pi/10, \varphi = \pi/2$ и $\epsilon_1 = -\epsilon_2 = \pi/10, \varphi = \pi/2$).

Как следует из приведенных на рис.13 зависимостей, центральный пик при появлении двойной структуры РНП

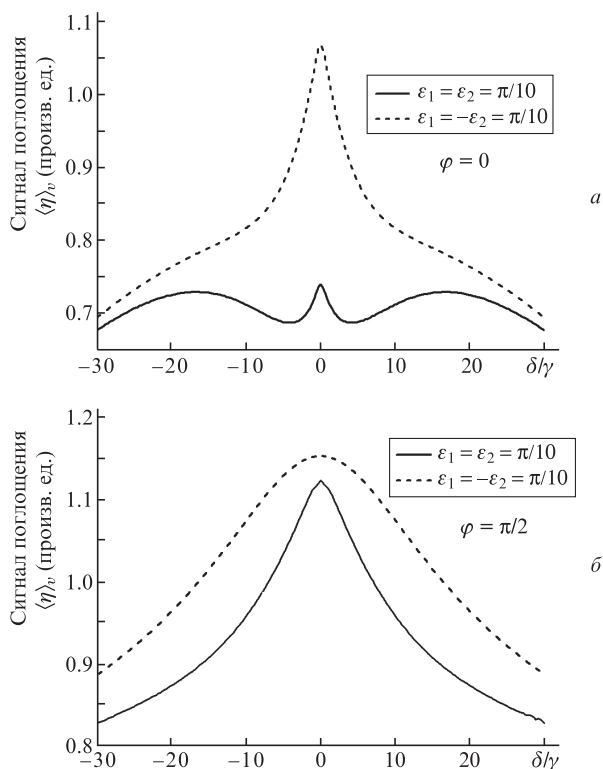


Рис.13. Сигналы поглощения пробной волны газом атомов $\langle \eta \rangle_v$ как функции отстройки частоты для различных конфигураций полей встречных эллиптически поляризованных волн при параллельных (а) и ортогональных (б) главных осях эллипсов поляризации в режиме с $R_1 = 0.5R_2 = \gamma$.

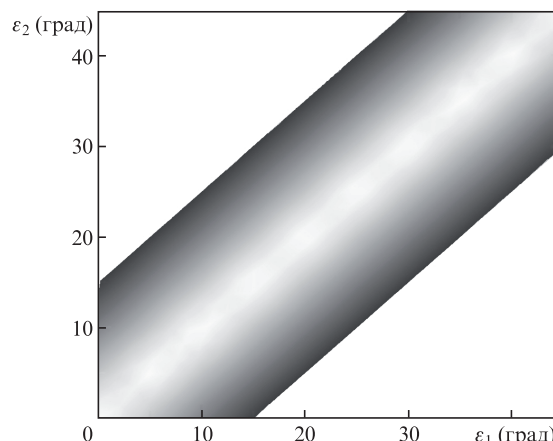


Рис.14. «Коридор» параметров эллиптичностей встречных волн ϵ_1, ϵ_2 , в котором возможно наблюдение двойной структуры РНП, при $R_1 = 0.5\gamma, R_2 = \gamma, \varphi = 0$.

имеет наименьшую ширину по сравнению с теми резонансными кривыми, которые наблюдаются в отсутствие двойной структуры. Таким образом, именно режим двойной структуры может быть особенно важным для нелинейной лазерной спектроскопии и ее применений, например для стабилизации частоты излучения лазера. Вместе с этим возникает новая задача: определение таких параметров поляризации встречных волн ($\epsilon_1, \epsilon_2, \varphi$), при которых появляется двойная структура РНП, а центральный пик имеет максимальный контраст, например по отношению к провалу. Естественно, что для различных дипольных переходов в атоме ($F_g \rightarrow F_c$) необходимо определять свой набор таких параметров поляризации. Этот набор также будет зависеть от интенсивностей волн (R_1, R_2). Здесь мы вкратце приведем результаты расчетов для перехода $F_g = 1 \rightarrow F_c = 0$ и $R_1 = 0.5R_2 = \gamma$.

На рис.14 представлены результаты расчета отношения амплитуды центрального пика к амплитуде провала в спектре насыщенного поглощения (см. рис.13,а, сплошная кривая) при $\epsilon_1, \epsilon_2 \geq 0$ и $\varphi = 0$. Рисунок дан в градациях серого цвета, где черный цвет соответствует максимальному отношению амплитуд. Отчетливо прослеживается «коридор» параметров ϵ_1, ϵ_2 , в котором возможно наблюдение двойной структуры РНП. В частности, вблизи прямой $\epsilon_1 = \epsilon_2$ амплитуда центрального пика примерно равна амплитуде провала (см. рис.13,а, сплошная кривая), а при удалении от этой прямой амплитуда провала быстро уменьшается и остается только центральный пик, который сливается с широким «доплеровским» контуром, и двойная структура РНП исчезает (см. рис.13,а, штриховая кривая). Важно отметить, что результаты расчетов параметров нелинейного сигнала (амплитуда и ширина центрального пика, его контраст и т.д.) симметричны относительно прямой $\epsilon_1 = \epsilon_2$.

4. Заключение

В настоящей работе исследован эффект двойной структуры РНП, впервые рассмотренный в [10]. Основное внимание уделено поляризационному аспекту взаимодействия атомарного газа с полем встречных световых волн. В работе [10] для качественного понимания физики нового нелинейного явления была привлечена упрощенная двухуровневая модель атома, в которой не учитываются вы-

рождение атомных уровней по проекции полного углового момента и векторная природа света. Нами развита теория нового эффекта применительно к случаю реальных атомных систем с вырожденными уровнями энергии.

Влияние параметров поляризации светового поля на возможность наблюдения двойной структуры РНП было изучено на примере простого атомного перехода $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ с вырожденным основным состоянием энергии. Продемонстрировано сильное влияние параметров поляризаций как на контраст двойной структуры РНП, так и на саму возможность наблюдения этого эффекта. На основе детального анализа аналитических выражений и зависимостей для сигнала поглощения пробного пучка, а также результатов численных расчетов был установлен ряд важных спектроскопических закономерностей для различных конфигураций поляризации светового поля.

Полученные результаты существенно дополняют результаты работы [10], а также определяют новые физические условия, необходимые для наблюдения эффекта двойной структуры РНП. Проведенный теоретический анализ, помимо чисто академической значимости, представляет и практический интерес, поскольку новый нелинейный резонанс может использоваться, например, в транспортируемых стандартах частоты, основанных на РНП в атомах и молекулах.

Следует отметить, что в настоящей работе было использовано приближение низших пространственных гармоник атомной поляризации, которое справедливо при слабом насыщении атомного перехода. Однако на практике при использовании РНП режим слабого насыщения может не выполняться, поскольку в условиях оптической накачки интенсивность насыщения весьма невысока. Поэтому дальнейшее развитие представленной здесь теории эффекта двойной структуры РНП видится нам в изучении совместного влияния параметров поляризации световых волн и высших пространственных гармоник атомной поляризации. Вместе с тем, рассмотренное приближение низших пространственных гармоник является необходимым для понимания влияния именно поляризационных эффектов на образование двойной структуры РНП.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 15-02-08377, 15-32-20330 и 14-02-00939), Минобрнауки РФ (государственное задание № 2014/139, проект № 825), а также грантов Президента РФ (МК-4680.2014.2 и НШ-4096.2014.2) и Президиума СО РАН.

- Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
- Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1970, с. 312).
- Демтредер В. *Лазерная спектроскопия: основные принципы и техника эксперимента* (М.: Наука, 1985, с. 607).
- Lamb W.E., Jr. *Phys. Rev.*, **134**, A1429 (1964).
- Haroche S., Hartmann F. *Phys. Rev. A*, **6**, 1280 (1972).
- Shirley J.H. *Phys. Rev. A*, **8**, 347 (1973).
- Pappas P.G., Burns M.M., Hinshelwood D.D., Feld M.S. *Phys. Rev. A*, **21**, 1955 (1980).
- Юдин В.И. *Докт. дис.* (НГУ, Новосибирск, 2000).
- Бражников Д.В., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И., Величанский В.Л., Зибров С.А. *ЖЭТФ*, **136** (7), 18 (2009).
- Васильев В.В., Величанский В.Л., Зибров С.А. и др. *ЖЭТФ*, **139** (5), 883 (2011).
- Hall J.L., Borde C.J., Uehara K. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1339 (1976).
- Ishikawa J., Riehle F., Helmcke J., Borde Ch.J. *Phys. Rev. A*, **49**, 4794 (1994).
- Бадалян А.М., Ковалевский В.И., Сапрыкин Э.Г., Седельников А.П., Смирнов Г.И. *Автометрия*, **1**, 106 (1984).
- Lee H.S., Park S.E., Park J.D., Cho H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 558 (1994).
- Di Lorenzo-Filho O., Rios Leite J.R. *Phys. Rev. A*, **58**, 1139 (1998).
- Раутиан С.Г., Сапрыкин Э.Г., Черненко А.А. *Оптика и спектроскопия*, **104** (4), 630 (2008).
- Eickhoff M.L., Hall J.L. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **44** (2), 155 (1995).
- Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Pokasov P.V. *Laser Phys.*, **7**, 989 (1997).
- Guo R., Hong F.-L., Onae A., Bi Z.-Y., Matsumoto H., Nakagawa K. *Opt. Lett.*, **29** (15), 1733 (2004).
- Скворцов М.Н., Охапкин М.В., Невский А.Ю., Багаев С.Н. *Квантовая электроника*, **34**, 1101 (2004).
- Nakayama K., Hyodo M., Ohmukai R., Watanabe M. *Opt. Commun.*, **259**, 242 (2006).
- Быковский Ю.А., Величанский В.Л., Егоров В.Е., Зибров А.С., Маслов В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **19**, 665 (1974).
- Bertinetto F., Cordiale P., Galzerano G., Bava E. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **50** (2), 490 (2001).
- Heinecke D.C., Bartels A., Fortier T.M., Braje D.A., Hollberg L., Diddams S.A. *Phys. Rev. A*, **80**, 053806 (2009).
- Кольченко А.П., Раутиан С.Г., Соколовский Р.И. *ЖЭТФ*, **55** (11), 1864 (1968).
- Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Okhapkin M.V., Shalnev E.V., Skvortsov B.N., Nikulin V.A. *Laser Phys.*, **6**, 226 (1996).
- Акульшин А.М., Величанский В.Л., Гамидов Р.Г., Казанцев А.П., Саутенков В.А., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **50** (4), 167 (1989).
- Багаев С.Н., Чеботаев В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **16** (11), 614 (1972).
- Tieri D.A., Cooper J., Christensen B.T.R., Thomsen J.W., Holland M.J. *Phys. Rev. A*, **92**, 013817 (2015).
- Багаев С.Н., Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **16** (6), 344 (1972).
- Бражников Д.В., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И., Зибров С.А., Дудин Я.О., Васильев В.В., Величанский В.Л. *Письма в ЖЭТФ*, **83** (2), 71 (2006).
- Бражников Д.В., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И., Рябцев И.И., Энтин В.М. *Письма в ЖЭТФ*, **91** (12), 694 (2010).
- Лазебный Д.Б., Бражников Д.В., Тайченачев А.В., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **148** (6), 1068 (2015).
- Agrawal G.P. *Phys. Rev. A*, **29**, 994 (1984).
- Lindblad G. *Commun. Math. Phys.*, **48**, 119 (1976).
- Варшолович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. *Квантовая теория углового момента* (Л.: Наука, 1975, с. 439).
- Alzetta G., Gozzini A., Moi L., Orriols G. *Nuovo Cimento B*, **36** (1), 5 (1976).
- Arimondo E., Orriols G. *Lett. Nuovo Cimento*, **17** (10), 333 (1976).
- Gray H.R., Whitley R.M., Stroud C.R., Jr. *Opt. Lett.*, **3** (6), 218 (1978).
- Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. *УФН*, **163** (9), 1 (1993).