

Влияние поляризации встречных световых волн на нелинейные резонансы электромагнитно-индуцированных прозрачности и адсорбции в конфигурации Ханле

Д. В. Бражников⁺, А. В. Тайченачев⁺, А. М. Тумайкин⁺, В. И. Юдин^{+*}, И. И. Рябцев^{*□}, В. М. Энтин[□]

⁺ Институт лазерной физики¹⁾ Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^{*} Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[∇] Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия

[□] Институт физики полупроводников²⁾ Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 12 апреля 2010 г.

Предложен поляризационный метод трансформации нелинейного резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности в резонанс электромагнитно-индуцированной адсорбции (и наоборот) в конфигурации Ханле в поле встречных волн. Проведены численные расчеты для переходов $F_g=2 \rightarrow F_e=1$ и $F_g=2 \rightarrow F_e=3$ в атоме ^{87}Rb . Также представлен качественный анализ эффекта на примере трехуровневой Λ -схемы энергетических уровней атома. Основные выводы теории находятся в качественном согласии с данными нашего эксперимента для ^{87}Rb . Результаты могут найти применение в магнитометрии и нелинейной оптике.

1. В настоящее время интенсивно исследуются нелинейные интерференционные эффекты, основанные на атомарных когерентных состояниях. Ярким примером таких эффектов являются нелинейные резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП, [1]) и адсорбции (ЭИА, [2]). В основе первого лежит явление когерентного пленения населенностей, когда существует особое (“темное”) состояние, накапливаясь в котором, атомы перестают поглощать энергию из внешнего поля (КПН, [3]). Резонанс ЭИА, обратный по знаку к ЭИП, связан со спонтанным переносом когерентности из возбужденного состояния атома в основное [4]. Ширина резонансов ЭИП и ЭИА может быть значительно меньше естественной и составлять сотни и десятки Гц. Поэтому условимся для удобства называть такие резонансы общим названием “сверхузкие”. ЭИА и ЭИП находят применение в области нелинейной оптики [5], оптических коммуникаций [6], метрологии [7] и др.

Часто резонансы ЭИП и ЭИА наблюдают в двухчастотном поле, образованном однонаправленными лазерными пучками. При этом в поглощении среды как функции разности частот волн образуется контрастный провал (ЭИП) или пик (ЭИА). Однако с экспериментальной точки зрения эти резонансы оказывается проще наблюдать в конфигурации Ханле, когда резонанс формируется в сигнале поглощения одной

бегущей световой волны в зависимости от величины продольного магнитного поля, приложенного к кювете с газом [8], и связан с пересечением магнитных подуровней в основном состоянии (резонанс пересечения).

Помимо изучения непосредственно параметров сверхузких резонансов (амплитуда, ширина, сдвиг), важным представляется вопрос о взаимной трансформации резонансов типа ЭИП в резонансы типа ЭИА и обратно. Известно, что знак (тип) резонанса может зависеть от различных факторов: конфигурации уровней атомного перехода [2, 9], столкновения атомов в газе [10] или со стенками кюветы [11] и связанная с ними деполяризация возбужденного состояния, внешние статические [12] или микроволновые [13] поля. В недавней работе [14] были исследованы контраст и знак резонанса ЭИА в поглощении пробной волны в ханле-конфигурации в зависимости от интенсивности встречной волны, возбуждающей смежный атомный переход (по типу V-схемы).

Влияние поляризации световых волн (параметра эллиптичности, ориентации эллипсов) на знак сверхузкого резонанса изучено слабо. Вместе с тем, в работах [15, 12] продемонстрировано сильное влияние эллиптичности поляризации световой волны на форму и амплитуду резонанса ЭИА в ханле-конфигурации. Поэтому можно ожидать, что параметры поляризации могут служить инструментом и для управления знаком сверхузкого резонанса. Так, в недавней работе [16] авторы, исследуя переход $F_g=2 \rightarrow F_e=1$ на D_1 -

¹⁾ e-mail: LLF@laser.nsc.ru

¹⁾ e-mail: ventin@isp.nsc.ru

линии в атоме ^{87}Rb , возбуждаемый бегущей световой волной в конфигурации Ханле, наблюдали трансформацию резонанса ЭИП в резонанс ЭИА при постепенном изменении поляризации от линейной до циркулярной (здесь F_g и F_e – полные угловые моменты атома в основном и возбужденном состояниях, соответственно). Смена знака сверхзуккого резонанса была связана с остаточным поперечным магнитным полем. В работе [17] исследовались ширина и знак ЭИП резонансов в конфигурации Ханле в пространственно разнесенных однонаправленных линейно поляризованных лазерных пучках, возбуждающих тот же переход. В частности, было показано, что в поглощении пробного пучка резонанс прозрачности трансформируется в резонанс абсорбции по мере увеличения угла между линейными поляризациями волн. В нашей работе предлагается более простая конфигурация, позволяющая наблюдать сверхзуккие резонансы, а также смену их знака как на переходах “темного” типа, где возможно КПН (в частности, $F_g=2 \rightarrow F_e=1$), так и на переходах “яркого” типа, где КПН отсутствует. Для этого используются пространственно совмещенные встречные лазерные пучки одной частоты, возбуждающие общий оптический переход в атоме. Изменение знака сверхзуккого резонанса связано исключительно с параметрами поляризации встречных волн и может происходить как за счет изменения угла между линейными поляризациями, так и за счет изменения степени эллиптичности (при постоянном угле между главными осями эллипсов). Также стоит отметить, что предложенная конфигурация позволяет провести простое качественное толкование эффекта трансформации сверхзукких резонансов и не требует рассмотрения динамики атомной системы в отличие от конфигурации работы [17].

2. Рассмотрим взаимодействие атомного перехода $F_g \rightarrow F_e$ (рис.1а) со световым полем, образованным эллиптически поляризованными плоскими волнами, распространяющимися навстречу друг другу. Волновые векторы и внешнее постоянное магнитное поле направим вдоль оси z (см. рис.1б). Из рис.1а видно, что схема возбуждения образует замкнутый контур. В этом случае, как показано в работе [18], можно ожидать, что нелинейные эффекты окажутся чувствительными к фазам и интенсивностям волн (в нашем случае к углу ϕ и эллиптичностям $\epsilon_{1,2}$).

Теоретический анализ будем проводить, используя стандартный полуклассический подход, когда поле считается классическим, а среда рассматривается квантовым образом на основе уравнения на атомную матрицу плотности:

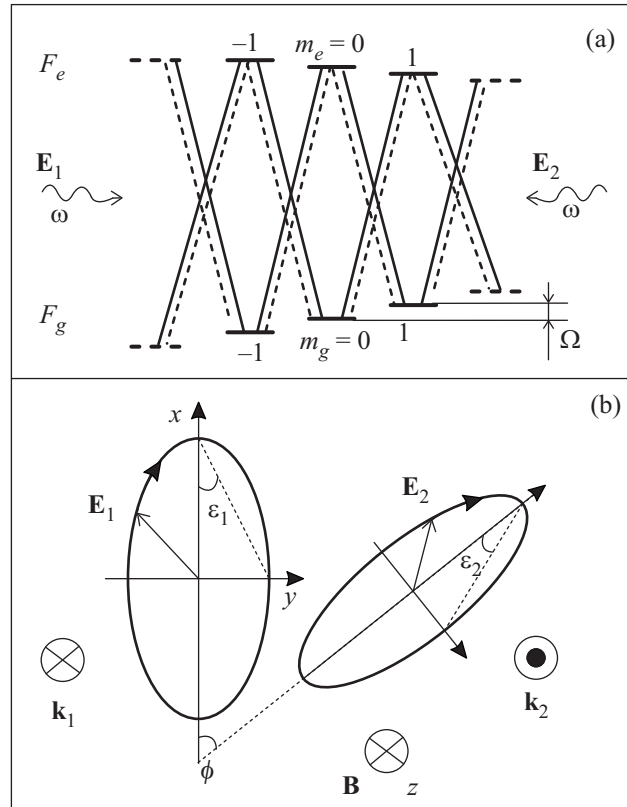


Рис.1. (а) Схема энергетических уровней атома в присутствии продольного магнитного поля. Обозначены светоиндуцированные переходы для волны бегущей вдоль оси z (сплошная) и встречной ей волны (штриховая). (б) Конфигурация электромагнитного поля

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right)\hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[(\hat{H}_0 + \hat{H}_E + \hat{H}_B), \hat{\rho}] + \hat{\mathcal{R}}\{\hat{\rho}\}. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{v} – скорость атома, оператор \hat{H}_0 есть гамильтониан невозмущенного атома, операторы \hat{H}_E и \hat{H}_B отвечают взаимодействию атома, соответственно, со световыми волнами и статическим магнитным полем. Оператор $\hat{\mathcal{R}}$ описывает различные процессы релаксации атомной системы, а именно: скорость спонтанной релаксации равна γ ; пролет атома через поперечное сечение световых пучков моделируется константой релаксации Γ , поэтому у векторного оператора ∇ в (1) останется только z -компонента. Отметим, что такой подход часто используется, так как сильно упрощает теоретический анализ, сохраняя, в большинстве случаев, качественные особенности спектроскопического сигнала.

Мы полагаем, что время взаимодействия газа с полем много больше характерных времен релаксации по внутренним степеням свободы в атоме. Поэтому будем интересоваться стационарным решением, для

чего во вращающемся базисе в уравнении (1) следует опустить оператор дифференцирования $\partial/\partial t$. Кроме того, будем считать световые поля слабыми или умеренными, так что $R_{1,2} \ll \Delta_D$, где $R_{1,2} = dE_{1,2}/\hbar$ – частоты Раби (d – электро-дипольный момент), а Δ_D – доплеровская ширина линии. Это условие означает, что можно пренебречь нелинейными интерференционными эффектами между встречными волнами [19].

На рис.2 приведены графики для поглощения пробной волны E_2 , рассчитанные на основе численного решения уравнения (1) с учетом усредне-

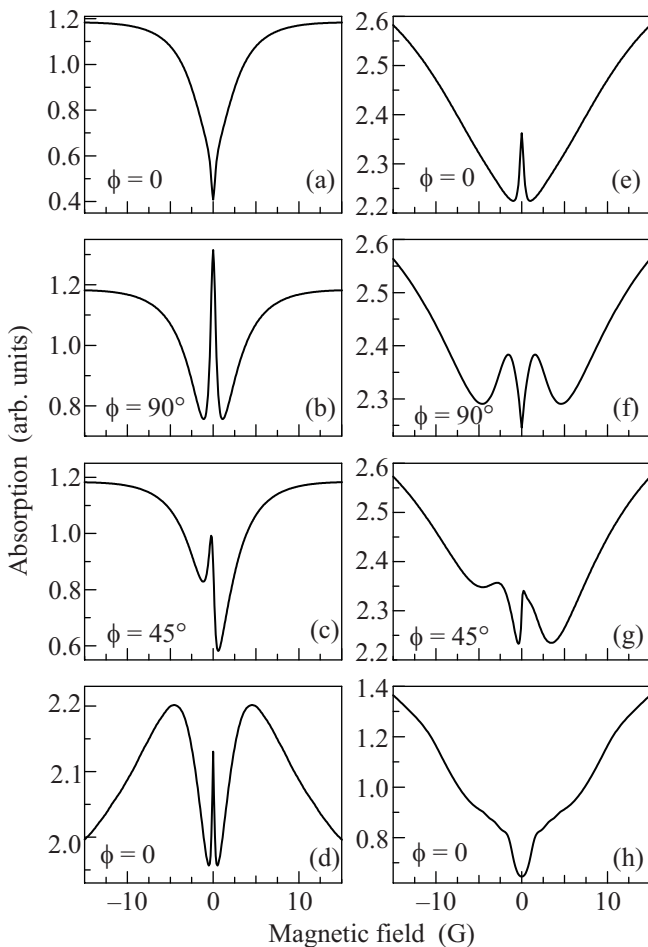


Рис.2. Поглощение пробной волны E_2 , рассчитанное для переходов $F_g=2 \rightarrow F_e=1$ (a)–(d) и $F_g=2 \rightarrow F_e=3$ (e)–(h). (a)–(c) и (e)–(g) линейно поляризованные волны, (d) и (h) эллиптические поляризации $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = 25^\circ$. Другие параметры: частоты Раби $R_1 = 0.5\gamma$, $R_2 = 0.1\gamma$ для (a)–(g) и $R_1 = 2\gamma$, $R_2 = 0.1\gamma$ для (h); точный резонанс $\delta = 0$, пролетная релаксация $\Gamma = 2 \cdot 10^{-2}\gamma$

ния по скоростному максвелловскому распределению. Внешний контур резонансной кривой претерпевает доплеровское уширение (для условий рис.2а его ширина на полувысоте составляет 450 Гс). Центральная (самая узкая) структура связана с пересечени-

ем магнитных подуровней в основном состоянии (на рис.2а этот резонанс визуально сливается с резонансом с естественной шириной). Остальные внутримолекулярные структуры сигнала связаны с явлениями насыщения, накачки и пересечения магнитных подуровней в возбужденном состоянии.

Из рисунков видно, что на “темном” переходе $F_g=2 \rightarrow F_e=1$ при смене угла между линейными поляризациями с 0 на $\pi/2$ происходит смена знака сверхузкого резонанса (ЭИП переходит в ЭИА, рис.2а,б). В то время как на “ярком” переходе $F_g=2 \rightarrow F_e=3$ – наоборот, резонанс ЭИА переходит в резонанс ЭИП (рис.2е,ф). При углах $0 < \varphi < \pi/2$ наблюдается асимметричный вид сверхузкого резонанса (рис.2с,г). На первый взгляд этот факт для линейных поляризаций не является очевидным, так как, например, он не следует напрямую из анализа рис.1а для разных по знаку направлений магнитного поля. Однако общий симметрический анализ геометрии задачи, подобный проведенному в работе [20], не запрещает наблюдения такой асимметрии. Дальнейшие расчеты показали, что управлять знаком нелинейного резонанса можно и за счет изменения параметра эллиптичности полей при фиксированном угле φ . Например, при параллельных главных осях эллипсов поляризации ($\varphi=0$) на переходе $F_g=2 \rightarrow F_e=1$ будет наблюдаться резонанс ЭИП. С увеличением разницы $|\varepsilon_1 - \varepsilon_2|$ сверхузкий резонанс может сменить знак с ЭИП на ЭИА (см. рис.2д). На “ярком” переходе, как видно из рис.2h, ситуация противоположная.

3. Для качественного объяснения эффекта рассмотрим трансформацию резонанса ЭИП в резонанс ЭИА на основе трехуровневой Λ -схемы атома (рис.3а). В стационарных условиях и в отсутствие

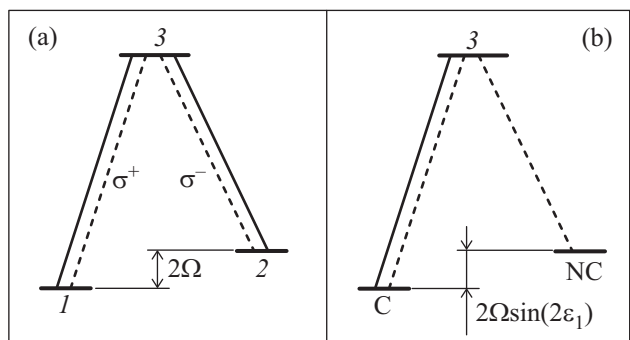


Рис.3. Λ -схема энергетических уровней атома: (a) в базисе $\{|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle\}$; (b) в новом базисе согласно (2), (3). Обозначены светоиндуцированные переходы для волны бегущей вдоль оси z (сплошная), и встречной ей волны (штрих)

пролетных эффектов такая схема отвечает замкнутому переходу $F_g=1 \rightarrow F_e=1$. Чтобы учесть поляри-

зации световых волн, будем считать, что циклические компоненты эллиптических поляризаций отвечают за возбуждение соответствующих плеч Λ -схемы. Расщепление магнитных подуровней основного состояния (обозначим их $|1\rangle$ и $|2\rangle$) пропорционально магнитному полю. Для качественного анализа удобно перейти от базиса собственных состояний гамильтониана невозмущенного атома $\{|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle\}$ к новому ортонормированному базису $\{|C\rangle, |NC\rangle, |3\rangle\}$, где

$$|C\rangle = \cos(\varepsilon_1 - \pi/4)|1\rangle - \sin(\varepsilon_1 - \pi/4)|2\rangle, \quad (2)$$

$$|NC\rangle = \sin(\varepsilon_1 - \pi/4)|1\rangle + \cos(\varepsilon_1 - \pi/4)|2\rangle, \quad (3)$$

(см. также рис.3б). Гамильтониан атома в магнитном поле в базисе вращающейся волны имеет вид:

$$\hat{H} = \hbar\Omega \sin(2\varepsilon_1) (|NC\rangle\langle NC| - |C\rangle\langle C|) - \hbar\Omega \cos(2\varepsilon_1) (|NC\rangle\langle C| + |C\rangle\langle NC|) - \hbar\delta |3\rangle\langle 3|. \quad (4)$$

Здесь Ω – частота Лармора, а $\delta = \omega - \omega_0$ – отстройка частоты светового поля от частоты оптического перехода. В дипольном приближении и в базисе вращающейся волны оператор взаимодействия атома с полем встречных волн представим в виде

$$\hat{H}_E = \hat{V}_1 e^{ikz} + \hat{V}_2 e^{-ikz} + \text{h.c.}, \quad (5)$$

где

$$\hat{V}_1 = -\frac{\hbar R_1}{\sqrt{2}} |3\rangle\langle C|, \quad (6)$$

$$\hat{V}_2 = \frac{\hbar R_2}{\sqrt{2}} |3\rangle (A_1 \langle C| - A_2 \langle NC|). \quad (7)$$

Здесь коэффициенты

$$A_1 = \cos(\varphi) \cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) - i \sin(\varphi) \sin(\varepsilon_1 + \varepsilon_2), \quad (8)$$

$$A_2 = \cos(\varphi) \sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) + i \sin(\varphi) \cos(\varepsilon_1 + \varepsilon_2). \quad (9)$$

Из (4) и (6) следует, что при нулевом магнитном поле когерентное состояние $|NC\rangle$ не эволюционирует и является, к тому же, “темным” для волны E_1 при любой эллиптичности ε_1 (см. рис.3б), иными словами

$$\langle 3|\hat{V}_1|NC\rangle = 0. \quad (10)$$

В стационарном режиме атомы накапливаются в этом состоянии, и среда просветляется для поля E_1 . В нулевом магнитном поле пробная волна E_2 взаимодействует с атомами, накопленными в состоянии $|NC\rangle$, следующим образом:

$$\langle 3|\hat{V}_2|NC\rangle = -\frac{\hbar R_2}{\sqrt{2}} A_2. \quad (11)$$

Из (9) и последнего выражения следует, что при равных эллиптических поляризациях и $\varphi = 0$ состояние $|NC\rangle$ также будет “темным” и для пробной волны. При этом в поглощении E_2 вблизи нулевого магнит-

ного поля образуется резонанс ЭИП, как это отображено на рис.2а. В случае $\varphi = \pi/2$ пробное поле взаимодействует с обоими состояниями $|NC\rangle$, $|C\rangle$ и испытывает поглощение. Кроме того, особенно сильное поглощение здесь происходит при $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2$, когда пробное поле E_2 взаимодействует исключительно с состоянием $|NC\rangle$, в котором поле E_1 накопило атомы. При ненулевом магнитном поле, когда образуется когерентность между $|NC\rangle$ и $|C\rangle$ из-за недиагональных элементов гамильтониана (4), поглощение пробной волны падает – так формируется резонанс ЭИА при сканировании магнитного поля вблизи нуля (см. рис.2б).

4. Наш эксперимент был выполнен в следующих условиях. Излучение полупроводникового лазера ($\lambda = 795$ нм) с внешним резонатором пропускалось через вакуумную кювету с природной смесью изотопов Rb при комнатной температуре с двух сторон, причем пробный и сильный лазерные лучи тщательно совмещались. Линейная поляризация излучения формировалась с помощью двух призм Глана. Лабораторное магнитное поле в кювете компенсировалось с помощью трех пар катушек Гельмгольца до величины ~ 50 мГс. С помощью фотоприемника регистрировалось относительное изменение поглощения излучения пробного лазерного луча. Конфигурация оптической схемы позволяла изменять угол между поляризациями пробной ($\mathbf{E}_{\text{probe}} = \mathbf{E}_2$) и сильной ($\mathbf{E}_{\text{pump}} = \mathbf{E}_1$) волн. Продольное магнитное поле в ячейке формировалось с помощью соленоида и разворачивалось с помощью генератора развертки. Сигнал пропускания регистрировался с помощью цифрового осциллографа в режиме накопления синхронно с изменением тока соленоида.

На рис.4 приведены экспериментальные записи сигнала поглощения пробного излучения, настроенного на переход $5^2S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5^2P_{1/2}, F=1$ на D_1 -линии ^{87}Rb ($\gamma = 2\pi \times 5.57$ МГц). Мощности пучков составляли: 120 мкВт для накачки и 5 мкВт для пробного при диаметрах 2 мм. Как видно из рисунка, при параллельных линейных поляризациях (рис.4а) наблюдается резонанс ЭИП, в то время как при ортогональных – резонанс ЭИА (рис.4б). Асимметрия формы резонансов была обусловлена наличием остаточных неоднородных магнитных полей по длине кюветы. Наличие побочных структур вблизи провала ЭИП на рис.4а связано с остаточной отстройкой частоты лазера от частоты резонанса.

5. В заключение выделим основной результат работы. Предложен чисто поляризационный способ трансформации резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) в резонанс

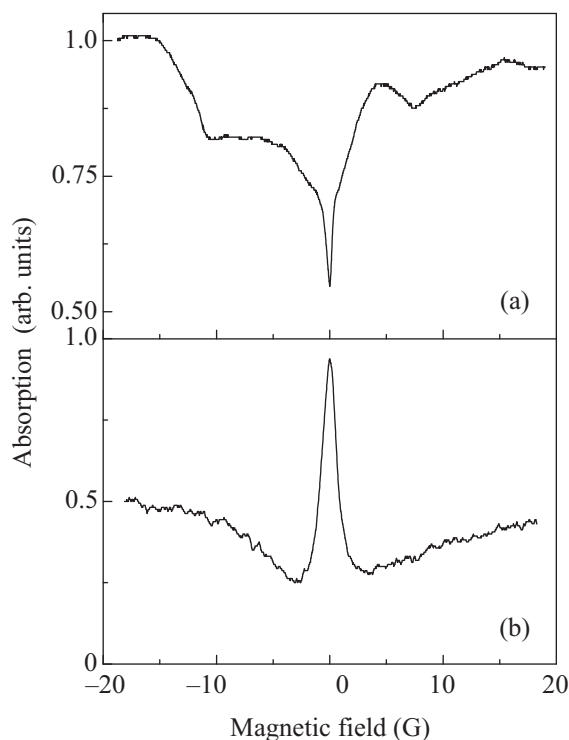


Рис. 4. Экспериментальные зависимости поглощения пробной световой волны от продольного магнитного поля для различной взаимной ориентации линейных поляризаций встречных волн: (a) $\mathbf{E}_{\text{pump}} \parallel \mathbf{E}_{\text{probe}}$; (b) $\mathbf{E}_{\text{pump}} \perp \mathbf{E}_{\text{probe}}$

абсорбции (ЭИА) и обратно в конфигурации Ханле. Для этого используются встречные световые волны с одинаковой частотой, возбуждающие общий оптический переход в атоме. Показано, что знак резонанса зависит как от угла между поляризациями волн, так и от параметров эллиптичности. Произведенные расчеты продемонстрировали эффект смены знака как для “темных” переходов (а именно, $F_g=2 \rightarrow F_e=1$), так и для “ярких” ($F_g=2 \rightarrow F_e=3$). Для подтверждения некоторых основных выводов теории были поставлены эксперименты на D_1 -линии в атоме ^{87}Rb .

Отметим, что предложенный метод позволяет наблюдать резонанс ЭИА и в том случае, когда в ячейке присутствует буферный газ, разрушающий анизотропию в возбужденном состоянии. Результаты работы могут быть использованы в тех направлениях лазерной физики, метрологии и нелинейной оптики, где находят применения сверхузкие резонансы ЭИП и ЭИА (магнитометрия, распространение импульсов света в резонансных средах и др.). Работа выполнена при поддержке Минобрнауки в рамках ФПЦ “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” (2009-2013 гг.), АВЦП “Развитие научно-педагогического потенциала высшей школы” (2009-2010 гг.),

Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 10-02-90717, # 10-02-00987, # 10-02-00406, # 09-02-90427, # 09-02-92428, # 08-02-01108, # 08-07-00127, # 08-02-00730) и Президиума СО РАН.

1. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, *Nuovo Cim. B* **36**, 5 (1976).
2. A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, *Phys. Rev. A* **57**, 2996 (1998).
3. E. Arimondo and G. Orriols, *Lett. Nuovo Cim.* **17**(10), 333 (1976).
4. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 776 (1999).
5. D. Budker, W. Gawlik, D.F. Kimball et al., *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1153 (2002); V.M. Entin, I.I. Ryabtsev, A.E. Boguslavsky, and Yu.V. Brzhazovsky, *Opt. Commun.* **207**, 201 (2002).
6. А. М. Акульшин, А. Чиммино, Дж. И. Опат, *Квант. электроника* **32**, 567 (2002); L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, *Nature* **397**, 594 (1999).
7. J. Vanier, *Appl. Phys. B* **81**, 421 (2005); M. Stähler, S. Knappe, C. Affolderbach et al., *Europhys. Lett.* **54**, 323 (2001).
8. Y. Dancheva, G. Alzetta, S. Cartaleva et al., *Opt. Commun.* **178**, 103 (2000).
9. В. И. Юдин, *Дисс. док. физ.-мат. наук*, НГУ, Новосибирск (2000); А. С. Зибров, А. Б. Мацко, *Письма в ЖЭТФ* **82**, 529 (2005).
10. H. Failache, P. Valente, G. Ban et al., *Phys. Rev. A* **67**, 043810 (2003); D.V. Brazhnikov, A.V. Taichenachev, A.M. Tumaikin, and V.I. Yudin, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 57 (2005).
11. С. Andreeva, A. Atvars, M. Auzinsh et al., *Phys. Rev. A* **76**, 063804 (2007).
12. K. Nasyrov, S. Cartaleva, N. Petrov et al., *Phys. Rev. A* **74**, 013811 (2006).
13. M.D. Lukin, S.F. Yelin, M. Fleischhauer, and M.O. Scully, *Phys. Rev. A* **60**, 3225 (1999); G.S. Agarwal, T.N. Dey, and S. Menon, *Phys. Rev. A* **64**, 053809 (2001).
14. А. А. Zhukov, S. A. Zibrov, G. V. Romanov et al., *Phys. Rev. A* **80**, 033830 (2009).
15. Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **83**, 71 (2006).
16. Y.J. Yu, H.J. Lee, I.-H. Bae et al., *Phys. Rev. A* **81**, 023416 (2010).
17. Z.D. Grujić, M. Mijailović, D. Arsenović et al., *Phys. Rev. A* **78**, 063816 (2008).
18. Е. А. Korsunsky and D.V. Kosachiov, *Phys. Rev. A* **60**(6), 4996 (1999).
19. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Новосибирск: Наука, 1979.
20. Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др., *ЖЭТФ* **136**(7), 18-30 (2009).