

О некоторых особенностях магнито-оптических резонансов в бегущей эллиптически поляризованной световой волне

Д. В. Бражников⁺*, А. В. Тайченачев^{+∇}, А. М. Тумайкин⁺, В. И. Юдин^{+*},
С. А. Зибров^{△□}, Я. О. Дудин^{△□}, В. В. Васильев[△], В. Л. Величанский[△]

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

*Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия

[∇]Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[△]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

[□]Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 декабря 2005 г.

Исследована зависимость нелинейных магнито-оптических резонансов поглощения в Ханле-конфигурации от эллиптичности бегущей световой волны. Обнаружено, что параметры этого резонанса (амплитуда, ширина, отношение амплитуды к ширине) существенным образом зависят от поляризации световой волны. Так, например, при изменении поляризации от линейной к оптимальной эллиптической амплитуда резонанса может возрасти более чем на порядок. Показано, что природа этого эффекта связана с доплеровским сдвигом частоты для атомов в газе. Теоретические результаты подтверждены экспериментами в парах Rb.

PACS: 33.55.Fi, 42.50.Gy, 42.62.Fi

1. Нелинейные интерференционные эффекты, основанные на атомарной когерентности, в последнее время вызывают особый, постоянно растущий интерес. Эти эффекты находят многочисленные применения в нелинейной спектроскопии сверхвысокого разрешения [1, 2], в метрологии (атомные часы, магнитометры) [3], в лазерном охлаждении [4] и в других современных направлениях лазерной физики.

Типичная форма резонанса индуцированного поглощения имеет вид узкого провала (электромагнитно-индуцированная прозрачность, ЭИП) или пика (электромагнитно-индуцированная абсорбция, ЭИА). Первый тип резонанса известен достаточно давно (см., например, обзоры [5, 6]) и поэтому лучше изучен, чем случай ЭИА-резонанса, который был обнаружен в 1998 г. при двухчастотном возбуждении [7] и затем в ханле-конфигурации [8]. В работах [9, 10] показано, что физической причиной ЭИА является перенос анизотропии (зеemanовской когерентности) с возбужденного уровня на основной. В работе [11] была исследована возможность перехода от ЭИА к ЭИП для ханле-конфигурации в зависимости от деполяризующей релаксации в возбужденном состоянии.

В настоящей работе исследуются параметры магнито-оптического резонанса (амплитуда, шири-

на, отношение амплитуды к ширине) в зависимости от эллиптичности световой волны, резонансно возбуждающей в атомарном газе замкнутый оптический переход $F_g \rightarrow F_e$ (где F_g и F_e – полные угловые моменты атома в основном (g) и возбужденном (e) состояниях, соответственно). Спектроскопическим сигналом является полное поглощение бегущей световой волны в зависимости от величины магнитного поля. В рассматриваемой конфигурации магнитное поле направлено вдоль волнового вектора световой волны (ханле-конфигурация). В отличие от более ранних работ (например, [8, 12, 13]), где исследован случай линейной поляризации, мы рассматриваем общий случай эллиптической поляризации электромагнитной волны. Особое внимание уделяется ЭИА-резонансу. Теоретически обнаружен ряд новых особенностей, обусловленных доплеровским эффектом для атомов в газе. Эти особенности нашли свое экспериментальное подтверждение для перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ на D_2 -линии в ^{87}Rb .

2. Рассмотрим резонансное взаимодействие плоской бегущей эллиптически поляризованной световой волны:

$$\mathbf{E}(z, t) = E_0 \mathbf{e} \exp\{-i(\omega t - kz)\} + \text{c.c.}$$

с атомами, основное и возбужденное состояния которых образуют замкнутый оптический переход $F_g \rightarrow$

¹⁾e-mail: llf@laser.nsc.ru

→ F_e . Здесь ω – частота светового поля, E_0 – его амплитуда, а единичный комплексный вектор эллиптической поляризации \mathbf{e} имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{e} &= \mathbf{e}_x \cos(\varepsilon) + i\mathbf{e}_y \sin(\varepsilon) = \\ &= -\mathbf{e}_{+1} \cos(\varepsilon - \pi/4) - \mathbf{e}_{-1} \sin(\varepsilon - \pi/4), \end{aligned}$$

где $\mathbf{e}_{\pm 1} = \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$ – орты циклического базиса. Параметр эллиптичности ε определен через отношение длин малой полуоси эллипса к большой как $|\tan(\varepsilon)|$ в интервале $-\pi/4 \leq \varepsilon \leq \pi/4$, а его знак задает направление вращения мгновенного вектора напряженности светового поля (см. рис.1а).

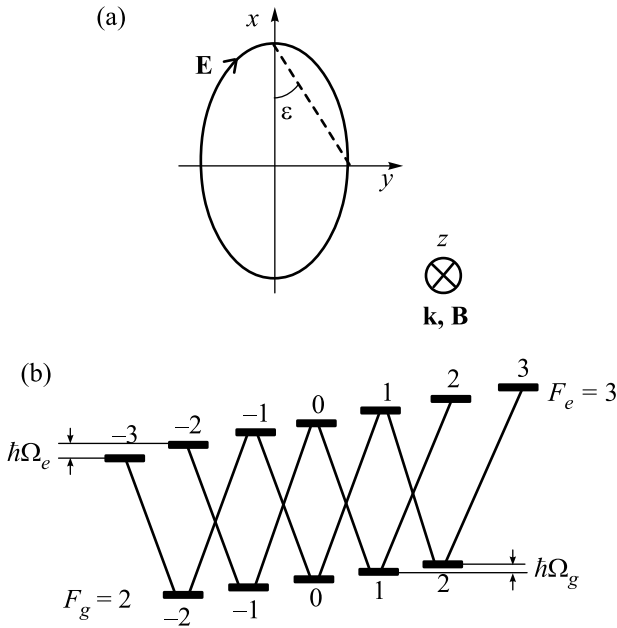


Рис.1. (а) Взаимная ориентация эллипса поляризации, волнового вектора световой волны и магнитного поля; (б) схема светоиндуцированных переходов

Магнитное поле имеет вид $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_0$, где \mathbf{e}_0 – единичный вектор, направленный вдоль \mathbf{k} . Гамильтониан взаимодействия атома с внешним полем есть $\hat{H} = \hat{H}_B + \hat{H}_E$, где \hat{H}_B – гамильтониан взаимодействия атома с магнитным полем, \hat{H}_E – гамильтониан взаимодействия атома с бегущей электромагнитной волной:

$$\hat{H}_E = \hbar R \exp\{-i(\omega t - kz)\} \hat{V} + \text{h.c.}, \quad (1)$$

$$\hat{H}_B = \sum_{a=\varepsilon, g} \hbar \Omega_a \hat{F}^a, \quad (2)$$

где $R = -dE_0/\hbar$ – частота Раби (d – приведенный матричный элемент дипольного момента атома), h.c.

означает эрмитово сопряжение, $\Omega_a = \mu_B g_a B_0/\hbar$ соответствует расщеплению зеемановских подуровней (g_a – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора), \hat{F}^a – операторы полного углового момента уровней, оператор \hat{V} выражается через коэффициенты Клебша–Гордана следующим образом:

$$\hat{V} = \sum_{q=\pm 1, m_e, m_g} C_{F_g, m_g; 1q}^{F_e, m_e} e^q |F_e, m_e\rangle \langle m_g, F_g|,$$

где $e^{+1} = -\cos(\varepsilon - \pi/4)$ и $e^{-1} = -\sin(\varepsilon - \pi/4)$ – компоненты единичного комплексного вектора эллиптической поляризации в циклическом базисе. Обобщенные оптические уравнения Блоха на стационарную матрицу плотности во вращающемся базисе имеют вид [11]

$$\begin{aligned} (\gamma_{eg} - i\delta)\hat{\rho}^{eg} &= -iR(\hat{V}\hat{\rho}^g - \hat{\rho}^e\hat{V}) - \\ &- i(\Omega_e \hat{F}^e \hat{\rho}^{eg} - \Omega_g \hat{\rho}^{eg} \hat{F}^g), \end{aligned} \quad (3)$$

$$(\Gamma + \gamma_r)\hat{\rho}^e = -iR(\hat{V}\hat{\rho}^{ge} - \hat{\rho}^{eg}\hat{V}^+) - i\Omega_e[\hat{F}^e, \hat{\rho}^e], \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Gamma[\hat{\rho}^g - \hat{\rho}_0^g] &= \hat{\gamma}_r\{\hat{\rho}^e\} - iR(\hat{V}^+\hat{\rho}^{eg} - \hat{\rho}^{ge}\hat{V}) - \\ &- i\Omega_g[\hat{F}^g, \hat{\rho}^g]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь матрицы плотности $\hat{\rho}^g$ и $\hat{\rho}^e$ описывают распределение по магнитным подуровням основного (g) и возбужденного (e) состояний, соответственно, а матрицы $\hat{\rho}^{ge} = \hat{\rho}^{eg\dagger}$ – оптические когерентности (во вращающемся базисе). Изотропное распределение $\hat{\rho}_0^g$ по магнитным подуровням основного состояния в отсутствие светового поля нормировано условием $\text{Tr}\{\hat{\rho}_0^g\} = 1$. Отстройка частоты светового поля от собственной частоты перехода ω_0 с учетом доплеровского сдвига kv равна $\delta = \omega - \omega_0 - kv$, где v – проекция скорости атома на ось z . Релаксационные процессы описываются константами релаксации: γ_r – скорость радиационной релаксации возбужденного состояния, константа Γ отвечает за пролетную релаксацию, $\gamma_{eg} = \gamma_r/2 + \Gamma$ – скорость релаксации оптических когерентностей, оператор $\hat{\gamma}_r\{\hat{\rho}^e\}$ описывает приход атомов с верхнего возбужденного уровня на основной вследствие спонтанной релаксации. В данной работе столкновительная деполаризация не рассматривается.

3. Система (3)–(5) решалась численно. Исследовался сигнал полного поглощения бегущей световой волны в оптически тонкой среде с учетом максвелловского распределения по скоростям. Этот сигнал имеет достаточно сложную форму и состоит из структур разной ширины (см. рис.2). Мы будем кон-

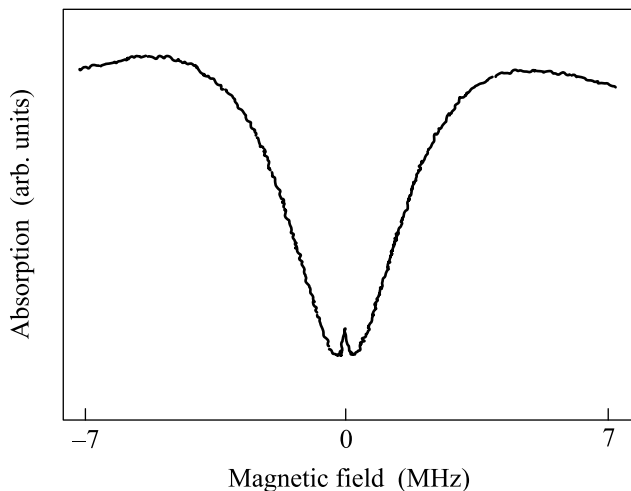


Рис.2. Пример магнито-оптического ЭИА-резонанса. Параметры пучка: диаметр 20 мм, мощность 1.9 мВт, $\epsilon = 0$

центрировать внимание на наиболее узкой центральной структуре. Расчеты проводились в условиях точного однофотонного резонанса $\omega = \omega_0$.

Особое внимание было уделено ЭИА-резонансу на закрытом оптическом переходе $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ (рис.1b). В качестве примера на рис.3 изображены два магнито-оптических ЭИА-резонанса для случая линейной ($\epsilon = 0$) и эллиптической ($\epsilon = \pi/9$) поляризации световой волны (частота Раби $R = 5 \gamma_{eg}$, константа пролетной релаксации $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3} \gamma_{eg}$, скорость спонтанной релаксации $\gamma_r = 2 \gamma_{eg}$). Как следует из рисунка, параметры нелинейных резонансов существенным образом зависят от поляризации бегущей волны.

4. Для проверки теоретических результатов был проведен соответствующий эксперимент. Схема экспериментальной установки и атомных уровней представлена на рис.4. Источником резонансного излучения являлся инжекционный лазер с внешним резонатором, собранный по схеме Литрова (ECDL). Конструкция лазера позволяла плавно перестраивать частоту излучения в широком диапазоне (до 40 ГГц). Для исследования характеристик резонанса электромагнитно-индуцированной абсорбции лазер настраивался на оптический переход $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$ (D_2 -линия, $\lambda = 780$ нм). Малая часть выходного излучения отщеплялась при помощи делительной пластины (BS) и направлялась в систему стабилизации частоты. Схема и принцип работы системы стабилизации описаны в [14]. После делительной пластины излучение лазера последовательно проходило через полуволновую пластинку ($\lambda/2$) и кристаллический поляризатор (Polarizer), что позво-

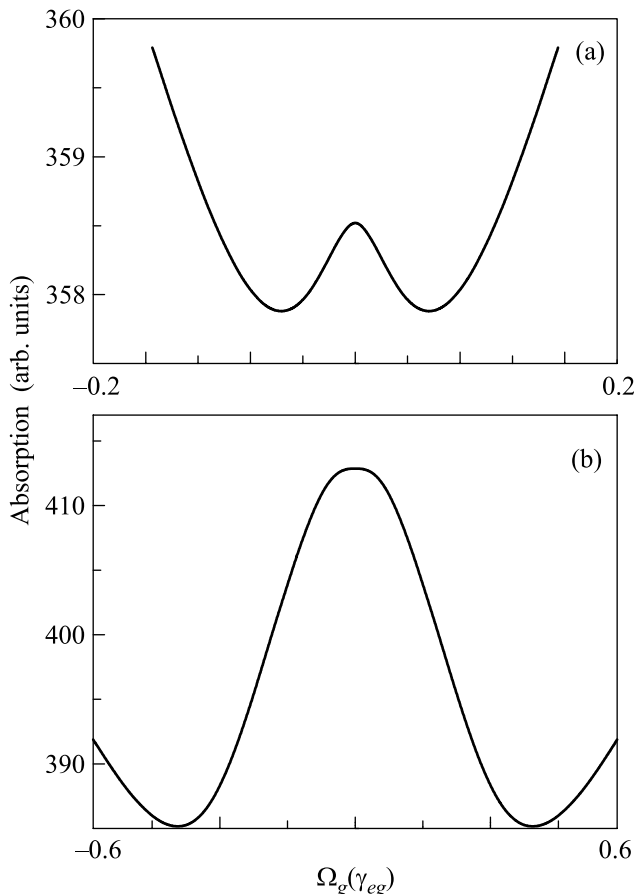


Рис.3. Магнито-оптический ЭИА-резонанс. (а) Линейная поляризация ($\epsilon = 0$) $A = 0.65$, $W = 0.06 \gamma_{eg}$, $A/W = 10.8 \gamma_{eg}^{-1}$; (б) эллиптическая поляризация ($\epsilon = \pi/9$) $A = 27.74$, $W = 0.4 \gamma_{eg}$, $A/W = 69.35 \gamma_{eg}^{-1}$

ляло плавно регулировать мощность излучения. Степень эллиптичности резонансного излучения плавно регулировалась четвертьволновой пластинкой ($\lambda/4$), расположенной непосредственно после поляризатора.

Эксперимент проводился со стеклянной цилиндрической ячейкой (длиной 60 мм, диаметром 55 мм), содержащей изотопически чистый атомарный ^{87}Rb . Ячейка помещалась внутрь соленоида, который позволял изменять продольное магнитное поле. В случае ^{87}Rb расщепление магнитных подуровней равно $B \times 0.7$ МГц/Гаусс. Для изоляции от внешнего лабораторного поля ячейка помещалась внутрь трех концентрических цилиндрических магнитных экранов. Температура ячейки равнялась 20°C . Мощность лазерного излучения на входе в ячейку составляла 3 мВт при диаметре пучка, равном 5 мм. Интенсивность прошедшего через ячейку излучения как функция продольного магнитного поля регистрировалась фотодиодом, сигнал с которого наблюдался на экране осциллографа.

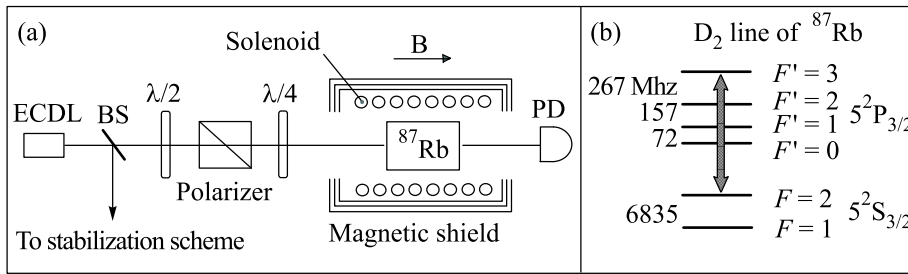


Рис.4. (а) Схема экспериментальной установки для наблюдения резонанса наведенного поглощения в Ханле-конфигурации. ECDL – полупроводниковый лазер с внешним резонатором; BS – делительная пластинка; PD – фотодетектор. (б) Схема атомных уровней для D_2 линии ^{87}Rb

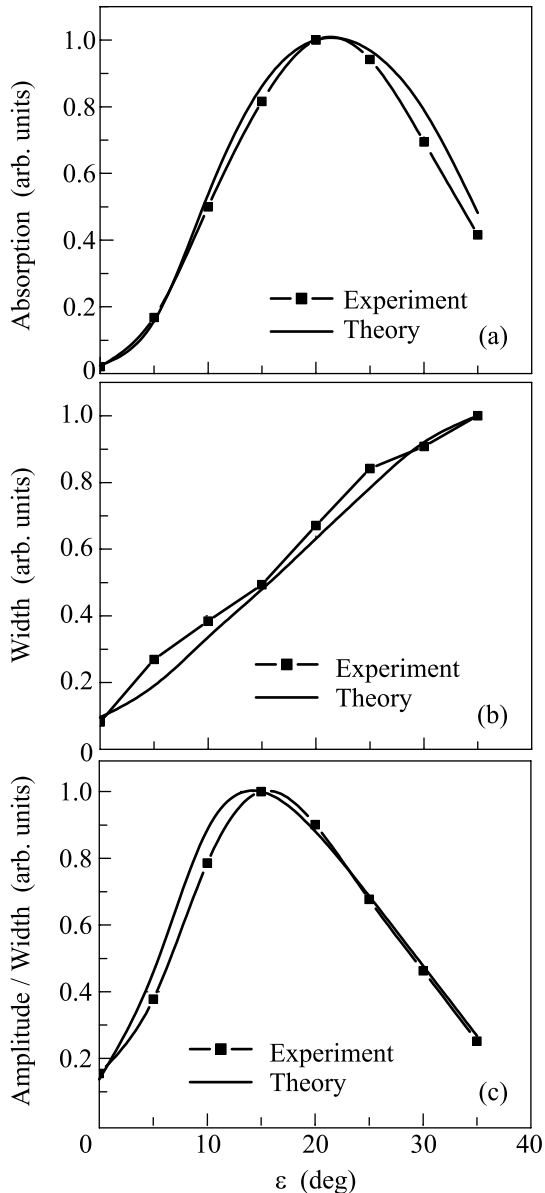


Рис.5. Амплитуда (а), ширина (б) и отношение амплитуды к ширине (с) ЭИА-резонанса в зависимости от эллиптичности (град) поляризации световой волны

5. На рис.5 представлены теоретические и экспериментальные зависимости параметров (амплитуда, ширина, отношение амплитуды к ширине) магнито-оптического ЭИА-резонанса как функции эллиптичности ϵ на переходе $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ в D_2 -линии ^{87}Rb . Как видно из рисунков, имеет место хорошее качественное согласие между теорией и экспериментом. Полученные зависимости обнаруживают ряд принципиальных особенностей в случае эллиптической поляризации. Амплитуда и отношение амплитуды к ширине в зависимости от эллиптичности имеют экстремумы при некоторой эллиптической поляризации $\epsilon_{\max} \neq 0$. В то время, как в случае неподвижных атомов, как показывают расчеты, максимум соответствует линейной поляризации $\epsilon_{\max} = 0$. Таким образом, в случае термализованного газа атомов ситуация меняется радикальным образом. Этот эффект наиболее ярко выражен в достаточно сильных световых полях, когда амплитуда центрального резонанса в точке экстремума ϵ_{\max} на один-два порядка превышает амплитуду резонанса для линейной поляризации $\epsilon = 0$ (в 40 раз на рис.5а). Полученные результаты позволяют утверждать, что наличие максимума амплитуды ЭИА-резонанса при некоторой эллиптической поляризации $\epsilon_{\max} \neq 0$ связано с доплеровским сдвигом частоты и движением атомов в газе. Действительно, различные скоростные группы атомов в силу эффекта Доплера имеют различные однофотонные отстройки. При этом, как показано в [11], контур линии в случае эллиптической поляризации деформируется (приобретает асимметрию и сдвиг). В результате интегральный (усредненный) по всем скоростным группам контур линии приобретает качественно новые особенности по отношению к случаю неподвижных атомов. Некоторые подобные эффекты были описаны ранее: например, доплеровское сужение линии поглощения в трехуровневой Λ -системе [15]. Существенно новым моментом данной работы является обнаружение влияния движения атомов в

газе на зависимость амплитуды ЭИА-резонанса от эллиптичности светового поля.

Следует также отметить, что, в отличие от ярких переходов, для темных переходов ($F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$, $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ и $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$), как показывают наши расчеты и эксперименты с ^{87}Rb и ^{85}Rb , экстремум зависимости амплитуды ЭИП-резонанса от эллиптичности наблюдается при линейной поляризации $\varepsilon = 0$, то есть как и для неподвижных атомов.

6. В работе представлены теоретические и экспериментальные исследования магнито-оптического нелинейного резонанса ЭИА в зависимости от поляризации (эллиптичности ε) бегущей световой волны. Был получен ряд принципиальных результатов. В частности, обнаружено, что амплитуда резонанса и отношение амплитуды к ширине могут иметь ярко выраженный максимум не при линейной поляризации ($\varepsilon = 0$), а при некоторой эллиптической ($\varepsilon \neq 0$). Амплитуда нелинейного резонанса при оптимальной эллиптичности ε_{\max} может возрастать в десятки раз по сравнению со случаем линейной поляризации $\varepsilon_{\max} \neq 0$. Таким образом, параметры магнито-оптического ЭИА-резонанса могут быть существенно (на один-два порядка) улучшены только за счет изменения эллиптичности бегущей световой волны. Теоретические расчеты качественно подтверждены экспериментальными данными (на D_2 -линии ^{87}Rb : $5^2S_{1/2}$, $F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}$, $F' = 3$; $\lambda = 780$ нм). Эти результаты могут иметь ряд интересных применений, например, для создания магнитометров нового поколения. Часть полученных результатов была представлена на конференции ICONO/LAT-2005 [16].

Работа была выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (# 04-02-16488, # 05-02-17086 и # 05-08-01389). Д.В.Б. был поддержан грантом некоммерческого фонда "Династия" и грантами НГТУ (# 048-НСГ-04 и # 018-НСГ-05).

1. M. Stahler, R. Wynands, S. Knappe et al., *Opt. Lett.* **27**, 1472 (2002).
2. A. Akulshin, A. Celikov, and V. Velichansky, *Opt. Commun.* **84**, 139 (1991).
3. J. Vanier, *Appl. Phys. B* **81**, 421 (2005).
4. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988).
5. E. Arimondo, in *Progress in Optics*, Ed. E. Wolf, Elsevier, North-Holland, Amsterdam, Vol. XXXV, 1996, p. 257.
6. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, *УФН* **163**(9), 1 (1993).
7. A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, *Phys. Rev. A* **57**, 2996 (1998).
8. F. Renzoni, S. Cartaleva, G. Alzetta, and E. Arimondo, *Phys. Rev. A* **63**, 065401 (2001).
9. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 776 (1999).
10. A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *Phys. Rev. A* **61**, 011802(R) (2000).
11. D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 57 (2005).
12. Y. Dancheva, G. Alzetta, S. Cartaleva et al., *Opt. Commun.* **178**, 103 (2000).
13. F. Renzoni, C. Zimmermann, P. Verkerk, and E. Arimondo, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **3**, S7 (2001).
14. А. В. Яровицкий, О. Н. Прудников, В. В. Васильев и др., *Квантовая электроника* **34**, 341 (2004).
15. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 173 (2000).
16. D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin et al., *Magneto-optical resonances in elliptically polarized light field*. ICONO/LAT-2005, г. Санкт-Петербург, Technical Digest IFM19. Тезисы будут опубликованы в SPIE Proceedings.