

УДК 537.632

БЕЗДОПЛЕРОВСКИЕ СПЕКТРЫ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ В ПАРАХ Rb В СХЕМЕ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Р.Х. ДРАМПЯН¹, А.Д. ГРИНТРИ^{2,3}, А.В. ДАРРАНТ²¹Институт физических исследований НАН Армении²Открытый Университет, Милтон Кейнс, Великобритания³Университет Нового Южного Уэльса, Сидней, Австралия

(Поступила в редакцию 29 сентября 2004 г.)

Исследован нелинейный эффект Фарадея в парах рубидия в схеме встречных световых пучков. Фарадеевское вращение впервые наблюдалось для каждого сверхтонкого и кроссовер резонанса. Предложенная схема является магнито-оптическим аналогом спектроскопии насыщения поглощения со встречными световыми пучками.

1. Введение

Новый интерес к резонансному эффекту Фарадея [1] (вращению плоскости поляризации света при прохождении через атомарную среду в продольном магнитном поле H) возник в связи с обнаружением таких эффектов, как когерентное пленение населенности, электромагнитно-индуцированные прозрачность и поглощение (см. обзор [2]). Когда зеемановское расщепление меньше резонансной ширины линии Γ , угол вращения $\Phi \sim H/\Gamma$ [3]. Используя нелинейную спектроскопию, можно разрешать весьма узкие (суб-доплеровские) ширины спектральных линий [4], а углы вращения могут быть на несколько порядков больше для нелинейного фарадеевского вращения (НФВ) [3]. Основными физическими процессами, ответственными за НФВ, являются оптически индуцированная когерентность между зеемановскими компонентами атомных уровней [2] и формирование “провалов Беннета” [5] – “пиков” и “дырок” в распределении населенности атомных уровней по скоростям атомов из-за оптической накачки. Когерентные эффекты в НФВ являлись предметом интенсивных исследований (см. [3,6-12] и приведенные в них ссылки). Имеется, однако, ограниченное количество исследований нелинейного эффекта Фарадея, определяемого структурой Беннета [13,14]. Эффект Зеемана в поляризационной спектроскопии, введенной в [15], был изучен в [16] для D_1 линии Na в магнитном поле 50 Гс при интенсивности накачки, большей интенсивности насыщения: вращение плоскости поляри-

зации прошедшего пучка было вызвано частично фарадеевским вращением, частично дихроизмом, обусловленным циркулярно поляризованной волной накачки.

Целью настоящей работы являлось исследование НФВ в схеме бездоплеровской спектроскопии со встречными световыми пучками, для значений магнитного поля, при которых зеемановское расщепление $\Delta\omega_z = g\mu_B H/h - \Gamma$ (g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, h – постоянная Планка) и $\Phi \sim \Phi_{\max}$. Эксперимент осуществлен в парах рубидия как для линейной ортогональной, так и $\sigma^\pm$ циркулярных поляризаций пучка накачки. Случай $\sigma^\pm$ циркулярной поляризации обратного пучка накачки соответствует поляризационной спектроскопии во внешнем магнитном поле. Однако в нашем эксперименте мощность пучка накачки была достаточно низкой и сигнал наведенного излучением накачки циркулярного двулучепреломления был существенно меньше, чем сигнал фарадеевского вращения. Это позволило впервые наблюдать и исследовать чистое фарадеевское вращение для каждого бездоплеровского сверхтонкого и кроссовер резонанса. Идея эксперимента, а также результаты эксперимента для бегущей волны и некоторые результаты для встречных пучков были сообщены в [17].

2. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка показана на рис.1. Непрерывный диодный лазер с внешним резонатором с длиной волны $\lambda \sim 780$ нм и шириной линии <1 МГц сканировался вблизи переходов $S_{1/2} - P_{3/2}$, $F_g = 2 - F_e = 1,2,3$ ^{87}Rb . Доплеровская ширина этого перехода при комнатной температуре составляет 530 МГц, естественная ширина перехода $\Gamma \approx 6$ МГц и зеемановское расщепление основного состояния 0.71 МГц/Гс.

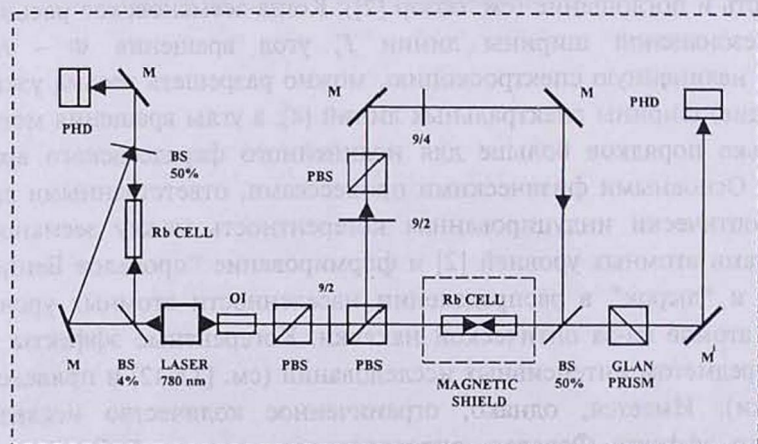


Рис.1. Экспериментальная установка. LASER 780 нм – диодный лазер, OI – оптический изолятор, BS – расщепитель пучка, PBS – поляризационный расщепитель пучка, $\lambda/2$ и $\lambda/4$ – полуволновая и четвертьволновая пластинки, Rb – кювета с рубидием, PHD – фотодиод, M – зеркало.

Оттаянная кювета с сапфировыми окнами (не имеющими двойного лучепреломления) длиной 6 см, содержащая пары рубидия, помещалась между скрещенными поляризаторами. Кювета помещалась в центре трех пар взаимно-ортогональных катушек Гельмгольца, которые использовались как для подавления лабораторных магнитных полей с точностью < 0.1 Гс, так и для приложения продольного магнитного поля 0 – 10 Гс. Относительные мощности прямого и обратного пучков (в области 20 – 150 мкВт) и поляризация обратной волны изменялись в ходе эксперимента. Диаметр пучка составлял 1 мм. Часть пучка использовалась для наблюдения спектров насыщения поглощения в стеклянной кювете с Rb длиной 8 см. Прямой пучок, прошедший через скрещенные поляризаторы (сигнал фарадеевского вращения), и спектры сравнения насыщения поглощения детектировались с помощью фотодиодов и осциллографа. Измерения проводились при комнатной температуре 23 – 24°C, при которой плотность атомов рубидия $\sim 10^{10}$ см $^{-3}$.

3. Спектры НФВ со встречными световыми пучками

1) *Линейная поляризация обратного пучка накачки.* Спектры НФВ для линейной поляризации излучения накачки, ортогональной линейной поляризации пробного пучка, при $H = 6$ Гс и мощностях пробного и накачивающего пучков 148 и 30 мкВт, соответственно показаны на рис.2. Свободный

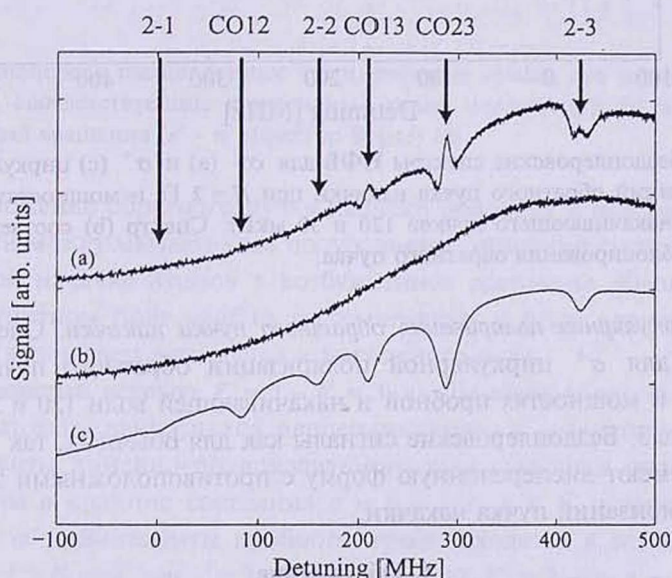


Рис.2. Свободный от доплеровского уширения спектр НФВ (а) для линейной-ортогональной поляризации обратного пучка при $H = 2$ Гс и мощностях пробного и накачивающего пучков 148 и 30 мкВт. Спектр (b) соответствует случаю, когда обратный пучок блокирован. (с) – реперный спектр насыщения поглощения. Нулевая частота соответствует переходу $F_g=2 - F_e=1$.

от доплеровского уширения сигнал НФВ появляется на доплеровски уширенном фоновом сигнале. Для перехода $F_g=2 - F_e=3$ наблюдался сигнал формы W с провалом в центре линии. Для кроссовер резонансов $F_g=2 - F_e=2,3$ (CO23) и $F_g=2 - F_e=1,3$ (CO13) сигналы имеют дисперсионную форму. Когда обратная волна блокировалась, бездоплеровский сигнал вращения отсутствовал на доплеровски уширенном фоновом сигнале.

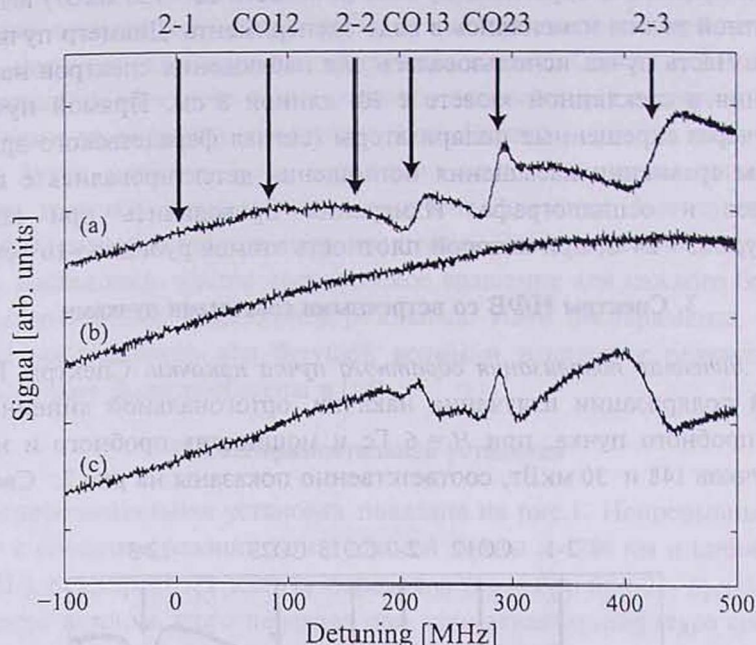


Рис.3. Бездоплеровские спектры НФВ для σ^- (a) и σ^+ (c) циркулярных поляризаций обратного пучка накачки при $H = 2$ Гс и мощностях пробного и накачивающего пучков 120 и 30 мкВт. Спектр (b) соответствует случаю блокирования обратного пучка.

2) *Циркулярная поляризация обратного пучка накачки.* Спектры НФВ, полученные для $\sigma^\pm$ циркулярной поляризации обратного пучка накачки, при $H = 2$ Гс и мощностях пробной и накачивающей волн 120 и 30 мкВт показаны на рис.3. Бездоплеровские сигналы как для обычных, так и кроссовер резонансов имеют дисперсионную форму с противоположными знаками для σ^+ и σ^- поляризаций пучка накачки.

4. Обсуждение

Сигнал фарадеевского вращения S определяется как $S \sim (n^- - n^+) l$, где n^- и n^+ – показатели преломления для левой и правой циркулярно поляризованных волн, l – длина среды. Рис.4 показывает зеемановски расщепленные уровни энергии для $F_g = 0 - F_e = 1$ перехода (a), соответствующие компоненты линии поглощения (b) и дисперсии (c), и кривую, описывающую фарадеев-

ское вращение ($n^- - n^+$) (фактор Верде). Показанный фактор Верде соответствует случаю, когда вероятности переходов для σ^+ и σ^- компонент света равны. Однако, если эти вероятности существенно отличаются, то ($n^- - n^+$) будет равен n^- или n^+ (в зависимости от того, вкладом какого из переходов можно пренебречь) и частотный профиль фактора Верде будет иметь простую дисперсионную форму.

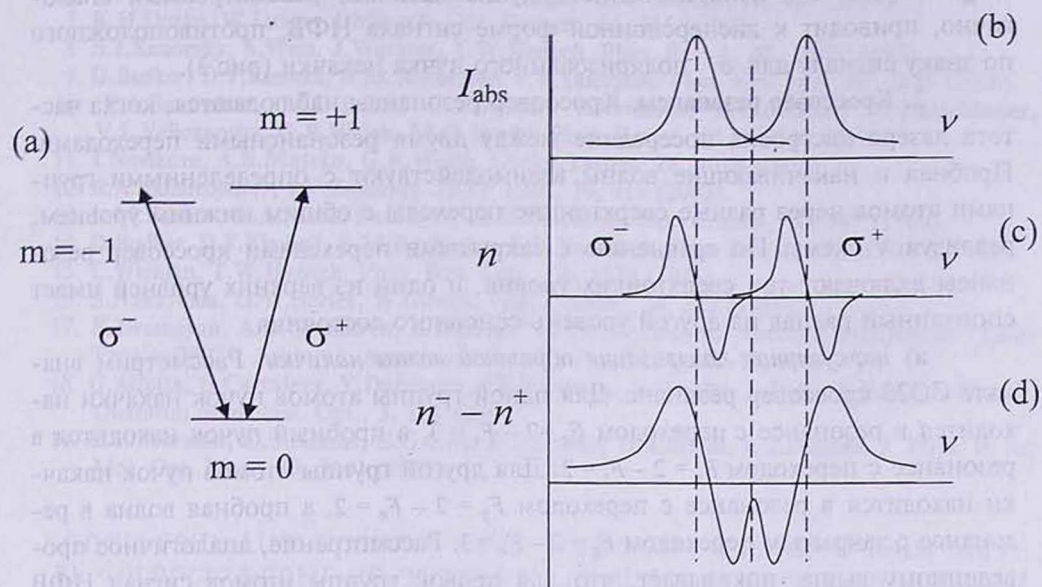


Рис.4. Зеемановски расщепленные энергетические уровни для перехода $F_g = 0 - F_e = 1$ (a), соответствующие компоненты линии поглощения (b) и дисперсии (c), и кривая вращения ($n^- - n^+$) (фактор Верде) (d).

Приложение обратного пучка накачки приводит к перераспределению населенности между магнитными подуровнями основного состояния, а также к оптической накачке атомов в возбужденное состояние. Физические процессы в магнитном поле удобно рассматривать с осью квантования z , направленной вдоль светового пучка и магнитного поля.

1. Закрытый переход $F_g = 2 - F_e = 3$. а) *Линейная поляризация пучка накачки.* Для атомов, движущихся перпендикулярно к лазерному пучку, σ^+ и σ^- компоненты линейно-поляризованного пучка накачки оптически накачивают атомы в крайние состояния с $m = \pm 2$, $F_g = 2$. С подуровней $m = \pm 2$, $F_g = 2$ σ^+ и σ^- компоненты пробного пучка находятся в резонансе с переходами $m = +2$, $F_g = 2 - m = +3$, $F_e = 3$ и $m = +2$, $F_g = 2 - m = +1$, $F_e = 3$, и с переходами $m = -2$, $F_g = 2 - m = -3$, $F_e = 3$ и $m = -2$, $F_g = 2 - m = -1$, $F_e = 3$ с относительными вероятностями 15 и 1, соответственно. Переходами с наименьшей вероятностью 1 можно пренебречь. Таким образом, сигнал НФВ определяется компонентами n^- и n^+ показателя преломления для сильных переходов $m = \pm 2$, $F_g = 2 - m = \pm 3$, $F_e = 3$ и должен иметь W-частотный профиль, аналогичный показанному на рис.4 для постоянной Верде.

б) *Циркулярная поляризация пучка накачки.* σ^+ поляризованный пучок накачки оптически накачивает атомы в крайнее состояние $m = +2$, $F_g = 2$. σ^+ и σ^- компоненты пробного пучка связывают переход $m = +2$, $F_g = 2 - m = +3$, $F_g = 3$ с вероятностью 15, и переход $m = +2$, $F_g = 2 - m = +1$, $F_g = 3$ с вероятностью 1, соответственно. Таким образом n_m^- намного меньше по сравнению с n_m^+ и сигнал должен иметь дисперсионную форму, определяемую $-n_m^+$. Случай σ^- поляризованного пучка накачки, рассмотренный аналогично, приводит к дисперсионной форме сигнала НФВ, противоположного по знаку сигналу для σ^+ поляризованного пучка накачки (рис.3).

2. Кроссовер резонансы. Кроссовер резонансы наблюдаются, когда частота лазера настроена посередине между двумя резонансными переходами. Пробная и накачивающие волны взаимодействуют с определенными группами атомов через разные сверхтонкие переходы с общим нижним уровнем, реализуя V схему. По сравнению с закрытыми переходами кроссовер резонансы включают три сверхтонких уровня, и один из верхних уровней имеет спонтанный распад на другой уровень основного состояния.

а) *циркулярная поляризация обратной волны накачки.* Рассмотрим вначале СО23 кроссовер резонанс. Для одной группы атомов пучок накачки находится в резонансе с переходом $F_g = 2 - F_e = 3$, а пробный пучок находится в резонансе с переходом $F_g = 2 - F_e = 2$. Для другой группы атомов пучок накачки находится в резонансе с переходом $F_g = 2 - F_e = 2$, а пробная волна в резонансе с закрытым переходом $F_g = 2 - F_e = 3$. Рассмотрение, аналогичное проведенному выше, показывает, что для первой группы атомов сигнал НФВ пропорционален $(n_m^-)^{\text{open}}$, а для другой группы атомов пропорционален $(-n_m^+)^{\text{closed}}$. Полный сигнал есть сумма сигналов $\{(n_m^-)^{\text{open}} + (-n_m^+)^{\text{closed}}\}$, соответствующих различным группам атомов. Однако нужно учесть, что открытый переход $F_g = 2 - F_e = 2$, связанный волной накачки, распадается на $F_g = 1$ со скоростью $\beta = \Gamma_{F_g=2-F_e=1} / \Gamma_{F_g=2-F_e=2} = 1$ (50% потери населенности) [18]. Таким образом, $(n_m^-)^{\text{open}} \ll (-n_m^+)^{\text{closed}}$, и сигнал НФВ определяется в основном вкладом $(-n_m^+)^{\text{closed}}$ и должен иметь дисперсионную форму. Случай σ^- поляризованного пучка накачки может быть рассмотрен аналогично. Сигнал НФВ опять должен иметь дисперсионную форму, однако со знаком, противоположным сигналу для случая σ^+ поляризованного пучка накачки (см. рис.3). Кроссовер резонанс СО13 проявляет похожие свойства.

б) *линейная поляризация обратного пучка накачки.* В противоположность случаю закрытого перехода, когда сигнал НФВ имеет форму W, форма сигнала для кроссовер резонансов имеет простую дисперсионную форму (рис.2). Это связано с доминирующей ролью когерентных процессов и их объяснение будет представлено в отдельной публикации. Полученные результаты могут быть применены для стабилизации частоты диодных лазеров [19].

Авторы выражают благодарность Д.Г.Саркисяну за предоставление сапфировой кюветы, использованной в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Macaluso, O.M. Corbino. *Nuovo Chimento*, **8**, 257 (1898).
2. J. P. Marangos. *J. Modern Optics*, **45**, 471 (1998).
3. D. Budker, D.J. Orlando, V. Yashchuk. *Am. J. Phys.*, **67**, 584 (1999).
4. V.S. Letokhov, V.P. Chebotayev. *Nonlinear Laser Spectroscopy*. Springer Series in Optical Sciences, Springer Verlag, Berlin, 1977.
5. W.R. Bennett. *Phys. Rev.*, **126**, 580 (1962).
6. W. Gawlik, J. Kowalski, R. Neumann, F. Trager. *Opt. Comm.*, **12**, 400 (1974).
7. K.H. Drake, W. Lange, J. Mlynek. *Opt. Comm.*, **66**, 315 (1988).
8. S.I. Kanorsky, A. Weis, J. Wurster, T.W. Hansch. *Phys. Rev. A*, **47**, 1220 (1993).
9. D. Budker, D.F. Kimball, S.M. Rochester, V.V. Yashchuk. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2088 (2000).
10. V.A. Sautenkov, M.D. Lukin, C.J. Bednar, I. Novikova, E. Mikhailov, M. Fleischhauer, V.L. Velichansky, G.R. Welch, M.O. Scully. *Phys. Rev. A*, **62**, 023810 (2000).
11. I. Novikova, A.B. Matsko, G.R. Welch. *Optics Letters*, **26**, 1016 (2001).
12. R.A. Akhmedjanov, I.V. Zelensky. *JETP Lett.*, **76**, 419 (2002).
13. L.M. Barkov, D.A. Melik-Pashayev, M.S. Zolotarev. *Opt. Comm.*, **70**, 467 (1989).
14. D. Budker, D.F. Kimball, S.M. Rochester, V.V. Yashchuk. *Phys. Rev. A*, **65**, 033401 (2002).
15. C. Wieman, T.W. Hansch. *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 1170 (1976).
16. S. Nakayama, G.W. Series, W. Gawlik. *Opt. Comm.*, **34**, 382 (1980).
17. R. Drampyan, A.D. Greentree, A. Durrant, in *Proceedings of National Conference "Laser Physics 2002"*, Ashtarak, Armenia, "Gitutyun" publ., pp.16-19, 2003.
18. G. Alzetta, S. Cartaleva, Y. Dancheva, Ch. Andreeva, S. Gozzini, L. Botti, A. Rossi. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **3**, 181 (2001).
19. C.P. Pearman, C.S. Adams, S.G. Cox, P.F. Griffin, D.A. Smith, I.G. Hughes. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **35**, 5141 (2002).

ԴՈՊԼԵՐՅԱՆ ԼԱՅՆԱՑՈՒՄՅԱՆ ԱԶԱՏ ՖԱՐԱԴԵՅԻ ՊՏՈՒՅՏԻ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԸ
Rb ԳՈԼՈՐԸԻՆԵՐՈՒՄ ՀԱՆԴԻՊԱԿԱՆ ԼՈՒՍԱՅԻՆ ՓՆՋԵՐԻ ՀԱՍՏԱԿԱՐԳՈՒՄ

Ռ.Խ. ԴՐԱՄՅԱՆ, Ա.Դ. ԳՐԻՆՏՐԻ, Ա.Վ. ԴԱՐՐԱՆՏ

Հետազոտված է ոչ զծային Ֆարադեյի պտույտը Rb ատոմների գոլորշիներում հանդիպական լուսային փնջերի համակարգում: Առաջին անգամ ոչ զծային Ֆարադեյի պտույտը դիտարկված է յուրաքանչյուր զերնուրը և կրոտվեր ռեզոնանսի համար: Առաջարկված սխեման հանդիսանում է հանդիպական լուսային փնջերի միջոցով կլանման հազցման սպեկտրոսկոպիայի մագնիսաօպտիկական անալոգը:

DOPPLER-FREE SPECTRA OF THE NONLINEAR FARADAY ROTATION IN Rb VAPOR IN THE SCHEME OF COUNTER-PROPAGATING LIGHT BEAMS

R.KH. DRAMPYAN, A.D. GREENTREE, A.V. DURRANT

The nonlinear Faraday rotation in the scheme with counter-propagating light beams is investigated for Rb atoms. The nonlinear Faraday rotation is observed for the first time for each hyperfine and crossover resonances. The proposed scheme is a magneto-optical analog of saturation absorption spectroscopy with counter-propagating light beams.