Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 6, с. 330 – 335

Расщепление спектра селективного отражения при резонансном оптическом насыщении дипольно-уширенного атомного перехода

В. А. Саутенков, С. А. Саакян, А. А. Бобров, Б. Б. Зеленер[1)]

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 июля 2025 г.
После переработки 12 августа 2025 г.
Принята к публикации 21 августа 2025 г.

Исследовалось нелинейное селективное отражение от границы между прозрачным диэлектриком и парами Rb высокой плотности, где дипольное уширение рабочего перехода $5S_{1/2}$–$5P_{3/2}$ значительно превышало вклад доплеровской ширины. В эксперименте использовались перестраиваемый пробный лазер и лазер накачки с фиксированной частотой. При высокой интенсивности насыщающего излучения в спектре отражения появлялся провал, который приводил к расщеплению спектра на два симметричных резонанса. Величина расщепления совпадала с удвоенной частотой Раби. Наблюдение узкой структуры, соответствующей одетым атомным состояниям, открывает дополнительные возможности изучения многочастичных взаимодействий.

DOI: 10.31857/S0370274X25090132, EDN: USXQLE

1. Введение. В атомарной газовой среде высокой плотности уширение резонансных переходов Γ в результате диполь-дипольных взаимодействий намного превышает доплеровскую ширину $\Delta\omega_D$ ($\Gamma \gg \gg \Delta\omega_D$). В таких плотных газовых средах влиянием теплового движения атомов на спектральные измерения можно пренебречь, и можно ожидать проявление нетривиальных особенностей нелинейных оптических эффектов. Важным параметром для атомных газов высокой плотности является дипольное уширение переходов Γ, которое линейно зависит от концентрации атомов N [1]:

$$\Gamma = KN. \tag{1}$$

Теоретические и экспериментальные исследования межатомных диполь- дипольных взаимодействий до 1980 г. обсуждаются в обзоре [2]. В 1973 г. была опубликована теоретическая статья [3], в которой показано, что частотный сдвиг насыщенного резонансного перехода в плотном газе двухуровневых атомов зависит от нормированной разности населенностей основного и возбужденного состояний (нелинейный сдвиг Лоренца). В полученном выражении для диэлектрической проницаемости спектральная ширина перехода задавалась в виде константы. Спектральные свойства атомарных газов высокой плотности в отсутствии оптического насыщения рассмотрены в рамках модели неупорядоченных экситонов в работе [4]. В такой модели дипольные взаимодействия могут приводить к неоднородному уширению атомных переходов. В этой работе предложена возможная проверка спектральной формы переходов методами нелинейной лазерной спектроскопии, такими как фотонное эхо или выжигание провалов. Экспериментальные исследования нелинейных спектров селективного отражения от оптически возбужденных паров рубидия высокой плотности [5] были мотивированы теоретическими статьями [3] и [4].

Первое наблюдение предсказанного нелинейного сдвига Лоренца и неожиданное уменьшение дипольного уширения переходов в нерезонансно насыщенных атомных парах рубидия опубликовано в [5]. В экспериментальном исследовании использовались два лазера в качестве источников пробного излучения и модулированного по интенсивности излучения накачки. Частота пробного лазера сканировалась на переходе $5S_{1/2}$–$5P_{3/2}$. Отраженное пробное излучение регистрировалось с помощью фотоприемника и электронной системы синхронного детектирования. Частота лазера накачки была отстроена в спектральное крыло атомного перехода, где длина поглощения была много больше длины волны ($l_{\rm abs} \gg \lambda$). Оптическое нерезонансное заселение возбужденных атомов рубидия было некогерентным из-за пленения излучения и межатомной передачи возбуждения [6–8]. На основе сравнения экспериментальных и расчетных кривых в [5] было получено соотношение:

$$\Gamma = KN_g, \tag{2}$$

1)e-mail: bobozel@mail.ru

где дипольное уширение Γ линейно зависит от заселенности основного состояния атомов N_g. Наблюдаемая зависимость дипольного уширения от уровня возбуждения была объяснена квазистатическим механизмом диполь-дипольного взаимодействия в атомных парах высокой плотности [4]. Последующие измерения подтвердили линейную зависимость дипольного уширения Γ от населенности основного состояния N_g при оптически нерезонансном возбуждении паров калия [9] и рубидия [10]. Для более глубокого понимания нелинейных свойств атомных газов высокой плотности важны исследования процессов резонансного оптического насыщения таких сред. В проведенных исследованиях [11–14] частота насыщающего излучения настраивалась в центральную часть атомного перехода. В этих условиях длина поглощения значительно меньше длины волны излучения ($l_{abs} \ll \lambda$). Из-за гасящих столкновений с окном кюветы эффективное время жизни возбужденных атомных состояний должно быть меньше радиационного времени распада возбуждения изолированных атомов [15]. Пленением излучения в таких экспериментальных условиях можно пренебречь. Экспериментальные исследования резонансного оптического насыщения атомного перехода были реализованы с парами калия высокой плотности в V-схеме атомных переходов [16]. Частота излучения пробного лазера перестраивалась в окрестности перехода $4S_{1/2}$–$4P_{1/2}$. Частота лазера накачки фиксировалась в центральной части перехода $4S_{1/2}$–$4P_{3/2}$. В выбранной V-схеме дублет Аутлер–Таунса возникал при высокой интенсивности насыщающего излучения [17, 18]. Частотный интервал между компонентами определялся частотой Раби.

К настоящему времени опубликовано несколько статей [11, 12], в которых обсуждаются результаты экспериментальных исследований спектров резонансно насыщенного селективного отражения от атомных паров рубидия на переходе $5S_{1/2}$–$5P_{3/2}$, полученных только с одним перестраиваемым лазером. Измерения были проведены для нескольких плотностей паров при различных интенсивностях лазерного излучения. С ростом интенсивности зарегистрировано уменьшение коэффициента отражения и сужение спектров. Выше некоторых интенсивностей величины коэффициента отражения и ширины спектров выходили на насыщение. Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов, в которых учтен рост скорости релаксации возбужденных атомов с увеличением интенсивности, представлена в [13]. Применение двух перестраиваемых лазеров позволяет упростить интерпретацию результатов, полученных с резонансно насыщенными атомными парами рубидия высокой плотности [14]. Область перестройки частоты пробного лазера перекрывала спектральный контур отражения на переходе $5S_{1/2}$–$5P_{3/2}$, частота лазера накачки фиксировалась в центральной части перехода. Регистрировался коэффициент отражения для пробного излучения для нескольких плотностей паров и различных интенсивностей насыщающего пучка излучения. Оптическое резонансное насыщение приводило к сужению контура селективного отражения. При сканировании перестраиваемого пробного лазера при фиксированной частоте излучения накачки мощность отраженного пробного излучения изменялась в пределах 10 % в полосе порядка $\Gamma/2$. В работе [14] высказано предположение, что появление дополнительной структуры в контуре селективного отражения связано с наведенным оптическим полем уширением и сдвигом атомного перехода [19]. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование возможности наблюдения “одетых атомных состояний” в спектрах отражения от газовых сред высокой плотности (квазиэнергетические уровни) [18–21]. Возникновение квазиэнергетических уровней в атомах можно пояснить в рамках простой квазиклассической модели [19]. В этом подходе рассмотрено оптическое возбуждение газа двухуровневых атомов с невозмущенной частотой перехода ω_{ab}, дипольным моментом перехода D_{ab} и однородной шириной перехода γ. Скорость возбуждения атомов при настройке частоты приложенного оптического поля E в резонанс можно характеризовать соотношением ширины γ и частотой Раби Ω [19]:

$$\Omega = D_{ab}E/\hbar. \tag{3}$$

В условиях, когда Ω превышает величину $\gamma/2$, атомы периодически находятся то в основном, то в возбужденном состоянии. Осцилляции населенности с частотой Раби Ω приводят к возникновению квазиэнергетических уровней (“одетых атомных состояний”) на частотах $\omega_{ab} \pm \Omega$. В спектре поглощения на этих частотах должны проявиться боковые полосы с насыщенной однородной шириной γ_{sat}. Также на частоте ω_{ab} будет наблюдаться провал, который разделяет резонансы поглощения, соответствующие “одетым атомным состояниям”. Частотный интервал между резонансами соответствует расщеплению энергетических уровней 2Ω. Анализ селективного отражения по сравнению с поглощением более сложен. В нашей предыдущей работе [14] регистрировалась спектральная зависимость коэффициента селективного отражения R. Разложение выражений для диэлектрической проницаемости атомного газа высокой плотности $\epsilon(\omega - \omega_{ab})$, где ω – круговая частота перестраиваемого пробного лазера, и коэффициента отражения R дает форму контура селективного отражения, близкую к дисперсионной кривой с шириной Г. Спектральное разрешение в данном случае ограничивается медленно убывающими крыльями: $R \sim (\omega - \omega_{ab})^{-1}$. Производной по частоте $dR/d\omega$ соответствует спектральный контур в виде колокола (*absorption-like resonance*) с быстро убывающими крыльями $R \sim (\omega - \omega_{ab})^{-2}$. В результате в экспериментах спектральное разрешение заметно улучшается. Такие спектральные контуры можно сравнивать с теоретическими резонансами поглощения в [19]. В представленной работе обсуждаются зарегистрированные спектральные зависимости коэффициента отражения R и производной $dR/d\nu$ (частота $\nu = \omega/2\pi$).

2. Эксперимент. Резонансное насыщение селективного отражения от поверхности раздела окно-атомные пары в кювете с естественным содержанием изотопов ^{85}Rb и ^{87}Rb исследовалось на переходе $5S_{1/2}$–$5P_{3/2}$ ($\lambda = 780$ нм). Краткое описание сапфировой ячейки с окнами из оптического граната дано в статье [22]. В этой публикации приведен спектр насыщенного поглощения паров рубидия в ячейке при комнатной температуре ($N \approx 10^{10}$ см$^{-3}$). Наличие в спектре узких внутридоплеровских резонансов подтверждает отсутствие дополнительного уширения сверхтонких компонент из-за возможного присутствия остаточного буферного газа в сапфировой ячейке. В настоящей работе обсуждаются результаты, полученные при атомной концентрации $N = 3.6 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ (температура 427 °C). При использовании формулы для дипольного уширения $\Gamma = KN$, где коэффициент $K/2\pi = (1.1 \pm 0.17) \cdot 10^{-16}$ ГГц $\cdot$ см^3 взят из обзорной части статьи [23], получаем расчетное дипольное уширение перехода $\Gamma/2\pi = 40$ ГГц.

Спектроскопические исследования селективного отражения проводились с двумя перестраиваемыми диодными лазерами с внешними резонаторами: слабым пробным лазером и мощным насыщающим лазером. Частота пробного лазера сканировалась в пределах контура селективного отражения на переходе $5S_{1/2}$–$5P_{3/2}$. Для абсолютной калибровки частоты пробного лазера мы записывали насыщенный спектр поглощения дополнительной ячейки с парами рубидия при комнатной температуре. Частота лазера накачки настраивалась на сверхтонкую компоненту перехода ^{85}Rb: $5S_{1/2}(F = 3)$–$5P_{3/2}(F' = 4)$. Отстройка непрерывно измерялась лямбда-метром Angstrom WS-U с точностью 2 МГц [24]. Контроль отстройки лазера накачки позволял держать частоту накачки в пределах ± 20 МГц от вершины внутридоплеровского резонанса на выбранном сверхтонком переходе. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

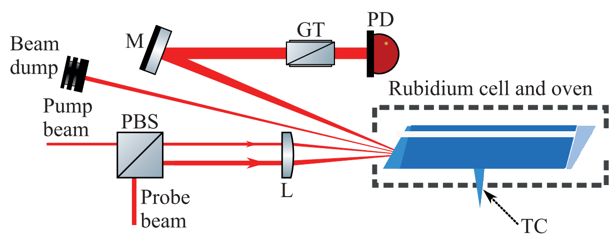

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема установки для исследования оптически насыщенного селективного отражения. На рисунке: PBS – поляризационный светоделительный кубик; L – линза; Rubidium cell and oven – высокотемпературная ячейка с парами рубидия и нагреватель; TC – термопара; M – зеркало; GT – поляризатор Глана–Томпсона; PD – фотодетектор

Насыщающий и пробный оптические пучки с ортогональной линейной поляризацией совмещались на светоделительном кубике (PBS), а затем фокусировались на внутренней поверхности входного окна ячейки. Ортогональные поляризации пучков позволяли устранить возможное четырехволновое смешение на поверхности раздела окно/пары рубидия [15]. Интенсивность насыщающего пучка I_{pump} варьировалась от нуля до 8.8 кВт $\cdot$ см$^{-2}$. Угол падения слабого пробного пучка составлял 64 мрад, угол падения насыщающего пучка излучения поддерживался на уровне 4 мрад. Отраженное от поверхности раздела окно- пары пробное излучение направлялось на фотодетектор (PD). Рассеянное излучение от насыщающего пучка дополнительно подавлялось поляризатором (GT). Сигнал селективного отражения с фотодетектора (PD) регистрировался и анализировался цифровым осциллографом и компьютером. Измеренная спектральная зависимость коэффициента селективного отражения R была нормализована относительно нерезонансного отражения от границы раздела окно/вакуум $R_0 \approx 8.5\,\%$, и далее записана через соотношение $\delta R = (R - R_0)/R_0$. Для обеспечения более высокого спектрального разрешения мы регистрировали производную коэффициента селективного отражения $dR/d\nu$ с помощью компьютерной обработки экспериментальных данных. Спектры, полученные в линейном режиме ($I_{\text{pump}} = 0$) и в условиях сильного насыщения ($I_{\text{pump}} = 8.8$ кВт $\cdot$ см$^{-2}$) приведены на рис. 2. Ноль на оси отстройки частоты

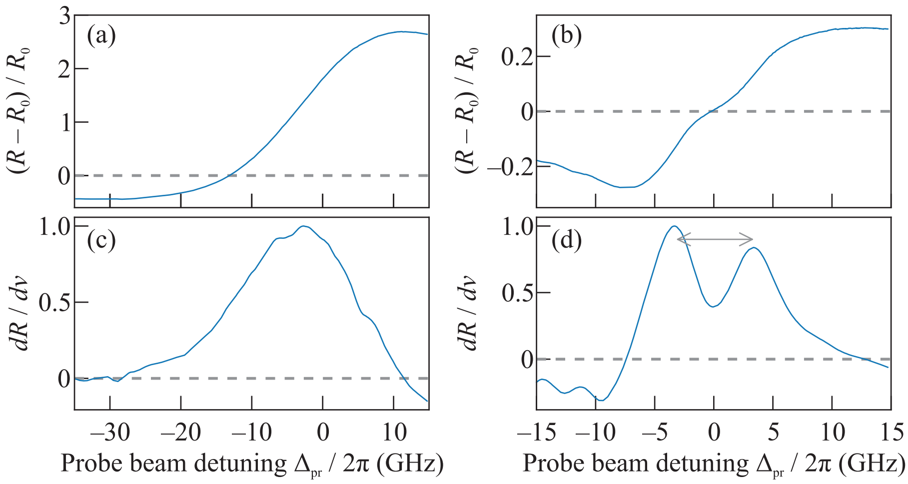

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Линейный коэффициент селективного отражения δR; (b) – оптически насыщенный коэффициент селективного отражения δR; (c) – производная по частоте линейного коэффициента отражения $dR/d\nu$; (d) – производная по частоте оптически насыщенного коэффициента отражения $dR/d\nu$, измеряемое расщепление $\Delta\nu_{\rm SP}$ спектра обозначено стрелкой (↔)

пробного лазера $\Delta_{\rm pr}$ соответствует частоте сверхтонкой компоненты ^{85}Rb: $5S_{1/2}(F = 3)$–$5P_{3/2}(F' = 4)$.

Экспериментальную ширину $\Delta\nu_{\rm SR}$ контура селективного отражения δR можно измерить по частотному интервалу между экстремумами спектральной зависимости коэффициента отражения [14]. Мы использовали более точную методику измерения ширины $\Delta\nu_{\rm SR}$ по промежутку между нулями производной $dR/d\nu$ на рис. 2c и d. Ширина $\Delta\nu_{\rm SR}$ без насыщающего излучения составляет 40 ГГц. Ширину оптически насыщенного контура $\Delta\nu_{\rm SR}$ можно считать равной 20 ГГц. Результаты измерения $\Delta\nu_{\rm SR}$ для разных интенсивностей насыщающего излучения приведены на рис. 3a. Здесь точками обозначены экспериментальные данные, штриховая кривая служит в качестве "Guide for eye".

Зарегистрированный спектральный контур производной коэффициента отражения с провалом на частоте насыщающего излучения приведен на рис. 2d. Провал расщепляет спектр на два симметричных резонанса. Измеряемое расщепление $\Delta\nu_{\rm SP}$ спектра обозначено стрелкой (↔). Удвоенную частоту Раби $\Delta\nu$ для перехода $5S_{1/2}$–$5P_{3/2}$ в атомах рубидия можно оценить через интенсивность насыщающего излучения I [кВт · см$^{-2}$], используя формулу:

$$\Delta\nu \approx 2.53 \cdot I^{1/2}\ [\text{ГГц}]. \tag{4}$$

Интенсивности 8.8 кВт · см$^{-2}$ соответствует удвоенная частота Раби $\Delta\nu \approx 7.5$ ГГц. Зависимость удвоенной частоты Раби $\Delta\nu$ от интенсивности лазерного пучка накачки представлена на рис. 3b в виде сплошной кривой. В результате анализа экспе-

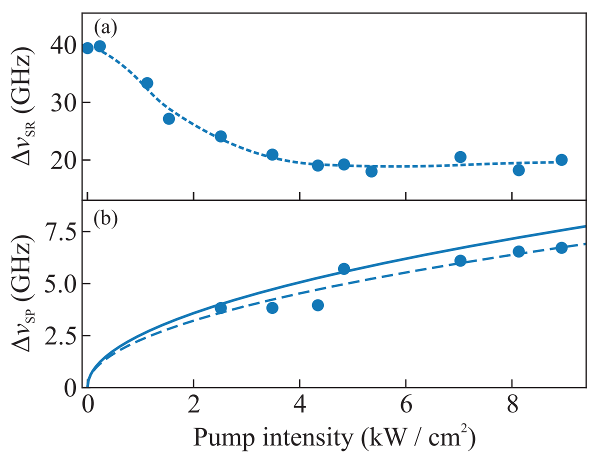

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость ширины контура отражения $\Delta\nu_{\rm SR}$ от интенсивности оптического пучка накачки. (b) – Сплошная кривая представляет зависимость удвоенной частоты Раби $\Delta\nu$ от интенсивности по формуле (4). Точки представляют экспериментально измеренные величины расщепления контура селективного отражения $\Delta\nu_{\rm SP}$. Штриховая кривая является результатом аппроксимации экспериментальных данных

риментальных данных получено значение параметра $k = (2.23 \pm 0.4)$ [ГГц · см · кВт$^{-1/2}$] для подгоночной функции $\Delta\nu_{SP} = kI^{1/2}$. С учетом погрешностей подгоночная функция хорошо согласуется с формулой (4) для удвоенной частоты Раби. Полученные результаты подтверждают наблюдение в обсуждаемом эксперименте основных спектральных свойств "одетых атомных состояний". Расщепленный спектр на рис. 2d очень похож на спектральную зависимость резонансов на боковых полосах однородно уширенного перехода при когерентном оптическом возбуждении, приведенной в книге [19]. В зарегистрированной нами спектральной зависимости производной $dR/d\nu$ сверхтонкая структура перехода практически не проявляется. Возможно, межатомные взаимодействия влияют на связь между спином электрона и моментом ядра [25]. Зависимость магнитного расщепления оптических переходов от атомной концентрации N была обнаружена в парах калия высокой плотности [26]. Необходимы дополнительные исследования влияния многочастичных взаимодействий на оптически насыщенные переходы в атомных газовых средах высокой плотности. В работе [27] была развита теория, в которой показано, что в "одетых плотных атомных газах" многочастичные взаимодействия можно изучать методами микроволновой спектроскопии.

3. Заключение. В работе представлены результаты экспериментального исследования нелинейного селективного отражения от атомных паров рубидия высокой плотности, где дипольное уширение рабочего перехода $5S_{1/2}$–$5P_{3/2}$ доминировало по сравнению с уширением из-за теплового движения атомов. Регистрировались спектральные зависимости коэффициента селективного отражения R и производной $dR/d\nu$ для пробного излучения в условиях возбуждения оптического перехода насыщающим излучением. При высокой интенсивности насыщающего излучения, во-первых, наблюдалось сужение спектра отражения, а во-вторых, в спектре появлялся провал, который приводил к расщеплению спектральной зависимости $dR/d\nu$ на два симметричных резонанса. Величина расщепления совпадала с удвоенной частотой Раби. Спектральные свойства спектра отражения подтверждают наблюдение "одетых атомных состояний". Использование наноячеек позволяет изучать спектры поглощения ультратонких слоев атомных паров [28, 29]. Нелинейные свойства ультратонких слоев "одетых плотных атомных газов" могут найти применения для разработки новых квантовых приборов. Большой научный интерес вызывают возможные результаты использования "одетых состояний" для изучения многочастичных взаимодействий в ультрахолодной неидеальной плазме с оптическими переходами [30, 31].

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание # 075-00269-25-00).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

---

1. I. I. Sobel'man, L. A. Vainshtein, and E. A. Yukov, *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines*, Springer, Berlin, Heidelberg (1995).
2. E. Lewis, Phys. Rep. **58**(1), 1 (1980).
3. R. Friedberg, S. Hartmann, and J. Manassah, Phys. Rep. **7**(3), 101 (1973).
4. J. A. Leegwater and S. Mukamel, Phys. Rev. A **49**, 146 (1994).
5. V. A. Sautenkov, H. van Kampen, E. R. Eliel, and J. P. Woerdman, Phys. Rev. Lett. **77**, 3327 (1996).
6. L. M. Biberman, ZhETF **17**, 01 (1947).
7. T. Holstein, Phys. Rev.**72**, 1212 (1947).
8. V. Sautenkov, S. Saakyan, and B. B. Zelener, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **256**, 107349 (2020).
9. H. van Kampen, V. A. Sautenkov, C. J. C. Smeets, E. R. Eliel, and J. P. Woerdman, Phys. Rev. A **59**, 271 (1999).
10. H. Li, V. A. Sautenkov, Y. V. Rostovtsev, and M. O. Scully, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **42**, 065203 (2009).
11. V. A. Sautenkov, S. A. Saakyan, and B. B. Zelener, J. Russ. Laser Res. **42**, 405 (2021).
12. V. Sautenkov, S. Saakyan, A. Bobrov, N. Morozov, and B. B. Zelener, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **278**, 108007 (2022).
13. A. A. Bobrov, S. A. Saakyan, V. A. Sautenkov, and B. B. Zelener, JETP Lett. **114**, 524 (2021).
14. V. Sautenkov, S. Saakyan, A. Bobrov, L. Khalutornykh, and B. B. Zelener, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **328**, 109153 (2024).
15. V. A. Sautenkov, R. G. Gamidov, and A. Weis, Phys. Rev. A **55**, 3137 (1997).
16. V. A. Sautenkov, Y. V. Rostovtsev, and E. R. Eliel, Phys. Rev. A **78**, 013802 (2008).
17. S. H. Autler and C. H. Townes, Phys. Rev. **100**, 703 (1955).
18. C. Cohen-Tannoudji and S. Reynaud, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **10**, 345 (1977).
19. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy. Basic Principles*, Springer, Berlin, Heidelberg (2008), v. 1.
20. N. B. Delone and V. P. Kraĭnov, Phys.-Uspekhi **21**, 309 (1978).
21. O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, and G. Nienhuis, JETP **99**, 1137 (2004).
22. V. Sautenkov, M. Shneider, S. Saakyan, E. Vilshanskaya, D. Murashkin, I. Arshinova, B. Zelener, and B. Zelener, Opt. Commun. **431**, 131 (2019).
23. L. Weller, R. J. Bettles, P. Siddons, C. S. Adams, and I. G. Hughes, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **44**, 195006 (2011).
24. S. Saakyan, V. Sautenkov, E. Vilshanskaya, V. Vasiliev, B. Zelener, and B. Zelener, Quantum Electron. **45**, 828 (2015).

25. W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).
26. H. van Kampen, A. V. Papoyan, V. A. Sautenkov, P. H. A. M. Castermans, E. R. Eliel, and J. P. Woerdman, Phys. Rev. A **56**, 310 (1997).
27. I. Lesanovsky, B. Olmos, W. Guerin, and R. Kaiser, Phys. Rev. A **100**, 021401 (2019).
28. J. Keaveney, I. G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, Phys. Rev. Lett. **109**, 233001 (2012).
29. T. Peyrot, Y. R. P. Sortais, A. Browaeys, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, J. Keaveney, I. G. Hughes, and C. S. Adams, Phys. Rev. Lett. **120**, 243401 (2018).
30. B. B. Zelener, E. V. Vilshanskaya, S. A. Saakyan, V. A. Sautenkov, B. V. Zelener, and V. E. Fortov, JETP Lett. **113**, 82 (2021).
31. B. B. Zelener, E. V. Vilshanskaya, N. V. Morozov, S. A. Saakyan, A. A. Bobrov, V. A. Sautenkov, and B. V. Zelener, Phys. Rev. Lett. **132**, 115301 (2024).