

01

Конкуренция концентрационного сужения и полевого уширения темного резонанса в лестничной системе уровней атомов рубидия: особенности проявления в тонких спектроскопических ячейках

© А. Саргсян¹, Ч.С. Адамс², Т.А. Вартанян^{3,¶}, Д. Саркисян¹

¹ Институт физических исследований НАН Армении,
0203 Аштарак, Армения

² Joint Quantum Centre (Durham-Newcastle), Department of Physics, Durham University, South Road, Durham,
DH1 3LE, United Kingdom

³ Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

¶ e-mail: Tigran.Vartanyan@mail.ru

Поступила в редакцию 03.06.2020 г.

В окончательной редакции 03.06.2020 г.

Принята к публикации 23.06.2020 г.

Исследован эффект электромагнитно-индуцированной прозрачности в лестничной системе уровней $5S_{1/2}-5P_{3/2}-5D_{5/2}$ атомов Rb. Продемонстрирован эффект спектрального сужения темного резонанса (dark resonance — DR) в зависимости от плотности паров атомов и толщины L спектроскопической ячейки, в которой находились пары атомов Rb. Толщина L варьировалась в интервале от 390 nm до 4 mm, плотность атомов N увеличивалась до $\sim 10^{16}$ cm⁻³, при этом использовалось интенсивное связывающее и слабое пробное излучения. Максимальный эффект, а именно 22-кратное спектральное сужение DR, достигалось в ячейке с толщиной $L = 4$ mm. С уменьшением толщины L эффект спектрального сужения становится слабее: так, при $L = 2$ μ m происходило 2.4-кратное спектральное сужение DR. Спектральное сужение DR практически отсутствовало при $L = 0.8$ μ m, а при дальнейшем уменьшении до $L = 0.4$ μ m с увеличением плотности паров атомов начинало происходить спектральное уширение DR. Практически во всех случаях при умеренных плотностях атомов и больших интенсивностях связывающего излучения достигался $\sim 100\%$ контраст DR. Приведено объяснение эффекта спектрального сужения и уширения DR.

Ключевые слова: электромагнитно-индуцированная прозрачность, лестничная система уровней, темные резонансы, атомы Rb, доплеровское уширение.

DOI: 10.21883/OS.2020.10.50011.166-20

1. Введение

К важной особенности эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [1–4] следует отнести возможность формирования спектрально-узкого темного оптического резонанса (DR — dark resonance) как в Λ -системе уровней, так и в лестничной системе уровней (Ξ -система) даже при малых толщинах столба атомарных паров $L \sim 1$ μ m [5]. Это важно для ряда практических приложений, поскольку позволяет не только сильно уменьшить размеры используемых атомарных ячеек для формирования DR [6,7], но и, используя короткофокусные линзы, значительно увеличить интенсивность лазерного излучения. Возможность острой фокусировки приобретает особое значение при использовании высоколежащих ридберговских уровней, когда вероятность второго (верхнего) перехода мала [8,9], и при двухфотонном поглощении [10].

Для формирования DR, как правило, используют Λ -систему, которая состоит из двух долгоживущих нижних уровней (начального и конечного) и одного высоколежащего уровня. Это позволяет, при определенных условиях, формировать сверхузкие (с шириной в несколько Hz)

темные оптические резонансы DR [11,12]. Формирование настолько узких резонансов в лестничной Ξ -системе в парах атомов невозможно из-за относительно малого времени жизни конечного (высоколежащего) уровня. На рис. 1 показана Ξ -система уровней атома Rb, $5S_{1/2}-5P_{3/2}-5D_{5/2}$, у которого естественная ширина конечного уровня $5D_{5/2}$ составляет 0.67 MHz [13]. В случае Ξ -системы заметный вклад вносит также остаточная доплеровская ширина, обусловленная различием длин волн связывающего $\lambda_C \approx 776$ nm и пробного $\lambda_P \approx 780$ nm лазеров: $\delta D \approx (k_C - k_P)V \approx 2$ MHz, где $k_C = 2\pi/\lambda_C$, $k_P = 2\pi/\lambda_P$, V — тепловая скорость атома Rb. Отметим, что указанная ширина достигается только при встречном распространении связывающего и пробного излучения, а при коллинеарном распространении величина δD оказывается более чем на 2 порядка больше [14]. Тем не менее DR в Ξ -системе $5S-5P-nD$ имеет важные практические применения: в работе [8] были измерены величины тонкого расщепления ридберговских уровней атомов Rb с главными квантовыми числами n от 26 до 124. В работе [10] было показано, что вплоть до толщин 0.7 mm параметры DR для

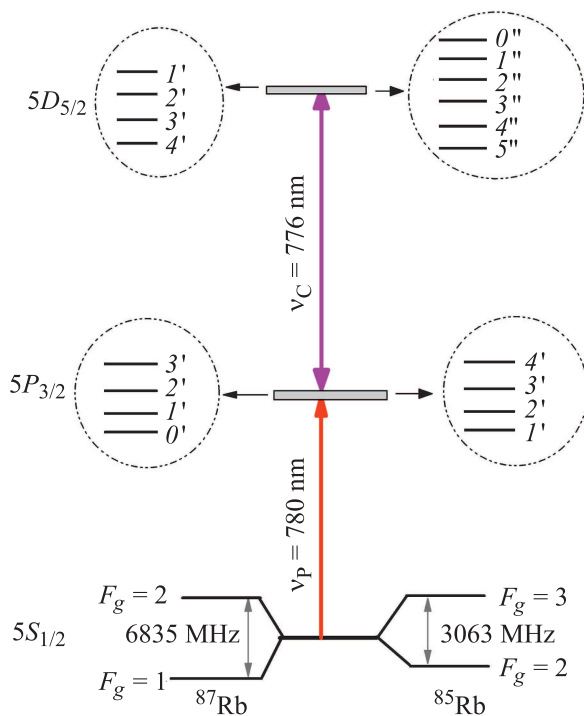


Рис. 1. Диаграмма Э-системы уровней атомов Rb $5S_{1/2} - 5P_{3/2} - 5D_{5/2}$. В кружках показана сверхтонкая структура уровней $5P_{3/2}$ и $5D_{5/2}$: на левой и правой частях для атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb соответственно.

$n = 5, 26, 27$ ухудшаются незначительно, а при наличии двухфотонной расстройки уверенно регистрируется двухфотонное поглощение.

Приведенная на рис. 1 Э-система исследовалась во многих работах, что объясняется наличием хороших узкополосных лазеров на отмеченных выше длинах волн и сравнительно малой, в несколько МГц, шириной DR [15,16]. В настоящей работе исследовано влияние плотности паров Rb и толщины ячейки, в которой они заключены, на спектральную ширину DR.

2. Эксперимент

2.1. Конструкции оптических ячеек

Для изучения влияния толщины столба паров на спектральную ширину темного резонанса были использованы две ячейки. 1-я оптическая ячейка имеет Т-образную конструкцию и состоит из цилиндрической трубки, изготовленной из кристаллического сапфира Al_2O_3 , с внутренним диаметром 11 мм и длиной 4 мм, на торцы которой приклеены хорошо отполированные сапфировые окна толщиной 0.5 мм. В центре цилиндрической трубки проделано небольшое отверстие и приклеен боковой отросток — сапфировая трубка диаметром 2 мм и длиной 50 мм, которая является резервуаром и заполняется природным Rb, состоящим из изотопов ^{85}Rb (72%) и ^{87}Rb (28%). Использовался

двухсекционный нагреватель, что позволяло нагревать отдельно цилиндрическую трубку с окнами и боковой отросток — резервуар. Температура резервуара, которая определяет плотность атомов рубидия N , могла варьироваться в пределах 50–450°C; на окнах температура поддерживалась на 20–30°C выше, чтобы предотвратить конденсацию паров. Более подробное описание конструкции ячейки дано в [10].

Конструкция 2-й, микронной, ячейки с толщиной, варьируемой в интервале 100 нм–3 мкм, аналогична той, что описана в [10,17,18]. Прямоугольные окна размерами 20 × 30 мм и толщиной 2 мм были изготовлены из отполированного кристаллического сапфира. Кристаллическая ось C была ориентирована перпендикулярно поверхности окна, чтобы уменьшить влияние двулучепреломления. Для формирования клиновидного зазора в нижней части ячейки между окнами помещалась платиновая полоска толщиной 3 мкм. Температурные режимы были такими же, как и в 1-й ячейке.

2.2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Использовалось излучение двух непрерывных узкополосных (с шириной ~ 1 МГц) диодных лазеров с внешним резонатором, один из которых — связывающий лазер (coupling laser) — имел фиксированную частоту ν_c , а второй, с перестраиваемой частотой ν_p , являлся пробным (probe laser) лазером. Линейные поляризации связывающего и пробного лазеров были взаимно перпендикулярны. Оба излучения вначале проходят через оптоволокно и линзу, служащую для увеличения диаметра пучков до 1.5 см и для обеспечения возможности последующей жесткой фокусировки, и направляются навстречу друг другу. Оба излучения фокусируются линзами с фокусным расстоянием 20 см в пятна размером $d \approx 30 \mu\text{m}$ и тщательно пространственно совмещаются в

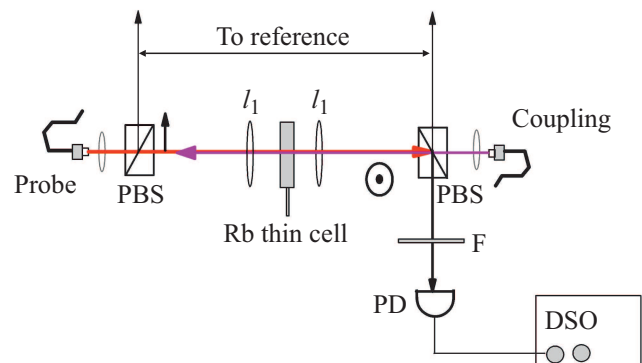


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. Пробное ($\lambda \approx 780$ нм) и связывающее излучения ($\lambda \approx 776$ нм) фокусируются и совмещаются линзами l_1 в ячейке с парами Rb; PBS — поляризационная призма; с помощью фотодетектора (PD) регистрируются спектры пробного излучения и частотного репера (reference). Сигналы с PD подаются на цифровой осциллограф (DSO) F-фильтр (Semrock LL01-780-12.5).

ячейке с парами атомов рубидия. При пролете атома Rb с тепловой скоростью $V = 2 \cdot 10^4$ cm/s через пучок диаметром $30 \mu\text{m}$, вследствие конечности времени пролета $T = d/V$, DR резонанс приобретает времяпролетное уширение $\gamma_T = 1/2\pi T \approx 2$ MHz. Реперный (reference) спектр формировался известным методом насыщенного поглощения (НП) [19].

2.3. Экспериментальные результаты

2.3.1. Толщина столба паров $L = 4$ mm

Отметим работу [20], в которой была использована ячейка длиной $L = 4$ mm с парами атомов Rb и было обнаружено два интересных эффекта: 1) пропускание пробного излучения в результате эффекта ЭИП на частоте перехода $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ при определенных параметрах эксперимента может достигать 300%, т.е. имеет место усиление (или генерация) на частоте перехода $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$; 2) с увеличением плотности атомарных паров может иметь место значительное сужение спектральной ширины DR. В настоящей работе были продолжены исследования DR резонанса в Э-системе, показанной на диаграмме рис. 1. В эксперименте регистрируется спектр пропускания пробной волны; для выделения частоты ν_P (780 nm) используется узкополосный фильтр (Semrock LL01-780-12.5), сильно подавляющий излучение на частоте ν_C (776 nm). Частота пробного излучения ν_P сканируется по переходам $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2', 3', 4'$ D_2 -линии атома ^{85}Rb , а частота ν_C находится в резонансе с переходом $5P_{3/2} - 5D_{5/2}$ ($F_e = 4' \rightarrow F_e = 3'', 4'', 5''$). Верхняя кривая 1 на рис. 3, а показывает спектр пропускания пробной волны, который содержит DR при температуре ячейки 85°C (плотность атомов $N_{\text{Rb}} \sim 2 \cdot 10^{12}$ cm $^{-3}$), мощности пробной и связывающей волн составляли $6 \mu\text{W}$ и 250 mW соответственно. Спектральная ширина DR на полувысоте ~ 166 MHz. Контраст DR, который определяется как отношение амплитуды DR к пиковому значению поглощения, 120% (пиковая величина поглощения столба паров атомов 100% отмечена на рисунке). Средняя кривая 2 показывает спектр пропускания пробной волны, который содержит DR при температуре ячейки 145°C (плотность атомов $N_{\text{Rb}} \sim 6 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$). Спектральная ширина DR, которая аппроксимирована лоренцевой кривой, составляет на полувысоте 7.5 MHz (показано на вставке), контраст DR 4%. Таким образом, несмотря на ухудшение контраста DR, происходит 22-кратное сужение спектра DR. На рис. 3, b показан спектр пропускания пробной волны, который содержит DR при температуре ячейки 90°C ($N_{\text{Rb}} \sim 2.5 \cdot 10^{12}$ cm $^{-3}$), мощности пробной и связывающей волн составляли $1 \mu\text{W}$ и 4 mW соответственно. Контраст DR в этом случае 13%. На вставке показаны аппроксимированные гауссовыми кривыми переходы $5P_{3/2} - 5D_{5/2}$ ($F_g = 2, 3, 4' \rightarrow F_e = 2'', 3'', 4'', 5''$). Разница в функциях, аппроксимирующих DR, обусловлена различием экспериментальных условий при их

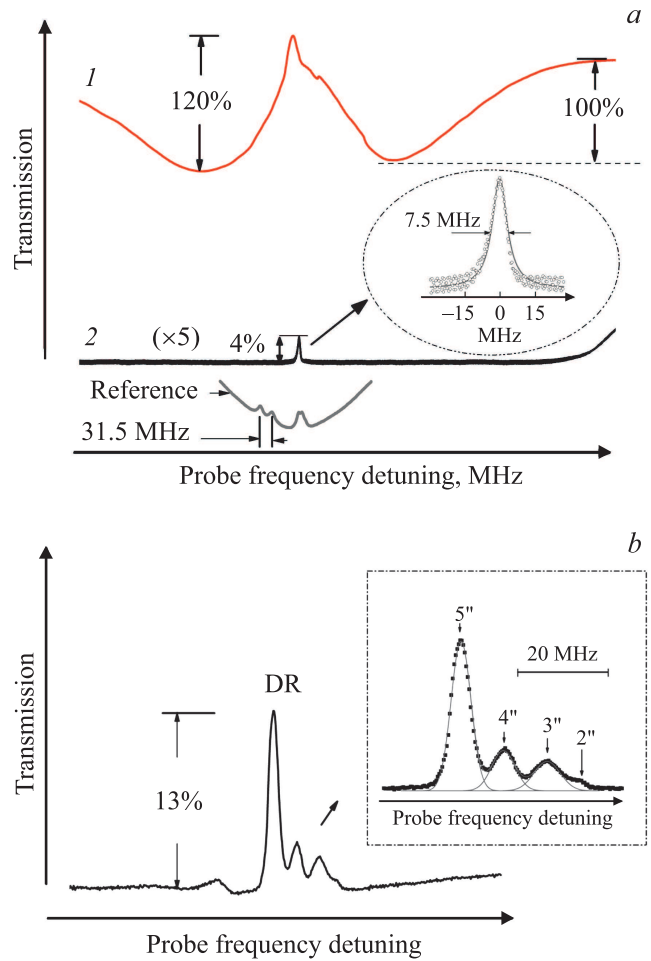


Рис. 3. ^{85}Rb , D_2 -линия, толщина ячейки $L = 4$ mm, Э-система. (а) Кривая 1 — спектр пропускания пробной волны, содержащий DR, температура ячейки 85°C , кривая 2 — то же при температуре ячейки 145°C ; на вставке показан профиль DR, аппроксимированный лоренцевой кривой с шириной на полувысоте 7.5 MHz. Наблюдается 22-кратное сужение спектра DR. Нижняя кривая — Reference спектр, полученный методом насыщенного поглощения (НП); в реперную ячейку попадает также часть связывающего излучения, что приводит к некоторой модификации амплитуд в спектре НП. (б) Спектр пропускания пробной волны, содержащий DR. Температура ячейки 90°C , мощности пробной и связывающей волн: $1 \mu\text{W}$ и 4 mW соответственно, контраст DR 13%. На вставке — аппроксимированные гауссовыми кривыми профили DR, переходы $5P_{3/2} - 5D_{5/2}$ ($F_g = 2, 3, 4' \rightarrow F_e = 2'', 3'', 4'', 5''$).

формировании. Важно отметить, что спектральная ширина DR в этом случае составляет 5 MHz (рис. 3, b), поэтому сверхтонкая структура уровня $5D_{5/2}$ полностью спектрально разрешается. Измеренные частотные интервалы сверхтонкой структуры уровня $5D_{5/2}$, а именно $\Delta(5'' - 4'')$, $\Delta(4'' - 3'')$ и $\Delta(3'' - 2'')$ составляют 9.5, 9 и 7.5 MHz соответственно, что согласуется с результатами работы [21].

В работе [22] для Л-системы было показано 4-кратное спектральное сужение спектра DR, и было приведено

выражение для эффекта сужения:

$$\gamma_{DR} = \frac{\Omega_c^2}{\sqrt{\gamma_{12}\gamma_2}} \frac{1}{\sqrt{\sigma NL}}, \quad (1)$$

где $\sigma = 3\lambda^2(2\pi)^{-1}$ — сечение резонансного поглощения, N — концентрация атомов, L — длина ячейки, Ω_c — частота Раби, γ_2 и γ_{12} — скорости распада промежуточного состояния и когерентности между промежуточным и основным состояниями соответственно. Для параметров эксперимента $L = 0.4$ cm, $\lambda = 780$ nm, $N_{Rb} = 10^{16}$ cm $^{-3}$ величина $(\sigma NL)^{1/2}$ может достигать 3×10^3 . С целью выявления, до каких малых толщин имеет место эффект сужения спектра DR, были использованы ячейки малой толщины.

2.3.2. Толщина столба паров $L = 2.5 \lambda = 1950$ nm

Кривая 1 на рис. 4,а показывает спектр пропускания пробной волны, который содержит два DR для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb при толщине $L = 2.5\lambda = 1950$ nm и температуре ячейки 120°C (плотность атомов $N_{Rb} \sim 2 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$), мощности пробной и связывающей волн составляли $0.4 \mu\text{W}$ и 250 mW соответственно. При этом достигается контраст DR 95% как для атомов ^{85}Rb , так и для атомов ^{87}Rb . Спектральная ширина DR для ^{85}Rb на полувысоте ~ 240 MHz. Кривая 2 на рис. 4,а показывает спектр пробной волны для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb , который содержит два DR, температура ячейки 255°C (плотность атомов $N_{Rb} \sim 5 \cdot 10^{15}$ cm $^{-3}$). Спектральная ширина DR для ^{85}Rb на полувысоте ~ 100 MHz, т.е. имеет место 2.4-кратное сужение спектра DR. На рис. 4,б приведена зависимость спектральной ширины DR при изменении плотности N_{Rb} в интервале $10^{13} - 10^{16}$ cm $^{-3}$, которая хорошо аппроксимируется эмпирической формулой $\gamma_{DR}[\text{MHz}] = 15 \text{ MHz} + 1.1 \times 10^5 \times N^{-0.2}$ [cm $^{-3}$].

На рис. 5 приведены спектры пропускания пробного излучения при $L = 1950$ nm в отмеченной выше E-системе атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb при возрастании мощности связывающего излучения P_C . Кривые, отмеченные цифрами 1–5, соответствуют мощностям $P_C = 5, 10, 70, 190$ и 250 mW соответственно, мощность $P_P = 0.4 \mu\text{W}$, температура 124°C . Как и ожидалось, с увеличением P_C происходит увеличение контраста DR до $\sim 100\%$, а также спектральное уширение темного резонанса. Нижняя кривая — спектр пропускания пробного излучения при отсутствии связывающего излучения. Как было показано в работе [23], при толщине столба паров атомов $L = 2.5\lambda$ спектр пропускания демонстрирует эффект сужения Дике, что проявляется в модификации доплеровски уширенного спектра пропускания. На рис. 6,а приведена зависимость контраста DR, определенная по спектрам, приведенным на рис. 5, при изменении мощности связывающего излучения P_C , которая хорошо аппроксимируется эмпирической формулой $C(\%) = 29 \times P^{0.22}$ [mW]. На рис. 6,б

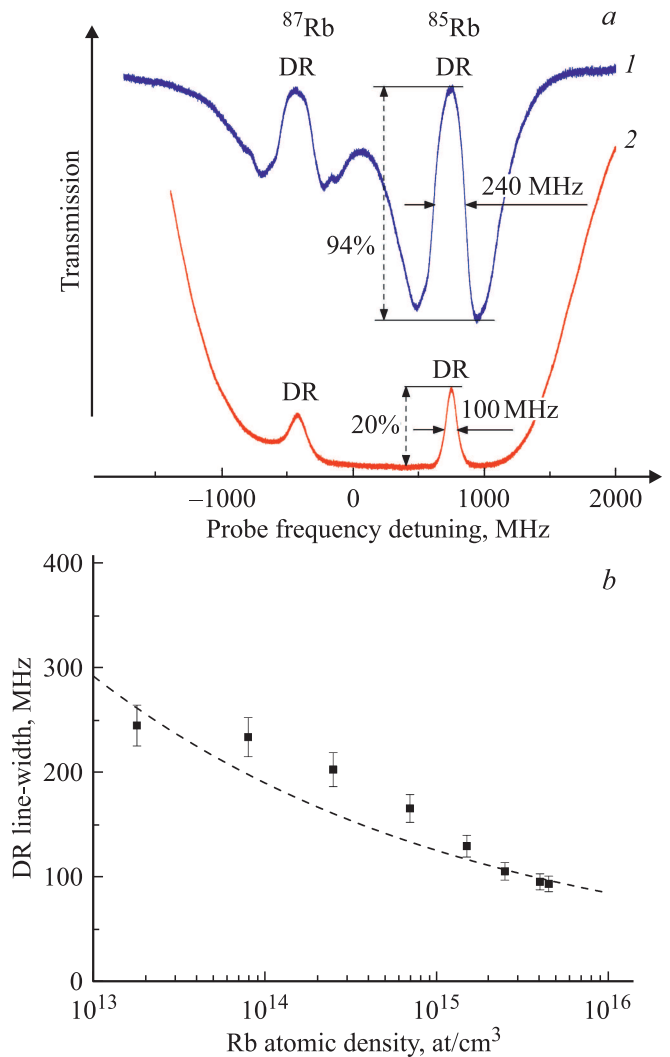


Рис. 4. Толщина ячейки $L = 2.5\lambda = 1950$ nm. (а) Кривая 1 — спектр пропускания пробной волны, который содержит два DR для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb при толщине $L = 2.5\lambda = 1950$ nm и температуре ячейки 120°C , спектральная ширина DR для $^{85}\text{Rb} \sim 240$ MHz, кривая 2 — спектр пропускания пробной волны, который содержит два DR при температуре ячейки 255°C , спектральная ширина DR ~ 100 MHz; (б) Зависимость спектральной ширины DR от плотности атомов N_{Rb} в интервале $10^{13} - 10^{16}$ cm $^{-3}$. Ошибка измерения $\sim 8\%$.

приведена зависимость спектральной ширины DR при изменении мощности связывающего излучения P_C , которая хорошо аппроксимируется эмпирической формулой $\gamma_{DR}[\text{MHz}] = 14 \times P^{0.5}$ [mW]. Поскольку частота Раби $\Omega_C \sim P^{0.5}$, то имеем зависимость для ширины $\gamma_{DR} \sim \Omega_C$. На линейную зависимость ширины γ_{DR} от частоты Раби указано в работе [24].

2.3.3. Толщина столба $L = \lambda = 780$ nm

Была исследована зависимость спектральной ширины DR от плотности атомов Rb E-системе при толщине ячейки $L = \lambda = 780$ nm. Особенности поведения DR при

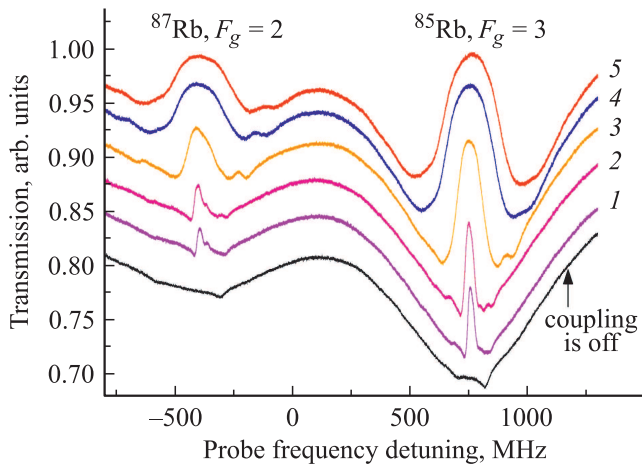


Рис. 5. Толщина ячейки $L = 2.5\lambda = 1950$ nm. Спектры пропускания пробного излучения в Ξ -системах атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb при возрастании мощности связывающего излучения (снизу вверх) P_C : 5, 10, 70, 190 и 250 mW, мощность $P_P = 0.4 \mu\text{W}$, температура 124°C . Нижняя кривая (coupling is off) — спектр пропускания пробного излучения при отсутствии связывающего излучения.

такой толщине приведены в работе [25]. Однако исследования поведения спектрального сужения DR от плотности атомов Rb в ней не проводились. На рис. 7 приведена зависимость спектральной ширины DR от плотности атомов ^{85}Rb . Частота пробного излучения ν_P сканируется по переходам $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2', 3', 4'D_2$ линии атома ^{85}Rb , а частота ν_C находится в резонансе с переходом $5P_{3/2} - 5D_{5/2}$ ($F_e = 4' \rightarrow F_e = 3'', 4'', 5''$). Мощности пробной и связывающей волн составляли $1 \mu\text{W}$ и 180 mW соответственно. Как видно из кривой на рис. 7, спектральная ширины DR практически не меняется вплоть до $N \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; небольшое 20% сужение наблюдается только при больших концентрациях атомов $N \sim 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

2.3.4. Толщина ячейки $L = \lambda/2 = 390 \text{ nm}$

Для исследования зависимости ширины DR от плотности атомов Rb в Ξ -системе при толщине ячейки $L = \lambda/2 = 390 \text{ nm}$ была использована техника синхронного детектирования, что существенно улучшает отношение сигнал/шум [10,25]. Это техническое усложнение необходимо, поскольку амплитуда DR при такой малой толщине мала. Мощности пробной и связывающей волн составляли $0.4 \mu\text{W}$ и 125 mW соответственно. Кривая 1 на рис. 8, *a* показывает спектр пробной волны, который содержит два DR для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb при температуре ячейки 142°C (плотность атомов $N_{\text{Rb}} \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), спектральная ширина DR (^{85}Rb) 260 MHz . Кривая 2 на рис. 8, *a* показывает спектр пропускания пробной волны, который содержит два DR для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb при температуре ячейки 300°C (плотность атомов $N_{\text{Rb}} \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), спектральная

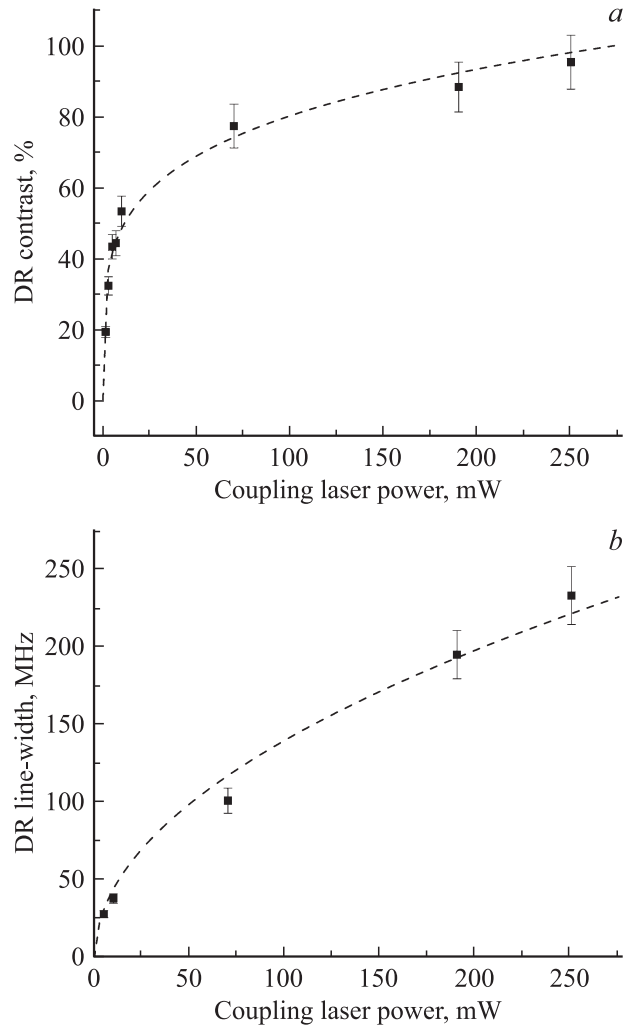


Рис. 6. Толщина ячейки $L = 2.5\lambda = 1950$ nm. (a) зависимость контраста DR при изменении мощности связывающего излучения P_C ; (b) зависимость спектральной ширины DR при изменении мощности связывающего излучения P_C .

ширина DR 450 MHz , т.е. имеет место уширение спектра DR. На рис. 8, *b* приведена зависимость спектральной ширины DR при изменении плотности N_{Rb} в интервале $10^{13} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, которая хорошо аппроксимируется эмпирической формулой $\gamma [\text{MHz}] = 11 \times N^{0.1} [\text{cm}^{-3}]$. Слабая зависимость ширины спектра от плотности паров при толщине ячейки $L = \lambda/2 = 390 \text{ nm}$ объясняется частыми столкновениями атомов с окнами ячейки.

3. Обсуждение

Впервые эффект сужения спектра DR был продемонстрирован в известной работе [22] с использованием Λ -системы. Для регистрации сужения использовался процесс когерентного пленения населенности, для которого мощности пробного и связывающего излучений должны быть достаточно малы, а оба излучения должны быть когерентно связаны. В этом случае спектральная ширина

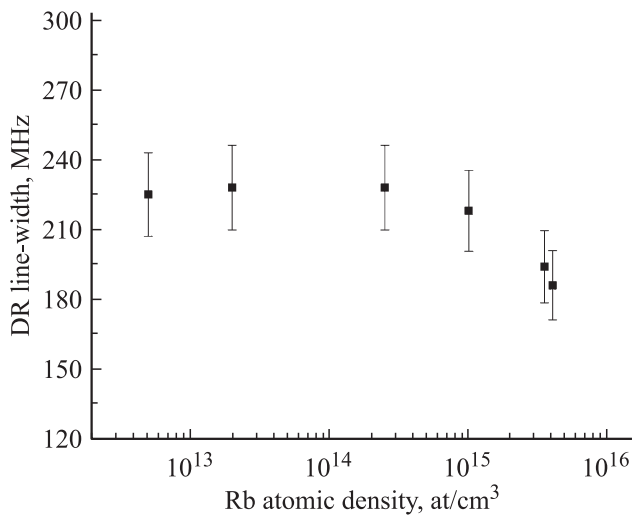


Рис. 7. Толщина ячейки $L = \lambda = 780$ nm, зависимость спектральной ширины DR от плотности атомов N_{Rb} в интервале $10^{13} - 10^{16}$ cm^{-3} .

DR составляла несколько десятков kHz и было продемонстрировано 4-кратное спектральное сужение [22]. О наблюдении эффекта сужения спектра DR с использованием процесса ЭИП в случае, когда используются два независимых лазера (с мощностями в несколько mW, а спектральная ширина DR составляет несколько MHz) с использованием Λ -системы, в литературе не сообщалось. В настоящей работе показано, что эффект сужения спектра DR в Ξ -системе не так критичен к параметрам эксперимента, как это имеет место в Λ -системе, а также зарегистрировано 22-кратное сужение, что значительно превышает сужение в Λ -системе. Преимуществом Ξ -системы является слабое поглощение связывающего излучения на втором переходе ($5P-5D$) даже в случае больших плотностей атомов, в то время как в Λ -системе имеет место большое поглощение связывающего излучения с основного заселенного уровня. К недостаткам Ξ -системы следует отнести существенное уширение конечного уровня (в нашем случае $5D$) в случае больших плотностей атомов основного или буферного газа [26], в то время как в Λ -системе наличие буферного газа практически не уширяет нижние уровни, а увеличение пролетного времени атома через лазерные пучки позволяет формировать DR с шириной в несколько Hz [11]. В формуле (1) предполагается, что частота Раби для связывающего излучения Ω_C меньше естественных ширин атомных уровней, в случае же больших величин $\gamma_{\text{DR}} \sim \Omega_C$ [24] хорошо согласуется с кривой на рис. 6, *b*. Зависимость γ_{DR} от плотности атомарных паров $N^{-1/2}$ хорошо согласуется при толщинах столба паров $L \sim 1$ cm, однако при малых толщинах в несколько микрометров зависимость значительно слабее, а в случае малых толщин $L < \lambda$ вместо спектрального сужения DR имеет место уширение спектра. В случае малых толщин ячейки частые столкновения атомов со стенками ячейки

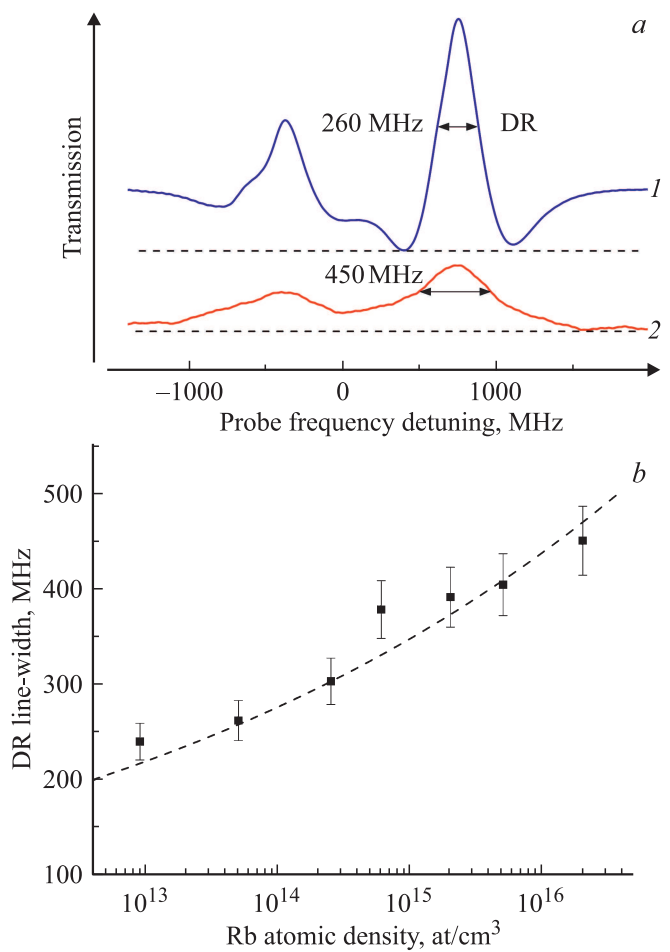


Рис. 8. Толщина ячейки $L = 2.5\lambda = 390$ nm, (a) кривая 1 — спектр пропускания пробного излучения, содержащий два DR для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb , температура ячейки 142°C , кривая 2 — то же при температуре ячейки 300°C ; (b) зависимость спектральной ширины DR от плотности атомов N_{Rb} в интервале $10^{13} - 10^{16}$ cm^{-3} .

становятся доминирующей причиной уширения, которая подавляет эффект сужения, обусловленный большой плотностью атомов, и приводит к уширению спектра DR. В этом случае ширину DR можно представить как: $\gamma_{\text{DR}} \approx \gamma_{13} + f(\Omega_C)$, где γ_{13} — полная скорость дефазировки когерентности, которая обусловлена различного рода уширениями начального ($5S_{1/2}$) и конечного ($5D_{5/2}$) уровней, в частности, столкновениями атомов со стенками ячейки.

Важно отметить следующее. На рис. 3, *b* мощность связывающего излучения составляет 4 mW. Поэтому, учитывая, что излучение фокусируется в пятно размером $d \approx 30$ μm , для интенсивности получаем $I \sim 0.7$ kW/cm^2 , и для частоты Раби имеем: $\Omega_C/2\pi = \gamma_N(I/8)^{1/2} \approx 200$ MHz, где I — интенсивность излучения лазера в mW/cm^2 , а γ_N — естественная ширина возбужденного уровня $5D_{5/2}$ [27]. При таких больших величинах частоты Раби регистрируемая небольшая спектральная ширина $\gamma_{\text{DR}} \approx 5$ MHz является несколь-

ко неожиданной, поскольку оценочные выражения для $\gamma_{DR} \sim \Omega_c^2/\gamma_N$ [3] предсказывают ширину γ_{DR} на много порядков больше. Кроме того, температура ячейки, а следовательно, и плотность N_{Rb} недостаточно высока, чтобы имело место вышеотмеченное сужение спектра при больших N_{Rb} . Единственной работой, с которой можно проводить сравнение, является работа [28], в которой при частоте Раби $\Omega_c \sim 40$ MHz формируемый DR в парах атомов Rb имел спектральную ширину меньше естественной. Авторы [28] приводят расчетные кривые, в которых учет доплеровской ширины контура линии поглощения обуславливает сильное сужение γ_{DR} . Тем не менее физическое объяснение не может считаться удовлетворительным для Ξ -системы, поскольку, как отмечено во введении, остаточная доплеровская ширина в нашем случае $\delta D \approx 2$ MHz.

Заметим, что система уровней, приведенная на рис. 1, интересна и тем, что в поле излучений с длинами волн 780 и 776 nm формируется интенсивное излучение с длиной волны 420 nm при каскадном переходе $5D_{5/2} - 6P_{3/2}$ и далее $6P_{3/2} - 5S_{1/2}$ [29,30].

Заключение

Экспериментально исследован эффект спектрального сужения темного резонанса DR в эффекте электромагнитно-индуцированной прозрачности в Ξ -системе в атомарных парах Rb в системе уровней $5S_{1/2} - 5P_{3/2} - 5D_{5/2}$. Исследована спектральная ширина γ_{DR} в зависимости от плотности паров атомов и толщины L спектроскопической ячейки, в которой находились пары атомов рубидия. Толщина L варьировалась в интервале от 390 nm до 4 mm, плотность атомов N варьировалась в интервале $10^{13} - 10^{16}$ cm $^{-3}$. Использовались сильное связывающее ($P_c = 100 - 250$ mW) и слабое пробное ($P_p = 0.1 - 6$ μ W) излучения, диаметр лазерных пучков составлял 30 μ m. Максимальный эффект, а именно 22-кратное спектральное сужение DR достигалось в ячейке с длиной $L = 4$ mm при концентрации атомов рубидия $N_{Rb} \sim 6 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$.

При использовании связывающего излучения малой мощности 4 mW спектральная ширина DR составляла 5 MHz, что позволило полностью спектрально разрешить сверхтонкую структуру уровня $5D_{5/2}$. Нам представляется, что оптимальной толщиной для эффективного наблюдения спектрального сужения DR является $L \sim 400 - 500$ μ m. В этом случае тот же DR контраст 4% (рис. 3, a) можно получить при большей плотности $N_{Rb} \sim 6 \cdot 10^{14}$ cm $^{-3}$, а величина $(\sigma NL)^{1/2}$, которая характеризует эффект спектрального сужения (1), может достигать 10^4 .

С уменьшением толщины L эффект сужения становится слабее: так, при $L = 1950$ nm происходило всего 2.4-кратное спектральное сужение DR. Спектральное сужение DR практически отсутствовало при $L = 780$ nm,

а при дальнейшем уменьшении до $L = 390$ nm с увеличением плотности паров атомов начинало происходить спектральное уширение DR. Приведено объяснение эффекта спектрального сужения и уширения DR. Практически во всех случаях при умеренных плотностях атомов и больших интенсивностях связывающего излучения достигался $\sim 100\%$ контраст DR. В работе показано, что эффект сужения спектра DR с использованием Ξ -системы не так критичен к параметрам эксперимента, как это имеет место в Λ -системе атомов Rb; также зарегистрированное 22-кратное сужение значительно превышает 4-кратное сужение, зарегистрированное в Λ -системе в работе [22]. Приведено выражение для описания эффекта спектрального сужения темного резонанса DR для Λ -системы, которое качественно хорошо объясняет эффект спектрального сужения DR и в Ξ -системе. Проведено сравнение преимуществ и недостатков Λ - и Ξ -систем для формирования DR.

Приведенные результаты важны для практических приложений, поскольку позволяют значительно уменьшить размеры используемых атомарных ячеек, что важно для миниатюризации устройств при применении DR.

Благодарности

Авторы благодарят Дж. Кевени за полезные обсуждения.

Финансирование работы

Авторы благодарят ГК МОН РА за финансовую поддержку, проект № 18T-1C018. А. Саргсян также благодарит ГК МОН РА за финансовую поддержку, проект для молодых ученых № 19YR-1C017. Работа Т.А. Вартамяна была выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 08-08).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Агапьев Б.Д., Горный М.В., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. // УФН. 1993. Т. 163. С. 1.
- [2] Gea-Banacloche J., Li Y.-Q., Jin S.-Z., Min Xiao. // Phys. Rev. A. 1995. V. 51. P. 576.
- [3] Wynands R., Nagel A. // Appl. Phys. B. 1999. V. 68. P. 1.
- [4] Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 633.
- [5] Sargsyan A., Sarkisyan D., Papoyan A. // Phys. Rev. A. 2006. V. 73. P. 033803.
- [6] Knapp S., Hollberg L., Kitching J. // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 388.
- [7] Kitching J. // Appl. Phys. Rev. 2018. V. 5. P. 031302.
- [8] Mohapatra A.K., Jackson T.R., Adams C.S. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 113003.

- [9] *Bason M.G., Tanasittikosol M., Sargsyan A., Mohapatra A.K., Sarkisyan D., Potvliege R.M., Adams C.S.* // *New J. Phys.* 2010. V. 12. P. 065015.
- [10] *Саргсян А., Бейсон М., Саркисян Д., Мохапатра А., Адамс Ч.* // *Опт. и спектр.* 2010. Т. 109. С. 581.
- [11] *Brandt S., Nagel A., Wynands R., Meschede D.* // *Phys. Rev. A.* 1997. V. 56. P. R1063.
- [12] *Laskar A.W., Singh N., Adhikary P., Mukherjee A., Ghosh S.* // *Optica.* 2018. V. 5. P. 1462.
- [13] *Moon H.S., Noh H.-R.* // *Opt. Express.* 2013. V. 21. P. 7447.
- [14] *Moseley R.R., Shepherd S., Fulton D.J., Sinclair B.D., Dunn M.H.* // *Optics Commun.* 1995. V. 119. P. 61.
- [15] *Moon H.S., Noh H.-R.* // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2012. V. 29. P. 1557.
- [16] *Perrella C., Light P.S., Anstie J.D., Stace T.M., Benabid F., Luiten A.N.* // *Phys. Rev. A.* 2013. V. 87. P. 013818.
- [17] *Sarkisyan D., Bloch D., Пароуан А., Ducloy M.* // *Opt. Commun.* 2001. V. 200. P. 201.
- [18] *Саргсян А., Амирян А., Леруа К., Вартамян Т., Саркисян Д.* // *Опт. и спектр.* 2017. Т. 123. С. 124.
- [19] *Demtroder W.* *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, NY: Springer, 2004.
- [20] *Keaveney J., Sargsyan A., Krohn U., Sarkisyan D., Пароуан А., Adams C.S.* // *J. Phys. B.* 2014. V. 47. P. 075002.
- [21] *Olson A.J., Carlson E.J., Mayer S.K.* // *Am. J. Phys.* 2006. V. 74. P. 218.
- [22] *Lukin M.D., Fleischhauer M., Zibrov A.S., Robinson H.G., Velichansky V.L., Hollberg L., Scully M.O.* // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 2959.
- [23] *Cartaleva S., Saltiel S., Sargsyan A., Sarkisyan D., Slavov D., Todorov P., Vaseva K.* // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2009. V. 26. P. 1999.
- [24] *Yang L., Zhang L., Guo Q., Fu G.* // *J. Luminescence.* 2007. V. 122. P. 552.
- [25] *Саркисян Д., Саргсян А., Кевени Дж., Адамс Ч.* // *ЖЭТФ.* 2014. Т. 146. С. 13.
- [26] *Sargsyan A., Sarkisyan D., Krohn U., Keaveney J., Adams Ch.* // *Phys. Rev. A.* 2010. V. 82. P. 045806.
- [27] *Krmpot A.J., Mijailovic M.M., Panic B.M., Lukic D.V., Kovacevic A.G., Pantelic D.V., Jelenkovic B.M.* // *Opt. Express.* 2005. V. 13. P. 1448.
- [28] *Iffiquar S.M., Karve G.R., Natarajan V.* // *Phys. Rev. A.* 2008. V. 77. P. 063807.
- [29] *Akulshin A.M., McLean R.J., Sidorov A.I., Hannaford P.* // *Opt. Express.* 2009. V. 17. P. 22861.
- [30] *Akulshin A.M., Budker D., McLean R.J.* // *JOSA B.* 2017. V. 34. P. 1016.