

КОГЕРЕНТНОЕ СУЖЕНИЕ ДИКЕ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ, КОЛЛАПС И ВОЗРОЖДЕНИЕ: ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВТОРОЙ ПРОИЗВОДНОЙ

*А. Саргсян**, *А. Амирян*, *Д. Саркисян***

*Институт физических исследований Национальной академии наук Армении
0203, Аштарак, Армения*

Поступила в редакцию 28 ноября 2019 г.,
после переработки 13 января 2020 г.
Принята к публикации 21 января 2020 г.

Экспериментально и теоретически исследован эффект когерентного сужения Дике (КСД) спектра поглощения в столбе паров атомов Rb, Cs, K и Na при толщинах $L = (2n + 1)\lambda/2$ (где n — целое число) и его коллапс (отсутствие сужения), который происходит при толщине столба паров атомов $L = n\lambda$, где λ — длина волны лазерного излучения, резонансного с атомным переходом. Показано, что применение метода второй производной (ВП) спектров привносит дополнительную и важную информацию о КСД и его коллапсе. В эксперименте использовались оптические наноячейки с клиновидной толщиной зазора (30–3000 нм) между внутренними поверхностями окон. При толщинах $\lambda/2$, 1.5λ и 2.5λ в спектрах ВП полностью спектрально разрешаются все атомные переходы, скрытые даже большим 1000–1500 МГц доплеровским уширением, при этом частотные интервалы между атомными переходами (30–50 МГц) сверхтонкой структуры, так же как и относительные вероятности атомных переходов, правильно отображаются. Отмечено практическое применение эффекта КСД. В спектрах ВП резонансной флуоресценции паров Rb проявляются дополнительные узкие резонансы, обусловленные оптической накачкой. Теоретическая модель хорошо описывает эксперимент.

DOI: 10.31857/S0044451020080027

1. ВВЕДЕНИЕ

В середине 1990-х гг. были опубликованы работы, посвященные процессам нелинейного четырехволнового смешения частот [1, 2], селективного отражения [3] и резонансного поглощения [4–6] в столбе паров атомов щелочных металлов, заключенных в стеклянные оптические ячейки толщиной $L = 10$ –100 мкм. При таких толщинах L в поле лазерного излучения формируются субдоплеровские резонансы вследствие оптической накачки, которые селективны по атомным скоростям (VSOP — velocity selective optical pumping resonance) [4–9]. VSOP-резонанс формируется преимущественно атомами, которые распространяются параллельно стенкам ячейки, поскольку время взаимодействия с лазерным пучком (необходимое для проявления опти-

ческой накачки) для таких атомов больше, чем для атомов, которые летят в направлении распространения лазерного излучения (последние сталкиваются с окнами микронной ячейки, что снижает эффективность оптической накачки). Заметим, что такие толщины столба паров атомов существенно больше длин волн λ лазерного излучения (600–900 нм), резонансного с основными атомными переходами ($D_{1,2}$ -линии).

В начале 2000-х гг. были разработаны сверхтонкие ячейки (или наноячейки), у которых толщина столба паров атомов L порядка длины волны света λ [10–15]. Среди ярких эффектов, которые наблюдаются в наноячейках (к примеру, особенности взаимодействия атомов с окнами наноячейки при $L < 100$ нм [16]), следует выделить следующий эффект: спектральная ширина резонансного поглощения достигает минимального значения при $L = (2n + 1)\lambda/2$ (где n — целое число), которое было названо эффектом когерентного сужения Дике (КСД), в то время как при $L = n\lambda$ спектральная ширина резонансного поглощения достигает макси-

* E-mail: sarmeno@mail.ru

** E-mail: sarkdav@gmail.com

мального значения, близкого к доплеровской ширине, регистрируемой в ячейках обычной длины (1–10 см [14, 15]). Это было названо коллапсом эффекта КСД. Переход от режима КСД к режиму коллапса и обратно носит осциллирующий характер с шагом $(2n + 1)\lambda/2 - n\lambda = \lambda/2$. Когерентная длина L_{coh} характеризует расстояние, пройденное атомом, пока фаза, наведенная лазерным излучением, сохраняется (наведенная фаза может быть потеряна вследствие столкновений со стенками либо радиационного распада): $L_{coh} = v/\Gamma$, где v — тепловая скорость атома, Γ — полная однородная ширина [17]. Эффект когерентного сужения Дике может наблюдаться до толщин $L \leq L_{coh}$. Обычно при комнатной температуре для атомов щелочных металлов $L_{coh} \approx 3\text{--}4$ мкм, т. е. для атомов Rb ($\lambda = 780$ нм для D_2 -линии) эффект КСД и его коллапс может наблюдаться до $L \approx 5\lambda$. Заметим, что эффект КСД и его коллапс легко наблюдать при сравнении спектров поглощения при $L = \lambda/2$ и $L = \lambda$, поскольку спектральная ширина при $L = \lambda/2$ в 3–4 раза меньше, чем при $L = \lambda$. Однако при дальнейшем увеличении толщины L вследствие возрастания влияния доплеровского уширения эти эффекты трудно наблюдать.

Совсем недавно было показано [18], что метод второй производной (ВП) спектра поглощения в наночайках позволяет выделить однородную ширину, замаскированную доплеровским уширением. В настоящей работе показано, что, в частности, метод ВП очень удобен для количественного исследования эффекта КСД и его коллапса в парах атомов Cs, Rb, K или Na. Заметим, что метод ВП был известен ранее [19], однако он не применяется в атомной спектроскопии с обычными сантиметровыми ячейками, так как не обеспечивает спектрального разрешения атомных переходов на сверхтонкой структуре.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Используемые наночайки, заполненные парами атомов щелочных металлов

На рис. 1а показана фотография наночайки, изготовленной из технического сапфира, с клиновидной толщиной зазора между внутренними поверхностями окон. Наночайка имеет также отросток-резервуар, который заполнен Cs, Rb, K или Na. Температура отростка-резервуара 115–120 °С в случае паров атомов Cs или Rb, и около 150 °С в случае использования паров атомов K (дополнительные детали конструкции наночайки см. в работах [20, 21]). Толщина клиновидного зазора, которая определяет

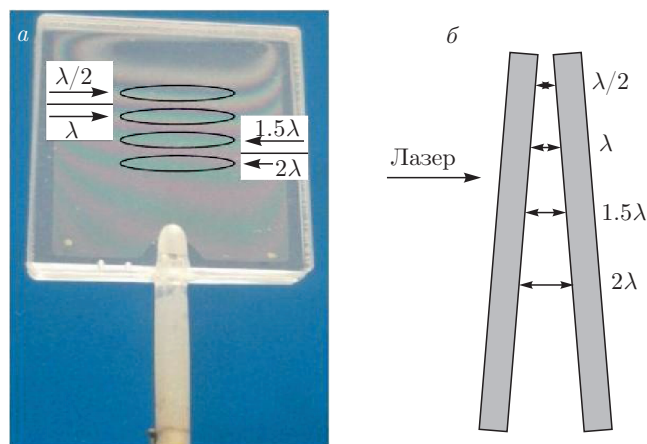


Рис. 1. а) Фотография наночайки, изготовленной из технического сапфира с клиновидной толщиной зазора между внутренними поверхностями окон. Наночайка имеет также отросток-резервуар, который заполнен Cs, Rb, K или Na. Области зазора с толщинами $L = \lambda/2, \lambda, 1.5\lambda, 2\lambda$ условно показаны овалами для $\lambda = 780$ нм. Видны интерференционные полосы, образующиеся при отражении света от внутренних поверхностей окон. б) Схематическое изображение клиновидного зазора (размеры не в масштабе)

толщину столба паров, плавно варьировалась в интервале 30–3000 нм. Область минимальной толщины (30 нм для приведенной наночайки) расположена в самой верхней части и визуально выглядит прозрачной. Такая конструкция наночайки удобна для изучения эффекта КСД и его коллапса. При вертикальном перемещении наночайки лазерное излучение проходит через столб паров атомов разной толщины. Толщина зазора определялась по методике, приведенной в работе [22]. Там же показано, что при нормальном падении лазерного излучения отраженное излучение состоит из трех пучков (оба окна наночайки клиновидные): отраженный пучок от первого окна с коэффициентом R_1 , второй пучок с коэффициентом R_2 , формируемый отражением от двух внутренних поверхностей окон наночайки, и третий пучок от второго окна с коэффициентом R_3 . При толщинах $L = \lambda/2, \lambda, 1.5\lambda, 2\lambda$ (которые на рис. 1а условно показаны овалами) и т. д. вследствие деструктивной интерференции от двух внутренних поверхностей величина $R_2 = 0$, что упрощает определение толщины L .

Следует отметить, что, несмотря на наличие изготовленной наночайки, заполненной Na (конструкция которой аналогична конструкции наночайек, заполненных Cs, Rb и K), эффект КСД и его коллапс в работе исследовался только теоретически по причине, приведенной ниже.

2.2. Экспериментальная установка

Схема эксперимента аналогична приведенной в работе [18]. Использовалось излучение плавно перестраиваемого непрерывного диодного лазера с внешним резонатором (ECDL, выпускаемый под торговой маркой VitaWave; детали конструкции и работы лазера приведены в работе [23]), спектральная ширина линии примерно 1 МГц. В случае использования наноячейки, заполненной парами атомов Cs, центральная длина волны излучения лазера, вблизи которой происходило сканирование, составляла $\lambda = 895$ нм (центральная частота лазера резонансна с частотой D_1 -линии Cs). В случае использования наноячейки, заполненной парами Rb, центральная длина волны излучения лазера, вблизи которой происходило сканирование, составляла $\lambda = 780$ нм (частота лазера резонансна с частотой D_2 -линии Rb) или $\lambda = 795$ нм (частота лазера резонансна с частотой D_1 -линии Rb). В случае использования наноячейки, заполненной парами калия, центральная длина волны излучения лазера, вблизи которой происходило сканирование, составляла $\lambda = 770$ нм (центральная частота лазера резонансна с частотой D_1 -линии K). Излучение лазера направлялось перпендикулярно окнам наноячейки и измерялось поглощение (в ряде случаев и резонансная флуоресценция) паров атомов при сканировании в окрестности резонансной частоты. Для этого в печи для нагрева наноячейки было три отверстия: два отверстия для пропускания лазерного излучения и одно боковое отверстие для регистрации флуоресценции вбок. Оптическое излучение регистрировалось фотодиодами ФД-24К, сигналы с которых усиливались и подавались на четырехканальный цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B. Для селекции сигналов пропускания (поглощения) и флуоресценции использовался интерференционный фильтр со спектральной шириной пропускания 10 нм на соответствующей длине волны. Для формирования частотного репера небольшая часть лазерного излучения направлялась на ячейку обычной длины (примерно 3 см), которая находилась при комнатной температуре, где и осуществлялась схема «насыщения поглощения» (НП) [7].

2.3. Экспериментальные результаты и их обсуждение; спектры поглощения паров

На рис. 2а показаны экспериментальные спектры поглощения паров атомов цезия, D_1 -линии, при сканировании частоты лазера в окрестности атомного

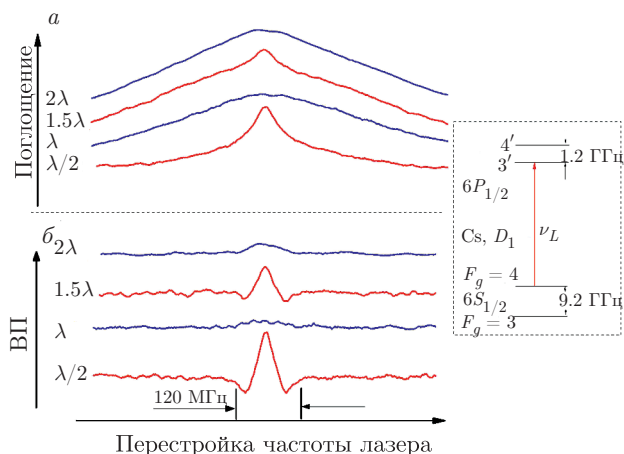


Рис. 2. а) Экспериментальные спектры поглощения паров Cs, D_1 -линии, частота лазера сканируется по переходу $4 \rightarrow 3'$, толщина L возрастает (снизу вверх) от $\lambda/2$ (447.5 нм) до 2λ (1790 нм) с шагом $\lambda/2$, $\lambda = 895$ нм. б) Спектры ВП экспериментальных спектров поглощения. Здесь и далее спектры ВП для удобства инвертированы. Эффект КСД хорошо виден при толщинах зазора $L = \lambda/2$ и 1.5λ . Уширение спектра поглощения (т. е. коллапс когерентного сужения) наблюдается при $L = \lambda$ и 2λ

перехода $F_g = 4 \rightarrow 3'$ (штрихом отмечены верхние уровни). Диаграмма атомных уровней приведена на вставке рис. 2. Мощность лазера 2 мкВт. Толщина зазора L возрастает (снизу вверх) от $\lambda/2$ (447.5 нм) до 2λ (1790 нм) с шагом $\lambda/2$. Эффект КСД хорошо виден при толщинах зазора $L = \lambda/2$ и 1.5λ : при $L = \lambda/2$ спектральная ширина наименьшая и составляет 75–80 МГц, в то время как при $L = 1.5\lambda$ сужение спектра происходит при наличии возрастающего широкого доплеровского пьедестала, который при дальнейшем увеличении толщины L будет все ближе приближаться к доплеровски уширенному спектру поглощения в обычной ячейке. Коллапс КСД наблюдается при толщинах $L = \lambda$ и 2λ . При $L = \lambda$ спектральная ширина спектра поглощения составляет примерно 300 МГц, что все еще меньше ширины доплеровски уширенного спектра поглощения в обычной ячейке (≈ 400 МГц). Ширина спектра при толщине $L = \lambda/2$ в четыре раза меньше ширины спектра при $L = \lambda$. Профиль линии поглощения при $L = \lambda/2$ аппроксимируется фойгтовой кривой. Важно отметить, что форма спектров поглощения при толщинах от $\lambda/2$ до 2λ , приведенных на рис. 2а, практически остаются такими же при изменении их толщины в пределах ± 50 нм. На рис. 2б приведены спектры ВП экспериментальных спектров поглощения. В спектрах ВП эффект когерентного сужения Дике и его коллапс выражен ярче по той причине,

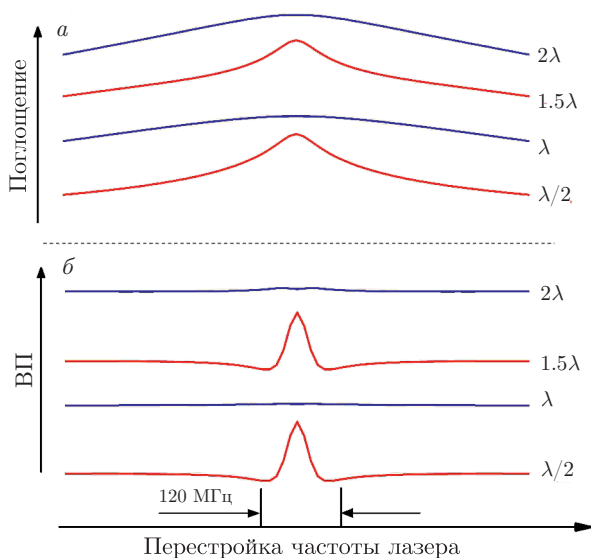


Рис. 3. а) Расчетные спектры поглощения паров Cs, D_1 -линии. Частота Раби $\Omega/2\pi = 0.05$ МГц. б) Спектры ВП расчетных кривых поглощения

что сама величина ВП сильно зависит от спектральной ширины исходного спектра.

На рис. 3а показаны расчетные спектры поглощения паров атомов цезия, D_1 -линии, при сканировании частоты лазера в окрестности атомного перехода $4 \rightarrow 3'$. Спектр поглощения рассчитывается численным интегрированием системы уравнений для элементов матрицы плотности с последующим усреднением по ансамблю распределения атомных скоростей, которое предполагается максвелловским [24]. Теоретическая модель и используемые формулы приведены в работах [11, 12, 25]. В модели используются следующие основные допущения: плотность числа атомов предполагается малой и межатомными столкновениями пренебрегаем; столкновения атомов со стенками ячейки носят неупругий характер, т. е. атомы после столкновений полностью теряют оптическое возбуждение (столкновительная ширина атомов со стенками наноячейки ~ 10 МГц). Тепловая скорость атомов Cs $v_T = 200$ м/с, доплеровская ширина 400 МГц (полная ширина на полувысоте). Интенсивность лазерного излучения мала (частота Раби $\Omega/2\pi = 0.05$ МГц), так что эффектом оптической накачки можно пренебречь, радиационная ширина $\Gamma_N/2\pi = \gamma_N \approx 4.6$ МГц [26]. В расчетах учитывается также влияние на спектр поглощения эффекта отражения излучения от плоскопараллельных окон наноячейки, которая ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо [11]. На рис. 3б приведены вторые производные расчетных спектров

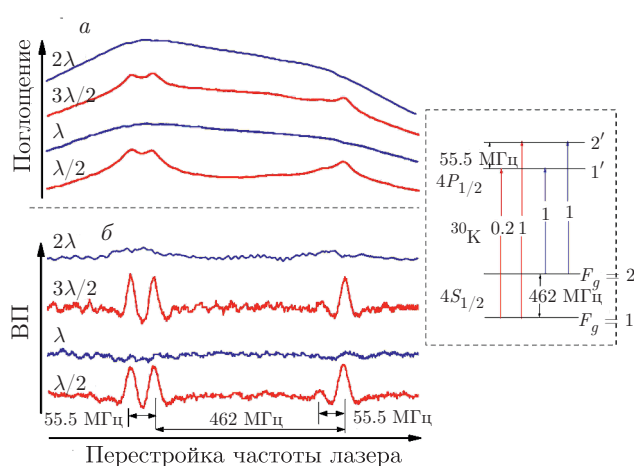


Рис. 4. а) Экспериментальные спектры поглощения паров ^{39}K , D_1 -линии, частота лазера сканируется по переходам $1, 2 \rightarrow 1', 2'$, L возрастает (снизу вверх) от $\lambda/2$ до 2λ с шагом $\lambda/2$, $\lambda = 770$ нм. б) Спектры ВП экспериментальных кривых поглощения. Эффект КСД отчетливо виден при толщинах зазора $L = \lambda/2$ и 1.5λ . Уширение спектра поглощения (т. е. коллапс когерентного сужения) наблюдается при $L = \lambda$ и 2λ

поглощения; наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории.

На рис. 4а показаны экспериментальные спектры поглощения паров атомов калия, D_1 -линии, при сканировании частоты лазера в окрестности атомных переходов $1, 2 \rightarrow 1', 2'$. Диаграмма атомных уровней приведена на вставке рис. 4 (здесь и ниже, вероятности нормированы на величину самого сильного перехода в группе, которая принята за единицу). Отметим, что несмотря на большую величину доплеровского уширения (≈ 900 МГц при рабочей температуре наноячейки 150°C) при толщине $L = \lambda/2$ четыре атомных перехода частично спектрально разрешены. Эффект КСД хорошо виден при толщинах зазора $L = \lambda/2 = 350$ нм и $L = 1.5\lambda = 1155$ нм, а коллапс эффекта наблюдается при толщинах $L = \lambda$ и 2λ . При наличии в спектре поглощения нескольких атомных переходов спектры ВП (рис. 4б) очень информативны: 1) в этом случае все четыре атомных перехода полностью разрешены; 2) частотные интервалы между верхними (55.5 МГц) и нижними (462 МГц) уровнями сверхтонкой структуры атомов ^{39}K правильно передаются; 3) относительные вероятности всех четырех атомных переходов правильно отображаются амплитудами ВП. Поэтому эти спектры могут служить частотным репером для атомных переходов. Основные преимущества такого репера по сравнению с широко распространенным ре-

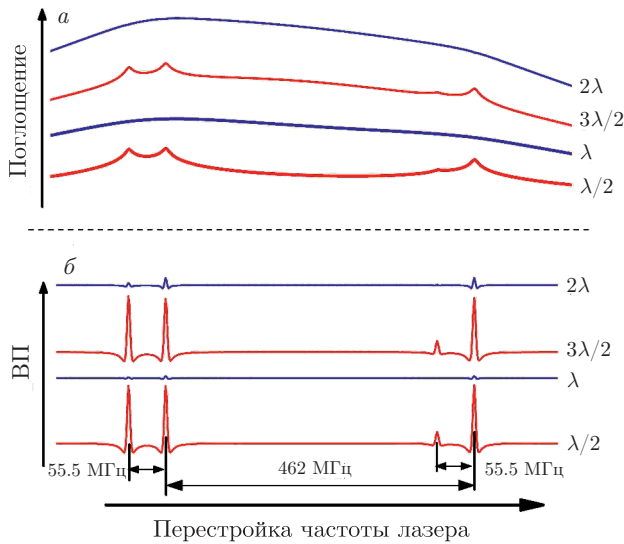


Рис. 5. а) Расчетные спектры поглощения паров ^{39}K , D_1 -линии. б) Спектры ВП расчетных кривых поглощения. Наблюдается хорошее согласие с экспериментом

пером на основе техники НП следующие: а) простота формирования репера, поскольку не требуется осуществления геометрии встречных лучей, необходимого для реализации метода НП; б) примерно на два порядка меньшее значение требуемой мощности лазера, чем это необходимо для метода НП; в) отсутствие в спектре дополнительных «перекрестных» («crossover») резонансов; г) соответствие амплитуд атомных резонансов в спектре вероятностям их переходов [18].

На рис. 5а показаны расчетные спектры поглощения паров атомов ^{39}K , D_1 -линии, радиационная ширина $\gamma_N \approx 6$ МГц. На рис. 5б приведены соответствующие спектры ВП кривых, приведенных на рис. 5а. Видно, что наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории.

На рис. 6а показаны экспериментальные спектры поглощения паров атомов Rb, D_2 -линии, при сканировании частоты лазера в окрестности атомных переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4'$. Диаграмма атомных уровней приведена на вставке рис. 6. Толщина зазора L возрастает (снизу вверх) от $\lambda/2$ (390 нм) до 3.5λ (2730 нм) с шагом $\lambda/2$. При толщине $L = \lambda/2$ три атомных перехода спектрально частично разрешены. В этом случае применение метода ВП (кривые приведены на рис. 6б) является очень продуктивным: 1) в этом случае все три атомных перехода полностью разрешены; 2) частотные интервалы между атомными переходами (63 и 121 МГц) правильно отображаются; 3) относительные вероятно-

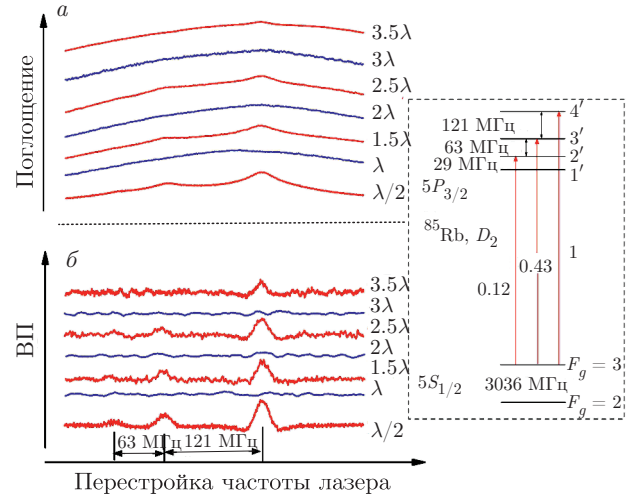


Рис. 6. а) Экспериментальные спектры поглощения паров Rb, D_2 -линии, частота лазера сканируется по переходам $3 \rightarrow 2', 3', 4'$, диаграмма уровней Rb приведена на вставке, L возрастает (снизу вверх) от $\lambda/2$ (390 нм) до 3.5λ (2730 нм) с шагом $\lambda/2$. б) Спектры ВП экспериментальных кривых поглощения. Эффект КСД отчетливо виден при толщинах $L = \lambda/2, 1.5\lambda, 2.5\lambda, 3.5\lambda$, коллапс КСД наблюдается при $L = n\lambda$, где $n = 1, 2, 3$

сти всех трех атомных переходов правильно передаются амплитудами ВП. Важно отметить, что эффект когерентного сужения Дике при толщине зазора $L = 3.5\lambda$ и его коллапс при толщине зазора $L = 3\lambda$ на спектрах поглощения, приведенных на рис. 6а, слабо выражен, в то время как на спектрах ВП рис. 6б эти эффекты выражены четко. На рис. 7а показаны расчетные спектры поглощения паров атомов Rb, D_2 -линии, с учетом параметров эксперимента, $\gamma_N \approx 6$ МГц. На рис. 7б приведены спектры ВП расчетных кривых. Видно, что наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории.

Заметим, что в работе [5] теоретически рассчитаны спектры поглощения атомов Cs при толщине $L = 5.5\lambda$, когда должен проявляться эффект когерентного сужения Дике и его коллапс при толщине зазора $L = 5\lambda$. Чтобы эффект был заметен, авторы сильно увеличивают ту часть спектра, где он должен быть виден, тем не менее эффект виден слабо, в то время как при использовании метода ВП он будет заметен четко.

Среди атомов щелочных металлов (за исключением Li) наибольшую доплеровскую ширину приблизительно 1500 МГц имеют атомные переходы Na. На рис. 8а приведены расчетные спектры поглощения паров атомов натрия, D_2 -линии ($\lambda = 589$ нм), при сканировании частоты лазера в окрестности

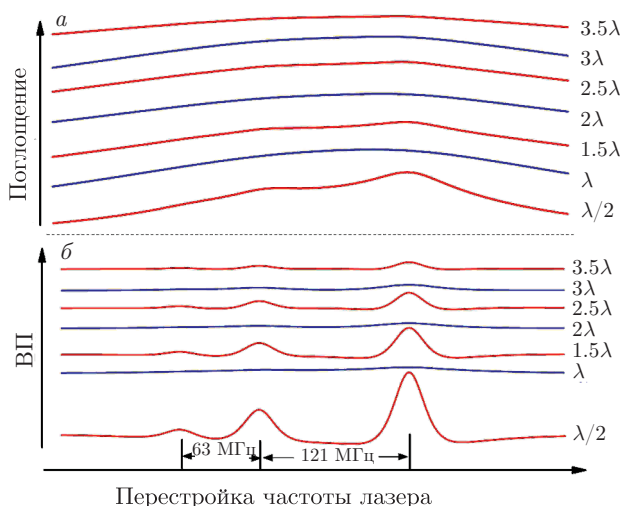


Рис. 7. а) Расчетные спектры поглощения паров атомов Rb, D_2 -линии. б) Спектры ВП расчетных кривых. Эффект КСД отчетливо виден при толщинах зазора $L = \lambda/2, 1.5\lambda, 2.5\lambda, 3.5\lambda$, коллапс когерентного сужения наблюдается при $L = n\lambda$, где $n = 1, 2, 3$

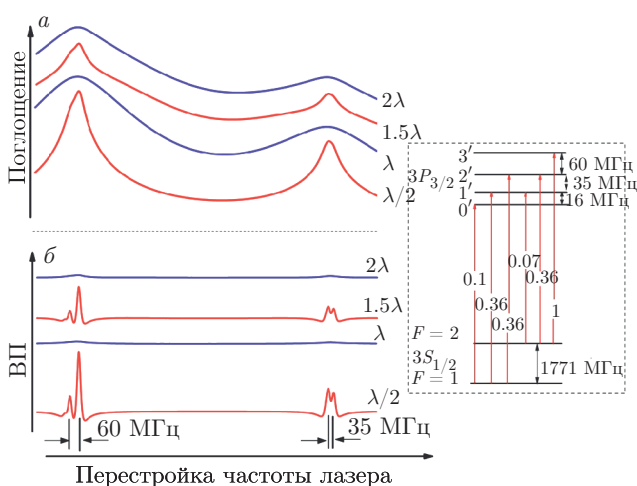


Рис. 8. а) Расчетные спектры поглощения паров атомов D_2 -линии Na, частоты лазера сканируются по переходам $1, 2 \rightarrow 0', 1', 2', 3'$, диаграмма уровней приведена на вставке. Толщина зазора L возрастает (снизу вверх) от $\lambda/2$ (294.5 нм) до 2λ (1178 нм) с шагом $\lambda/2$. б) Спектры ВП расчетных кривых; эффект КСД проявляется при толщинах зазора $L = \lambda/2$ и 1.5λ , коллапс эффекта КСД проявляется при толщинах $L = \lambda$ и 2λ . Несмотря на большую доплеровскую ширину приблизительно 1500 МГц, в спектре ВП спектрально разрешены четыре атомных перехода

атомных переходов $1, 2 \rightarrow 0', 1', 2', 3'$. Диаграмма атомных уровней Na приведена на вставке рис. 8. Толщина зазора L возрастает (снизу вверх) от $\lambda/2$ (294.5 нм) до 2λ (1178 нм) с шагом $\lambda/2$, частота Раби

$\Omega = 0.05$ МГц, радиационная ширина $\gamma_N \approx 9.8$ МГц [26], тепловая скорость $v_T = 550$ м/с. Эффект КСД проявляется при толщинах зазора $L = \lambda/2$ и 1.5λ . На рис. 8б приведены спектры ВП кривых, приведенных на рис. 8а. В спектрах ВП эффект КСД и его коллапс в парах атомов Na выражен ярче, чем для его спектров поглощения. Заметим, что, несмотря на большую доплеровскую ширину и малые частотные расстояния между атомными переходами, из шести атомных переходов в спектрах ВП четыре перехода Na (которые имеют наибольшие вероятности, показанные на диаграмме) спектрально разрешены. Нами была изготовлена наноячейка, заполненная Na, с клиновидным зазором: толщина плавно варьировалась в интервале 30–3000 нм. К сожалению, формирование узкополосного лазерного излучения вблизи $D_{1,2}$ -линии Na (589 нм–590 нм) является непросто технической задачей (диодных лазеров в этом диапазоне не существует), поэтому пока приходится ограничиться теоретическими кривыми.

2.4. Экспериментальные результаты и их обсуждение; спектр флуоресценции паров

В работах [12, 15, 25, 27] было показано, что эффект КСД и его коллапс в парах атомов имеет место только для резонансного поглощения и отсутствует в резонансной флуоресценции. На рис. 9а приведены экспериментальные спектры резонансной флуоресценции наноячейки, заполненной атомами Rb (атомы ^{85}Rb и ^{87}Rb) для линии D_1 при толщинах от $L = \lambda/2$ (397.5 нм) до $L = 2\lambda$ (1590 нм) с шагом $\lambda/2$. Сканирование частоты лазера осуществляется в окрестности атомных переходов ^{87}Rb $1, 2 \rightarrow 1', 2'$ и ^{85}Rb $2, 3 \rightarrow 2', 3'$. Как видно, с увеличением L происходит плавное возрастание ширины спектра, при этом пиковая амплитуда флуоресценции растет почти линейно с увеличением толщины. В работе [22] на рис. 6 показаны экспериментальные спектры поглощения паров атомов Rb, заключенных в наноячейку, при сканировании частоты лазера в окрестности D_1 -линии. Там же отчетливо виден эффект КСД и его коллапс.

В работе [27] с помощью теоретической модели, основанной на оптических уравнениях Блоха для двухуровневой системы, получены теоретические кривые, приведенные на рис. 6б и рис. 7б соответственно для спектров поглощения и флуоресценции паров атомов. Толщина паров L изменялась в интервале от $\lambda/2$ до 3λ с шагом $\lambda/2$. В то время как на рис. 6б в работе [27] эффект КСД и его коллапс отчетливо проявляется, на рис. 7б спект-

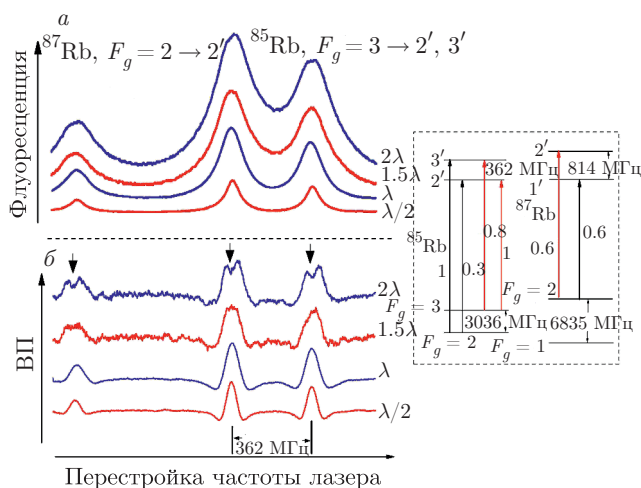


Рис. 9. а) Экспериментальные спектры резонансной флуоресценции атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb для линии D_1 при толщинах от $L = \lambda/2$ (397.5 нм) до $L = 2\lambda$ (1590 нм) с шагом $\lambda/2$, мощность лазера 1 мВт, сканирование частоты лазера по переходам ^{87}Rb $1, 2 \rightarrow 1', 2'$ и по переходам ^{85}Rb $2, 3 \rightarrow 2', 3'$. б) Спектры ВП экспериментальных кривых при $L = 2\lambda$ (1590 нм). В спектре ВП наблюдаются VSOP-пики уменьшенной флуоресценции (отмечены стрелками), обусловленные процессом оптической накачки

ральные кривые показывают монотонное увеличение амплитуды флуоресценции, что хорошо согласуется с экспериментальными кривыми, приведенными на рис. 9а настоящей работы.

На рис. 9б представлены спектры ВП экспериментальных кривых, приведенных на рис. 9а. При толщине $L = 2\lambda$ (1590 нм) в спектре ВП для атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb наблюдаются VSOP-пики уменьшенной флуоресценции (отмечены стрелками), что свидетельствует о протекании процесса оптической накачки [7], эффективность η которой описывается выражением [12]

$$\eta \sim \frac{\Omega^2 \gamma_N t}{(\Delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 + \Gamma^2}, \quad (1)$$

где t — время взаимодействия лазерного излучения с атомом, Δ — частотная расстройка от резонанса, Γ — сумма однородных и неоднородных уширений, Ω — частота Раби, \mathbf{k} — волновой вектор, \mathbf{v} — скорость атома. Из (1) видно, что чем больше время взаимодействия t атома с лазером, тем выше эффективность оптической накачки. С увеличением толщины зазора время t растет, что приводит к возникновению VSOP-резонансов в спектре флуоресценции и регистрируется в спектре ВП. Как отмечалось во Введении, VSOP-резонансы формируются атомами, которые распространяются парал-

лельно окнам ячейки (для них $\mathbf{v} \perp \mathbf{k}$), поскольку время взаимодействия с лазерным пучком для таких атомов больше, чем для атомов, которые летят в направлении распространения лазерного излучения. Поскольку такие атомы распространяются перпендикулярно направлению лазера, доплеровский сдвиг $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$ и VSOP-резонансы расположены точно на атомных переходах. Спектр ВП показывает наличие процесса оптической накачки и в спектрах поглощения наноячейки при увеличении интенсивности лазера до 100 мВт/см², т.е. при увеличении частоты Раби, см. формулу (1). Следовательно, метод ВП позволяет получить дополнительную важную информацию, которая не проявляется явно в исходных спектрах.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально и теоретически исследован эффект когерентного сужения Дике спектра поглощения, который происходит в столбе паров атомов щелочных металлов при толщинах $L = (2n + 1)\lambda/2$ (где n — целое число). Наибольшее сужение имеет место при $L = \lambda/2$, где λ — длина волны лазерного излучения, резонансного с атомным переходом щелочного металла ($D_{1,2}$ -линии). Для обработки спектров применен метод второй производной спектров поглощения и флуоресценции, что дает дополнительную и важную информацию о процессах сужения Дике и его коллапсе. В эксперименте использовались оптические наноячейки, имеющие клиновидный зазор между внутренними поверхностями окон и заполненные металлическим Rb, Cs и K. Толщина клиновидного зазора, которая определяет толщину столба паров, плавно варьировалась в интервале 30–3000 нм. Длины волн используемых четырех непрерывных, плавно перестраиваемых (вблизи $D_{1,2}$ -линий отмеченных выше атомов) узкополосных диодных лазеров находились в интервале 770–895 нм, что позволяло варьировать в эксперименте отношение $L/\lambda = 0.5$ –3.5. Отметим, что для атомов Na, D_2 -линии, приведены только теоретические расчеты для эффекта КСД и его коллапса. Уширение спектра поглощения (т.е. коллапс сужения) происходит при толщинах столба паров атомов $L = n\lambda$. Спектры ВП позволяют четко выявить эффект когерентного сужения Дике спектра поглощения паров атомов Rb даже при большой толщине $L = 3.5\lambda$. При толщинах $\lambda/2, 1.5\lambda$ и 2.5λ в спектрах ВП полностью разрешаются все атомные переходы, скрытые даже под большим доплеровским уши-

рением 1000–1500 МГц. При этом корректно отображаются частотные интервалы (которые в десятки раз меньших доплеровского уширения) между атомными переходами сверхтонкой структуры. Кроме того, спектры ВП правильно показывают относительные вероятности атомных переходов. Поэтому такие спектры могут служить частотным репером для атомных переходов. Основные преимущества такого репера по сравнению с репером на основе техники насыщенного поглощения отмечено выше и в работе [18]. Заметим, что отклонение толщин от точных значений величин $\lambda/2$, 1.5λ и 2.5λ на ± 50 нм слабо сказывается на эффекте КСД, что удобно для его практических применений. Применение спектров ВП особенно плодотворно в случае наличия в спектре большого количества близко расположенных атомных переходов, которые формируются во внешних магнитных полях [18]. В той же работе показана возможность определения изотопического состава паров атомов металла. Недавно изготовленные стеклянные наночастицы [28], которые дешевле и проще в изготовлении, чем наночастицы из технического сапфира, помогут сделать метод ВП доступным широкому кругу исследователей.

В спектре ВП резонансной флуоресценции паров атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb при толщинах $L \approx 2\lambda$ появляется дополнительная важная информация: регистрируются узкие VSOP-резонансы, обусловленные оптической накачкой, которые не проявляются в исходных спектрах флуоресценции.

Теоретическая модель хорошо описывает приведенные выше экспериментальные результаты.

Благодарности. Авторы благодарят К. Леруа, Е. Пашаян-Леруа и Э. Клингера за полезные обсуждения.

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке Министерства образования, науки, культуры и спорта Республики Армения в рамках научных проектов №№ 18T-1CO 18, 19YR-1C017.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. S. Glassner, B. Ai, and R. J. Knize, *Opt. Lett.* **19**, 2071 (1994).
2. B. Ai, D. S. Glassner, R. J. Knize, and J. P. Partanen, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 951 (1994).
3. T. A. Vartanyan and D. L. Lin, *Phys. Rev. A* **51**, 1959 (1995).
4. S. Briaudeau, D. Bloch, and M. Ducloy, *Europhys. Lett.* **35**, 337 (1996).
5. S. Briaudeau, S. Saltiel, G. Nienhuis, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **57**, R3169 (1998).
6. S. Briaudeau, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **59**, 3723 (1999).
7. W. Demtroder, *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, Springer (2013).
8. K. Fukuda, A. Toriyama, A. Izmailov, and M. Tachikawa, *Appl. Phys. B* **80**, 503 (2005).
9. S. Dey, B. Ray, P. N. Ghosh, S. Cartaleva, and D. Slavov, *Opt. Comm.* **356**, 378 (2015).
10. D. Sarkisyan, D. Bloch, A. Papoyan, and M. Ducloy, *Opt. Comm.* **200**, 201 (2001).
11. G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, and M. Ducloy, *J. Opt. Soc. Amer. B* **20**, 793 (2003).
12. Г. Никогосян, Д. Саркисян, Ю. Малакян, *Опт. ж.* **71**, 45 (2004).
13. D. Sarkisyan, T. Becker, A. Papoyan, P. Thoumany, and H. Walther, *Appl. Phys. B* **76**, 625 (2003).
14. G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saltiel, A. Papoyan, D. Sarkisyan, D. Bloch, and M. Ducloy, *Europhys. Lett.* **63**, 35 (2003).
15. D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, A. Sarkisyan, Yu. Malakyan, A. Papoyan, A. Lezama, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **69**, 065802 (2004).
16. А. Саргсян, А. Амирян, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **155**, 396 (2019).
17. T. Peyrot, Y. R. P. Sortais, J. -J. Greffet, A. Browaeys, A. Sargsyan, J. Keaveney, I. G. Hughes, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 113401 (2019).
18. А. Саргсян, А. Амирян, Y. Pashanyan-Leroy, C. Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **44**, 5533 (2019).
19. G. Talsky, *Derivative Spectrophotometry*, Wiley-VCH (1994).
20. J. Keaveney, I. G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 233001 (2012).
21. А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Ю. Малакян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 549 (2015).
22. А. Саргсян, А. Амирян, С. Карталева, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **152**, 54 (2017).

23. V. V. Vassiliev, S. A. Zibrov, and V. L. Velichansky, *Rev. Sci. Instr.* **77**, 013102 (2006).
24. P. Todorov and D. Bloch, *J. Chem. Phys.* **147**, 194202 (2017).
25. A. Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, and D. Sarkisyan, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **49**, 075001 (2016).
26. M. A. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D. J. Whiting, C. S. Adams, and I. G. Hughes, *Comput. Phys. Comm.* **189**, 162 (2015).
27. S. Cartaleva S. Saltiel, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, D. Slavov, P. Todorov, and K. Vaseva, *J. Opt. Soc. Amer. B* **26**, 1999 (2009).
28. T. Peyrot, C. Beurthe, S. Coumar, M. Roullia, K. Perronet, P. Bonnay, C. S. Adams, A. Browaeys, and Y. R. P. Sortais, *Opt. Lett.* **44**, 1940 (2019).