

СУБДОПЛЕРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АТОМАРНЫХ ПАРОВ Cs В НАНОЯЧЕЙКЕ ТОЛЩИНОЙ 400 нм ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

А. Саргсян^{a*}, Р. Момье^{a,b}, А. Папоян^a, Д. Саркисян^a

^a Институт физических исследований Национальной академии наук Армении
0203, Аштарак, Армения

^b Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne,
UMR CNRS 6303, Université Bourgogne – Franche-Comté
21000, Dijon, France

Поступила в редакцию 28 апреля 2021 г.,
после переработки 10 июня 2021 г.
Принята к публикации 10 июня 2021 г.

Экспериментально исследованы субдоплеровские спектры поглощения и флуоресценции на частотах атомных переходов D_1 - и D_2 -линий в парах Cs, заключенных в наноячейку (NC) толщиной $L \sim 400$ нм, при температуре близкой к комнатной. Показано, что с уменьшением температуры NC до 35°C происходит сужение линий поглощения до величин, в 6 раз меньших доплеровской ширины. Это позволило измерить сильное уширение спектра, вызванное лазерным полем. Высокий порог по интенсивности для процесса оптической накачки (ограничивающего интенсивность флуоресценции в ячейках сантиметровой длины) при использовании мощности лазера в несколько мВт позволило зарегистрировать спектры флуоресценции при температуре 20°C , что делает возможным создание маркера частот переходов в области $D_{1,2}$ -линий на основе NC при комнатной температуре. Проведено сравнение с широко используемым маркером на основе техники насыщенного поглощения.

DOI: 10.31857/S0044451021100047

1. ВВЕДЕНИЕ

Для практических применений ячеек с парами атомов щелочного металла важна их миниатюризация и, следовательно, актуально исследование оптических процессов в тонких ячейках [1, 2]. В работе [3] была использована ячейка с парами атомов Rb с объемом в несколько мм³, что позволило поместить ячейку в середину отверстия внутри постоянного сильного магнита, что, в свою очередь, позволило сформировать магнитные поля ≈ 6 кГс и разработать эффективный оптический изолятор на длине волны 780 нм. В последние годы активно применяются оптические ячейки микронной и субмикронной толщины (последние называются также наноячейками — nanocell, NC). В работах [4–8] было показано, что при толщине NC $L = \lambda/2$, где λ — длина вол-

ны лазерного излучения, частота которого резонансна с частотой атомного перехода в спектре пропускания (поглощения) NC, происходит сужение спектра. Формирование внутридоплеровского резонанса в спектре пропускания происходит из-за того, что время взаимодействия излучения с атомами, пролетающими со скоростью v перпендикулярно лазерному пучку (для этих атомов доплеровский сдвиг отсутствует), равно $\tau_1 = d/v$, где d — диаметр лазерного пучка, в то время как время взаимодействия для атомов, пролетающих параллельно лазерному пучку, равно $\tau_2 = L/v$. В случае наноячеек $d/L \sim 1000$, поэтому $\tau_1 \gg \tau_2$. Важным обстоятельством является также влияние на спектр поглощения эффекта отражения излучения от плоскопараллельных окон NC, которая ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо [5]. Если на толщине NC укладывается целое число λ , то ширина атомной линии определяется доплеровским уширением. Если же на толщине NC укладывается полуцелое число λ , то формируется субдоплеровский резонанс [8]. Поведение

* E-mail: sarmeno@mail.ru

резонансной флуоресценции сильно отличается от осцилляционного поведения поглощения в зависимости от L : при толщине NC $L = \lambda/2$ спектральная ширина флуоресценции в 1.5 раза уже спектральной ширины поглощения, и с увеличением L спектральная ширина флуоресценции монотонно возрастает до доплеровской ширины при $L \approx 5\lambda$, при этом амплитуда возрастает почти линейно с ростом L [9]. В работе [7] было продемонстрировано, что на основе NC с толщиной столба паров атомов Rb, Cs или K порядка 400 нм возможно создание удобных маркеров для частот (МЧ) атомных переходов; однако при этом необходимо, чтобы Т-образная NC находилась в специальной печи с независимым нагревом отростка-резервуара, заполненного соответствующим металлом, до температуры 110–140 °С (в зависимости от металла) и с независимым нагревом окон NC с температурой на 20 °С выше, чем на отростке (буферный газ не добавлялся).

В настоящей работе использованы чувствительные фотоприемники. 1. Сигнал пропускания через NC измерялся с использованием самодельного чувствительного фотоприемника на основе PIN-фотодиода ВРW34 с площадью сенсора 7.5 мм². Использовался фотогальванический режим работы фотодиода, линейное преобразование фототока в напряжение осуществлялось с помощью однокаскадного трансимпедансного усилителя на основе микросхемы операционного усилителя. 2. Сигнал флуоресценции от NC регистрировался с помощью фотоприемника ФД-24 К с площадью сенсора 75 мм² с использованием операционного усилителя тока, интегральная токовая фоточувствительность составляла 0.2–0.3 мкА/(нВт/см²). Это позволило зарегистрировать спектры поглощения паров атомов Cs при температуре NC вблизи 30 °С, а спектры флуоресценции — при комнатной температуре ~ 20 °С. Уменьшение температуры приводит к уменьшению ширины остаточного доплеровского уширения, что позволяет формировать более узкий резонанс в спектре, таким образом давая возможность измерения уширения спектра, вызванного сильным лазерным полем. Показано, что спектры флуоресценции, формируемые при комнатной температуре, удобно использовать в качестве МЧ атомных переходов $D_{1,2}$ -линий атома Cs. Проведено сравнение с характеристиками широко используемого МЧ атомных переходов на основе метода «насыщенного поглощения» (saturation absorption, SA) [10, 11]. Отсутствие печки для нагрева NC существенно уменьшает габариты устройства и упрощает его работу, что также важно для практических применений.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки достаточно проста. Для регистрации спектров поглощения и флуоресценции атомных переходов используется NC с окнами из технического сапфира, фотография которой показана в верхнем левом углу рис. 1. Толщина столба паров Cs в направлении лазерного излучения составляла $L = \lambda_1/2 = 426$ нм или $L = \lambda_2/2 = 448$ нм, где $\lambda_1 = 852$ нм и $\lambda_2 = 895$ нм — резонансные длины волн D_2 - и D_1 -линий атома Cs. Эта область отмечена овалом на фотографии NC (область выбрана на краю NC , чтобы при регистрации флуоресценции приемник помещался максимально близко к зоне взаимодействия). Методика определения толщины NC приведена в работе [6]. Излучение 852 нм формировалось лазером «MOGLabs Cateye» и имело спектральную ширину ~ 100 кГц, частота сканировалась по переходам $F_g = 3,4 \rightarrow F_e = 2,3,4,5$ линии D_2 . Излучение 895 нм имело спектральную ширину ~ 1 МГц (лазер ECDL [12]), частота сканировалась по переходам $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3,4$ линии D_1 . Часть излучения направлялась на узел 5 для формирования реперного спектра SA.

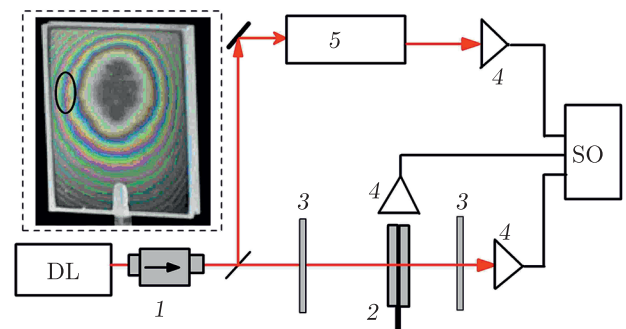


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. DL — диодный лазер $\lambda_1 = 852$ нм или $\lambda_2 = 895$ нм (см. текст), 1 — фарадеевский изолятор, 2 — NC , заполненная Cs, 3 — нейтральные фильтры, 4 — фотоприемники, 5 — узел для формирования реперного спектра SA, SO — осциллограф Tektronix TDS2014B. На вставке — фотография NC , интерференционные полосы образуются при отражении света от внутренних поверхностей окон, изготовленных из технического сапфира; овалом отмечена область с толщинами $L = \lambda_1/2 = 426$ нм и $L = \lambda_2/2 = 448$ нм

2.2. Экспериментальные результаты

2.2.1. Исследование переходов D_1 -линии

На рис. 2а приведены спектры пропускания NC толщиной $L = \lambda_2/2 = 448$ нм на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ линии D_1 при разных температурах (в ряде случаев NC нагревалась, на рис. 1 печь не показана). Диаметр лазерного пучка 1 мм, $P_L = 4$ мВт. Красные кривые — результаты эксперимента, синие кривые — расчетные спектры (детали расчетных спектров приведены в разд. 3). С уменьшением температуры происходит уменьшение остаточного доплеровского уширения и сужение спектров пропускания, что позволяет, в частности, регистрировать полевое уширение, обусловленное лазерной интенсивностью. На вставке рис. 2а показаны спектры пропускания на переходе $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ при температуре 65°C в случаях мощности лазера 3 мВт и 8 мВт; полная ширина на полувысоте (ПШПВ) составляет 70 МГц и 130 МГц соответственно. Отметим важную особенность применения NC. Как показано в работе [13], лазерная интенсивность, необходимая для протекания эффектов насыщения (например, для эффекта оптической накачки (ОР — optical pumping) [11]), на три порядка выше, чем в обычной ячейке сантиметровой длины. Поэтому, несмотря на большую интенсивность ≈ 800 мВт/см², пиковые пропускания (поглощения) при 3 мВт и 8 мВт практически одинаковы (в ячейке сантиметровой длины поглощение при 8 мВт было бы значительно меньше из-за эффекта ОР, что не позволило бы зарегистрировать столь заметное спектральное уширение).

Поскольку пиковое поглощение в NC при $L \approx 400$ нм мало, формула Бугера–Бера для пикового поглощения записывается просто [11]:

$$\alpha_P = \sigma N_{Cs} L, \quad (1)$$

где $\sigma \sim 10^{-11}$ см² — поперечное сечение резонансного поглощения для атома Cs на переходе $6S \rightarrow 6P$, N_{Cs} — плотность паров Cs (при 85°C $N_{Cs} = 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³ и $\alpha_P \approx 2 \cdot 10^{-3}$). Снижение температуры приводит к уменьшению плотности паров, и при 50°C $N_{Cs} = 4 \cdot 10^{11}$ см⁻³, что соответствует $\alpha_P \approx 1.6 \cdot 10^{-4}$. На рис. 2б приведена зависимость ПШПВ спектров пропускания от плотности паров Cs при $P_L = 4$ мВт; видно, что уменьшение плотности приводит к уменьшению ПШПВ. Диаграмма уровней и переходов D_1 -линии Cs с учетом сверхтонкого расщепления нижних и верхних уровней приведена на верхней вставке рис. 3 (отношение вероятностей переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ и

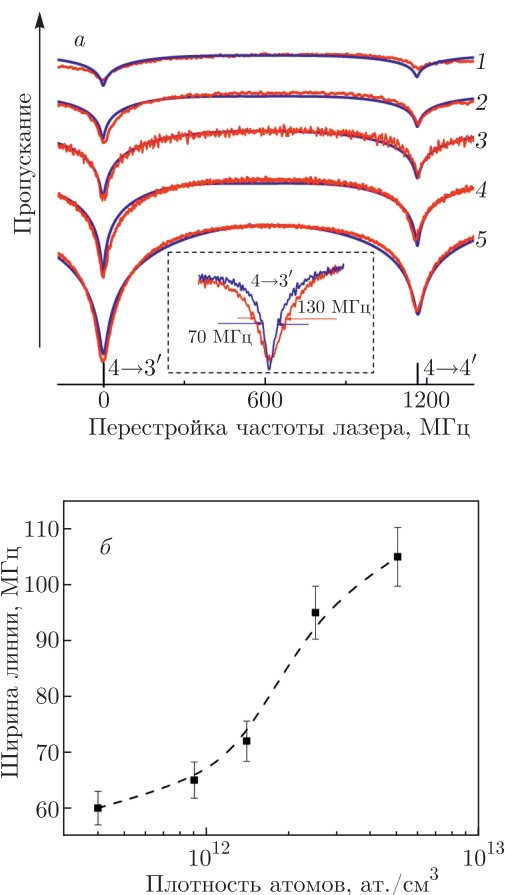


Рис. 2. (В цвете онлайн) а) Спектры пропускания NC $L = 448$ нм на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ линии D_1 при температурах 50°C (1), 58°C (2), 65°C (3), 75°C (4), 85°C (5) и $P_L = 4$ мВт; красные кривые — результаты эксперимента, синие кривые — расчетные спектры. На вставке — спектры пропускания на переходе $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ при 65°C в случае $P_L = 3$ мВт (синяя кривая) и $P_L = 8$ мВт (красная кривая). б) Зависимость ПШПВ переходов в спектре пропускания от плотности паров Cs N_{Cs} при $P_L = 4$ мВт; уменьшение N_{Cs} приводит к уменьшению ширины. При температуре 50°C на отрезке NC температура на окнах 70°C , доплеровская ширина 380 МГц, сужение спектра пропускания в 6.3 раза

$F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$ составляет приблизительно 1.3). Кривая 1 на рис. 3 показывает спектр флуоресценции ячейки Cs длиной $L = 3$ см с шириной линии 350 МГц. Кривая 2 — спектр флуоресценции NC на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ при температуре 70°C и $P_L = 3$ мВт. Отношение амплитуд флуоресценции на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ и $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$, измеренных в эксперименте, $A_{4 \rightarrow 3'}/A_{4 \rightarrow 4'} \approx 1.3$, что указывает на отсутствие процесса ОР [11]. На нижней вставке приведен спектр флуоресценции на переходе $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$, аппроксимированный ло-

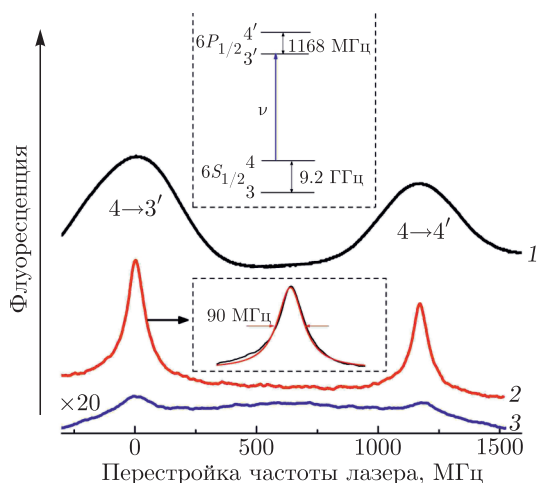


Рис. 3. (В цвете онлайн) Кривая 1 — спектр флуоресценции Cs ячейки $L = 3$ см, кривая 2 — спектр флуоресценции NC на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ при $T = 70^\circ\text{C}$ и $P_L = 3$ мВт, кривая 3 — спектр флуоресценции при $T = 22^\circ\text{C}$. Верхняя вставка — диаграмма переходов D_1 -линии, нижняя вставка — спектр флуоресценции на переходе $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$, аппроксимированный лоренцевским контуром с ПШПВ 90 МГц

ренцевским контуром (ПШПВ 90 МГц), который, как правило, описывает форму линии флуоресценции в NC. Кривая 3 — спектр флуоресценции при температуре 20°C . Отношение амплитуд при $T = 70^\circ\text{C}$ и 20°C

$$A_{4 \rightarrow 3', 70^\circ\text{C}} / A_{4 \rightarrow 3', 20^\circ\text{C}} \approx 60$$

и определяется соотношением плотности паров N_{Cs} при этих температурах, указывая на то, что процесс ОР не протекает.

Важно отметить, что в работе [14] исследовалось низкочастотное крыло флуоресценции на переходе $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ D_1 -линии Cs с «красным» смещением на -1.5 ГГц с использованием NC с $L = 150$ нм, нагретой до 140°C . Такое сильное смещение частоты обусловлено ван-дер-ваальсовым (ВВ) взаимодействием атомов Cs, находящихся на расстоянии приблизительно 11 нм от поверхности диэлектрического окна NC. Поскольку число таких «красных» фотонов очень мало, использовалась техника счета фотонов, и накопление результатов проводилось в течение 8 час. Зарегистрированный частотный ВВ-сдвиг является наибольшим известным в литературе для переходов между нижним и первым верхним возбужденным уровнями.

2.2.2. Исследование переходов D_2 -линии

Использовался лазер «MOGLabs Cateye» на $\lambda_1 = 852$ нм, со спектральной шириной линии около 100 кГц; лазерная частота сканировалась по переходам D_2 -линии. Диаграммы сверхтонких уровней и переходов D_2 -линии приведены на вставках рис. 5. Пучок лазера в поперечном сечении — эллипс с осями 3 мм и 2 мм (площадь приблизительно 4.7 мм²). В случае пропускания при $L = \lambda_1/2 = 426$ нм уширение спектра относительно критично к изменению толщины, и допустимое отклонение от этой толщины составляет ± 50 нм. По этой причине для обеспечения однородной толщины по апертуре пучка использовалась диафрагма диаметром 1 мм. В случае же спектра флуоресценции изменение толщины $L \approx 426$ нм на ± 150 нм приводит лишь к изменению уширения на 20% [15], и поскольку больший размер пучка обеспечивает большее количество атомов, участвующих во флуоресценции, пучок не диафрагмировался. На вставке рис. 4а показан спектр поглощения на атомных переходах $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ при $T = 110^\circ\text{C}$ (красная кривая — результаты эксперимента, синяя кривая — расчетный спектр). Как видно, переходы частично перекрываются по частоте. Кривая 1 на рис. 4а показывает спектр поглощения NC с толщиной $L \approx 426$ нм на тех же переходах при $T = 35^\circ\text{C}$ и $P_L = 0.5$ мВт. В этом случае все переходы полностью спектрально разрешены, а относительные вероятности переходов и частотные интервалы между переходами соответствуют величинам, приведенным на диаграмме вставки рис. 5а. Отметим, что из-за малого отношения сигнал-шум зарегистрированный спектр поглощения был усреднен, что привело к уширению и искажению профилей поглощения. Реальный спектр должен иметь вид расчетного, представленного кривой 2. Кривая 3 — реперный спектр SA.

Из диаграммы на вставке рис. 5а следует, что амплитуда перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ должна быть в 1.3 раза больше амплитуды перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, в то время как на спектре SA она в 3 раза меньше. На вставке рис. 4б показан спектр поглощения на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$ при $T = 110^\circ\text{C}$ (красная кривая — результаты эксперимента, синяя кривая — расчетный спектр). Видно частичное перекрытие переходов по частоте. Кривая 1 на рис. 4б показывает спектр поглощения NC при $T = 35^\circ\text{C}$. Все переходы спектрально полностью разрешены, а относительные вероятности переходов и частотные интервалы между переходами соответствуют величинам, приведенным на диаграм-

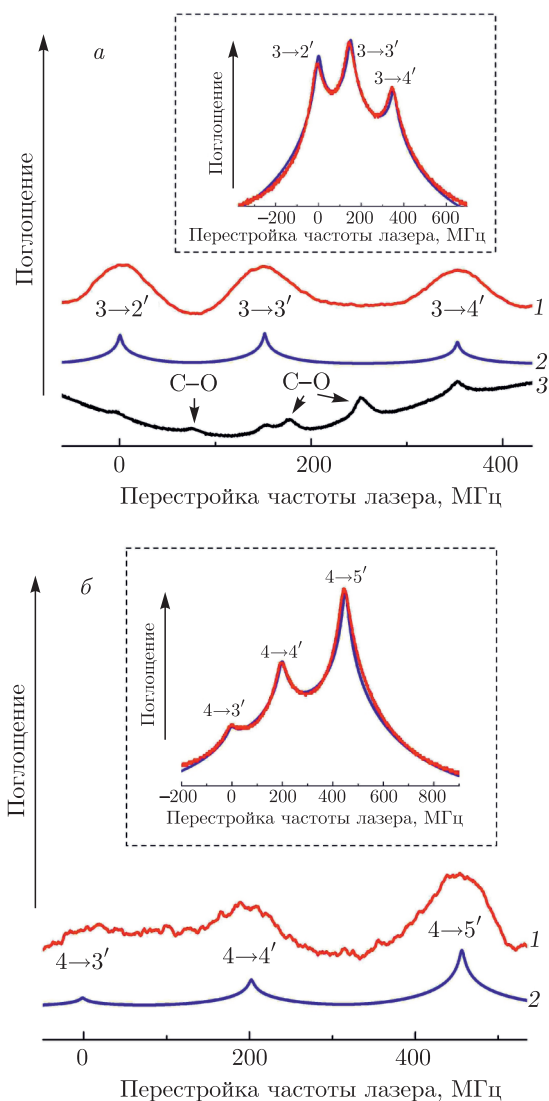


Рис. 4. (В цвете онлайн) *а*) Кривая 1 — спектр поглощения NC с толщиной $L \approx 426$ нм на переходах $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$, $T = 35^\circ\text{C}$, кривая 2 — расчетный спектр поглощения, кривая 3 — реперный спектр SA, C-O — crossover-резонансы. На вставке — спектр поглощения на переходах $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ при $T = 110^\circ\text{C}$ (красная кривая — результаты эксперимента, синяя кривая — расчетный спектр). *б*) Кривая 1 — спектр поглощения на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$ при $T = 35^\circ\text{C}$, кривая 2 — расчетный спектр поглощения. На вставке — спектр поглощения на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$ при $T = 110^\circ\text{C}$ (красная кривая — результаты эксперимента, синяя кривая — расчетный спектр)

ме вставки рис. 5б. И в этом случае усреднение зарегистрированного спектра из-за малого отношения сигнал-шум привело к уширению и искажению профиля поглощения, который соответствует расчетному спектру, показанному кривой 2.

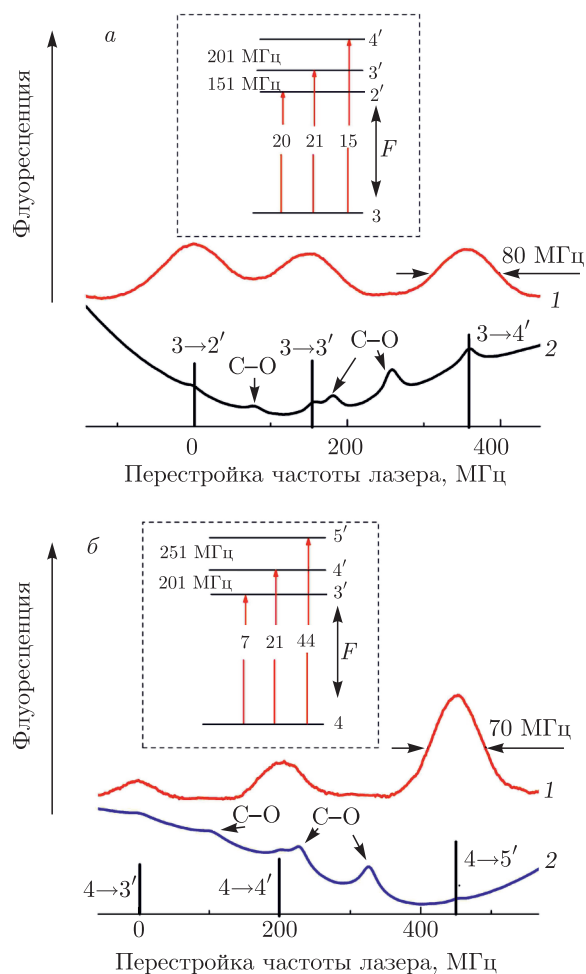


Рис. 5. *а*) На вставке — частотные интервалы между переходами $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ и их относительные вероятности. Кривая 1 — спектр флуоресценции NC на переходах $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ при $T = 22^\circ\text{C}$, ПШПВ 80 МГц, кривая 2 — реперный спектр SA, C-O — crossover-резонансы. *б*) На вставке — частотные интервалы между переходами $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$ и их относительные вероятности. Кривая 1 — спектр флуоресценции NC на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$ при $T \approx 22^\circ\text{C}$, ПШПВ 70 МГц, кривая 2 — реперный спектр SA

На рис. 5а кривая 1 показывает спектр флуоресценции NC на переходах $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ при $T = 22^\circ\text{C}$ и $P_L = 14$ мВт (интенсивность ≈ 300 мВт/см², что вызывает дополнительное уширение спектра, приводя к ПШПВ 80 МГц). Все переходы спектрально разрешены; относительные вероятности переходов, а также частотные интервалы между переходами практически соответствуют величинам, приведенным на диаграмме вставки к рис. 5а. Кривая 2 показывает реперный спектр SA. Частотные положения атомных переходов на кри-

вых 1 и 2 хорошо совпадают. Кривая 1 на рис. 5б показывает спектр флуоресценции NC на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$ при $T = 22^\circ C$ и $P_L = 7$ мВт (интенсивность ≈ 150 мВт/см², что и в этом случае вызывает дополнительное уширение спектра, приводя к ПШПВ 70 МГц). Все переходы спектрально разрешены, относительные вероятности соответствуют величинам, указанным на диаграмме вставки к рис. 5б. Кривая 2 — реперный спектр SA, частотные положения атомных переходов на кривых 1 и 2 хорошо совпадают.

Согласно диаграмме на вставке рис. 5б, отношение амплитуд $A_{4 \rightarrow 5'}/A_{4 \rightarrow 4'} \approx 2.1$, из кривой 1 это отношение ≈ 2.5 , а из кривой SA — ≈ 0.3 . То же самое имеет место для другого перехода: согласно диаграмме, отношение $A_{4 \rightarrow 5'}/A_{4 \rightarrow 3'} \approx 6.3$, из кривой 1 это отношение ≈ 5.7 , а из кривой SA — ≈ 0.5 . Очевидно, что метод SA дает совершенно неверное соотношение амплитуд переходов, кроме того, на переход $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$ накладывается соседний, больший по амплитуде C–O-резонанс, что несколько смещает его частотное положение и искажает амплитуду. Отмеченные выше недостатки накладывают ограничение на использование метода SA для формирования МЧ.

Отметим, что в работе [16] исследовался спектр флуоресценции тонкой ячейки Cs ($L \approx 5$ мкм) на частотах переходов D_2 -линии при температуре $50^\circ C$ и интенсивности 20 мВт/см². Вследствие эффекта оптической накачки в спектре формируются субдоплеровские пики уменьшенной флуоресценции, которые могут служить в качестве МЧ. Недостатком метода является то, что необходим нагреватель для ячейки, и то, что субдоплеровские пики расположены на доплеровски уширенном спектре флуоресценции, а это создает технические неудобства.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Использование NC при температурах, близких к комнатной, позволяет заметно уменьшить спектральную ширину регистрируемых атомных переходов (см. рис. 2б), благодаря чему становится возможным исследование уширения переходов в поле лазерного излучения (см. вставку на рис. 2а, где увеличение P_L от 3 мкВт до 8 мкВт вызывает рост уширения в спектре пропускания от 70 МГц до 130 МГц). Заметим, что при комнатной температуре температура на окнах NC несколько выше, поскольку непрерывный лазер мощностью в несколько мВт обеспечивает дополнительный нагрев окон

NC . В этом случае конденсации паров атомов на окнах NC никогда не наблюдается.

Отметим, что применение обычной ячейки сантиметровой длины для исследования полевого уширения сильно затруднено по двум причинам: а) доплеровская ширина атомного перехода щелочного металла находится в интервале 400–1000 МГц [11]; б) применение больших интенсивностей для получения больших полевых уширений 10–50 МГц приводит к эффективному протеканию нежелательного процесса ОР, который сильно искажает спектры пропускания и флуоресценции. В работе [10] для измерения небольших (< 5 МГц) полевых уширений был использован метод SA, преимуществом которого является возможность формирования узких резонансов. Недостатком этого метода является несоответствие амплитуд резонансов вероятностям переходов. Использовались малые интенсивности и, по-видимому, это означает, что при применении SA для измерения величин полевых уширений есть ограничения на лазерную интенсивность.

Об измерениях больших полевых уширений с использованием хорошо отколлимированного атомного пучка с малой величиной остаточного доплеровского уширения сообщается в работе [17]. Технически формирование такого атомного пучка не просто, поскольку требуется металлическая камера длиной в несколько метров со сверхвысоким вакуумом. В той же работе приведена простая формула для оценки величины спектрального уширения:

$$\gamma_\nu = \gamma_N(I_D + 1), \quad (2)$$

где $I_D = I_L / (6 \text{ мВт/см}^2)$, $\gamma_\nu = 12\gamma_N$, где $\gamma_N = 4.6$ МГц — радиационная ширина D_1 -линии, что приводит к $\gamma_\nu \approx 55$ МГц. Остаточное доплеровское уширение составляет 70 МГц (уширением, вызванным интенсивностью 0.4 мВт/см^2 , можно пренебречь), поэтому полевое уширение, обусловленное интенсивностью $\approx 800 \text{ мВт/см}^2$, составляет 60 МГц, что с точностью около 10% описывается формулой (2).

Следовательно, для измерения больших полевых уширений целесообразно использование спектров пропускания NC , заполненной парами атомов металла с толщиной $L = \lambda/2$.

Теоретические спектры пропускания (поглощения), приведенные в настоящей работе, рассчитывались численным интегрированием системы уравнений для элементов матрицы плотности с последующим усреднением по ансамблю распределения атомных скоростей, которое предполагается максвелловским [18]. Теоретическая модель представ-

лена в работах [5, 19, 20]. В модели используются следующие допущения: плотность атомов предполагается малой, так что межатомными столкновениями можно пренебречь; столкновения атомов со стенками NC носят неупругий характер, т. е. атомы после столкновений полностью теряют оптическое возбуждение. Тепловая скорость атомов Cs $v_T = 200$ м/с, доплеровская ширина 350 МГц. Интенсивность лазерного излучения мала (частота Раби $\Omega/2\pi \approx 0.05$ МГц), так что эффектом оптической накачки можно пренебречь, радиационная ширина $\gamma_N \approx 4.6$ и 5.2 МГц соответственно для D_1 - и D_2 -линий [11]. В расчетах учитывается также влияние на спектр поглощения эффекта отражения излучения от взаимно параллельных внутренних поверхностей окон NC, что проявляется в образовании интерференционной картины на фотографии NC, приведенной на вставке рис. 1; поэтому NC ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо, что учитывается в расчетах [5, 21]. Свободным параметром при сравнении с результатами эксперимента являлась остаточная доплеровская ширина.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что уменьшение температуры NC обуславливает уменьшение остаточной доплеровской ширины в спектрах поглощения и флуоресценции. Это важно для практических применений, в частности, для измерения больших полевых уширений, где применение ячеек сантиметровой длины нецелесообразно. Продемонстрирована возможность регистрации субдоплеровской флуоресценции NC с $L \approx 400$ нм при $T \approx 20^\circ\text{C}$, что позволяет создать маркер частот переходов $D_{1,2}$ -линий Cs при комнатной температуре. Показаны преимущества маркера частот на основе NC по сравнению с широко используемым маркером на основе техники SA.

Следует отметить, что нами также был исследован спектр флуоресценции паров атомов Rb, заключенных в NC с толщиной $L \approx 400$ нм. Минимальная температура, при которой удается зарегистрировать флуоресценцию NC, составляла 40°C , что соответствует плотности атомов Rb $\approx 3 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$. Заметим, что такая же по величине плотность в случае паров Cs получается при 20°C . Изготовление NC диаметром $\varnothing = 20$ мм и толщиной $L \approx 400$ нм (для этого на поверхность одного из окон NC по периметру осаждаются сапфировые площадки толщиной 400 нм, после чего проводится склейка окон

NC) позволит увеличить количество атомов, участвующих во флуоресценции, почти на два порядка, и при той же мощности накачки и диаметре лазерного пучка 20 мм существенно уменьшится интенсивность лазерного излучения, что приведет к более узкому спектру флуоресценции. Поскольку речь идет о комнатных температурах, могут быть использованы также недавно разработанные стеклянные NC [22, 23] (как известно, при $T > 150^\circ\text{C}$ горячие пары щелочных металлов взаимодействуют со стеклом).

Отсутствие печи для нагрева NC приводит к уменьшению габаритов устройства, что важно, к примеру, для исследования влияния магнитных полей на атомные переходы, поскольку в этом случае сильный постоянный магнит может быть помещен непосредственно вблизи NC. Вследствие малой толщины столба паров атомов $L \approx 400$ нм, формируемое магнитное поле $B \approx 4$ кГс можно считать практически однородным даже при использовании одного магнита (вблизи поверхности магнита градиент составляет 150 Гс/мм). Такая величина B достаточна для регистрации эффекта Пашена–Бака на сверхтонкой структуре атома [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **37**, 1379 (2012).
2. J. Kitching, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031302 (2018).
3. L. Weller, K. Kleinbach, M. Zentile, S. Knappe, I. G. Hughes, and C. S. Adams, *Opt. Lett.* **37**, 3405 (2012).
4. T. A. Vartanyan and D. L. Lin, *Phys. Rev. A* **51**, 1959 (1995).
5. G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saltiel, A. Papoyan, D. Sarkisyan, D. Bloch, and M. Ducloy, *Europhys. Lett.* **63**, 35 (2003).
6. А. Саргсян, А. Амирян, С. Карталева, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **152**, 54 (2017).
7. A. Sargsyan, A. Amiryanyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **44**, 5533 (2019).
8. А. Саргсян, А. Амирян, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **158**, 241 (2020).
9. D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, A. Sarkisyan, Yu. Malakyan, A. Papoyan, A. Lezama, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **69**, 065802 (2004).

10. A. M. Akulshin, V. A. Sautenkov, V. L. Velichansky, A. S. Zibrov, and M. V. Zverkov, *Opt. Commun.* **77**, 295 (1990).
11. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, Springer (2004).
12. V. V. Vassiliev, A. S. Zibrov, and V. L. Velichansky, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 013102 (2006).
13. C. Andreeva, S. Cartaleva, L. Petrov, S. M. Saltiel, D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **76**, 013837 (2007).
14. K. A. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 253201 (2014).
15. S. Cartaleva, S. Saltiel, A. Sargsyan D. Sarkisyan, D. Slavov, P. Todorov, and K. Vaseva, *J. Opt. Soc. Amer. B* **26**, 1999 (2009).
16. P. Todorov, D. Slavov, K. Vaseva, M. Taslakov, S. Cartaleva, and S. Saltiel, *Phys. Scripta* **2012**, 014014 (2012).
17. M. K. Citron, H. R. Gray, C. W. Gabel, and C. R. Stroud, Jr., *Phys. Rev. A* **16**, 1507 (1977).
18. P. Todorov and D. Bloch, *J. Chem. Phys.* **147**, 194202 (2017).
19. G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, and M. Ducloy, *J. Opt. Soc. Amer. B* **20**, 793 (2003).
20. Г. Никогосян, Д. Саркисян, Ю. Малакян, *Оптич. ж.* **71**, 45 (2004).
21. A. Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, and D. Sarkisyan, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **49**, 075001 (2016).
22. T. Peyrot, C. Beurthe, S. Coumar, M. Roulliy, K. Perronet, P. Bonnay, C. S. Adams, A. Browaeys, and Y. R. P. Sortais, *Opt. Lett.* **44**, 1940 (2019).
23. T. F. Cutler, W. J. Hamlyn, J. Renger, K. A. Whittaker, D. Pizzey, I. G. Hughes, V. Sandoghdar, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Appl.* **14**, 034054 (2020).