

01

# Исследование взаимодействия атомов Cs с поверхностью сапфира с использованием сверхтонкой ячейки и метода вычисления второй производной спектра поглощения паров

© А. Саргсян<sup>1</sup>, Т.А. Вартамян<sup>2,¶</sup>, Д. Саркисян<sup>1</sup><sup>1</sup> Институт физических исследований НАН Армении,  
0203 Аштарак, Армения<sup>2</sup> Университет ИТМО,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

¶e-mail: Tigran.Vartanyan@mail.ru

Поступила в редакцию 16.01.2019 г.

В окончательной редакции 16.01.2019 г.

Принята к публикации 25.01.2019 г.

Исследовано влияние взаимодействия атомов Cs с диэлектрической поверхностью на положение и форму сверхтонких компонент D<sub>2</sub>-линии при нанометровых расстояниях между атомами и поверхностью. Использование наноячейки с клиновидным зазором позволило исследовать зависимость сдвигов всех сверхтонких компонент D<sub>2</sub>-линии, отвечающих переходам  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$  и  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$ , от расстояния  $L$  между атомами и поверхностью сапфирового окна в интервале 50–400 нм. При  $L$  менее 100 нм вследствие ван-дер-ваальсова взаимодействия происходят сильное уширение атомных переходов и сдвиг их частот в низкочастотную область спектра (красный сдвиг). Вычисление второй производной (SD) спектров поглощения паров в наноячейке позволяет спектрально разрешить сверхтонкие компоненты атомного перехода вплоть до  $L \sim 50$  нм и измерить коэффициент ван-дер-ваальсова взаимодействия  $C_3$ . Показано, что при  $L < 100$  нм с увеличением плотности атомов происходит дополнительный красный сдвиг, в то время как при относительно больших расстояниях между атомами и поверхностью  $L \sim 400$  нм с увеличением плотности атомов происходит синий сдвиг частот атомных переходов. Вышеприведенные результаты важны при разработке миниатюрных субмикронных устройств, содержащих атомы щелочных металлов.

**Ключевые слова:** ван-дер-ваальсово взаимодействие, сверхтонкая структура, резонансное поглощение, D<sub>2</sub>-линия атома Cs, наноячейка.

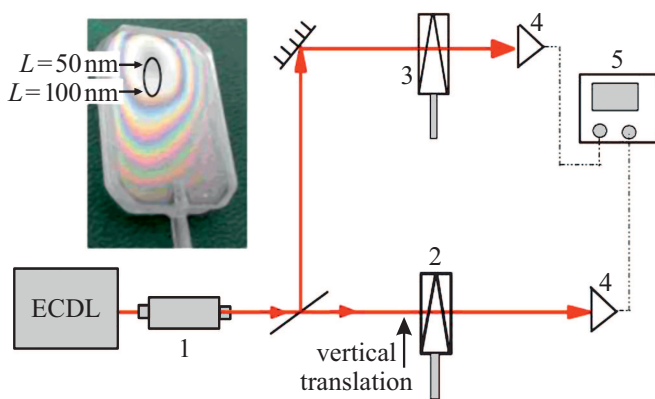
DOI: 10.21883/OS.2020.05.49313.6-20

## 1. Введение

Известно, что в ряде практических применений размеры спектроскопических ячеек, содержащих атомы щелочных металлов, целесообразно уменьшать [1–7]. В работах [6,7] было продемонстрировано уменьшение нежелательного влияния оптической накачки на четырехволновые параметрические процессы в оптических ячейках микронной и субмикронной толщины. Это объясняется частыми столкновениями атомов с поверхностью ячеек, ведущими с большой вероятностью к релаксации атома на нижний уровень [8]. В работе [9] показано, что применение ячейки микронной толщины и сильного магнитного поля позволяет осуществить стабилизацию частоты диодного лазера на сильно смещенной атомной частоте. В работе [10] показана возможность дистанционного определения значения магнитной индукции  $B$  с высоким пространственным разрешением при использовании процесса селективного отражения лазерного излучения от наноячейки с парами атомов металла. С уменьшением размеров ячейки среднее расстояние между атомами и окнами ячейки также уменьшается. Поэтому важно исследовать влияние близко располо-

женной диэлектрической поверхности на спектроскопические характеристики атомов.

Исследование взаимодействия атомов с поверхностью твердого тела, особенно атомов в возбужденном состоянии, представляет значительные трудности. Первые исследования такого рода были основаны на детальном анализе формы линии селективного отражения (SR) лазерного излучения от внутренней поверхности стеклянного окна ячейки, граничащей с атомарными парами металла [11–15]. Определяющий вклад в форму линии селективного отражения вносят атомы, находящиеся на расстояниях  $L \sim \lambda/2\pi$ , где  $\lambda$  — длина волны резонансного перехода в атоме. В случае D<sub>2</sub>-линии цезия  $L = 135$  нм. При такой, относительно большой величине  $L$ , ван-дер-ваальсово (vdW) взаимодействие атомов с поверхностью приводит к малым сдвигам частоты перехода, которые трудно точно измерить в зашумленном спектре SR. В частности, частотные сдвиги переходов  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$ , измеренные в работах [12,13], были „красными“, а переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$  — „синими“. Ниже показано, что это утверждение для переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$  ошибочно. Разработанные позже оптические наноячейки, заполненные па-



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: ECDL — диодный лазер, 1 — фардеевский изолятор, 2 — основная наноячейка с Cs внутри печи, 3 — реперная наноячейка, 4 — фотоприемники, 5 — цифровой осциллограф. На вставке приведена фотография наноячейки, на которой отмечена область с зазором между внутренними поверхностями окон 50–100 нм.

рами щелочных металлов, оказались очень удобными для исследования vdW взаимодействия атомов с поверхностью, поскольку в этом случае расстояние  $L$  может быть значительно меньшим, вплоть до десятков нанометров. Используя такие процессы, как резонансное поглощение в парах атомов [16,17], селективное отражение лазерного излучения от наноячейки [10,18–20], резонансная флуоресценция паров атомов [21,22] и фардеево вращение в парах металлов [23, 24], коэффициенты vdW взаимодействия  $C_3$  были измерены для атомов Cs (линия  $D_1$ ), Rb (линии  $D_1$  и  $D_2$ ) и для атома  $^{39}\text{K}$  (линия  $D_2$ ).

В настоящей работе приведены результаты исследования vdW взаимодействия атомов Cs с диэлектрической поверхностью по его проявлениям в спектроскопии  $D_2$ -линии. Используется цезиевая наноячейка с клиновидным зазором, что позволяет исследовать энергетическую структуру атомов Cs, находящихся на расстояниях от 50 до 400 нм от внутренней поверхности сапфирового окна ячейки. Применение метода второй производной (SD) [25] к спектрам поглощения атомарных паров в наноячейке позволяет спектрально разделить атомные переходы вплоть до  $L \sim 50$  нм и измерить коэффициент ван-дер-ваальсова взаимодействия  $C_3$ .

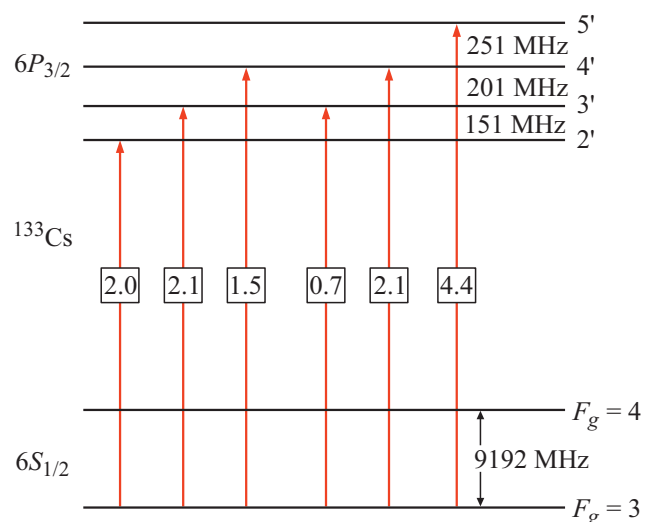
## 2. Эксперимент

### 2.1. Экспериментальная установка

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки. Использовалось излучение диодного лазера с внешним резонатором (на рисунке ECDL, выпускается под товарной маркой VitaWave), с длиной волны  $\lambda = 852$  нм и шириной линии генерации  $\sim 1$  МГц для исследования процесса резонансного поглощения в наноячейке, заполненной цезием. Фотография наноячейки,

заполненной Cs, с клиновидным зазором между внутренними поверхностями сапфировых окон приведена на верхней левой вставке рис. 1. Толщина зазора  $L$  варьирует в интервале 50–2000 нм (на фотографии видны интерференционные полосы, которые образуются при отражении света от внутренних поверхностей окон наноячейки). При вертикальном перемещении наноячейки лазерное излучение проходит через столб паров атомов разной толщины. Толщина зазора определялась по методике, приведенной в работе [26]. Детали конструкции наноячейки приведены в работах [27,28]. Излучение лазера направлялось перпендикулярно окнам наноячейки и измерялось поглощение паров атомов при сканировании частоты лазера в районе  $D_2$ -линии. Диаметр пучка составлял 0.5 мм, мощность излучения  $10 \mu\text{W}$ . Оптические излучения регистрировались фотодиодами ФД-24К, сигналы с которых усиливались и подавались на четырехканальный цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B.

Для селекции сигнала поглощения использовался интерференционный фильтр IF со спектральной шириной пропускания 10 нм на длине волны 852 нм. Для формирования частотного репера небольшая часть лазерного излучения направлялась на наноячейку с толщиной  $L = \lambda/2 = 426$  нм, заполненной парами Cs. Как показано в работе [25], вторая производная спектра поглощения при указанной толщине ячейки является очень удобным частотным репером для  $D_2$ -линии Cs. Заметим, что хотя метод SD был известен ранее [29,30], однако при использовании обычных сантиметровых оптических ячеек метод не позволяет разрешить сверхтонкую структуру переходов, скрытую доплеровским уширением. Диаграмма атомных уровней Cs с частотными интервалами между переходами и относительными вероятностями приведена на рис. 2.



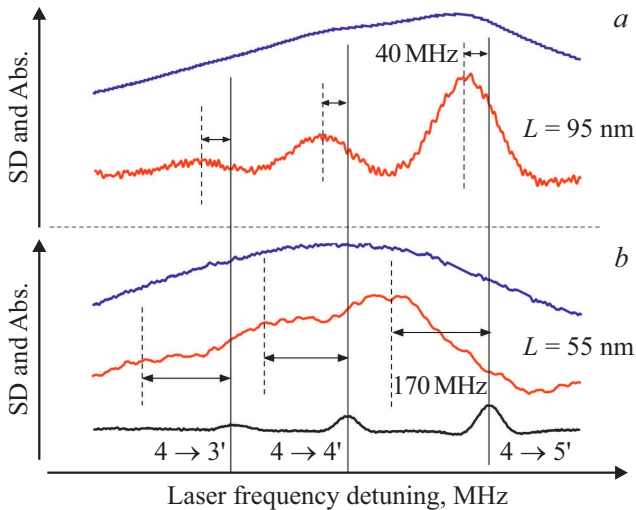
**Рис. 2.** Диаграмма уровней атома Cs и сверхтонкие переходы  $3 \rightarrow 2'$ ,  $3' \rightarrow 4'$  и  $4 \rightarrow 3'$ ,  $4' \rightarrow 5'$ , составляющие  $D_2$ -линию. Штрихами обозначены верхние уровни переходов, в прямоугольниках приведены относительные вероятности переходов.

**2.2. Экспериментальные результаты и их обсуждение**

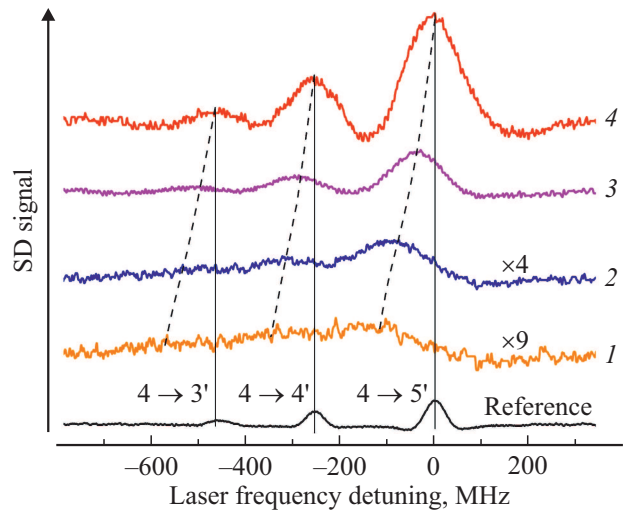
**2.2.1. Зависимость частотных сдвигов атомных переходов от толщины  $L$**

На рис. 3, *a* верхняя синяя кривая показывает спектр поглощения  $A(\omega)$  наночейки при толщине  $L = 95$  nm для атомных переходов  $4 \rightarrow 3', 4', 5'$  (штрихами обозначены верхние уровни переходов). Вследствие влияния vdW взаимодействия на атомные переходы Cs последние сильно уширены и практически не разрешены. Нижняя красная кривая показывает спектр второй производной спектра поглощения  $A''(\omega)$ , т.е. SD (здесь и далее спектр SD для удобства инвертирован): как видно, все переходы спектрально хорошо разрешены, что позволяет измерять частотные сдвиги атомных переходов, используя частотный репер, приведенный на нижней кривой рис. 3, *b*. Заметим, что на сегодняшний день имеется большое число компьютерных программ для получения второй производной исходных кривых. Сплошные вертикальные линии показывают положение несмещенных атомных переходов, а штриховые линии — положения атомных переходов, смещенных в низкочастотную область (красный сдвиг составляет  $40 \pm 5$  MHz).

На рис. 3, *b* верхняя синяя кривая показывает спектр поглощения наночейки при толщине  $L = 55$  nm для тех же атомных переходов. Температура отрезка наночейки составляла  $150^\circ\text{C}$ . С уменьшением толщины



**Рис. 3.** (а) — Верхняя синяя кривая — спектр поглощения наночейки,  $L = 95$  nm, переходы  $4 \rightarrow 3', 4', 5'$ ; нижняя красная кривая — спектр SD: все переходы хорошо разрешены, что позволяет измерять частотные сдвиги переходов, используя частотный репер — нижнюю кривую рис. 3, *b*; вертикальные сплошные и штриховые линии — положения несмещенных и смещенных атомных переходов. (б) Верхняя синяя кривая — спектр поглощения,  $L = 55$  nm, атомные переходы полностью „скрыты“; средняя красная кривая — спектр SD: переходы частично разрешены.



**Рис. 4.** Спектры SD при толщинах (снизу вверх): 1 —  $65 \pm 3$ , 2 —  $73 \pm 3$ , 3 —  $100 \pm 3$  и 4 —  $140 \pm 3$  nm. Как видно, красные частотные сдвиги начинают хорошо проявляться при  $L \leq 100$  nm. Спектры под номером 1 и 2 умножены на 9 и 4 соответственно.

влияние vdW взаимодействия на атомные переходы существенно возрастает, что приводит к большему спектральному уширению и сильному перекрытию атомных переходов: они становятся полностью „скрытыми“. Применение метода SD (средняя красная кривая) позволяет частично спектрально разрешить атомные переходы и измерить частотные красные сдвиги, которые составляют  $-170 \pm 5$  MHz. Эта величина примерно одинакова для всех трех переходов. На рис. 4 приведены спектры SD при толщинах наночейки (снизу вверх):  $65 \pm 3$ ,  $73 \pm 3$ ,  $100 \pm 3$ ,  $140 \pm 3$  nm. Сплошные вертикальные линии показывают положение несмещенных атомных переходов. Как видно, красные частотные сдвиги переходов (относительно вертикальных линий) начинают хорошо проявляться при  $L \leq 100$  nm. На рис. 5 приведены спектры SD для атомных переходов  $3 \rightarrow 2', 3', 4'$  при толщинах (снизу вверх):  $67 \pm 3$ ,  $76 \pm 3$ ,  $100 \pm 3$  и  $140 \pm 3$  nm. Сплошные вертикальные линии показывают положение несмещенных атомных переходов. Как видно, красные частотные сдвиги переходов (относительно вертикальных линий) начинают хорошо проявляться при  $L \leq 100$  nm. Важно отметить, что метод SD с применением наночейки однозначно показывает, что и для переходов  $3 \rightarrow 2', 3', 4'$  регистрируются красные частотные сдвиги, следовательно, результаты работ [12,13], полученные методом SR с применением ячейки сантиметровой длины, ошибочны. Заметим, что спектральное разрешение переходов  $3 \rightarrow 2', 3', 4'$  несколько хуже, чем спектральное разрешение переходов  $4 \rightarrow 3', 4', 5'$ , что объясняется меньшими частотными интервалами между переходами с нижнего уровня  $F_g = 3$  (рис. 2).

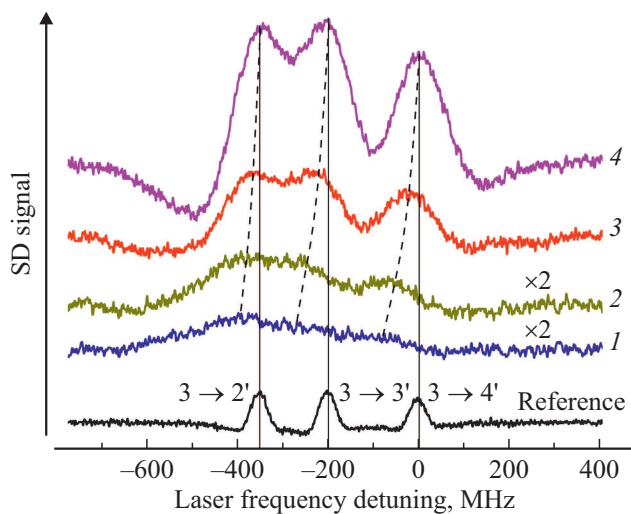
Для описания частотных сдвигов атомных переходов, возникающих вследствие vdW взаимодействия атома

с двумя ( $w_1$  и  $w_2$ ) сапфировыми окнами наноячейки, на рис. 6 приведена кривая частотного смещения  $\Delta\nu_{vdW} = -C_3/z_1^3$  [15,31], обусловленная влиянием первого окна  $w_1$  (синяя кривая 1) и влиянием второго окна  $w_2$ :  $\Delta\nu_{vdW} = -C_3/z_2^3$  (оранжевая кривая 2), где  $z_1$  и  $z_2$  являются расстояниями атома Cs от окон  $w_1$  и  $w_2$  (в микрометрах), а  $C_3$  — коэффициент vdW взаимодействия для атома Cs (переход  $6S_{1/2}-6P_{3/2}$ ) с сапфировым окном ( $Al_2O_3$ ). Суммарное влияние обоих окон выражается кривой 3, которая является суммой кривых 1 и 2, и описывается [31] выражением

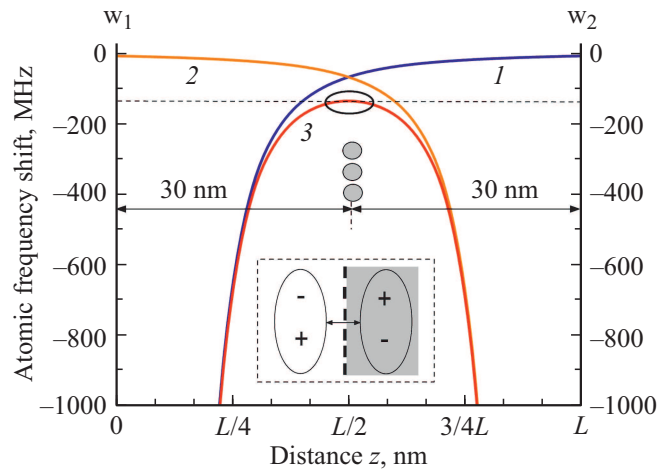
$$\Delta\nu_{vdW} = -\frac{C_3}{z^3} - \frac{C_3}{(L-z)^3}. \quad (1)$$

Из формулы (1) видно, что для атомов, находящихся в центре наноячейки,  $z = L/2$ , полный частотный сдвиг составляет  $\Delta\nu_{vdW} = -16C_3/L^3$ . Из вида кривой 3 нетрудно заключить, что спектральная плотность сигнала поглощения максимальна для атомов, находящихся в центре наноячейки при  $z = L/2$  (эта область отмечена овалом) [19]. Это означает, что основной вклад в спектр поглощения дают атомы, находящиеся вблизи центра наноячейки,  $z = L/2$ , при этом для них vdW частотный сдвиг по модулю минимален. На вставке к рис. 6 схематически показан атом в виде диполя и его зеркальное изображение в диэлектрике (окне наноячейки). Атом-диполь индуцирует в диэлектрике свое зеркальное изображение и находится в его электрическом поле, которое влияет на атомный переход, вызывая его спектральное уширение и частотный сдвиг [15,31].

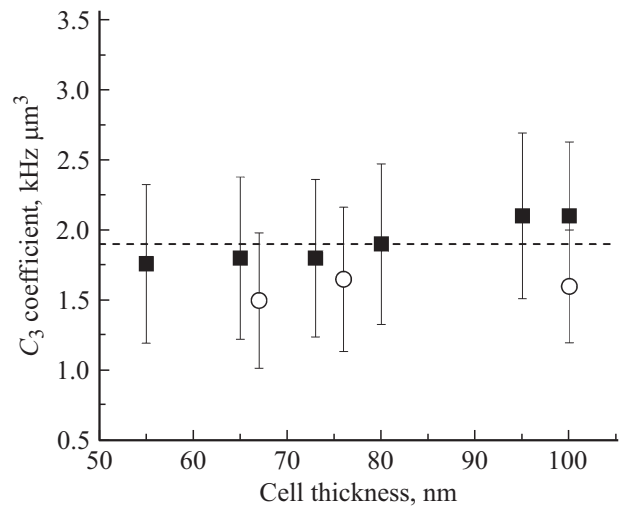
На рис. 7 приведена величина коэффициента  $C_3$  в зависимости от толщины  $L$ , рассчитанная с использованием значений частотных смещений пика SD для



**Рис. 5.** Спектры SD, переходы  $3 \rightarrow 2'$ ,  $3 \rightarrow 3'$ ,  $4'$ ,  $L$  изменяется (снизу вверх): 1 —  $67 \pm 3$ , 2 —  $76 \pm 3$ , 3 —  $100 \pm 3$ , 4 —  $140 \pm 3$  nm. Вертикальные линии — положение несмещенных атомных переходов; видно, что частотные сдвиги переходов хорошо проявляются при  $L \leq 100$  nm. Спектры 1 и 2 умножены на 2.



**Рис. 6.** Кривые 1 и 2 — частотные сдвиги атомного перехода, возникающие из-за vdW взаимодействия атома с окнами  $w_1$  и  $w_2$  соответственно,  $L = 60$  nm,  $C_3 = 1.8$  kHz  $\cdot \mu\text{m}^3$ . Красная кривая 3 — суммарное влияние обоих окон, спектральная плотность поглощения максимальна для атомов в центре наноячейки — соответствующая область отмечена овалом. На вставке схематически показаны атом (в виде диполя) и его зеркальное отображение в диэлектрике (окне наноячейки); атом находится в электрическом поле индуцированного им зеркального изображения, которое влияет на атомный переход, вызывая его спектральное уширение и частотный сдвиг [15,31].



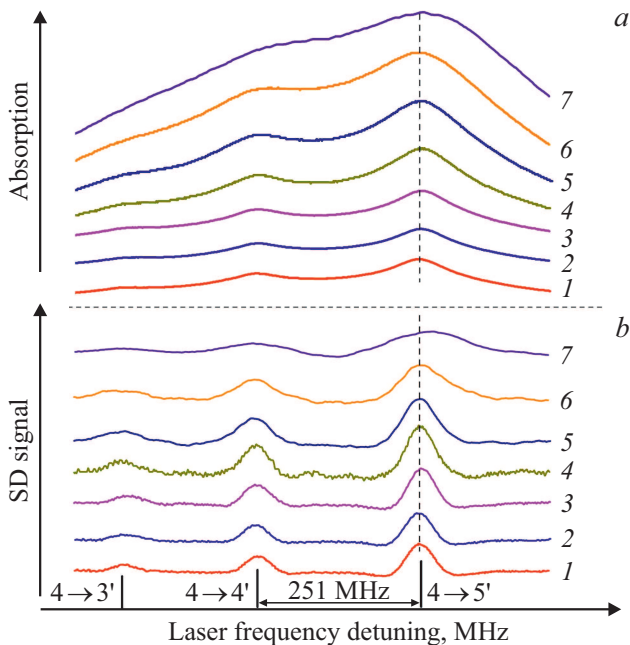
**Рис. 7.** Величина коэффициента  $C_3$  в зависимости от толщины  $L$  для переходов  $4 \rightarrow 5'$  (отмечены черными квадратами) и  $3 \rightarrow 4'$  (отмечены кружками). Для перехода  $4 \rightarrow 5'$  имеем  $C_3 = (1.8 \pm 0.3)$  kHz  $\cdot \mu\text{m}^3$ , для перехода  $3 \rightarrow 4'$  величина  $C_3$  на 10% меньше. Штриховая линия —  $1.8$  kHz  $\cdot \mu\text{m}^3$ .

перехода  $4 \rightarrow 5'$  (отмечены черными квадратами) и  $3 \rightarrow 4'$  (отмечены кружками). Для перехода  $4 \rightarrow 5'$  имеем  $C_3 = (1.8 \pm 0.3)$  kHz  $\cdot \mu\text{m}^3$ , что хорошо согласуется с величиной из работ [13,25]. В работе [32] теоретически предсказывалось небольшое уменьшение  $C_3$  с уменьшением  $L$ . Относительно большая неточность в

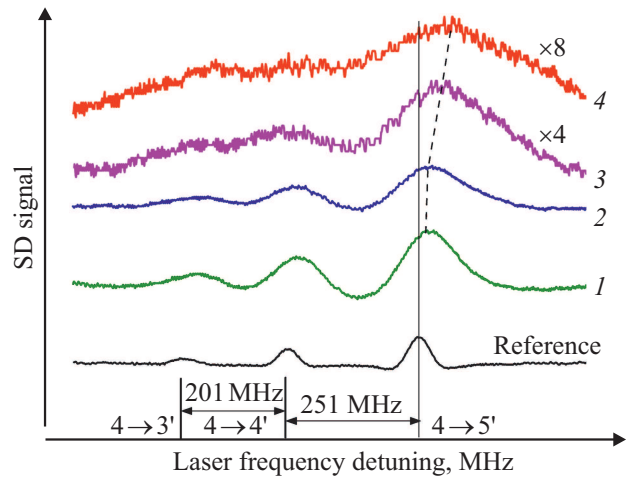
определении  $C_3$  обусловлена неточностью  $\pm 3$  nm при определении толщины  $L$ . Для перехода  $3 \rightarrow 4'$  величина  $C_3$  примерно на 10% меньше.

**2.2.2. Зависимость частотных сдвигов атомных переходов Cs от плотности атомов**

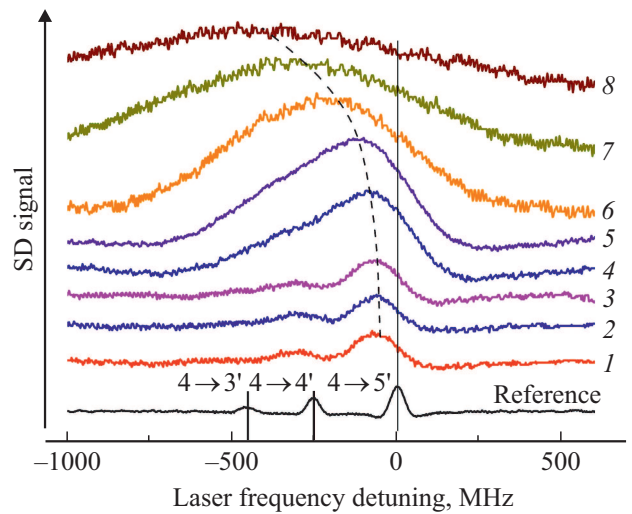
Применение метода SD позволяет определить частотные сдвиги атомных переходов и при больших атомных плотностях. На рис. 8, *a* приведены спектры поглощения атомов Cs вблизи D<sub>2</sub>-линии для переходов  $4 \rightarrow 3'$ ,  $4'$ ,  $5'$  при толщине наноячейки  $L = \lambda/2 = 426$  nm в зависимости от температуры наноячейки, определяющей плотность атомов Cs, которая возрастает для приведенных спектров снизу вверх. На рис. 8, *b* приведены спектры SD: видно, что эти переходы полностью разрешены. Заметим, что до температур 185°C соотношение вероятностей атомных переходов (рис. 8, *b*) примерно соответствует соотношению, приведенному на рис. 2. Из рис. 8, *b* видно, что небольшой сдвиг частоты в высокочастотную область (синий сдвиг) наблюдается только в случае наибольшей в этой серии температуры 194°C ( $N = 10^{15}$  cm<sup>-3</sup>). В этом случае величина  $N_{Cs}/k^3 \approx 2.9 > 1$  (где  $k$  — волновое число), что означает сильное диполь-дипольное взаимодействие атомов Cs [33].



**Рис. 8.** (a) Спектры поглощения для переходов  $4 \rightarrow 3'$ ,  $4'$ ,  $5'$ ,  $L = \lambda/2 = 426$  nm, температура наноячейки возрастает для спектров снизу вверх: 1 — 122, 2 — 134, 3 — 146, 4 — 158, 5 — 170, 6 — 182, 7 — 194°C. (b) Спектры SD — переходы спектрально полностью разрешены; нижняя кривая — реперная, показывает положение несмещенной частоты перехода  $4 \rightarrow 5'$  (вертикальная линия); небольшой синий сдвиг частоты наблюдается только при 194°C ( $N = 10^{15}$  cm<sup>-3</sup>).



**Рис. 9.** Спектры SD,  $L = 426$  nm, температура возрастает снизу вверх: 1 — 197, 2 — 210, 3 — 220 и 4 — 232°C. Наблюдается возрастание синего сдвига частот атомных переходов. Максимальный синий сдвиг  $\sim 65$  MHz достигается при температуре 232°C,  $N = 5 \cdot 10^{15}$  cm<sup>-3</sup>. Нижняя кривая — реперная, вертикальная линия — положение несмещенной частоты перехода  $4 \rightarrow 5'$ . Спектры 3 и 4 умножены на 4 и 8 соответственно.



**Рис. 10.** Спектры SD,  $L = 80$  nm, температура возрастает снизу вверх: 1 — 160, 2 — 185, 3 — 197, 4 — 210, 5 — 220, 6 — 232, 7 — 245 и 8 — 260°C. Наблюдается возрастание красного сдвига частот атомных переходов. Нижняя кривая — реперная, вертикальная линия — положение несмещенной частоты перехода  $4 \rightarrow 5'$ .

Спектры SD при дальнейшем увеличении температуры приведены на рис. 9. Видно, что наблюдается возрастание синего сдвига частот атомных переходов с увеличением температуры (плотности) атомов. Нижняя кривая — реперная, показывает положение несмещенной частоты перехода  $4 \rightarrow 5'$  (вертикальная линия). Значение синего сдвига  $\Delta\nu_{\text{shift}}$  (blue) линейно зависит от плотности атомов  $N$  в интервале

$10^{15} - 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  с коэффициентом пропорциональности  $(1.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-8} \text{ Hz} \cdot \text{cm}^3$ . Наибольший синий сдвиг  $\sim 65 \text{ MHz}$  достигается при наибольшей (использованной в настоящем эксперименте) температуре  $232^\circ\text{C}$  ( $N = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{\text{Cs}}/k^3 \approx 14.5$ ). Отметим, что в работе [31] при толщинах наноячейки  $L > 200 \text{ nm}$  с увеличением плотности атомов Rb из-за взаимодействия Rb–Rb регистрируется сильное уширение D<sub>1</sub>- и D<sub>2</sub>-линий, однако сдвиг частоты атомных переходов отсутствует. Отметим следующее обстоятельство: мы полагаем, что величина  $\Delta\nu_{\text{shift}}$  синего сдвига частоты атомного перехода в зависимости от плотности паров, полученная при толщине  $L = \lambda/2 = 426 \text{ nm}$ , в Cs-ячейке сантиметровой толщины не изменится, поскольку при  $L = 426 \text{ nm}$  атомы находятся сравнительно далеко от поверхности окон наноячейки и влиянием окон можно пренебречь.

Ранее в работе [34] было показано, что при толщине наноячейки  $L = 90 \text{ nm}$  с увеличением плотности атомов Rb происходит увеличение красного сдвига D<sub>2</sub>-линии. Применение метода SD позволяет определить зависимость частотных сдвигов атомных переходов от плотности атомов и при  $L < 100 \text{ nm}$ . На рис. 10 приведены спектры SD для переходов  $4 \rightarrow 3'$ ,  $4'$ ,  $5$  при толщине наноячейки  $L = 80 \text{ nm}$  в зависимости от температуры наноячейки, которая возрастает снизу вверх для приведенных спектров. Заметим, что до температур  $185^\circ\text{C}$  соотношение вероятностей атомных переходов (рис. 10) примерно соответствует соотношению, приведенному на рис. 2. Величина красного сдвига  $\Delta\nu_{\text{shift}}(\text{red})$  примерно линейно зависит от плотности атомов  $N$  в интервале плотностей атомов  $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  с коэффициентом пропорциональности  $(3 \pm 0.3) \cdot 10^{-8} \text{ Hz} \cdot \text{cm}^3$  (ошибка в определении красного сдвига сравнительно велика, что обусловлено отсутствием выделенного максимума в спектре SD при температурах  $> 240^\circ\text{C}$ ). Следовательно, для того чтобы минимизировать влияние вклада взаимодействия Rb–Rb на точность определения величины  $C_3$ , необходимо измерения проводить в режиме  $N_{\text{Cs}}/k^3 \ll 1$ .

## Заключение

Исследовано влияние взаимодействия атомов Cs с сапфировыми окнами наноячейки на спектральное положение D<sub>2</sub>-линии при нанометровых расстояниях между атомами и поверхностью сапфира. Была использована наноячейка с клиновидным зазором, что позволило исследовать зависимость сдвигов сверхтонких переходов  $3 \rightarrow 2'$ ,  $3'$ ,  $4'$  и  $4 \rightarrow 3'$ ,  $4'$ ,  $5$  от расстояния  $L$  между атомами и поверхностью сапфира в интервале от  $50$  до  $400 \text{ nm}$ . При  $L$  менее  $100 \text{ nm}$  вследствие vdW взаимодействия происходит сильное уширение атомных переходов и сдвиг их частот в низкочастотную область спектра (красный сдвиг). Вычисление второй производной спектров поглощения паров в наноячейке позволяет спектрально разрешить сверхтонкие компоненты атомных линий вплоть до  $L \sim 50 \text{ nm}$  и измерить

коэффициент vdW взаимодействия  $C_3$ ; для перехода  $4 \rightarrow 5'$  величина  $C_3 = (1.8 \pm 0.3) \text{ kHz} \cdot \mu\text{m}^3$ . На примере переходов  $3 \rightarrow 2'$ ,  $3'$ ,  $4'$  показано, что метод вычисления второй производной спектров поглощения паров в наноячейке (SD-метод) позволяет уточнить результаты, полученные ранее методом селективного отражения от ячеек сантиметровой длины (SR-метод) [12,13].

Показано, что при  $L < 100 \text{ nm}$  с увеличением плотности атомов в режиме  $N_{\text{Cs}}/k^3 \gg 1$  происходит дополнительный красный частотный сдвиг атомного перехода  $\Delta\nu_{\text{shift}}(\text{red})$ . В интервале плотностей паров цезия  $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  сдвиг зависит от плотности паров  $N$  примерно линейно с коэффициентом пропорциональности  $(3 \pm 0.3) \cdot 10^{-8} \text{ Hz} \cdot \text{cm}^3$ .

В случае относительно больших расстояний  $L$  между атомами и поверхностью  $\sim 400 \text{ nm}$  с увеличением плотности атомов в режиме  $N_{\text{Cs}}/k^3 \gg 1$  происходит синий сдвиг частоты атомных переходов  $\Delta\nu_{\text{shift}}(\text{blue})$ . В интервале плотностей атомов цезия  $10^{15} - 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  сдвиг примерно линейно зависит от плотности атомов  $N$  с коэффициентом пропорциональности  $(1.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-8} \text{ Hz} \cdot \text{cm}^3$ .

Вышеприведенные результаты должны учитываться при разработке миниатюрных субмикронных устройств, содержащих атомы щелочных металлов.

## Благодарности

Авторы благодарят А. Папояна за полезные обсуждения.

## Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке МОНКР РА в рамках научных проектов № 18T-1C018 и 19YR-1C017. Работа Т.А. Вартамян 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] *Kitching J.* // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 5. P. 031302.
- [2] *Baluktian T., Urban C., Bublat T., Giessen H., Löw R., Pfau T.* // Opt. Lett. 2010. V. 35. P. 1950.
- [3] *Stern L., Bopp D.G., Schima S.A., Maurice V.N., Kitching J.E.* // Nature Commun. 2019. V. 10. P. 3156.
- [4] *Hummon M.T., Kang S., Bopp D.G., Li Q., Westly D.A., Kim S., Fredrick C., Diddams S.A.* // Optica. 2018. V. 5. P. 443.
- [5] *Sheng D., Perry A.R., Krzyzewski S.P., Geller S., Kitching J., Knappe S.* // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. P. 031106.
- [6] *Glassner D.S., Ai B., Knize R.J.* // Opt. Lett. 1994. V. 19. P. 2071.

- [7] Ai B., Glassner D.S., Knize R.J., Partanen J.P. // *Appl. Phys. Lett.* 1994. V. 64. P. 951.
- [8] De Freitas H.N., Oria M., Chevrollier M. // *Appl. Phys. B.* 2002. V. 75. P. 703.
- [9] Sargsyan A., Tonoyan A., Mirzoyan R., Sarkisyan D., Wojciechowski A., Gawlik W. // *Opt. Lett.* 2014. V. 39. P. 2270.
- [10] Sargsyan A., Papoyan A., Hughes I. G., Adams C. S., Sarkisyan D. // *Opt. Lett.* 2017. V. 42. P. 1476.
- [11] Vartanyan T.A., Lin D.L. // *Phys. Rev. A.* 1995. V. 51. P. 1959.
- [12] Oria M., Chevrollier M., Bloch D., Fichet M., Ducloy M. // *Europhys. Lett.* 1991. V. 14. P. 527.
- [13] Chevrollier M., Fichet M., Oria M., Rahmat G., Bloch D., Ducloy M. // *J. Phys. II (France)*. 1992. V. 2. P. 631.
- [14] Failache H., Saltiel S., Fichet M., Bloch D., Ducloy M. // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 5467.
- [15] Bloch D., Ducloy M. // *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* 2005. V. 50. P. 91.
- [16] Hamdi I., Todorov P., Yarovitski A., Dutier G., Maurin I., Saltiel S., Li Y., Lezama A., Sarkisyan D., Gorza M.-P., Fichet M., Bloch D., Ducloy M. // *Las. Phys.* 2005. V. 15. P. 987.
- [17] Peyrot T., Šibalić N., Sortais Y.R.P., Browaeys A., Sargsyan A., Sarkisyan D., Hughes I.G., Adams C.S. // *Phys. Rev. A.* 2019. V. 100. P. 022503.
- [18] Fichet M., Dutier G., Yarovitsky A., Todorov P., Hamdi I., Maurin I., Saltiel S., Sarkisyan D., Gorza M.P., Bloch D., Ducloy M. // *Europhys. Lett.* 2007. V. 77. P. 54001.
- [19] Саргсян А.Д., Саркисян А.С., Саркисян Д.Г. // *Известия НАН Армении. Физика.* 2018. Т. 53. С. 402.
- [20] Sargsyan A., Klinger E., Leroy C., Hughes I.G., Sarkisyan D., Adams C.S. // *J. Phys. B.* 2019. V. 52. P. 195001.
- [21] Whittaker K.A., Keaveney J., Hughes I.G., Sargsyan A., Sarkisyan D., Adams C.S. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 253201.
- [22] Whittaker K.A., Keaveney J., Hughes I.G., Sargsyan A., Sarkisyan D., Adams C.S. // *Phys. Rev. A.* 2015. V. 92. P. 052706.
- [23] Саргсян А., Пашаян-Леруа Е., Леруа К., Малакян Ю., Саркисян Д. // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 102. С. 549.
- [24] Саргсян А., Амирян А., Саркисян Д. // *ЖЭТФ.* 2019. Т. 155. С. 396.
- [25] Sargsyan A., Amiryanyan A., Pashayan-Leroy Y., Leroy C., Papoyan A., Sarkisyan D. // *Opt. Lett.* 2019. V. 44. P. 5533.
- [26] Саргсян А., Амирян А., Карталева С., Саркисян Д. // *ЖЭТФ.* 2017. Т. 152. С. 54.
- [27] Саргсян А., Бейсон М., Саркисян Д., Моханатра А., Адамс Ч. // *Опт. и спектр.* 2010. Т. 109. С. 581.
- [28] Саргсян А., Амирян А., Леруа К., Вартамян Т., Саркисян Д. // *Опт. и спектр.* 2017. Т. 123. С. 124.
- [29] Savitzky A., Golay M. // *Anal. Chem.* 1964. V. 36. P. 1627.
- [30] Talsky G. *Derivative Spectrophotometry.* Weinheim: VCH, 1994.
- [31] Keaveney J. *Collective Atom Light Interactions in Dense Atomic Vapours.* Springer, 2014.
- [32] de Aquino Carvalho J.C., Pedri P., Ducloy M., Laliotis A. // *Phys. Rev. A.* 2018. V. 97. P. 023806.
- [33] Weller L., Bettles R.J., Siddons P., Adams C.S., Hughes I.G. // *J. Phys. B.* 2011. V. 44. P. 195006.
- [34] Keaveney J., Sargsyan A., Krohn U., Hughes I.G., Sarkisyan D., Adams C.S. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 173601.