Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 6, с. 346 – 352 © 2022 г. 25 марта

Исследование взаимодействия атомов калия с поверхностью сапфира с использованием сверхтонкой спектроскопической ячейки

А. Саргсян[+], *Г. Пихлер*[*], *Д. Саркисян*[+1)]

[+]*Институт Физических Исследований, НАН Армении, 0203 Аштарак, Армения*

[*]*Institute of Physics, Croatian Academy of Sciences and Arts, 10000 Zagreb, Croatia*

Поступила в редакцию 7 февраля 2022 г.
После переработки 7 февраля 2022 г.
Принята к публикации 17 февраля 2022 г.

Впервые экспериментально исследовано влияние диэлектрической поверхности на атомы ^{39}K D_1 линии (переходы $F_g = 1, 2 \to F_e = 1, 2$) при нанометровых расстояниях. Используется наноячейка, заполненная атомарным калием с клиновидным зазором, что позволяет исследовать влияние расстояния атомов в интервале 50–800 нм от поверхности окна, изготовленного из технического сапфира. При расстояниях L от сапфировой поверхности менее 100 нм, вследствие ван-дер-Ваальсого взаимодействия происходит сильное уширение атомных переходов, и их частотные сдвиги происходят в низкочастотную область спектра (красный сдвиг). Применение метода второй производной (SD) спектров поглощения наноячейки позволило впервые измерить коэффициент ван-дер-Ваальсого взаимодействия $C_3 = 1.2\pm0.3$ кГц мкм^3 для D_1 линии калия. Показано, что при толщине наноячейки $L < 70$ нм с увеличением плотности атомов происходит дополнительный красный сдвиг, обусловленный диполь-дипольным взаимодействием атомов ^{39}K. Полученные результаты важны при разработке миниатюрных субмикронных устройств, содержащих свободные атомы.

DOI: 10.31857/S1234567822060027

1. Введение. В обзорной работе [1] приведены различные устройства, в которых успешно используются спектроскопические ячейки микронной толщины, содержащие пары атомов щелочных металлов. В частности, в субмикронных ячейках уменьшается нежелательное влияние процесса оптической накачки на эффективность оптических процессов [2]. Это объясняется частыми столкновениями атомов с поверхностью ячеек, ведущих к релаксации атомов на нижний исходный уровень, однако, с уменьшением размеров ячейки среднее расстояние между атомами и окнами ячейки также уменьшается. Поэтому важно исследовать влияние близко расположенной диэлектрической поверхности на спектроскопические характеристики атомов. Такие первые исследования были основаны на анализе формы линии селективного отражения (SR) лазерного излучения от границы – внутренняя поверхность стеклянного окна ячейки – атомарные пары металла [3–5]. Определяющий вклад в форму линии SR вносят атомы, находящиеся на расстояниях $L \sim \lambda/2\pi$ от окна ячейки, где λ – длина волны резонансного перехода в атоме. Как правило, $L \sim 100$ нм, однако, такая, относительно большая величина L, из-за малости ван-дер-Ваальсово (vdW) взаимодействия атомов с поверхностью окна приводит к малым “красным” сдвигам частоты перехода в несколько МГц, которые трудно точно определить в зашумленном спектре SR. Заметим, что при толщинах $L > \lambda/2\pi$ взаимодействие атома со стенкой описывается взаимодействием Казимира–Полдера [6].

Недавно разработанные оптические наноячейки (НЯ), заполненные парами 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 лазерного излучения в парах атомов [7–10], селективное отражение лазерного излучения от НЯ [11, 12], резонансная флуоресценция паров атомов [13, 14] и фарадеево вращение в парах металлов [15], коэффициенты vdW взаимодействия C_3 были измерены для атомов Cs (линии D_1 и D_2), Rb (линии D_1 и D_2).

В работе [16] были использованы пары атомов ^{39}K, содержащиеся в сантиметровой ячейке для реализации поляризационной спектроскопии, а в работе [17] пары атомов ^{39}K использовались для реализации процесса электромагнитно-индуцированной прозрач-

1)e-mail: sarkdav@gmail.com

ности. Коллективный лэмбовский сдвиг наноразмерного слоя атомных паров K, D_2 линии был исследован недавно в [18].

В настоящей работе впервые приведены результаты исследования vdW взаимодействия атомов ^{39}K с диэлектрической поверхностью по его проявлениям в спектроскопии D_1 линии. Была изготовлена специальная высокотемпературная отпаянная НЯ с клиновидным зазором между внутренними поверхностями окон, что позволяет исследовать энергетическую структуру атомов ^{39}K, находящихся на расстояниях от 50 до 100 нм от внутренних поверхностей сапфировых окон НЯ.

Эксперимент. На рисунке 1 приведена схема экспериментальной установки. Для исследования процесса резонансного поглощения в НЯ, заполненной калием использовалось излучение диодного лазера с внешним резонатором (ECDL, выпускается под товарной маркой VitaWave [19]), с длиной волны $\lambda = 770$ нм, ширина линии 1 МГц. Фотография наноячейки, заполненной природным калием (93.3 % ^{39}K, и 6.7 % ^{41}K), с клиновидным зазором между внутренними поверхностями сапфировых окон приведена на вставке рис. 1. Толщина зазора L (т.е. расстояние между внутренними поверхностями НЯ) варьируется в интервале 50–1500 нм (толщина зазора изменяется по вертикали). Наноячейка помещается внутрь двухсекционного нагревателя, который обеспечивает независимый нагрев окон и отростка, в котором находится металлический K. Плотность атомов K определяется температурой (T) отростка. При вертикальном перемещении НЯ лазерное излучение проходит через разную толщину зазора с парами атомов K, следовательно, реализуется изменение расстояния L атомов K до окон НЯ. Толщина зазора определялась по методике, приведенной в [2]. Детали конструкции НЯ приведены в работе [9]. Излучение лазера направлялось перпендикулярно окнам НЯ и измерялось поглощение паров атомов при сканировании частоты лазера вблизи D_1 линии. Диаметр пучка составлял 1 мм, мощность излучения 200 мкВт. Оптические излучения регистрировались фотодиодами ФД-24К, сигналы с которых усиливались и подавались на четырехканальный осциллограф Tektronix TDS2014B. Для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на узел *2* для формирования реперного спектра на основе техники насыщенного поглощения (НП) [20] в ячейке заполненной K.

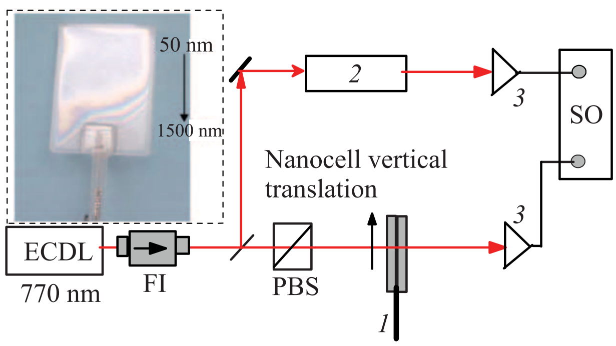


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки: ECDL – диодный лазер; FI – фарадеевский изолятор; PBS – поляризационная призма; *1* – НЯ с K (окна изготовлены из технического сапфира, размеры 20×30 мм^2; *2* – узел для формирования реперного спектра на основе техники насыщенного поглощения; *3* – фотоприемники; SO – цифровой осциллограф. На вставке приведена фотография НЯ, вертикальная стрелка показывает направление изменения L между внутренними поверхностями окон от 50 до 1500 нм

2.1. Зависимость частотных сдвигов переходов от толщины L. Большое доплеровское уширение атомных переходов ^{39}K при $T \sim 180\,^\circ$C превышает 900 МГц, поэтому переходы $1, 2 \to 1', 2'$, показанные на диаграмме на вставке рис. 2 (штрихами обозначены верхние уровни переходов) спектрально не

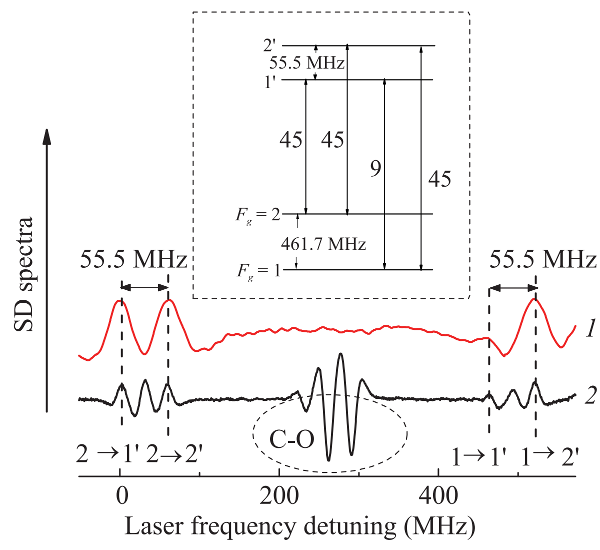


Рис. 2. (Цветной онлайн) НЯ, $L = 770$ нм, кривая *1* – спектр SD поглощения, содержит узкие VSOP резонансы, расположенные на частотах переходов $F_g = 1, 2 \to 1', 2'$. Кривая *2* – реперный SD спектр НП в ячейке $L = 1$ см с K, содержит также C-O резонансы [20]. Вертикальные пунктирные линии указывают на отсутствие частотного смещения на переходах в спектрах *1* и *2*, вставка – диаграмма уровней и переходов ^{39}K линии D_1. Цифры 45 и 9 – относительные вероятности переходов

разрешаются в спектре поглощения и "размываются" доплеровским уширением в ячейках сантиметровой длины. В работе [10] показано, что, используя НЯ с толщиной $L = \lambda/2 = 385$ нм или с толщиной $L = \lambda$ ($\lambda = 770$ нм – длина волны резонансного излучения с переходами ^{39}K, D_1 линии) в спектре поглощения $A(\nu)$, удается частично спектрально разрешить атомные переходы ^{39}K. Применение метода второй производной $A''(\nu)$ (SD – second derivative) [10] к спектрам поглощения атомарных паров в наноячейке позволяет спектрально разделить атомные переходы, при этом, правильно передаются, как частотные интервалы между переходами, так и относительные вероятности показанные на диаграмме на вставке рис. 2. В работах [21, 22] SD спектры применялись для исследования необычных магнито-индуцированных атомных переходов.

Поскольку для определения частотного сдвига небходимо проводить сравнение частотного положения атомного перехода в НЯ при толщинах $L < 100$ нм с реперной частотой, необходимо предварительно проверить, что приемники не привносят частотного сдвига. На рисунке 2 кривая *1* показывает SD спектра, формируемого при $L = 770$ нм, температура $T = 140\,^\circ$C. В этом случае в спектре формируются субдоплеровские оптические резонансы, селективные по атомным скоростям (в англоязычной литературе называются VSOP резонансы [10]), которые расположены на частотах переходов $F_g = 1, 2 \to 1', 2'$). Кривая *2* показывает SD спектр насыщенного поглощения (НП) [20] в калиевой ячейке длиною 1 см. Сравнение кривых *1* и *2* показывает, что частотные положения атомых переходов, отмеченные вертикальными пунктирами, совпадают. Это означает, что толщина $L = 770$ нм достаточно большая и влияние взаимодействия атомов K с поверхностью не проявляется.

На рисунке 3a кривая *1* показывает спектр поглощения $A(\nu)$ НЯ при толщине $L = 55 \pm 5$ нм для переходов $1, 2 \to 1', 2'$. Вследствие влияния vdW взаимодействия на атомные переходы ^{39}K последние сильно уширены (дополнительно к доплеровскому уширению и столкновительному уширению атомов с окнами НЯ [12]) и практически не разрешены. Кривая *2* – SD спектра поглощения $A''(\nu)$; здесь и далее спектр SD для удобства инвертирован. Для измерения "красных" частотных сдвигов переходов $1, 2 \to 1', 2'$ на нижней кривой рис. 3a приведен частотный репер (Refer.), который является спектром SD насыщенного поглощения. Для измерения "красных" частотных сдвигов переходов $1, 2 \to 1', 2'$, на кривой SD необходимо найти новые частотные положения этих

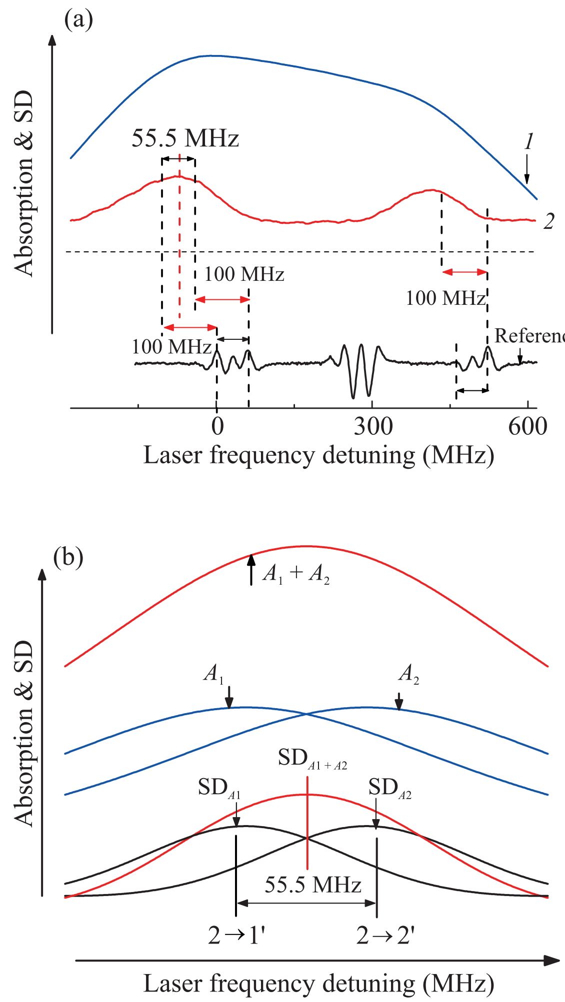


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Кривая *1* – спектр поглощения НЯ, $L = 55 \pm 5$ нм, переходы $1, 2 \to 1', 2'$; кривая *2* – спектр SD, вертикальные пунктирные линии на частотном расстоянии $\simeq 28$ МГц от средней вертикальной пунктирной линии показывают смещенные положения переходов $2 \to 1', 2'$; красное смещение частоты переходов относительно их начальных положений $\Delta\nu_{vdW} \sim -100$ МГц, кривая Reference – SD спектра НП в ячейке $L = 1$ см с парами K; (b) – выбран лоренцев контур линий поглощения A_1 и A_2 для переходов $2 \to 1', 2'$, имеющих равную вероятность и частотный интервал 55.5 МГц, что значительно меньше спектральных линий ширины поглощения A_1 и A_2. Вертикальная линия между переходами указывает на положение максимума суммарной огибающей $SD_{A_1+A_2}$, переходы $2 \to 1', 2'$ находятся на частотном расстоянии $\simeq 28$ МГц от вертикали

переходов. На рисунке 3b приведено пояснение, как это осуществлено: в качестве примера выбран лоренцев контур линий поглощения A_1 и A_2 для каждого из двух переходов $2 \to 1', 2'$; вероятности переходов равны друг другу, а частотный интервал между ними 55.5 МГц, который значительно меньше, чем спектральные ширины линий поглощения A_1 и A_2. Кривые SD_{A1} и SD_{A2} – вторые производные контуров линии поглощения A_1 и A_2. Нетрудно видеть, что вертикальная линия между переходами указывает на положение максимума суммарной огибающей SD_{A1+A2}, а каждый переход находится на частотном расстоянии 55.5 МГц/2 $\simeq$ 28 МГц от вертикали (в работе [12] показано, что интервалы между переходами сверхтонкой структуры атома в результате эффекта vdW сохраняются). Следовательно, проведя красную вертикальную пунктирную линию (на левой огибающей) в спектре SD на рис. 3a, и отложив вертикальные пунктирные линии на частотном расстоянии 28 МГц от средней вертикальной пунктирной линии, будем иметь смещенные положения переходов $2 \to 1', 2'$ в результате влияния эффекта vdW (для переходов $1 \to 1', 2'$ эта процедура не проводилась, так как вероятности переходов сильно отличаются). На рисунке 3a показаны частотные сдвиги переходов $2 \to 1', 2'$; в результате влияния эффекта vdW имеет место красное смещение частоты переходов относительно их начальных положений, которое составляет $\Delta\nu_{vdW} \sim -100$ МГц. Как видно, профиль спектра SD уширен асимметрично преимущественно в низкочастотную область, что также является проявлением vdW взаимодействия атома с окнами НЯ [12]. Рисунок 5 в работе [23] наглядно поясняет физический механизм vdW: атом схематически изображен в виде диполя, и показано индуцированное им зеркальное отображение в диэлектрическом-окне НЯ. Следовательно, атомы находятся в электрическом поле индуцированных диполей и испытывают постоянный штарковский сдвиг, который вызывает красный частотный сдвиг. В той же работе показано, что спектральная плотность в спектрах поглощения (т.е. положение пика в спектре) всегда максимальна для атомов, находящихся вокруг центра наноячейки $z = L/2$ (z – расстояние атома от стенки). Из формулы (4) в работе [23] следует, что для центра наноячейки, $z = L/2$, полный красный частотный сдвиг (обусловленный влиянием обоих окон НЯ) составляет $\Delta\nu_{vdW} = -16C_3/L^3$ (1), где коэффициент C_3 определяет vdW взаимодействие атома ^{39}K с поверхностью (в данном случае с сапфировым окном НЯ), $T = 180\,^\circ$C (плотность атомов $N_K = 6 \times 10^{13}$ см$^{-3}$). В этом случае величина $N_K/k^3 \simeq 0.1 \ll 1$ (где k – волновое число), что означает, что диполь-дипольное взаимодействие атомов ^{39}K не приводит к дополнительному частотному смещению [18]. Это важно для правильного определения величины $\Delta\nu_{vdW}$ и, следовательно, коэффициента C_3. На рисунке 4 приведены SD спектры поглощения, при изменении толщины L наноячейки от 55 ± 5 нм (кривая *1*) до 260 ± 5 нм (кривая *6*), кривые *1–6*: 55 ± 5, 60 ± 5, 67 ± 5, 72 ± 5, 82 ± 5, 260 ± 5 нм, соответственно, $T = 180\,^\circ$C. Отчетливо видно частотное красное смещение с уменьшением толщины L. Для каждой толщины L красный частотный сдвиг $\Delta\nu_{vdW}$ определялся по методике, приведенной на рис. 3. Погрешность в определении толщины L [2] составляла ± 5 нм, что приводит к погрешности определения величины коэффициента $C_3 = 1.2 \pm 0.3$ кГц мкм^3, приведенного на рис. 5. Заметим, что на сегодняшний день нет более доступных методов экспериментального определения величины C_3. Величина C_3 для атомов ^{39}K, D_2 линии, измеренная в работе [23], составляет $C_3 = 1.9 \pm 0.3$ кГц мкм^3, что примерно в 2 раза больше, как это предсказывалось в работе [3] для различия величин C_3 для D_1 и D_2 линий.

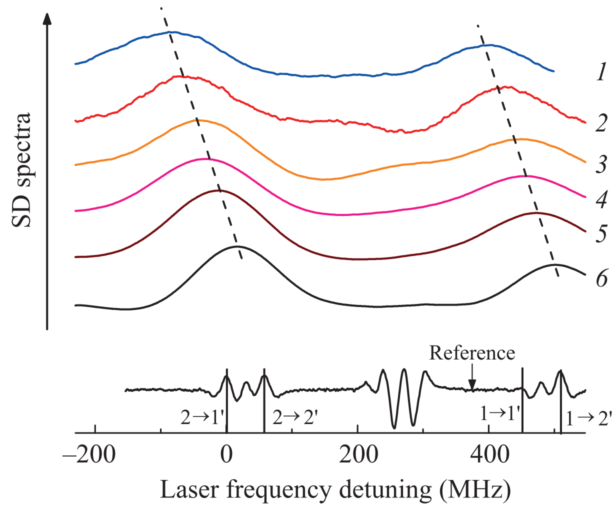


Рис. 4. (Цветной онлайн) SD спектры поглощения при изменении толщины L, кривые *1–6*: 55±5, 60±5, 67±5, 72±5, 82±5, 260±5 нм, соответственно, видно частотное красное смещение с уменьшением L; нижняя кривая Reference – SD спектра НП калиевой ячейки, $L = 1$ см. Пунктирная линия проведена для наглядности

2.2. Зависимость частотных сдвигов переходов от плотности паров атомов. В работах [18, 24] отмечается, что НЯ ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо по следующей причине. Внутренние поверхности сапфировых окон НЯ (с отражением по 8 %) можно считать параллельными друг другу, поскольку максимальное расстояние между внутренними поверхностями в нижней части НЯ составляет 2–3 мкм (см. вставку на рис. 1), в то время как размер окна по высоте 30 мм, следовательно угол между внутренними поверхностями ~ 0.1 мрад.

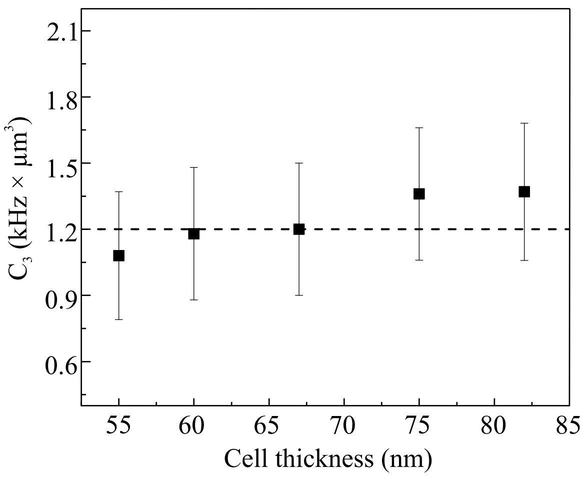
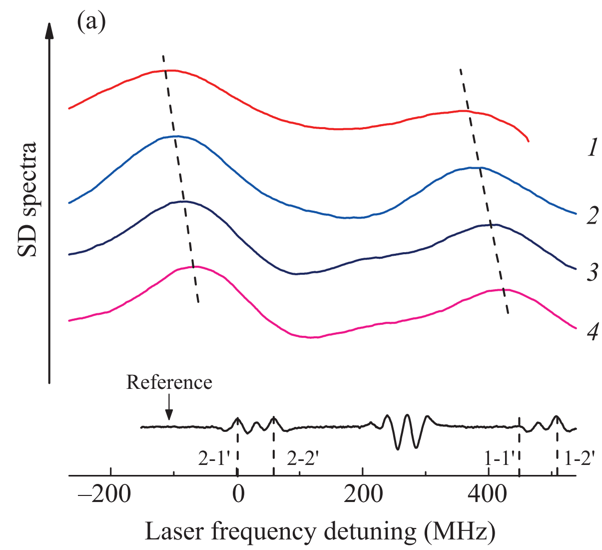


Рис. 5. Величина vdW коэффициента $C_3 = 1.2 \pm \pm 0.3$ кГц мкм^3 взаимодействия атома ^{39}K D_1 линии в зависимости от L. Погрешность в определении толщины L составляла ± 5 нм, что приводит к погрешности определения величины коэффициента C_3. Пунктирная линия проведена для наглядности

Выражение (1) в работе [18] определяет частотный сдвиг атомного перехода в наночейке в зависимости от безразмерного параметра L/λ, из которого следует, что при $L/\lambda \ll 1$ остается красный, так называемый частотный "Лоренц–Лоренц" сдвиг, $\Delta\nu_{LL} = -\pi N/k^3\Gamma$ (2), обусловленный диполь-дипольным взаимодействием атомов, где Γ – радиационная ширина соответствующего атомного перехода, и в случае ^{39}K, D_1 линии $\Gamma/2\pi = 6$ МГц. Как показано в работах [2, 18], для атомов Cs, Rb и K (D_2 линии) при толщинах наноячейки $L < 80$ нм с увеличением плотности N атомов, когда начинает выполняться соотношение $N/k^3 \geq 1$, регистрируется красный частотный сдвиг $\Delta\nu_{LL}$. В этом случае суммарный красный частотный сдвиг состоит из двух слагаемых: $\Delta\nu_{vdW} + \Delta\nu_{LL}$. На рисунке 6а приведены SD спектры поглощения при увеличении T отростка наноячейки с 183 °C – кривая *4* до 257 °C – кривая *1* (при увеличении температуры происходит увеличение плотности атомов ^{39}K). На рисунке 6b приведена зависимость суммарного красного частотного сдвига, который состоит из двух слагамых: $\Delta\nu_{vdW} + \Delta\nu_{LL}$ для толщины наноячейки $L = 65 \pm 5$ нм ($\Delta\nu_{vdW} = -70$ МГц). Величина $\Delta\nu_{vdW}$ фиксирована, поскольку определяется толщиной $L = 65 \pm 5$ нм при $N/k^3 \ll 1$. Заметим, что выражение (2) для $\Delta\nu_{LL}$ удовлетворительно описывает экспериментальные результаты на рис. 6 с погрешностью 7 %.

Заключение. Впервые исследовано влияние взаимодействия атомов ^{39}K с окнами НЯ, изготовлен-



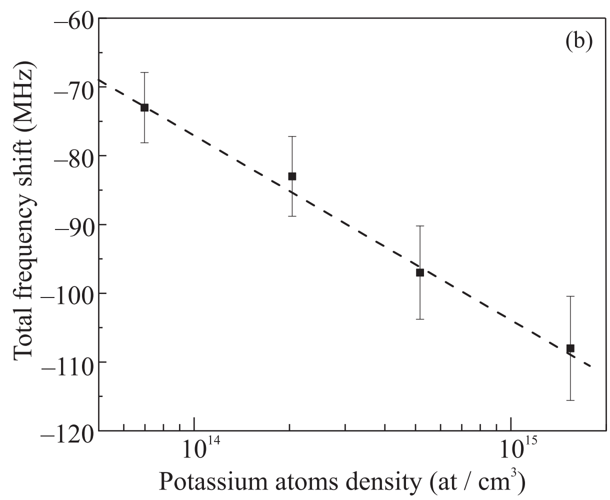


Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – SD спектры поглощения при увеличении T отростка НЯ, $L = 65 \pm 5$ нм, снизу вверх, *4–1*: 183 °C , 207 °C, 230 °C и 257 °C, соответственно; при увеличении T происходит увеличение плотности N_K; нижняя кривая Reference – SD спектра НП калиевой ячейки, $L = 1$ см; (b) – зависимость суммарного красного частотного сдвига $\Delta\nu_{vdW} + \Delta\nu_{LL}$, для НЯ $L = 65 \pm 5$ нм ($\Delta\nu_{vdW} = -70$ МГц) от плотности паров атомов ^{39}K

ных из технического сапфира на частотное положение атомных переходов D_1 линии при нанометровых расстояниях между атомами и поверхностью сапфира. Была изготовлена высокотемпературная НЯ с клиновидным зазором, что позволило исследовать зависимость сдвигов сверхтонких переходов $2 \rightarrow 1', 2'$ от расстояния L между атомами и поверхностью сапфира в интервале от 50 до 800 нм. При L менее 100 нм вследствие ван-дер-Ваальсового взаимодействия происходит сильное уширение атомных переходов и сдвиг их частот в низкочастотную область спектра (красный сдвиг). Применение метода SD поглощения паров в наноячейке позволило измерить величину частотных красных сдвигов и определить величину коэффициента vdW взаимодействия $C_3 = 1.2 \pm 0.3$ кГц мкм^3. Полученные результаты необходимо учитывать при разработке миниатюрных субмикронных устройств, содержащих свободные атомы: размеры разрабатываемых миниатюрных частотных маркеров [1], которые содержат пары атомов металла, не должны иметь размеры менее 0.3 мкм, поскольку при меньших размерах будет иметь место сдвиг частоты атомных переходов. В работе продемонстрировано, что при толщине наноячейки $L < 70$ нм с увеличением плотности атомов ^{39}K, когда выполняется условие $N/k^3 \geq 1$, регистрируется, дополнительный к частотному сдвигу $\Delta\nu_{vdW}$, красный частотный сдвиг $\Delta\nu_{LL}$, обусловленный диполь-дипольным взаимодействием атомов ^{39}K. Для регистрации сдвига $\Delta\nu_{LL}$ необходимо нагревать НЯ выше 200–230 °C. Заметим, что интерес к использованию НЯ в спектроскопии растет, однако, недавно разработанные стеклянные НЯ [25, 26] не могут быть использованы при необходимых высоких температурах, так как при $T > 170-180$ °C происходит сильное взаимодействие горячих паров K со стеклом, приводящим к его почернению; взаимодействие паров K с сапфиром отсутствует вплоть до $T \sim 500$ °C.

Высокая поляризуемость высоколежащих уровней делает их более чувствительными к взаимодействию атом-поверхность, поэтому представляется перспективным использовать НЯ с ^{39}K для исследования переходов 4S-5P и 4S-6P при наличии узкополосных лазеров с $\lambda = 404$ и 345 нм соответственно; меньшая вероятность переходов по сравнению с рассмотренным переходом 4S-4P может быть скомпенсирована более высокой температурой НЯ. Так в работе [27], используя НЯ, заполненной Rb, и переход 5S-6P ($\lambda = 420$ нм), красный частотный сдвиг $\Delta\nu_{LL} > 200$ МГц был зарегистрирован для относительно большого расстояния $L \sim 200$ нм атома от поверхности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке Министерства образования, науки, культуры и спорта Республики Армения в рамках научного проекта N21T-1C005.

Авторы благодарят Ара Тонояна за техническое содействие.

---

1. J. Kitching, Appl. Phys. Lett. **5**, 031302 (2018).
2. J. Keaveney, *Collective Atom Light Interactions in Dense Atomic Vapours*, Springer, Cham, Heidelberg, N.Y., Dordrecht, London (2014).
3. M. Chevrollier, M. Fichet, M. Oria, G. Rahmat, D. Bloch, and M. Ducloy, J. Phys. II (France) **2**, 631 (1992).
4. H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, and M. Ducloy, Phys. Rev. Lett. **83**, 5467 (1999).
5. D. Bloch and M. Ducloy, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **50**, 91 (2005).
6. A. Laliotis, T. Passerat de Silans, I. Maurin, M. Ducloy, and D. Bloch, Nat. Commun. **5**, 4364 (2014).
7. T. Peyrot, N. Šibalić, Y. R. P. Sortais, A. Browaeys, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, I. G. Hughes, and C. S. Adams, Phys. Rev. A **100**, 022503 (2019).
8. A. V. Ermolaev and T. A. Vartanyan, Phys. Rev. A **105**, 013518 (2022).
9. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, I. G. Hughes, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, Phys. Rev. Lett. **108**, 173601 (2012).
10. A. Sargsyan, A. Amiryan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, Opt. Lett. **44**, 5533 (2019).
11. M. Fichet, G. Dutier, A. Yarovitsky, P. Todorov, I. Hamdi, I. Maurin, S. Saltiel, D. Sarkisyan, M. P. Gorza, D. Bloch, and M. Ducloy, Europhys. Lett. **77**, 54001 (2007).
12. A. Sargsyan, A. Papoyan, I. G. Hughes, Ch. S. Adams, and D. Sarkisyan, Opt. Lett. **42**, 1476 (2017).
13. K. A. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, Phys. Rev. Lett. **112**, 253201 (2014).
14. K. A. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, Phys. Rev. A **92**, 052706 (2015).
15. А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Ю. Малакян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **102**, 549 (2015).
16. K. Pahwa, L. Mudarikwa, and J. Goldwin, Opt. Express **20**, 17456 (2012).
17. A. Lampis, R. Culver, B. Megyeri, and J. Goldwin, Opt. Express **24**, 15494 (2016).
18. T. Peyrot, Y. R. P. Sortais, A. Browaeys, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, J. Keaveney, I. G. Hughes, and C. S. Adams, Phys. Rev. Lett. **120**, 243401 (2018).
19. V. V. Vassiliev, A. S. Zibrov, and V. L. Velichansky, Rev. Sci. Instrum. **77**, 013102 (2006).
20. D. Bloch, M. Ducloy, N. Senkov, V. Velichansky, and V. Yudin, Las. Phys. **6**, 670 (1996).
21. A. Sargsyan, E. Klinger, A. Amiryan, A. Tonoyan, D. Sarkisyan, Phys. Lett. A **390**, 127114 (2021).
22. А. Саргсян, А. Тоноян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **113**, 629 (2021).
23. A. Sargsyan, E. Klinger, C. Leroy, I. G. Hughes, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **52**, 195001 (2019).

24. G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, and M. Ducloy, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 793 (2003).
25. T. Peyrot, Ch. Beurthe, S. Coumar, M. Roulliay, K. Perronet, P. Bonnay, C. S. Adams, A. Browaeys, and Y. R. P. Sortais, Opt. Lett. **44**, 1940 (2019).
26. 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).
27. T. Varzhapetyan, A. Nersisyan, V. Babushkin, D. Sarkisyan, S. Vdović, and G. Pichler, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **41**, 185004 (2008).