

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА В ПАРАХ АТОМОВ КАЛИЯ

А.Д. САРГСЯН*, Д.Г. САРКИСЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: sarmeno@mail.ru

(Поступила в редакцию 14 июля 2025 г.)

Экспериментально исследован эффект Ван-дер-Ваальса (VW) в атомарных парах ^{39}K с использованием наноячейки, изготовленной из технического сапфира. При расстояниях атома от поверхности сапфира менее 100 нм происходит сильное уширение атомных переходов и их частотные сдвиги в низкочастотную область спектра. В качестве суб-доплеровского метода был применен метод селективного отражения (SR) лазерного излучения от границы «сапфировое окно–атомные пары», что позволило измерить коэффициент VW взаимодействия C_3 для атома калия. Показано, что изменение толщины наноячейки от 100 до 50 нм приводит к уменьшению C_3 , вычисленного из «красного» VW смещения, т.е. экспериментально зарегистрировано так называемое «замедление» эффекта VW, которое предсказывалось в теоретических работах. Полученные результаты важны при разработке миниатюрных субмикронных устройств, содержащих пары атомов.

1. Введение

Известно, что в субмикронных ячейках (которые содержат атомарные пары) уменьшается нежелательное влияние процесса оптической накачки на эффективность оптических процессов [1]. Это происходит из-за частых столкновений атомов с поверхностью ячейки, ведущих к релаксации атомов на нижний исходный уровень. Заметим, однако, что с уменьшением размеров ячейки среднее расстояние между атомами и поверхностью (окнами) ячейки также уменьшается. Поэтому, важно исследовать влияние близко расположенной диэлектрической поверхности на спектроскопические характеристики атомов. Первые такие исследования были основаны на анализе формы линии селективного отражения (SR) лазерного излучения от границы «внутренняя поверхность стеклянного окна ячейки–атомарные пары металла» [2–9]. Определяющий вклад в форму линии SR вносят атомы, находящиеся на расстояниях $L < \lambda/2\pi$ 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-Ваальсового (VW) взаимодействия атомов с поверхностью окна ячейки приводит к малым, в несколько МГц, «красным» сдвигам частоты перехода, которые трудно количественно определить в зашумленном спектре SR. Заметим, что VW взаимодействие также называется взаимодействием Казимира–Полдера в незапывающем режиме [10, 11].

Разработанные в Институте физических исследований НАН Армении оптические наноячейки, заполненные парами щелочных металлов, оказались очень удобными для исследования VW взаимодействия атомов с поверхностью, поскольку в этом случае расстояние атома от поверхности ячейки (то есть окон наноячейки) может составлять десятки нанометров. В работах [12–15] эффект VW был исследован в наноячейках, содержащих атомарные пары щелочных металлов, и были измерены коэффициенты взаимодействия C_3 .

В настоящей работе впервые приведены результаты исследования VW взаимодействия атомов ^{39}K с диэлектрической поверхностью линии D_1 с использованием метода SR. Использовалась изготовленная высокотемпературная отпаянная наноячейка с клиновидным зазором между внутренними поверхностями окон, которая содержала атомарные пары калия. В работе также зарегистрировано «замедление» эффекта VW в парах атомов калия, которое ранее было зарегистрировано как в парах атомов рубидия, так и цезия [15].

2. Эксперимент

На рис.1 приведена схема экспериментальной установки. Использовался ECDL лазер с внешним резонатором (выпускаемый под товарной маркой VitaWave [16]), с длиной волны $\lambda = 770$ нм и шириной линии 1 МГц. Ячейка, заполненная природным калием 93.3% ^{39}K и 6.7% ^{41}K и имеющая клиновидный зазор, схематически показана на вставке А рис.1. Расстояние L зазора между внутренними поверхностями наноячейки варьируется в интервале 40–2000 нм (толщина зазора изменяется по вертикали). Наноячейка помещается внутрь двухсекционного нагревателя, который обеспечивает независимый нагрев окон и отростка, где находится металлический К. Плотность атомов К определяется температурой T отростка. При вертикальном перемещении наноячейки лазерное излучение проходит через разную толщину зазора с парами атомов К. Толщина зазора определялась по методике, приведенной в работе [1]. Детали конструкции наноячейки приведены в работе [13]. Излучение лазера направлялось перпендикулярно окнам наноячейки и измерялось отражение лазерного излучения от границы «сапфировое окно–атомные пары» при сканировании частоты лазера вблизи линии D_1 атомов калия. Диаметр пучка составлял 1 мм, мощность излучения 0.3 мВт. Оптическое излучение регистрировалось фотодиодом ФД-24К, сигнал с которого усиливался и подавался на четырехканальный осциллограф Tektronix TDS2014В. Для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на узел 1 с целью формирования реперного спектра на основе техники насыщенного поглощения [17].

3. Результаты

Большое доплеровское уширение атомных переходов ^{39}K при $T = 185^\circ\text{C}$ превышает 900 МГц, поэтому переходы $1,2 \rightarrow 1', 2'$, показанные на диаграмме во вставке В рис.1, спектрально не разрешаются и <<перекрываются>> доплеровским уширением в ячейках сантиметровой длины. На рис.2 (кривая 1) показан спектр селективного отражения лазерного излучения от границы <<сапфировое окно–атомные пары>>. Толщина наноячейки $L = 100 \pm 5$ нм. Кривая 2 –

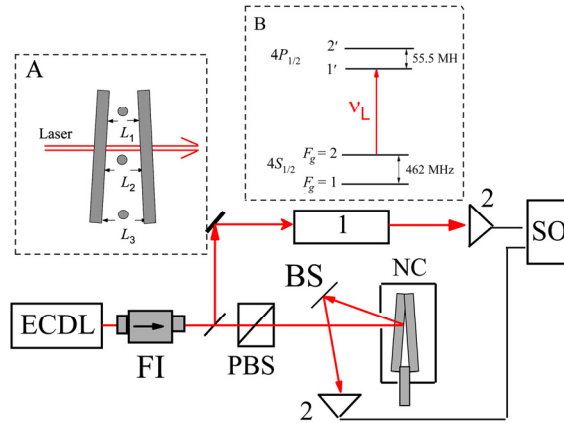


Рис.1. Схема экспериментальной установки: ECDL – диодный лазер, FI – фарадеевский изолятор, PBS – поляризационная призма, NC – наночейка с К внутри печи, 1 – узел для формирования реперного спектра, 2 – фотоприемники, SO – цифровой осциллограф, BS – делительная пластина. На вставке А схематически приведена наночейка, имеющая клиновидный зазор. На вставке В показана энергетическая структура линии D_1 атомов калия. Штрихами обозначены верхние уровни переходов.

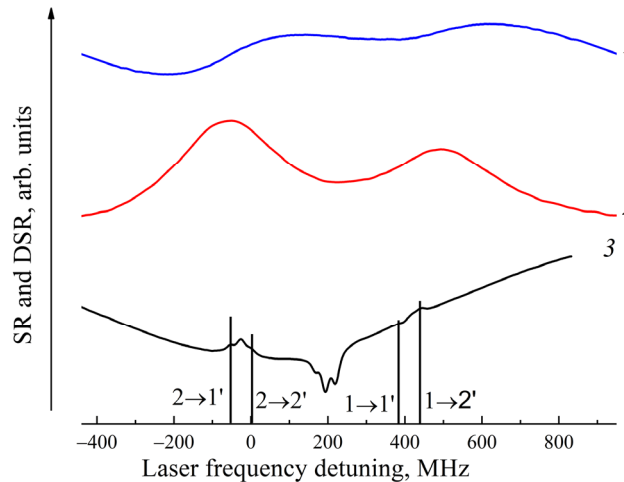


Рис.2. Наночейка с толщиной $L = 100 \pm 5$ нм: кривая 1 – спектр селективного отражения, кривая 2 – производная кривой 1, кривая 3 – реперный спектр в ячейке с К, полученный техникой насыщенного поглощения в сантиметровой ячейке [17].

производная кривой 1 (DSR – derivative of the SR). Кривая 3 – реперный спектр, полученный с помощью известной техники насыщенного поглощения, в ячейке с $L = 1$ см с калием [17]. Для измерения «красных» частотных сдвигов переходов $1, 2 \rightarrow 1', 2'$, которые возникают из-за влияния эффекта VW (на рис.3 кривая 3), приведен частотный репер-спектр насыщенного поглощения в сантиметровой ячейке [17]. Для измерения «красных» частотных сдвигов переходов $1, 2 \rightarrow 1', 2'$ на кривой 2 необходимо найти новые частотные положения этих

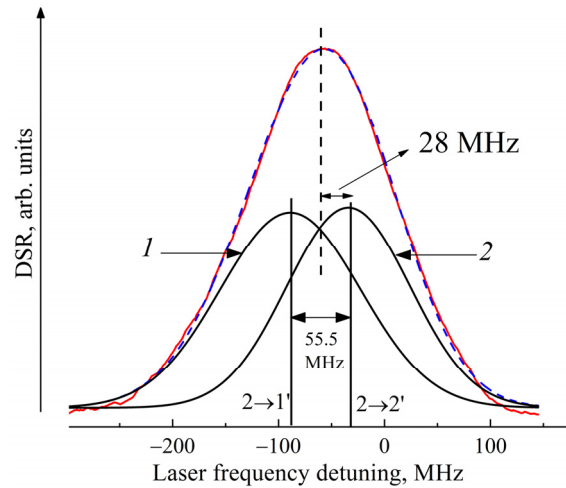


Рис.3. Низкочастотный фрагмент спектра 2 (из рис.2), содержащий атомные переходы $2 \rightarrow 1'$, $2 \rightarrow 2'$. Эти переходы имеют равные амплитуды, а частотный интервал 55.5 МГц значительно меньше спектральных ширин кривых 1 и 2. Спектр аппроксимировался гауссовыми кривыми. Кривые 1 и 2 – спектры DSR. Вертикальная линия между переходами указывает на положение максимума суммарной огибающей: переходы $2 \rightarrow 1'$, $2 \rightarrow 2'$ находятся на частотном расстоянии ≈ 28 МГц от вертикали.

переходов. На рис.3 показано, как это осуществлено: выбран низкочастотный фрагмент спектра 2 (из рис.2) содержащий атомные переходы $2 \rightarrow 1'$, $2 \rightarrow 2'$.

Нетрудно увидеть, что низкочастотный фрагмент спектра 2 хорошо аппроксимируется двумя гауссовыми кривыми 1 и 2. Вертикальная пунктирная линия между переходами указывает на положение максимума суммарной огибающей, а каждый переход находится на частотном расстоянии $55.5/2 \approx 28$ МГц от вертикали. Следовательно, для правильного определения частотного сдвига необходимо из частотного сдвига, измеренного от репера и пикового резонанса, вычесть (по модулю) величину 28 МГц. Рис.5 в работе [13] наглядно поясняет физический механизм, приводящий к возникновению VW эффекта: исследуемый атом схематически изображен в виде мгновенного диполя (усредненное значения дипольного момента нулевое), и показано индуцированное этим диполем зеркальное отображение в диэлектрическом окне наноячейки. Следовательно, можно говорить, что 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 (то есть положение пика поглощения в спектре) всегда максимальна для атомов, находящихся вблизи центра наноячейки $z = L/2$ (z – расстояние атома от стенки – окна наноячейки). Из приведенной формулы (4) в работе [13] следует, что для центра наноячейки с $z = L/2$ полный красный частотный сдвиг, обусловленный одновременным влиянием обоих окон наноячейки составляет:

$$\Delta_{VW} = -16C_3/L^3, \quad (1)$$

где коэффициент C_3 определяет VW взаимодействие атома ^{39}K с поверхностью

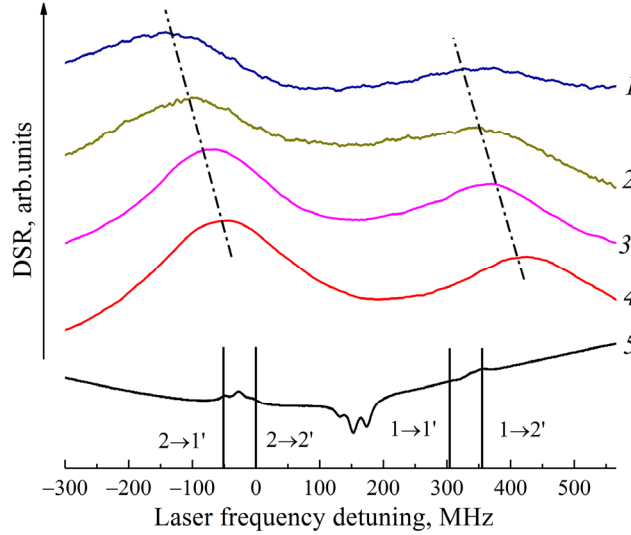


Рис.4. DSR-спектры при изменении толщины L : кривые 1–4 – 50 ± 5 , 62 ± 5 , 80 ± 5 , 100 ± 5 нм, соответственно; видно частотное «красное» смещение с уменьшением L , нижняя кривая 5 – реперный спектр калиевой ячейки с толщиной $L = 1$ см, полученный техникой насыщенного поглощения.

(отметим, что коэффициент C_3 — это разница между коэффициентами возбужденного C_3 и основного C_3 состояний). При температуре ячейки $T = 185^\circ\text{C}$ плотность атомов составляет $N_K \sim 7.7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В этом случае величина $N_K/k^3 \approx 0.1 \ll 1$ (где k – волновой вектор), что означает, что диполь-дипольное взаимодействие между атомами ^{39}K не приводит к дополнительному частотному смещению [14]. Это важно для правильного определения величины $\Delta\nu_{\text{vw}}$ и, следовательно, коэффициента C_3 .

На рис.4 приведены DSR спектры при изменении толщины L наноячейки: кривые 1–4 – 50 ± 5 , 62 ± 5 , 80 ± 5 , 100 ± 5 нм, соответственно, при $T = 185^\circ\text{C}$. Отчетливо видно частотное «красное» смещение с уменьшением толщины L . Для каждой толщины L красный частотный сдвиг $\Delta\nu_{\text{vw}}$ определялся по методике, приведенной на рис.3. Погрешность в определении толщины L [1] составляла ± 5 нм, что приводит к погрешности определения величины коэффициента C_3 . На рис.5. приведена зависимость частотного «красного» сдвига от толщины наноячейки. Пунктирная кривая показывает зависимость $\sim 1/L^3$. Эти результаты хорошо согласуются с приведённой формулой (1).

В работах [19, 20] было исследовано так называемое «замедление» эффекта Ван-дер-Ваальса, который заключается в следующем: сигнал SR является разницей между потенциалом возбужденного и основного состояний. Потенциал возбужденного состояния не так сильно чувствует эффекты запаздывания ($-C_3/L^3$ является хорошим приближением), но основное состояние «чувствует» эффекты запаздывания. Фактически для основного состояния зависимость $-C_3/L^3$ при толщинах менее 50 нм демонстрирует другую зависимость, а именно $-C_4/L^4$. Таким образом, разница между двумя потенциалами на самом деле оказывается больше,

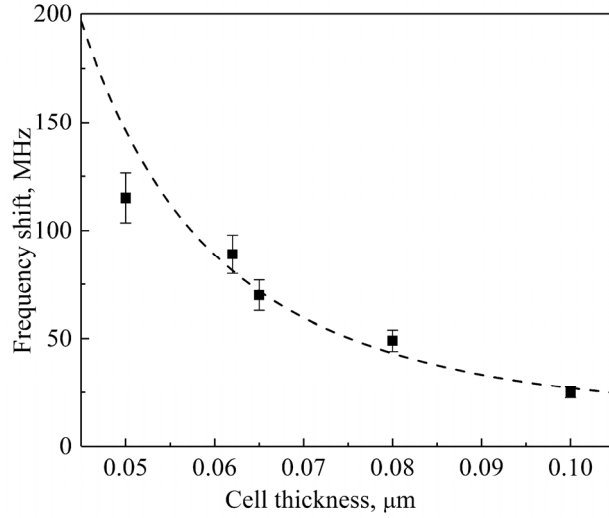


Рис.5. Зависимость частотного «красного сдвига» от толщины наноячейки. Прямоугольники – экспериментальные результаты. Ошибка измерения составила 5%. Пунктирная кривая показывает зависимость $\sim 1/L^3$ и приведена для сравнения.

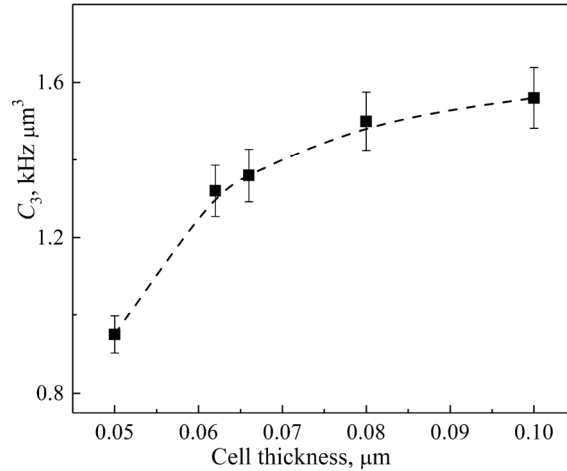


Рис.6. Экспериментальная зависимость коэффициента C_3 в зависимости от толщины L ячейки. Ошибка измерения составила 5%. Пунктирная линия приведена для удобства.

чем при простом применении приближения $-C_3/L^3$. Это приводит к тому, что коэффициент C_3 уменьшается при толщинах менее 100 нм. На рис.6. показана зависимость коэффициента C_3 от толщины ячейки. Видно, что наблюдается уменьшение коэффициента C_3 от L . Ранее эффект «замедления» был экспериментально зарегистрирован в парах атомов Rb и Cs в работе [15].

Заметим, что на сегодняшний день нет более доступных методов экспериментального определения величины C_3 , чем можно реализовать с помощью наноячейки. Величина C_3 для линии D_2 атомов ^{39}K , измеренная в работе [13],

составляет $C_3 = 1.9 \pm 0.3$ кГц мкм³, что примерно в 2 раза больше, как это предсказывалось в работе [21], для различия величин C_3 для D_1 и D_2 линий атома щелочного металла.

Стоит также заметить, что при толщинах наноячейки $L < 80$ нм с увеличением плотности N атомов, когда начинает выполняться соотношение $N/k^3 \geq 1$, регистрируется дополнительный красный $\Delta\nu_{LL}$ (называемый «Лоренц–Лоренц» частотный сдвиг) частотный сдвиг [15]. В этом случае сумарный красный частотный сдвиг состоит из двух слагаемых: $\Delta\nu_{VW} + \Delta\nu_{LL}$.

4. Заключение

Экспериментально исследован эффект Ван-дер-Ваальса в атомарных парах ^{39}K с применением метода селективного отражения лазерного излучения от границы поверхности окна наноячейки–атомные пары калия. 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). В работе также было зарегистрировано «замедление» эффекта Ван-дер-Ваальса, которое ранее было зарегистрировано в парах атомов Rb и Cs [15]. Полученные результаты необходимо учитывать при разработке миниатюрных субмикронных устройств, содержащих пары атомов щелочных металлов [22].

Отметим, что интерес к применению наноячеек в лазерной спектроскопии растет, однако недавно разработанные стеклянные наноячейки [12, 23] не могут быть использованы, если необходимы высокие температуры, поскольку при температуре $T > 170\text{--}180^\circ\text{C}$ происходит сильное химическое взаимодействие горячих паров K со стеклом. В этом случае из стекла вытесняется кремний, который покрывает поверхности окон и внутреннюю поверхность ячейки, что приводит к почернению окон и поверхности стеклянной ячейки, в то время как химическое взаимодействие паров K с техническим сапфиром отсутствует вплоть до $T \sim 1000^\circ\text{C}$ [24].

Стоит отметить, что высокая поляризуемость высоко лежащих ридберговских уровней делает их более чувствительными к взаимодействию атом–поверхность [25–29], поэтому представляется перспективным использовать наноячейку с ^{39}K для исследования переходов $4S \rightarrow 5P$ и $4S \rightarrow 6P$ с применением узкополосных лазеров с длинами волн $\lambda = 404$ и 345 нм, соответственно. Важно отметить, что в недавно опубликованной работе [30], используя наноячейку, заполненную Cs и исследуя атомный переход $6S \rightarrow 7P$ (длина волны перехода $\lambda = 456$ нм), эффект VW был настолько силен, что был зарегистрирован даже при относительно большом расстоянии $L \sim 300$ нм атомов Cs от поверхности окон. В то время как, для атомных переходов щелочных металлов, для которых сильные атомные переходы находятся в ближней ИК области (750–850 нм), эффект регистрируется при малых расстояниях $L \leq 100$ нм [12–15].

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках проекта № 1–6/23-I/IPR.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J. Keaveney.** Collective Atom Light Interactions in Dense Atomic Vapours. Springer, 2014.
2. **T.A. Vartanyan, D.L. Lin.** Phys. Rev. A, **51**, 1959 (1995).
3. **H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, M. Ducloy.** PRL, **83**, 5467 (1999).
4. **T.A. Vartanyan, A. Weis.** Phys. Rev. A, **63**, 063813 (2001).
5. **D. Bloch, M. Ducloy.** Adv. At. Mol. Opt. Phys., **50**, 91 (2005).
6. **D.N. Khachatryan, G.G. Grigoryan.** J. Contemp. Phys., **54**, 136 (2019).
7. **A.A. Bobrov, S.A. Saakyan, V.A. Sautenkov, B.B. Zelener.** JETP Lett., **114**, 524 (2021).
8. **V.A. Sautenkov, S.A. Saakyan, A.A. Bobrov, E.V. Vilshanskaya, B.B. Zelener.** Bull. Lebedev Phys. Inst., **50**, S599 (2023).
9. **A.D. Sargsyan, D.E. Bostanjan, D.H. Sarkisyan.** J. Contemp. Phys., **60**, 24 (2025).
10. **A. Laliotis, T. Passerat de Silans, I. Maurin, M. Ducloy, D. Bloch.** Nat. Commun., **5**, 4364 (2014).
11. **B. Dutta, J. C. d. A. Carvalho, G. Garcia-Arellano, P. Pedri, A. Laliotis, C. Boldt, J. Kaushal, S. Scheel.** Phys. Rev. Res. **6**, L022035 (2024).
12. **T. Peyrot, Ch. Beurthe, S. Coumar, M. Roullia, K. Perronet, P. Bonnay, C. S. Adams, A. Browaeys, Y.R.P. Sortais.** Opt. Lett., **44**, 1940 (2019).
13. **A. Sargsyan, E. Klinger, C. Leroy, I.G. Hughes, D. Sarkisyan, C.S. Adams.** J. Phys. B, **52**, 195001 (2019).
14. **A. Sargsyan, G. Pichler, D. Sarkisyan.** JETP Lett., **115**, 312 (2022).
15. **A. Sargsyan, R. Momier, C. Leroy, D. Sarkisyan.** Phys. Lett. A, **483**, 129069 (2023).
16. **V.V. Vassiliev, A.S. Zibrov, V.L. Velichansky.** Rev. Sci. Instrum., **77**, 013102 (2006).
17. **D. Bloch, M. Ducloy, N. Senkov, V. Velichansky, V. Yudin.** Las. Phys., **6**, 670 (1996).
18. **L. Weller, R.J. Bettles, P. Siddons, C.S. Adams, I.G. Hughes.** J. Phys. B, **44**, 195006 (2011).
19. **J.C.D.A. Carvalho, P. Pedri, M. Ducloy, A. Laliotis.** Phys. Rev. A, **97**, 023806 (2018).
20. **A. Laliotis, B.-S. Lu, M. Ducloy, D. Wilkowski.** AVS Quantum Sci., **3**, 043501 (2021).
21. **M. Chevrollier, M. Fichet, M. Oria, G. Rahmat, D. Bloch, M. Ducloy.** J. Phys. II (France), **2**, 631 (1992).
22. **A. Sargsyan.** J. Appl. Spectrosc., **92**, 455 (2025).
23. **T.F. Cutler, W.J. Hamlyn, J. Renger, K.A. Whittaker, D. Pizzey, I.G. Hughes, V. Sandoghdar, C.S. Adams.** Phys. Rev. Appl., **14**, 034054 (2020).
24. **S. Shmavonyan, A. Khanbekyan, A. Gogyan, M. Movsisyan, A. Papoyan.** J. Mol. Spectr., **313**, 14 (2015).
25. **A.K. Mohapatra, T.R. Jackson, C.S. Adams.** PRL, **98**, 113003 (2007).
26. **R. Heidemann, U. Krohn, V. Bendkowsky, B. Butscher, R. Löw, L. Santos, T. Pfau.** PRL, **99**, 163601 (2007).
27. **J.D. Pritchard, D. Maxwell, A. Gauguier, K.J. Weatherill, M.P.A. Jones, C.S. Adams.** PRL, **105**, 193603 (2010).
28. **N. Sibalić, J.D. Pritchard, C.S. Adams, K.J. Weatherill.** Computer Phys. Comm., **220**, 319 (2017).
29. **K. Wadenpfuhl, C.S. Adams.** Phys. Rev. A, **111**, 062803 (2025).
30. **A. Sargsyan, E. Klinger, R. Boudot, D. Sarkisyan.** Opt. Lett., **50**, 3229 (2025).

ՎԱՆ-ԴԵՐ-ՎԱԼՍԻ ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԱՏՈՄԱԿԱՆ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ

Ա.Դ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Դ. Հ. ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ

Փորձնականորեն ուսումնասիրվել է Վան-դեր-Վալսի երևույթը (VW) ^{39}K ատոմական գոլորշիներում տեխնիկական շափուղայից պատրաստված նանոբջջի միջոցով: Ատոմի շափուղայե մակերևույթից 100 նմ-ից փոքր հեռավորության դեպքում տեղի է ունենում ատոմական անցումների ուժեղ լայնացում և հաճախության տեղաշարժ դեպի սպեկտրի ցածր հաճախականային տիրույթ: Լազերային ճառագայթման սելեկտիվ անդրադարձման (SR) մեթոդը, շափուղայե պատուհան-ատոմական գոլորշիների սահմանից օգտագործվել է որպես ենթադրադրության մեթոդ, որը հնարավորություն է տվել չափել կալիումի ատոմի VW փոխազդեցության C_3 գործակիցը: Ցույց է տրվել, որ նանոբջջի հաստության փոփոխությունը 100-ից մինչև 50 նմ հանգեցնում է C_3 -ի նվազմանը, որը հաշվարկվում է VW «կարմիր» տեղաշարժից, այսինքն՝ փորձարարականորեն գրանցվել է VW-ի երևույթի այսպես կոչված «դանդաղեցումը», որը կանխատեսվել էր տեսական աշխատանքներում: Ստացված արդյունքները կարևոր են ատոմական գոլորշիներ պարունակող ենթամիկրոնային սարքերի մշակման աշխատանքներում:

STUDY OF THE VAN-DER-WAALS EFFECT IN POTASSIUM ATOMIC VAPOURS

A. D. SARGSYAN, D.H. SARKISYAN

The van-der-Waals effect (VW) in ^{39}K atomic vapours was experimentally studied using a nanocell made of technical sapphire. At distances of an atom from the sapphire surface of less than 100 nm, a strong broadening of atomic transitions and their frequency shifts to the low-frequency region of the spectrum occur. The method of selective reflection (SR) of laser radiation from the sapphire window-atomic vapours boundary was used as a sub-Doppler method, which made it possible to measure the VW interaction coefficient C_3 for the potassium atoms. It was shown that a change in the nanocell thickness from 100 to 50 nm leads to a decrease in C_3 calculated from the "red" VW shift, i.e. the so-called "retardation" of the VW effect, which was predicted in theoretical works, was experimentally registered. The obtained results are important in the development of miniature submicron devices containing atomic vapours.