# ИССЛЕДОВАНИЕ КВАДРАТИЧНОГО ЭФФЕКТА ШТАРКА НА ЛИНИИ *D*. АТОМА Rb

### А.Д. САРГСЯН, А.С. САРКИСЯН, А.В. ПАПОЯН, Д.Г.САРКИСЯН

#### Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 15 января 2009 г.)

Экспериментально исследовано влияние электрического поля на атомные уровни сверхтонкой структуры линии  $D_2$  атома Rb, переходы  $5S_{1/2}$  -  $5P_{3/2}$ . Для этого разработана сапфировая ячейка с электродами внутри, с помощью которых создается постоянное электрическое поле. С помошью методики насыщения поглощения зарегистрированы частотные сдвиги всех 12 атомных переходов линии  $D_2$ . Проведено сравнение полученных результатов с теорией.

#### 1. Введение

Хорошо известно, что во внешнем постоянном электрическом поле происходит сдвиг атомных уровней. Это явление называется Штарк-эффектом (ШЭ), и оно детально изучено в случае атома водорода, для которого имеет место линейный ШЭ, когда сдвиг атомных уровней пропорционален величине напряженности электрического поля [1]. Для атомов щелочных металлов линейный ШЭ отсутствует и наблюдается квадратичный ШЭ [1]. До сих пор это явление изучено значительно слабее, чем эффект Зеемана (поведение атомных уровней во внешнем магнитном поле), из-за трудностей экспериментальной реализации. К примеру, для атомов щелочных металлов для достижения измеряемых сдвигов атомных уровней ~10-20 МГц (для первой *D*<sup>2</sup> линии) необходимо приложить электрическое поле  $E \sim 10$  кВ/см, а также необходимо реализовать методику, которая позволила бы измерять сдвиги ~10-20 МГц, в то время как доплеровская ширина атомных переходов в ячейке, содержащей пары атомов металла, составляет ~500 МГц [2]. Для того чтобы обойти большую величину доплеровского уширения и работать с шириной линии, близкой к натуральной ширине (несколько МГц), используют сложную технику с использованием атомного пучка. Для получения коллимированного атомного пучка используют металлическую трубу длиною в несколько метров, в которой должен поддерживаться высокий вакуум, а также электрические вводы и выводы (для создания электрического поля) должны быть вакуум-плотными. Этими техническими сложностями обусловлено наличие малого количества работ, в которых проведено исследование квадратичного ШЭ для атомов щелочных металлов [3]. Поскольку атомы Rb в настоящее время активно используются во многих экспериментах [4], то экспериментально измеренные величины частотных сдвигов сверхтонкой структуры представляют большой интерес.

В настоящей работе показано, что с помощью оптической ячейки, заполненной Rb, внутри которой находятся вакуум-плотно впаянные электроды, используя узкополосные, непрерывные, перестраиваемые по частоте диодные лазеры, а также методику насыщения поглощения атомных переходов, возможно изучение ШЭ и определение констант частотных сдвигов ШЭ для атомных переходов.

### 2. Методика эксперимента и теоретическая модель

С целью изучения ШЭ была разработана лейкосапфировая ячейка (ЛЯ) с Rb (столб паров атомов имеет длину 1 см), внутри которой находятся вакуумплотно впаянные электроды, изготовленные из титана толщиной 50 мкм (расстояние между электродами l = 5 мм), к которым припаяны ниобиевые проволоки, через которые подается напряжение 5 кВ или 7.5 кВ на электроды. Прикладываемое постоянное электрическое поле составляло E = 10 кВ/см или 15 кВ/см. В настоящем эксперименте ЛЯ использовалась при комнатной температуре, однако конструкция допускает нагрев до температуры ~350° С, что может быть необходимым при исследовании ШЭ высоколежащих атомных уровней.



Рис.1. Схема экспериментальной установки: DL - диодный лазер, *1* - ячейка с Rb и электродами, *2* - ячейка с Rb, *3* - по-лупрозрачные зеркала, *4* - 100% зеркала, *5* -фотоприемники, *6* - осциллограф Tektronix.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Часть излучения непрерывного диодного лазера ( $\lambda = 780$  нм, спектральная ширина ~5 МГц, мощность ~20 мВт) направлялась параллельным пучком ( $\emptyset = 1$ мм) между электродами ЛЯ с Rb, и с помощью зеркала 4 (отражение от зеркала формирует "пробный пучок") осуществлялась известная методика насыщения поглощения (НП) [5,6]. Для измерения величин сдвигов атомных уровней в ячейке с электродами, вторая часть излучения лазера направлялась на ячейку с Rb длиною 3 см, и также с помощью зеркала 4 осуществлялась методика HП. Спектр, полученный на этой ячейке, являлся частотным репером. Как известно [5,6], методика HП позволяет получить спектр резонансного поглощения пробного пучка с суб-доплеровским разрешением, близким к натуральной ширине атомного перехода ~ 6 МГц (обе ячейки имели комнатную температуру). Излучения пробных пучков НП регистрировались фотоприемниками 5, сигналы с которых подавались на двухлучевой осциллограф Tektronix TDS 3032B.



Рис.2. Спектры НП для атомных переходов между уровнями атомов <sup>85</sup>Rb,  $F_{\rm g} = 3 \rightarrow F_{\rm e} = 2,3,4$ : верхняя кривая - в случае E = 15 кВ/см, средняя кривая - E = 10 кВ/см, нижняя кривая - реперная при E = 0.

На рис.2 показаны спектры НП для атомных переходов между уровнями сверхтонкой структуры атомов <sup>85</sup>Rb (здесь и далее речь идет об оптическом диапазоне), а именно, переходы Fg =  $3 \rightarrow F_{\rm e} = 2,3,4$ : верхняя кривая - в случае когда между электродами создается электрическое поле E = 15 кB/см, средняя кривая - в случае E = 10 кВ/см, нижняя кривая реперная при E = 0. Как известно [5,6], в спектрах НП для  $D_2$ линии <sup>85,87</sup>Rb регистрируется 6 пиков уменьшенного поглощения, три из которых формируются на атомных переходах сверхтонкой структуры, а другие три, так называемые "crossover" резонансы (на рисунке отмечены СО), формируются на частотах, расположенных между атомными переходами. На верхних двух спектрах отчетливо виден "красный" сдвиг (то есть уменьшение частоты) всех пиков по сравнению со спектром нижней, реперной ячейки. Нетрудно видеть, что увеличение велчичины Е в 1.5 раза приводит к возрастанию частотного сдвига примерно в 2 раза. Отметим, что в тех случаях, когда пик уменьшенного поглощения на атомном переходе слабо выражен, сдвиг частоты может быть определен также по сдвигу СО (который, как правило, имеет большую амплитуду). В этом случае частотный сдвиг СО содержит сдвиг двух атомных уровней, между которыми СО расположен; к примеру, для  $F_{\rm g} = 3 \rightarrow F_{\rm e} = 3,4$  правый СО на рис.2 расположен по частоте точно между переходами  $F_{\rm g} = 3 \rightarrow F_{\rm e} = 3$  и  $F_{\rm g} = 3 \rightarrow F_{\rm e} = 4$  и его частотный сдвиг равен  $\Delta$ (СО) ={ $\Delta$ (3-4') +  $\Delta$ (3-3')}/2. Следовательно, определив  $\Delta$ (СО) и частотный сдвиг одного из уровней  $\Delta$ (3-4'), можно определить  $\Delta$ (3-3').



Рис.3. Спектры НП для атомных переходов между уровнями атомов <sup>87</sup>Rb,  $F_{\rm g} = 2 \rightarrow F_{\rm e} = 1,2,3$ : верхняя кривая - в случае E = 15 кВ/см, средняя кривая - E = 10 кВ/см, нижняя кривая - реперная при E = 0.

На рис.З представлены спектры НП для атомных переходов между уровнями сверхтонкой структуры атомов <sup>87</sup>Rb,  $F_{\rm g} = 2 \rightarrow F_{\rm e}$ = 1,2,3: верхняя кривая- в случае, когда электрическое поле E =15 кВ/см, средняя кривая -в случае E = 10 кВ/см, нижняя кривая - реперная, при E = 0. На верхних двух спектрах отчетливо виден "красный" сдвиг, то есть уменьшение частоты всех пиков по сравнению с реперным спектром. Также нетрудно видеть, что увеличение величины Е в 1.5 раза приводит к возрастанию примерно 2 раза. частотного сдвига в Бы ли измерены также "красные" сдвиги для атомных переходов между уровнями сверхтонкой структуры <sup>85</sup>Rb,  $F_{\rm g} = 2 \rightarrow F_{\rm e} = 1,2,3$ и <sup>87</sup>Rb,  $F_{\rm g} = 1 \rightarrow F_{\rm e} = 0,1,2$ , то есть частотные сдвиги были измерены для всех 12 атомых переходов линии D2. Экспериментальные результаты приведены в табл.1.

Таблица 1

<sup>85</sup> Rb					
	частотный сдвиг, МГц				
F <sub>g</sub> -F <sub>e</sub>	15 кВ/см		10 кВ/см		Константа частотного сдвига (эксперимент), Гц/(В/см) <sup>2</sup>
	эксперимент	теория	эксперимент	теория	
3→4'	$-20.5{\pm}1$	- 18.2	-9±1	- 8,1	$-0.091 \pm 0.004$
3→3'	$-18.5{\pm}1$	- 14.1	-7±1	- 6.3	$-0.079 \pm 0.004$
3→2'	$-16.5 \pm 1$	- 11.9	$-5.5{\pm}1$	-5.2	$-0.068 \pm 0.001$
2→3'	$-12.5{\pm}1$	- 14.1	-6±1	- 6.3	$-0.057 \pm 0.002$
2→2'	- 8±1	- 11.9	-4±1	-5.2	$-0.038\pm0.002$
2→1'	$-7.5\pm1$	- 15.9	-4±1	-7.0	$-0.037\pm0.002$
<sup>87</sup> Rb					
	частотный сдвиг, МГц				
F <sub>g</sub> →F <sub>e</sub>	15 кВ/см		10 кВ/см		Константа
	эксперимент	теория	эксперимент	теория	частотного сдвига (эксперимент), Гц/(В/см) <sup>2</sup>
2→3'	19.5±1	- 18.7	$-9{\pm}1$	- 8.3	$-0.088 \pm 0.004$
2→2'	-18.5±1	- 15	-7±1	- 6.7	$-0.079\pm0.004$
2→1'	-17.5±1	- 11.4	-4±1	-5.1	$-\overline{0.067\pm0.004}$
1→2'	- 17±1	- 15	$-5.5\pm1$	- 6.7	$-0.069\pm0.004$
1→1'	-16±1	- 11.4	$-3.5\pm1$	-5.1	$-0.06\pm0.004$
1→0'	-11±1		$-1.5\pm1$		$-\overline{0.039\pm0.004}$

Проведем сравнение эксперимента с теорией, используя формулу (31) из работы [7]:

$$\Delta \mathbf{v} = -0.5E^2 \left( \alpha_0^P + \alpha_2^P k - \alpha_0^S \right), \tag{1}$$

где 
$$k = \frac{\left[3m_F^2 - F(F+1)\right]\left[3X(X-1) - 4F(F+1)J(J+1)\right]}{(2F+3)(2F+2)F(2F-1)J(2J-1)}$$
,  $\Delta v$ - частотный сдвиг

(в Гц) атомного перехода, X = F(F+1) + J(J+1) - I(I+1), где *F*, *J*, *I* – известные квантовые числа, характеризующие атомный уровень с учетом сверхтонкого расщепления [7],  $\alpha$  – поляризуемости для нижнего 5*S*<sub>1/2</sub> и верхнего 5*P*<sub>3/2</sub> уровней:  $\alpha_0^S = 0.0794162$  Гц/(В/см)<sup>2</sup>,  $\alpha_0^P = 0.213$  Гц/(В/см)<sup>2</sup>,  $\alpha_2^P = -0.04$  Гц/(В/см)<sup>2</sup>, *J* = 1.5, *F* = 4, *I* = 2.5 (для <sup>85</sup>Rb), *I* = 1.5 (для <sup>87</sup>Rb). Величины,

рассчитанные по формуле (1) для  $m_F = 0$ , приведены в табл.1 (графа "теория"). Отметим также, что формула (1) правильно описывает частотный сдвиг атомного уровня, когда величина сдвига значительно меньше, чем частотное расстояние правой между верхними уровнями. В колонке табл.1 приведены экспериментальные величины  $\alpha$ , которые при умножении на  $E^2$  (B/см) дают непосредственно величину сдвига в Гц для атомного перехода (для F = 0, формула (1) неприменима). Отметим, что для значениий  $m_F = 1,2,3,4$  (на ШЭ влияет модуль величины  $m_{\vec{r}}$ ) частотные сдвиги, рассчитанные по формуле (1), отличаются от значений для  $m_F = 0$  на несколько МГц, однако ограниченное частотное разрешение метода НП (~6 МГц) не позволяет регистрировать эту субструктуру, и наблюдается лишь дополнительное спектральное уширение (наряду с частотным сдвигом) пиков уменьшенного поглощения, приведенных на рис.2 и 3, по сравнению с реперным спектром (это приводит к ухудшению точности при сравнении эксперимента с теорией) [7]. Отметим, что при определении величины электрического поля E (которое вычисляется по формуле  $U/\Lambda$ ) неточность может возникнуть из-за неточного определения U. Как показано в [8], на внутренней поверхности ячейки образуются тонкие слои металлического Cs (в нашем случае Rb), по которым, при наличии высокого напряжения, может протекать ток утечки. При U > 10 кВ это регистрируется и в нашем случае: наблюдается пристеночный разряд между электродами внутри ячейки.

#### 3. Заключение

Впервые продемонстрировано, что с помощью доступных узкополосных, непрерывных, перестраиваемых по частоте диодных лазеров и ячейки, заполненной металлическим Rb, со впаянными электродами, используя методику HП, возможно наблюдение Штарк-эффекта. Определены константы частотных сдвигов для всех 12 атомных переходов  $D_2$  линии (переходы  $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ ). Приведенная методика может быть также успешно применена для исследования ШЭ для высоколежащих уровней Rb, а также для атомов Cs, Na и K.

Авторы благодарны Т.С.Варжапетяну за полезные обсуждения и В.В.Бабушкину за помощь при подготовке рукописи. Работа частично финансирована Республиканскими грантами № 100 и № 108.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. **Е.Б.Александров, Г.И.Хвостенко, М.П.Чайка.** Интерференция атомных состояний. М., Наука, 1991.
- C.Krenn, W.Scherf, O.Khait, M.Musso, L.Windholz. Zeitschrift fur Physik D, Atoms, Molecules and Clusters, 41, 229 (1997).
- 3. В.Демтредер. Лазерная спектроскопия. М., Наука, 1985.
- 4. **D.Meschede.** Optics, Light and Lasers. Wiley-VCH Verlag, 2007.
- 5. C.Wieman, T.Hansch. Phys. Rev. Lett., 36, 1170 (1976).
- 6. G.Moon, H.-R.Noh. JOSA B, 25, 701 (2008).
- 7. A.Steck. Rb and Cs line data, http://steck.us/alkalidata.
- 8. **A.V.Papoyan, J.Guena, M.Lintz, M.A.Bouchiat.** Eur. Phys. J. A, **19**, 15 (2002).

## 

#### Ա.Գ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ա.Ս. ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ, Ա.Վ. ՊԱՊՈՅԱՆ, Դ.Հ. ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ

Հետազոտված է էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը Rb-ի  $5S_{1/2}$ – $5P_{3/2}$   $D_2$  ատոմական գծի գերնուրբ կառուցվածքի անցումների վրա։ Այդ նպատակով մշակվել է շափյուղե բջիջ, ներսում գտնվող մետաղյա էլեկտրոդներով, որոնց օգնությամբ կիրառվել է հաստատուն էլեկտրական դաշտ։ «Կլանման հագեցման» եղանակի օգնությամբ գրանցվել են Rb-ի  $D_2$  գծի գերնուրբ կառուցվածքի բոլոր 12 ատոմական անցումների համախային շեղումները։ Կատարված է ստացված արդյունքների համեմատությունը տեսության հետ։

# INVESTIGATION OF QUADRATIC STARK EFFECT ON Rb $D_2$ ATOMIC LINE

#### A.D. SARGSYAN, A.S. SARKISYAN, A.V.PAPOYAN, D.H. SARKISYAN

Experimental investigation of the influence of an electric field on the atomic transitions of Rb  $5S_{1/2}$ –  $5P_{3/2}$ ,  $D_2$  line has been performed. For this purpose a sapphire cell with internal electrodes, which are used to apply a dc electric field, was developed. With the help of Saturation Absorption technique, atomic frequency shifts of all the 12 atomic transitions of Rb  $D_2$  line were measured. A comparison of obtained results with the theory is carried out.