

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕХНИКИ МАГНИТНОГО СКАНИРОВАНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УШИРЕНИЙ И СДВИГОВ РЕЗОНАНСНОЙ D₁-ЛИНИИ РУБИДИЯ ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ

С. А. Казанцев, Н. И. Калитеевский и О. М. Рин

Работа посвящена измерению уширений и сдвигов резонансной D₁-линии рубидия при столкновениях с атомами инертных газов в области малых давлений примесных частиц. Измерения проводились методом, основанным на использовании техники магнитного сканирования. Информация об уширениях и сдвигах извлекалась при сопоставлении экспериментальной зависимости оптической плотности паров рубидия от магнитного поля с теоретически рассчитанной. Проведено исследование возможности определения уширений и сдвигов таким методом и оценены погрешности получаемых величин. Полученные значения сравниваются с литературными данными.

Первое использование метода магнитного сканирования для измерения уширений и сдвигов спектральных линий описано в работе [1], где исследовались уширения и сдвиги спектральной линии ртути 2537 Å под влиянием столкновений с He, Ne, N₂. Лампа с изотопом ртуть-198 помещалась в продольное магнитное поле, и выделялась одна σ -компонента. Пучок света переменной частоты $\nu = \nu(H)$ проходил через кювету с парами Hg¹⁹⁸, регистрировалось пропускание при различных давлениях буферного газа, откуда определялось влияние примесных частиц на контур линии поглощения. В дальнейшем техника, разработанная в этой работе, была использована для исследования столкновений с собственными частицами ртути [2, 3] и с атомарным и молекулярным водородом и дейтерием [4, 5]. Привлечение ЭВМ позволило повысить точность получаемых результатов, что находит свое отражение в работе [6]. Этой же группой физиков магнитное сканирование было привлечено для исследования контура линии в вакуумном ультрафиолете [7] (исследовалась резонансная линия ртути 1849 Å). В данной работе авторы столкнулись с необходимостью адекватного описания формы контура линии облучения, который в значительной степени определялся самопоглощением в плазме высокочастотного разряда источника, помещенного в магнитное поле.

В физическом институте Ленинградского университета работы по магнитному сканированию начались почти 10 лет назад [8]. Привлечение этого метода для исследования столкновений атома рубидия с инертными газами описано в работе [9]. Для определения сдвига спектральной линии рубидия 7947 Å при соударениях использовалось совпадение в некотором магнитном поле одной зеемановской компоненты линии поглощения изотопа рубидия-87 с несмещенной сверхтонкой компонентой линии облучения рубидия-85, которое регистрировалось по максимуму поглощения. В работе [10] была предложена модификация этого метода. Для облучения использовалась флюоресценция паров исследуемого элемента с точно известным контуром линии. Отметим, что форма контура линии облучения является весьма важной характеристикой данного метода, будучи его аппаратной функцией. Измерение уширений и сдвигов производилось посредством сравнения всего экспериментального контура пропускания кю-

веты с газом с рассчитанной зависимостью $I(H)$, для получения которой решалась квантовомеханическая задача о поведении атома в магнитном поле. Такие усовершенствования позволили не только увеличить точность полученной ранее величины сдвига D_1 -линии рубидия, но и измерить уширение для очень малых давлений криптона (десятки тор) [11] и других примесных газов [12].

К настоящему времени, несмотря на большую потребность, имеется ограниченное количество данных по уширению и сдвигу резонансной D_1 -линии рубидия $\lambda=7947 \text{ \AA}$ инертными газами. Большинство публикаций посвящено изучению этих явлений в области больших давлений примесного газа (десятки атмосфер), и только в последние годы стали появляться работы по измерениям в области малых давлений (менее одной атмосферы).

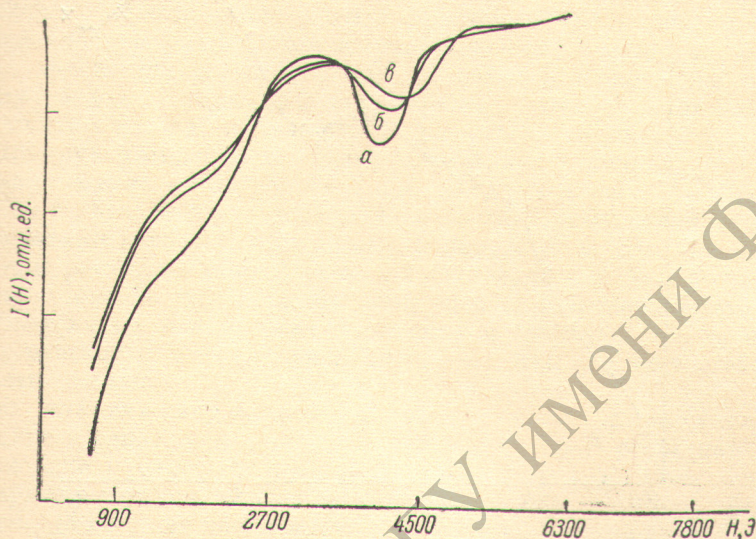


Рис. 1. Изменение пропускания $I(H)$ резонансной линии рубидия в σ -поляризации при добавлении буферного газа в поглощающую кювету.

a — отсутствие буферного газа, $б$ — 20 тор аргона, $в$ — 30 тор аргона.

В данной работе, которая является продолжением [10, 11], проведено систематическое изучение уширений и сдвигов резонансной D_1 -линии рубидия инертными газами (He, Ne, Ar, Kr, Xe). Большое внимание уделено вопросам точности определения искомых величин в процессе сопоставления расчетной кривой с экспериментом.

Схема эксперимента была аналогичной [11]. Поглощающая кювета, содержащая пары рубидия и буферный газ при определенном давлении просвечивалась излучением флуоресцирующей ячейки с парами рубидия-87, которые оптически возбуждались светом от лампы Белла—Блюма. Внешним магнитным полем сканировался контур линии поглощения, и регистрировалась интенсивность $I(H)$ резонансной линии рубидия $\lambda=7947 \text{ \AA}$ в зависимости от напряженности магнитного поля, прикладываемого к поглощающей кювете. Измерения проводились в двух поляризациях. Параллельной (π) и перпендикулярной (σ) вектору напряженности внешнего магнитного поля. На рис. 1 для иллюстрации чувствительности метода приведены экспериментальные зависимости $I(H)$ в свете σ -поляризации (без буферного газа и при 20 и 30 Тор аргона в поглощающей кювете).

Для расчета $I(H)$ квантовомеханически вычислялись матричные элементы электрических дипольных переходов и частоты зеемановских компонент линии поглощения для атома рубидия во внешнем магнитном поле с учетом сверхтонкой структуры. Зависимость пропускания от магнитного

поля $I(H)$ рассчитывалась в предположении фойхтовской формы контуров линий облучения и поглощения и одинакового уширения и сдвига всех зеемановских компонент линии поглощения. Результат вычисления, проведенного на ЭВМ, представлял собой кривую пропускания, которая параметрически зависела от нескольких величин, в том числе от искоемых значений уширения и сдвига D_1 -линии рубидия, которые определялись путем варьирования параметров при совмещении экспериментальной зависимости пропускания $I(H)$ с рассчитанной.

Процедура измерения была следующей. Вначале ставился вспомогательный эксперимент — исследовалась зависимость пропускания от напряженности магнитного поля в отсутствие возмущающего газа в погло-

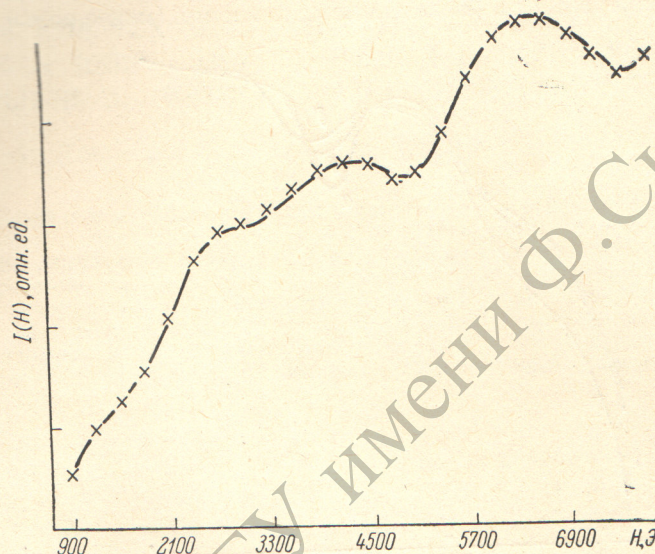


Рис. 2. Иллюстрация точности совмещения расчетной кривой пропускания кюветы (крестики) с экспериментальной (сплошная линия) для случая π -поляризации при 38 тор неона.

Среднее относительное отклонение точек расчетной кривой от экспериментальной — 0.8%.

щающей кювете. Из сравнения расчетной кривой с данными этого эксперимента находились значения параметров, характеризующих соотношение интенсивностей сверхтонких компонент линии облучения, оптическую длину кюветы и параметра, учитывающего температурную зависимость холловского датчика измерителя напряженности магнитного поля. Затем в кювету добавлялись буферные газы, и снова измерялась зависимость пропускания от магнитного поля. Из сравнения этой экспериментальной кривой с расчетной, в которой указанные выше параметры считались неизменными, определялись уширение и сдвиг. Для примера на рис. 2 представлено совпадение экспериментального и рассчитанного контуров пропускания кюветы с рубидием для π -поляризации в присутствии 38 Тор неона.

Нахождение уширения и сдвига спектральной линии из сравнения расчетных кривых с экспериментом требует оценки влияния погрешности измерений на качество совпадения и, как следствие, на точность получаемых из этого сравнения искоемых величин. Для выяснения этого вопроса с помощью ЭВМ проводилась специальная работа по математическому моделированию процесса измерения. Используя программу для генератора случайных чисел с известным распределением, значение каждой точки расчетной кривой варьировалось в пределах некоторого интервала. Как и следовало ожидать [25], это исследование показало, что при большой погрешности измерения $I(H)$, расчетную и экспериментальную кривые можно

совместить, в пределах такой погрешности, при различных значениях параметров, то есть их набор не является однозначным. При увеличении точности измерения (в предположении нормального закона распределения ошибок) совмещение кривых достигается уже только при определенном наборе параметров. Таким образом, возникает возможность определения истинных величин с малой погрешностью. Реализуемая в наших экспериментах точность измерения $I(H)$ была достаточна для проведения такого рода определений сдвига и уширения D_1 -линии рубидия под влиянием столкновений.

Погрешность определения уширения и сдвига данным методом можно разделить на ошибку, определяемую чувствительностью кривой к искомым параметрам и ошибку, связанную с влиянием на уширение и сдвиг других параметров, характеризующих расчетную кривую (оптическая длина кюветы, соотношение интенсивностей сверхтонких компонент и др.), условно называемых нами вспомогательными. Анализ ошибки, связанной с чувствительностью кривой проводился следующим образом. В машину вводилась расчетная зависимость пропускания от напряженности магнитного поля, вычисленная при определенном наборе параметров. Варьируя уширение и сдвиг, оценивали величину отклонения полученных кривых от первоначальной. Пределы изменения параметров уширения и сдвига, которые оценивались по заметному отклонению кривых, определяли погрешность искомых параметров за счет чувствительности к ним расчетной кривой (6% для уширения и 10% для сдвига линии). Использование при сопоставлении расчета с экспериментом наиболее чувствительных к изменению уширения и сдвига частей кривой позволяет в некоторых случаях уменьшить величины погрешностей до 3% и 6% соответственно.

Оценка влияния параметров, названных выше, вспомогательными, на уширение и сдвиг проводилась по той же схеме. В расчетной кривой изменялся один параметр и предпринимались попытки совместить полученную кривую с исходной варьированием других параметров. Было показано, что это влияние может иметь место только в одном случае: ошибка примерно в 1% в оптической длине влечет за собой двухпроцентную ошибку в определении уширения. Оптическая длина определялась в предварительном эксперименте с погрешностью не большей, чем 0.3%, поэтому ошибка в измерении уширения, связанная с этим фактором, сводится к 0.6%.

Измеренные значения уширений и сдвигов D_1 -резонансной линии рубидия инертными газами в сравнении с литературными данными приводятся в таблице. Относительно большие погрешности этих величин для неона объясняются малыми значениями уширения и сдвига линии, которые имеют место в этом случае. В настоящей работе даются уточненные значения уширений и сдвигов, которые незначительно отличаются от предварительных величин, приведенных в работе [11] и в [12]. В пределах относительно большой погрешности [9], приводимые в настоящей работе данные подтверждают проведенные ранее измерения [9], а также результаты по криптону [19], полученные интерферометрическим методом.

Дадим краткую характеристику другим цитируемым работам. В первых исследованиях, выполненных в группе Чена [13-15], измерение этих величин было основано на анализе контура линии поглощения паров рубидия в присутствии буферных газов при больших давлениях. Используя аналогичную технику и в том же диапазоне давлений выполнены работы Гранье [16, 17]. Измерение величин уширения и сдвига D_1 -линии рубидия столкновениями с атомами инертных газов при анализе спектра флюоресценции в области давлений, меньших 1 атм., описано в работе группы Галахера [18]. В теоретических работах [20-22] эффект уширения и сдвига резонансной линии рубидия при столкновениях с атомами инертных газов рассматривался в ударном приближении, причем использовался различный вид межатомного потенциала взаимодействия сталкивающихся атомов.

Следует отметить, что приводимые результаты получены в различных областях изменения давлений и температур. Так, в работах [13, 16, 17] значения уширений и сдвигов измерены при давлениях 2÷50 атм. в работах [14, 15] — 0.5÷3 атм., в то время как в [9, 18, 19] нижняя граница давлений достигала десятков Тор. При сравнении приведенных данных возникает необходимость экстраполяции результатов, полученных в области больших давлений к малым концентрациям примесных частиц. Эта процедура зачастую осложнена нелинейностью зависимости измеряемых величин от давления. Специальное исследование этого вопроса, предпринятое в [23] позволило объяснить этот эффект наличием сателлитов, интенсивность которых увеличивается с ростом давления примесного газа и упругости пара исследуемого элемента. Это представление было развито в [17] и использовано для коррекции получаемых результатов по сдвигу. В [18] вводится модель, объясняющая нелинейность уширения линии примесными газами при малых давлениях, согласно которой существенную роль играют нелоренцевские крылья спектральной линии и их изменение с давлением.

Сдвиги и уширения резонансной D_1 -линии рубидия при столкновениях с атомами инертных газов

Возмущающий газ	Сдвиги, МГц/Тор						теория		
	эксперимент					настоящая работа	[20]	[21]	[22]
	[13, 14, 15]	[16, 17]	[9]	[18]	[19]				
He	7.0		8 ± 2			6.2 ± 0.5	6.7		
Ne		0.4	2 ± 4	-0.37 ± 0.3		-1.2 ± 0.6			
Ar		-8.35	-6 ± 2	-7.0 ± 0.2		-6.6 ± 0.4		-6.5	-5.4
Kr		-6.0	-4 ± 2	-7.2 ± 0.5	-5 ± 1	-5.5 ± 0.5		-4.7	-5.5
Xe	-5.7		-7 ± 2	-7.5 ± 0.7		-7.2 ± 0.9		-4.74	-6.3

Возмущающий газ	Уширения, МГц/Тор					теория		
	эксперимент				настоящая работа	[20]	[21]	[22]
	[13, 14, 15]	[16, 17]	[18]	[19]				
He	19.8		18.4 ± 0.3		18.3 ± 0.9	24		
Ne		5.0	9.4 ± 1.3		10.1 ± 1.6			
Ar	20.9	16.7	18.0 ± 2.3		19.4 ± 1.0		16.7	14.7
Kr		10	18.0 ± 1.7	14 ± 2	17.3 ± 0.9		22.4	15.2
Xe	17.7		20.7 ± 2.3		20.8 ± 1.0		21	17.4

Как видно из таблицы, измеренные в настоящей работе величины уширения и сдвига D_1 -линии рубидия при соударениях с атомами He, Ne, Ar, Kr, Xe в пределах приведенной погрешности достаточно хорошо согласуются с данными других авторов. Наши данные по сдвигу близки к результатам работы [18]. При взаимодействии рубидия с неоном нами наблюдался сдвиг D_1 -линии в красную сторону, что совпадает с результатами [18]. Измеренный нами сдвиг D_1 -линии аргоном больше, чем криптоном, такое же соотношение этих сдвигов наблюдалось в работах [16, 17]. Полученное нами значение сдвига криптоном 5.5 МГц/тор находится в хорошем согласии со всеми цитированными результатами, за исключением величины, измеренной в [18], которая отличается от всех остальных.

Как можно видеть, приведенные в таблице значения уширения спектральной линии, полученные разными методами, находятся в более хорошем согласии между собой, чем значения сдвига, за исключением данных по соударениям с атомами неона. Однако следует учитывать, что при экстраполяции к малым давлениям данных, полученных при давлениях в не-

сколько атмосфер, возможны большие ошибки. Так, например, уширение неоном 5 МГц/тор было получено в [17] исходя из слабой нелинейной зависимости уширения от давления неона. Трактовка авторами работы [18] этой зависимости как линейной, позволила им получить значение 10 МГц/тор, которое находится в лучшем согласии с нашим измерением Δ величиной, полученной в [18].

Обращает на себя внимание различие в измеренных и рассчитанных относительных уширениях аргоном и криптоном. Теоретические исследования [21, 24] указывают на большую величину уширения D_1 -линии криптоном, чем аргоном, в то время как наши измерения показывают обратное соотношение. Анализируя соответствующие экспериментальные результаты [17, 18], можно заметить, что и в этих работах имеет место та же тенденция. Подобную закономерность можно проследить и по результатам работ [23, 24] для резонансной линии цезия: уширение аргоном (10 МГц/тор) [23] больше, чем уширение криптоном (9.4 МГц/тор) [24]. Однако различие в измеренных величинах уширения аргоном и криптоном лежит на пределе точности измерений, и этот вопрос требует дальнейшего экспериментального исследования.

Авторы благодарны М. П. Чайке за ценные советы.

Литература

- [1] J. Butaux, R. Lennuier. C. R. Acad. Sci., 261, 671, 1965.
- [2] D. Lagarde, R. Lennuier. C. R. Acad. Sci., 261, 919, 1965.
- [3] D. Perrin-Lagarde. C. R. Acad. Sci., 263, 1384, 1966.
- [4] J. Butaux, R. Lennuier. C. R. Acad. Sci., 265, 43, 1967.
- [5] J. Butaux, R. Lennuier. C. R. Acad. Sci., 267, 36, 1968.
- [6] D. Lagarde et al. J. de Phys. C-2, 28, 243, 1967.
- [7] E. Leboucher et al. Nouv. Rev. Opt., 5, 121, 1974.
- [8] Ю. В. Евдокимов, Н. И. Калитеевский, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 27, 186, 1969.
- [9] В. В. Гершун, В. Хуторщиков, Н. Н. Якобсон. Опт. и спектр., 31, 866, 1971.
- [10] О. Риш, М. Чайка. Опт. и спектр., 38, 1035, 1975.
- [11] Н. И. Калитеевский, О. М. Риш, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 41, 504, 1976.
- [12] С. А. Казанцев, Н. И. Калитеевский, О. М. Риш. Матер. XVIII Всесоюзн. съезда по спектроскопии. Горький, 1977.
- [13] S. Y. Chen. Phys. Rev., 58, 1051, 1940.
- [14] S. Y. Chen, C. W. Fountain. J. Quant. Spectr. Rad. Tr., 4, 323, 1964.
- [15] M. Takeo, S. Y. Chen. J. Quant. Spectr. Rad. Tr., 4, 471, 1964.
- [16] R. Granier, J. Granier. C. R. Acad. Sci. B262, 1502, 1966.
- [17] R. Granier. Ann. de Phys., 4, 883, 1969.
- [18] Ch. Ottinger et al. Phys. Rev., A, 11, 1815, 1975.
- [19] С. Л. Изотова, А. И. Канцеров, М. С. Фриш. Опт. и спектр., 42, 213, 1977.
- [20] E. Roueff, A. Suzor. J. de Phys., 35, 727, 1974.
- [21] R. Granier et al. J. Quant. Spectr. Rad. Tr., 16, 143, 1976.
- [22] В. Н. Ребане. Опт. и спектр., 41, 894, 1976.
- [23] S. Y. Chen, R. O. Garrett. Phys. Rev., 144, 59, 1966.
- [24] S. Y. Chen et al. Phys. Rev., 155, 38, 1967.
- [25] А. Е. Булышев, Н. Г. Преображенский. Опт. и спектр., 43, 565, 1977.

Поступило в Редакцию 23 июня 1977 г.