

УДК 535.338.4

В. Д. Дмитриева^{1,2}, **Д. Ю. Дубов**^{1,3}, **О. Н. Казырицкая**¹, **С. С. Курилко**⁴
О. И. Мешков^{1,2}, **Р. И. Спицын**¹

¹Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

²Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

³Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия

⁴Новосибирский государственный технический университет
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия

O.I.Meshkov@inp.nsk.su

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИЗМЕРЕНИЕ СПИНА ПРОТОНА *

Приведено описание новой лабораторной работы в практикуме по атомной физике в НГУ. В работе исследуется вращательный спектр молекулярного водорода в пределах полосы Фулхера, и по чередованию интенсивностей линий в нем определяется спин протона.

Ключевые слова: спектроскопия, спин, молекулярный спектр, полоса Фулхера, чередование интенсивностей.

Введение

Иллюстрация основных понятий и закономерностей квантовой механики оптическими процессами с участием атомов и молекул – исключительно важный раздел лабораторных практикумов, давно ставший неотъемлемой частью университетских физических курсов. Уже исследование студентами спектра атома водорода позволяет лучше понять боровскую теорию стационарных состояний, в рамках которой для объяснения структуры состояний атома водорода достаточно лишь одного – главного – квантового числа. Последовательное при-

менение к атому водорода квантово-механического описания в виде уравнения Шрёдингера показывает, что к главному квантовому числу следует добавить как минимум еще два, характеризующие угловой орбитальный момент электрона и его проекцию на ось z . С более тонкими понятиями – изотопическими эффектами, влиянием спинов электронов и ядер (тонкой и сверхтонкой структурой атомных состояний) – студенты обычно знакомятся, изучая спектры сложных атомов, где эти эффекты проявляются сильнее, чем в атоме водорода.

Переход к молекулярной спектроскопии еще более усложняет картину квантовых

* Авторы выражают глубокую признательность фирме «ВМК-Оптоэлектроника» и лично А. Н. Путьмакову за оснащение лаборатории атомной физики и спектроскопии НГУ спектрометром PGS-2 со спектроанализатором МАЭС. Авторы благодарят Г. Л. Коткина и А. С. Яценко за постановку задачи и ценные консультации.

Дмитриева В. Д., Дубов Д. Ю., Казырицкая О. Н., Курилко С. С., Мешков О. И., Спицын Р. И. Спектроскопическое измерение спина протона // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 1. С. 95–104.

состояний, добавляя к динамике электронов квантованное колебательное и вращательное движения ядер. Основные особенности молекулярных состояний могут быть показаны уже на примере двухатомных молекул. В лабораторных работах по спектроскопии молекул, состоящих всего из двух атомов, наиболее популярным предметом исследования является спектр поглощения молекулярного йода¹. Использование других двухатомных молекул является редким исключением². Благодаря сильному поглощению молекулы в видимой области, спектр поглощения I₂ наглядно демонстрирует основные принципы формирования энергетических уровней молекулы, иерархию электронной, колебательной и вращательной энергии, правила отбора и вероятности для радиационных переходов. Однако в силу особенностей молекулы ряд более тонких эффектов в физике молекул остается скрытым от студентов. Так, исключительно низкая вращательная постоянная и аномально большой сдвиг равновесных состояний термов не позволяют разрешить вращательную структуру колебательных полос. Переход к исследованию *эмиссионных спектров* легких молекул дает возможность познакомить студентов с такими фундаментальными явлениями, как вращательная структура спектров, влияние на нее ядерных спинов, показывает возможности спектральных методов измерения температуры газовых сред.

С недавних пор практикum по атомной физике на физическом факультете НГУ получил в свое распоряжение спектрограф PGS-2, оснащенный многоканальным спектроанализатором МАЭС. Характеристики прибора позволяют разрешать электронно-колебательно-вращательную структуру молекулярных спектров водорода и азота. Это

¹ См.: Определение энергии диссоциации йода по его спектру поглощения. URL: lab2.phys.spbu.ru/pdf_to/I2.PDF; Спектр поглощения молекулярного йода. URL: <http://prac-gw.sinp.msu.ru/images/atom/descriptions%20atom/z8.pdf>; Определение энергии диссоциации молекулы йода по спектру поглощения. URL: <http://medphysics-irk.narod.ru/lect-kef/Atom-lab/Atomn-lab6.pdf>; Absorption Spectrum of Iodine. URL: http://www.liv.ac.uk/~davidm/PHYS378_478_handbook.pdf; Absorption spectrum of iodine vapor – an experiment. URL: <http://www.phy.uct.ac.za/courses/phy1ab3/2012/Iodine/ajp000850.pdf>

² Спектр циана. Определение момента инерции и межатомного расстояния молекулы циана (полоса CN). URL: lab2.phys.spbu.ru/pdf_to/LAB2_72.PDF, window.edu.ru/resource/114/39114/files/mipt061.pdf

дает возможность постановки лабораторных работ по измерению спина протона, вращательной и колебательной температуры газоразрядных источников. При выполнении работы студенты, помимо исследования вращательных переходов молекул водорода и азота, получают весьма наглядную экспериментальную иллюстрацию таких фундаментальных понятий, как распределение Больцмана и четность волновой функции.

В статье изложены методические основы экспериментального исследования вращательного спектра водорода, излучаемого дуговой лампой ДВС-25.

Электронно-колебательно-вращательный спектр поглощения двухатомной молекулы

Спектр излучения и поглощения молекулы имеет в своем составе три выраженные составляющие – электронную, колебательную и вращательную. При этом структура спектра при электронно-колебательно-вращательных переходах определяется соотношением характерных величин электронной, колебательной и вращательной энергий молекулы:

$$\Delta E_{эл} : \Delta E_{кол} : E_{вр} = 1 : \sqrt{\frac{m}{M}} : \frac{m}{M},$$

типичные значения этих энергий:

$$E_{эл} \sim 1 \div 10 \text{ эВ},$$

$$E_{кол} \sim 10^{-2} \div 10^{-1} \text{ эВ},$$

$$E_{вр} \sim 10^{-4} \div 10^{-3} \text{ эВ},$$

Весь набор переходов между двумя конкретными электронными термами

$$(n'', v'', J'') \rightarrow (n', v', J')$$

занимает довольно широкий интервал спектра. Внутри этого интервала переходы с различными наборами колебательных чисел (v', v'') формируют структуру из *колебательных полос*. В свою очередь, каждая (v', v'') полоса колебательной структуры имеет тонкую *вращательную структуру*, образованную совокупностью переходов с одинаковыми наборами чисел (n'', v'') и (n', v'), т. е. переходов между состояниями, различающимися вращательными числами J ³.

³ Напомним, что вырождение J -го вращательного уровня равно $(2J + 1)$. Поэтому равновесная заселенность J -го уровня $\propto (2J + 1) \exp[-BJ(J + 1)/kT]$ и обычно имеет максимум при $J \neq 0$.

Внутри одной колебательной полосы спектра энергии переходов отличаются только изменением вращательной энергии:

$$\Delta E_{ep} = B'J'(J' + 1) - B''J''(J'' + 1). \quad (1)$$

Если ввести переменную m так, что для P -ветви $m = -J'' = -1, -2, -3, \dots$, для Q -ветви $m = J'' = J' = 1, 2, 3, \dots$, для R -ветви $m = J' = 1, 2, 3, \dots$, то выражение (1) принимает вид

$$\Delta E_{ep} = (B' + B'')m + (B' - B'')m^2$$

для P - и R -ветвей и

$$\Delta E_{ep} = (B' - B'')m + (B' - B'')m^2$$

для Q -ветви.

Вращательную структуру спектра иллюстрирует так называемая диаграмма Фортра (рис. 1). На ней по оси абсцисс откладывается энергия перехода, а по оси ординат переменная m . Согласно (2) и (3), каждой ветви соответствует фрагмент «лежащей на боку» параболы, который берет начало в центре полосы (точке, соответствующей энергии чисто электронно-колебательного перехода, т. е. $m = 0$)⁴. Для P - и Q -ветвей с ростом вращательного квантового числа величина ΔE_{ep} монотонно убывает, а для R -ветви из-за разного знака линейного и квадратичного по m слагаемых ΔE_{ep} сначала

возрастает, при $m_{\max} = \frac{B' + B''}{2(B'' - B')}$ достигает

максимума, равного $\frac{(B' + B'')^2}{4(B'' - B')}$, и затем

начинает уменьшаться.

Спин ядра атома и соотношение интенсивностей во вращательном спектре двухатомных гомоядерных молекул

Гомоядерные молекулы, например такие, как H_2 , O_2 , N_2 , обладают дополнительными свойствами симметрии, существующими благодаря эквивалентности обоих ядер и наличию в молекуле центра симметрии. Поэтому возникает необходимость провести дальнейшее подразделение электронных состояний по следующему признаку: электронная волновая функция остается неизменной или меняет знак при отражении в центре симметрии (рис. 2). В первом случае состояния называются четными и снабжа-

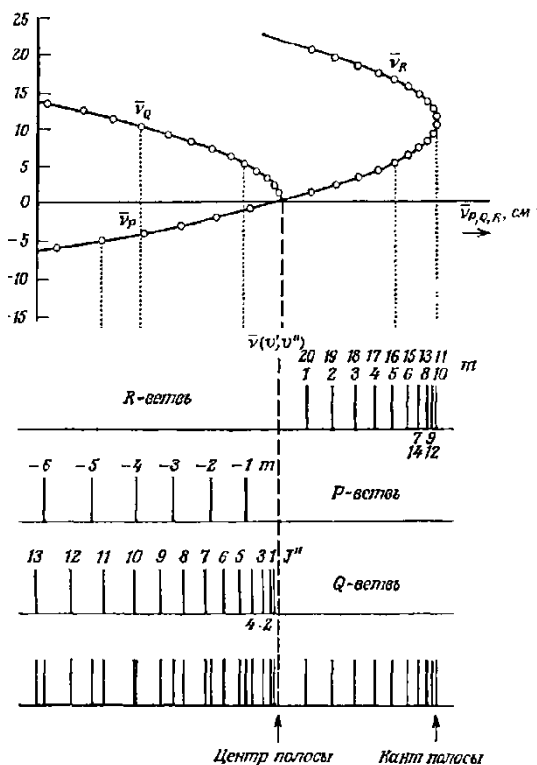


Рис. 1. Диаграмма Фортра и тонкая вращательная структура спектра для случая $B' < B''$

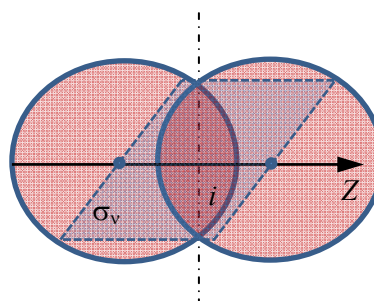


Рис. 2. Центр и плоскость симметрии гомоядерных двухатомных молекул

ются индексом g , во втором случае – нечетными с индексом u .

Любое состояние двухатомной молекулы является симметричным или антисимметричным в зависимости от того, остается неизменной или меняет знак полная волновая функция при перестановке обоих ядер [1].

Выбирая в качестве координат относительные координаты ядер $r = r_1 - r_2$ и пренебрегая взаимодействием магнитного момента ядер с их движением, мы можем написать волновую функцию ядер в виде

⁴ Реального перехода при $m = 0$ нет!

$$\Psi(r, s_1, s_2) = R_{nl}(r) \cdot P_l \cdot S(s_1, s_2).$$

Функция $R(r)$ описывает колебание ядер, функция P_J – вращение, наконец, функция S описывает состояние спинов ядер. В случае одинаковых ядер функция Ψ должна быть симметричной или антисимметричной, в зависимости от того, обладают ядра целым или полуцелым спином. Для определенности рассмотрим последний случай, осуществляющийся в молекуле H_2 , где оба ядра являются протонами. Тогда функция Ψ должна быть антисимметрична при перестановке протонов.

Перестановка протонов соответствует инверсии относительных координат $r = r_1 - r_2$. При этом $R(r)$ не меняет знака. Поэтому четность координатной части волновой функции будет определяться четностью P_l , которая зависит от величины момента J . В состояниях с четным J функция P_J четная, с нечетным – соответственно нечетная. В итоге условие антисимметричности полной функции Ψ связывает допустимые вращательные состояния с взаимной ориентацией спинов молекул. Рассмотрим обе возможные ориентации.

1. Спины ядер параллельны. Тогда спиновая волновая функция S симметрична, и, следовательно, функция P_J должна быть нечетной. Поэтому молекула H_2 , имеющая параллельные спины ядер («ортоводород»),

может иметь только нечетные вращательные числа. В частности, ее нижнее состояние соответствует $J = 1$.

2. Спины ядер антипараллельны. Тогда S антисимметрична и, следовательно, P_J должна быть четной. Поэтому молекула H_2 с антипараллельными спинами ядер («пара-водород⁵») может иметь только четное орбитальное число. Нижнее состояние есть $J = 0$. Таким образом, спин ядер благодаря принципу Паули оказывает значительное влияние на орбитальное движение ядер в молекуле. Это влияние выражается замечательным образом в чередовании интенсивностей во вращательных спектрах молекул.

Для ортоводорода возможны три $(-1, 0, 1)$ проекции ядерного спина на направление момента, связанного с движением электронов молекулы (грубо говоря, на суммарный момент электронных оболочек). Все эти состояния имеют одинаковые вероятности. Значит, статистический вес, или *степень вырождения*, молекул водорода с суммарным ядерным спином 1 равен трем, и они должны встречаться в три раза чаще, чем молекулы с суммарным ядерным спином ноль⁶. Интенсивность того или иного вращательного перехода в эмиссионном спектре пропорциональна количеству молекул в начальном (излучающем) состоянии. Поэтому чередование заселенностей четных и нечетных вращательных состояний приводит к чередованию интенсивностей соответствующих линий в спектре.

В случае азота со спином ядра, равным единице (N^{14}), интенсивности линий чередуются в отношении 1 : 2. При спине ядра, равном нулю, как в O_2 , статистический вес одного ряда уровней равен нулю. В этом случае чередующиеся линии в ветвях полностью отсутствуют.

Особенности эмиссионного спектра молекулы водорода

Молекулярный спектр водорода значительно отличается от атомного, он сложнее и разнообразнее. Спектр H_2 напоминает

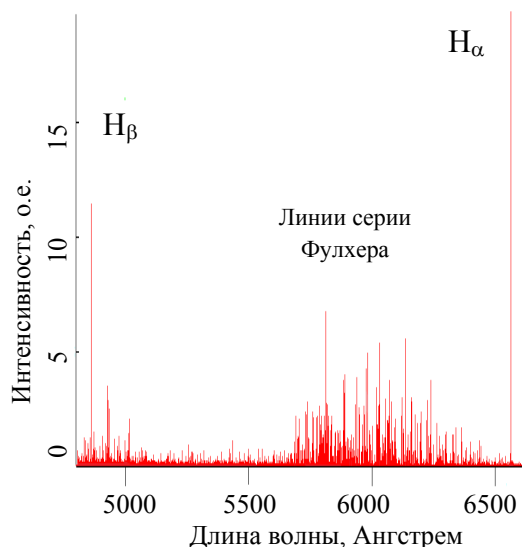


Рис. 3. Участок спектра излучения водородной спектральной лампы ДВС-25. Видны атомарные линии H_α и H_β и молекулярные линии, принадлежащие полосе Фулхера. Кроме того, в спектре лампы есть линии неона

⁵ От др.-греч. *ὀρθός* – прямой, *παρα-* – против, возле, мимо.

⁶ Самопроизвольные переходы молекул из одного состояния в другое практически не имеют места.

Таблица 1

Длины волн наиболее интенсивных линий в спектре молекулы водорода [8]

$\lambda, \text{Å}$	$\lambda, \text{Å}$	$\lambda, \text{Å}$	$\lambda, \text{Å}$	$\lambda, \text{Å}$	$\lambda, \text{Å}$
8349,52	6135,39	5878,50	5505,52	5039,82	4709,54
8273,26	6121,79	5849,32	5499,58	5030,37	4683,82
8164,64	6098,22	5836,13	5495,96	5015,07	4662,81
7524,64	6095,96	5822,76	5481,08	5013,04	4661,40
7253,28	6080,78	5812,59	5459,60	5011,19	4631,85
7195,66	6069,99	5806,10	5434,82	5007,99	4627,99
7168,81	6063,28	5775,05	5425,89	5003,40	4617,53
6428,11	6031,90	5736,88	5419,89	4973,31	4582,59
6399,47	6027,98	5731,92	5401,05	4934,24	4579,99
6327,06	6021,27	5728,55	5388,17	4928,79	4575,88
6299,42	6018,29	5689,19	5303,10	4928,64	4572,71
6285,39	6002,82	5655,75	5291,60	4873,01	4568,13
6238,39	5994,06	5634,81	5272,30	4856,55	4554,16
6224,81	5975,44	5612,54	5266,04	4849,30	4498,11
6201,18	5949,89	5597,64	5196,37	4822,94	4212,50
6199,39	5938,62	5552,53	5084,84	4763,84	4205,10
6182,99	5931,37	5537,47	5055,09	4723,03	4177,12
6161,60	5888,17	5518,47	5041,63	4719,04	4171,31

по виду сложные спектры металлов. Наиболее интенсивные линии расположены в оранжевой области (табл. 1, рис. 3), Всего же спектр H_2 охватывает диапазон 600–130 000 Å, и в нем известно около 120 тысяч линий [8].

Полосатая структура, подобная структуре электронно-колебательных спектров других двухатомных газов, и вообще какие-либо закономерности в спектре молекулы H_2 визуально незаметны, что объясняется исключительно высокими значениями колебательного кванта и вращательной постоянной из-за малости массы атома водорода. Тем не менее в молекулярном спектре водорода удается обнаружить отдельные серии, например Лаймана, Вернера, Хопфильда – Бейтлера, Фулхера.

В дальнейшем нас будет интересовать серия Фулхера (Fulcher), линии которой расположены между линиями H_α и H_β атомарного водорода. Серия образована элек-

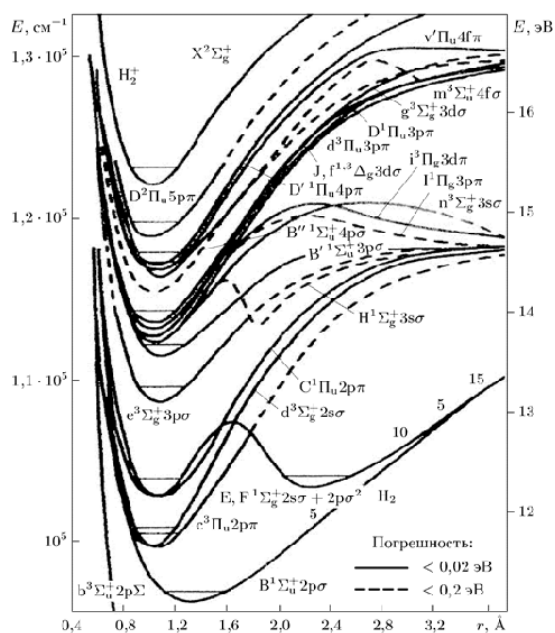


Рис. 4. Потенциальные кривые возбужденных состояний молекулы H_2 [8]

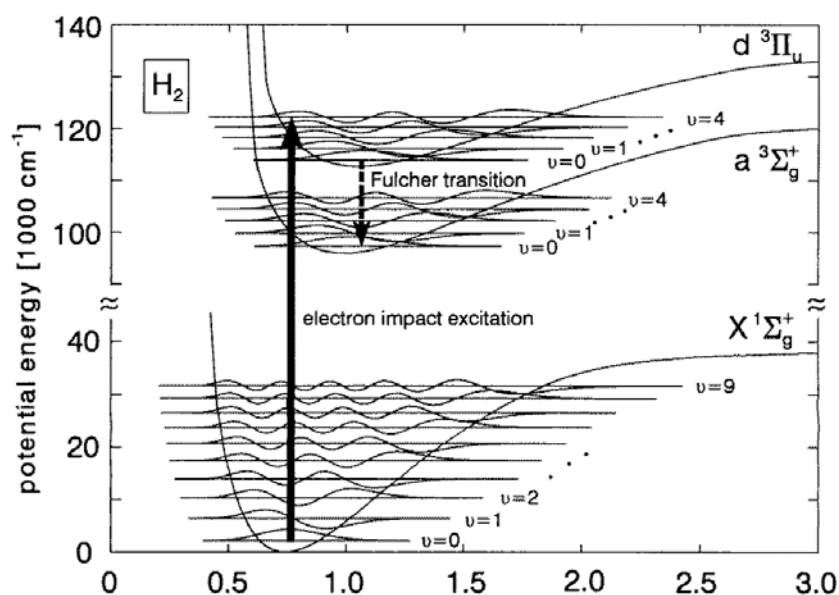


Рис. 5. Электронные термы основного и двух возбужденных состояний молекулы водорода. Показан колебательный переход $v=0 \rightarrow 0$, принадлежащий к серии Фулхера

Таблица 2

Линии вращательного спектра ветвей Q полосы Фулхера для нескольких колебательных переходов [9]

Переход 0-0		Переход 2-2		Переход 1-1		Переход 3-3	
Длина волны, Å	J	Длина волны, Å	J	Длина волны, Å	J	Длина волны, Å	J
6018,29	1	6224,818	1	6121,787	1	6327,06	1
6023,757	2	6230,258	2	6127,246	2	6332,489	2
6031,909	3	6238,391	3	6135,395	3	6340,575	3
6042,72	4	6249,150	4	6146,186	4	6351,282	4
6056,091	5	6262,495	5	6159,565	5	6364,666	5
6071,996	6	6278,369	6	6175,462	6	6380,317	6
6090,374	7	6296,622	7	6193,812	7	6398,452	7
6109,03	8	6317,233	8	6214,507	8	6418,908	8
		6340,085	9				

тронно-колебательно-вращательными переходами между термами

$$d^3\Pi_u \text{ и } a^3\Sigma_g^+$$

(рис. 4, 5), наиболее интенсивные линии серии лежат в диапазоне 5 900–6 400 Å.

Для определения спина протона в спектре лампы ДВС-25 нужно идентифицировать вращательные молекулярные линии полосы Q для различных колебательных переходов. Длины волн этих линий приведены в табл. 2 [9]. J – вращательное квантовое число.

Определение спина протона по структуре вращательного спектра водорода

Интенсивность эмиссионных спектральных линий прямо пропорциональна заселенности верхнего уровня. Полагая, что заселенность уровней подчиняется распределению Больцмана, можно записать для интенсивности линий:

$$I \sim g \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (2)$$

где I – количество фотонов на длине волны линии, испускаемых в единицу времени, E – вращательная энергия молекулы, g – статистический вес уровня. При представлении двухатомной молекулы в виде жесткого ротатора ее энергия вращения равна:

$$E_{\text{rot}} = BJ(J+1), \quad (3)$$

где B – вращательная постоянная.

Параметр g является статистическим весом и зависит от спина ядра молекулы. Для статистики Ферми, которой подчиняются частицы с полуцелым спином, статистические веса четных (g_g) и нечетных состояний (g_u) связаны через спин ядра s соотношением:

$$\frac{g_g}{g_u} = \frac{s+1}{s}$$

Таким образом, получаем уравнение на интенсивность линий [2; 3]:

$$I = C(2J+1) \exp\left(-B\left(\frac{J(J+1)}{kT}\right)\right),$$

логарифмированием которого легко получить выражение для температуры. Величина C практически постоянна в пределах одной полосы [3].

Спин ядра атома водорода может быть определен из соотношения интенсивностей электронно-колебательно-вращательных переходов молекул водорода разных четностей одной колебательной полосы. Как было сказано, ортоводороду соответствуют только нечетные квантовые числа, а параводороду – только четные. Таким образом, зная степень вырождения $(2s+1)$ ортоводорода и параводорода – 3 и 1 соответственно, можно предположить, что отношение интенсивности линий, соответствующих нечетным J , к интенсивности линий с четным J будет равно 3.

Проще всего исследовать линии Q -ветвей различных колебательных переходов, так как номера линий совпадают с вращательным квантовым числом J в силу условия $\Delta J = 0$. Если построить графики логарифмов измеренных интенсивностей Q линий с четными и нечетными значениями J от аргумента $J(J+1)$ и аппроксимировать точки линейными функциями, то свободные члены линейных аппроксимаций позволят определить отношение статистических весов, что в силу уравнений (2) и (3) даст нам значение самого спина. Тангенс угла наклона прямых позволяет определить вращательную

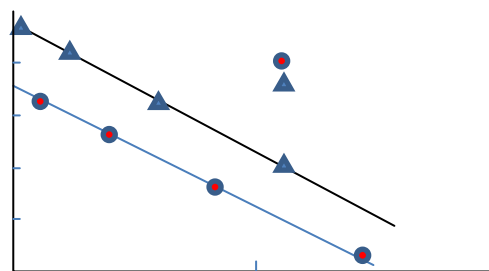


Рис. 6. График зависимости логарифма измеренной интенсивности линий ветви Q колебательного перехода $0-0$ от вращательного квантового числа J

температуру в разряде (рис. 6). Для случая, приведенного на рис. 7, отношение интенсивностей линий $I_g/I_u = 3,1 \pm 0,1$. Вращательная температура дугового разряда составляет 620 ± 20 °С.

Именно подобным способом был впервые определен спин тяжелого изотопа водорода – дейтерия [10]. К сожалению, в имеющейся в нашем распоряжении спектральной дейтериевой лампе ДДС-30 содержится в заметном количестве и водород. Вследствие этого в спектре излучения лампы помимо молекулярных линий дейтерия присутствуют также линии молекул H_2 и HD , что делает расшифровку ее спектра весьма затруднительной. Поэтому мы ограничились спектроскопическим измерением спина протона, используя в качестве источника света водородную лампу ДВС-25.

Схема эксперимента

Для регистрации спектров используется спектрограф PGS-2, внешний вид которого показан на рис. 8. Спектрограф PGS-2 выпускался предприятием «Карл Цейс-Йена» в Германской Демократической Республике. Изначально для записи спектров в нем использовались фотопластинки. Применение для регистрации спектров фотодиодной линейки МАЭС вдохнуло в спектрометр новую жизнь. Превосходные оптические параметры PGS-2 в сочетании с возможностями МАЭС позволяют расшифровывать эмиссионные спектры практически всех элементов таблицы Менделеева. Весьма ценной особенностью спектрографа является возможность записи за одну экспозицию

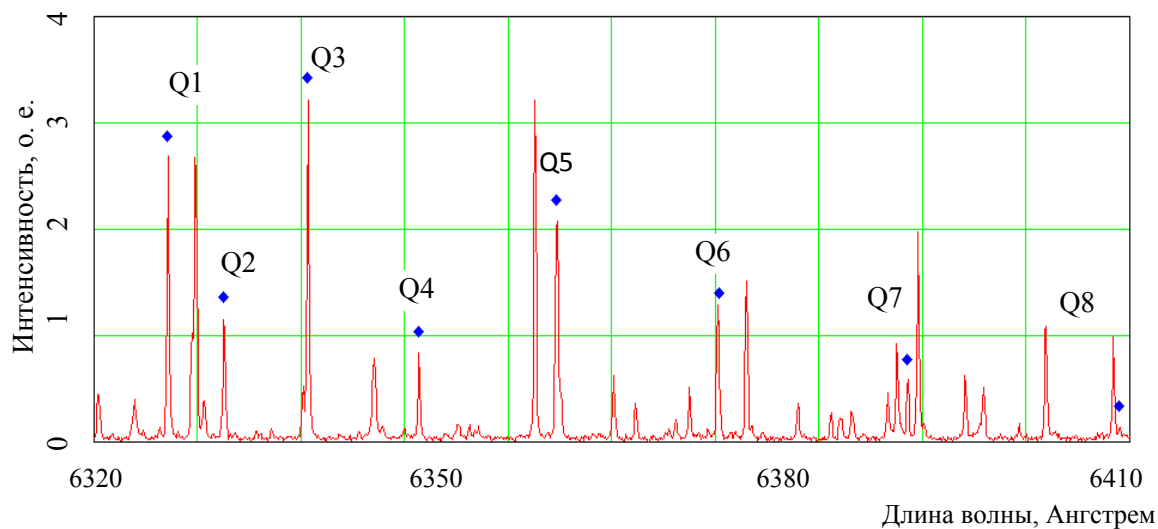


Рис. 7. Участок полосы Фулхера с идентифицированными линиями ветви Q колебательного перехода 3–3

Рис. 8. Внешний вид спектрометра PGS-2. К правому торцу прибора присоединен анализатор МАЭС

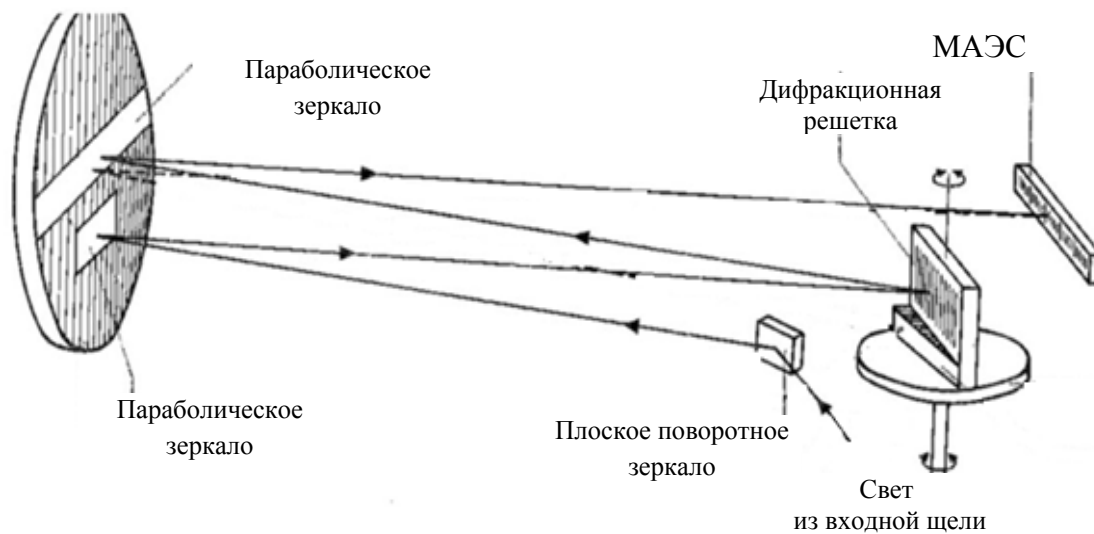


Рис. 9. Оптическая схема PGS-2.

Рис. 9. Оптическая схема PGS-2

спектрального интервала протяженностью около $2\,000\text{ \AA}$ с разрешением $0,15\text{ \AA}$.

Схема спектрографа PGS-2 показана на рис. 9. Параметры прибора приведены ниже. Излучение источника света с помощью отклоняющего зеркала попадает на используемую в качестве коллиматора часть вогнутого зеркала. После этого луч падает на дифракционную решетку, расположенную на вращающемся столике. Далее, отражаясь от используемой для отображения спектра части параболического зеркала, лучи попадают на систему регистрации МАЭС.

Анализатор МАЭС состоит из восьми фотодиодных линеек и является средством измерения положения и интенсивности спектральных линий.

Параметры спектрометра PGS-2

1. Практический диапазон $2\,000 \dots 10\,000\text{ \AA}$
2. Теоретическая разрешающая способность $\approx 45\,000$ ($0,13\text{ \AA}$ для $\lambda = 6\,000\text{ \AA}$)
3. Фокусное расстояние $2\,075\text{ мм}$
4. Относительное отверстие $1 : 12$
5. Дисперсия $7,4\text{ \AA/мм}$
6. Интервал $2\,000\text{ \AA}$ измеряется за один снимок с разрешением около $0,1\text{ \AA}$

Технические параметры анализатора МАЭС

1. Тип детектора – линейка фотодиодов
2. Рабочий спектральный диапазон, \AA – $1\,600 \div 11\,000$
3. Количество измерительных каналов – $2\,580 \div 72\,000$
4. Размеры стандартного фотодиода МАЭС, мкм – $12,5 \times 1\,000$
5. МАЭС для спектрометров высокого разрешения – $6,25 \times 1\,000$
6. Разрядность АЦП – 16
7. Динамический диапазон выходных сигналов – $30\,000$
8. Время экспозиции одного считывания, мс – $10 \div 10\,000$
9. Время экспозиции с цифровым накоплением – не менее 5 минут

Для управления МАЭС, калибровки спектрометра и расшифровки спектров используется программа «Атом 3.2». Программа имеет развитый интерфейс, позволяющий производить анализ эмиссионных спектров любой сложности. Для целей данной лабораторной работы достаточно использовать лишь малую часть возможностей программы. Полная инструкция по работе с «Атом 3.2» доступна в Интернете.

Для калибровки прибора в данном эксперименте применяется ртутно-гелиевая лампа ДРГ-12.

При желании более точную калибровку спектрометра можно произвести по спектру медно-цинковой лампы. Подробное изложение последовательности операций этой процедуры, называемой профилированием, содержится в описании программы «Атом 3.2». Кроме того, для уточнения калибровки, произведенной по ртутной лампе, могут быть использованы линии молекулярного водорода (см. табл. 1).

При выполнении лабораторной работы студент последовательно производит запись спектра калибровочного источника и спектральной водородной лампы. При обработке молекулярного спектра водорода идентифицируются линии вращательного спектра, по их интенсивностям определяется спин протона и вращательная температура дугового разряда.

Заключение

Лабораторная работа знакомит студентов с особенностями молекулярного спектра водорода и влиянием движения ядер атомов на вращательный спектр двухатомной молекулы. Итогом работы является спектроскопическое определение спина протона и измерение температуры разряда дуговой спектральной лампы. В ходе выполнения работы студенты приобретают навыки расшифровки сложных спектров. Возможным расширением экспериментальной части работы является построение диаграмм Фортра при помощи измеренных длин волн вращательных переходов и вычисление вращательной постоянной для молекулы водорода.

Список литературы

1. Ферми Э. Молекулы и кристаллы. М.: Иностран. лит., 1947.
2. Очкин В. Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006.
3. Murphy G. M., Johnston H. The Nuclear Spin of Deuterium // Phys. Rev. 1934. Vol. 46. P. 95–98.

Материал поступил в редколлегию 18.11.2013

**V. D. Dmitrieva, D. Yu. Dubov, O. N. Kazurnitskaya, S. S. Kurilko
O. I. Meshkov, R. I. Spitsin**

SPECTROSCOPIC MEASUREMENT OF THE SPIN OF PROTON

The new lab performed by students at Atomic Practicum of NSU is described. The lab is dedicated to study of optical rotational spectrum of hydrogen within Fulcher band. The alteration of intensities of molecular lines enables to determine a value of the spin of proton.

Keywords: spectroscopy, spin, molecular spectrum, Fulcher band, Alteration of intensities.