

В. И. ЧЕРНЯЕВ

**ДЛИНЫ ВОЛН ЛИНИЙ БАЛЬМЕРОВСКИХ СЕРИЙ ДЕЙТЕРИЯ  
И ВОДОРОДА. I**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 28 VI 1938)

До сих пор были точно измерены длины волн только первых четырех членов бальмеровской серии дейтерия (1).

В настоящей работе, при помощи большой диффракционной решетки радиуса кривизны 640 см с общим числом штрихов 180 000 при 30 000 штрихах на дюйм, были получены снимки десяти первых членов бальмеровской серии. Снимки делались в первом порядке решетки от трубки, питающейся трансформатором, наполняемой либо смесью паров легкой и тяжелой воды либо гелием, в котором водород и дейтерий присутствовали в виде следов (2). На пластинки накладывался также спектр железной дуги. Длины волн линий водорода и дейтерия находились при помощи интерполяционной формулы с квадратичным членом, причем в качестве нормалей использовались международные нормали в спектре железа.

Пенни (3), пользуясь теоретическими значениями для интенсивности и взаимного расположения компонент тонкой структуры линий бальмеровской серии, вычислил формулу для волновых чисел центров тяжести этих линий.

Подставляя в формулу Пенни значения  $n$  верхних уровней и значения  $\alpha^2$ , можно было из измерений  $\nu$  для каждой линии определить  $R_H$  и  $R_D$ .

В таблице приведены средние значения длин волн, полученные из нескольких пластинок, волновые числа, им соответствующие, а также постоянные Ридберга, вычисленные указанным выше образом. Данные для линий  $H_\alpha$  и  $D_\alpha$  не приведены, так как вследствие широкой дублетной структуры, а также потому, что вблизи них нет удобных железных нормалей, их было трудно точно измерить. Тонкая структура этих линий с целью точного измерения постоянных Ридберга изучалась в отдельной работе (4).

Значения постоянных Ридберга, полученные из измерений тонкой структуры линий  $D_\alpha$  и  $H_\alpha$  (4), составляют:

$$R_D = (109\,707.56_7 \pm 0.030) \text{ см}^{-1},$$
$$R_H = (109\,677.75_3 \pm 0.030) \text{ см}^{-1}.$$

Таким образом значения  $R$ , определяемые из измерений центров тяжести высоких членов, существенно отличаются от значений, получаемых из измерений тонкой структуры. Это может происходить, во-первых, оттого, что точность измерений длин волн диффузных линий H и D не очень велика. Ошибка в 0.005 Å (которая не исключена) вблизи 3 800 Å приво-

$n$	Линия	$\lambda$ воздух, Å	$\nu$ вак., $\text{см}^{-1}$	$R_D$ , $\text{см}^{-1}$	$R_H$ , $\text{см}^{-1}$
12	D <sub>10</sub>	3 749.153	26 665.140	109 706.877	—
12	H <sub>10</sub>	3 750.145	26 658.086	—	109 677.855
11	D <sub>9</sub>	3 769.623	26 520.345	109 706.963	—
11	H <sub>9</sub>	3 770.640	26 513.192	—	109 677.373
10	D <sub>8</sub>	3 796.871	26 330.026	109 707.306	—
10	H <sub>8</sub>	3 797.902	26 322.880	—	109 677.531
9	D <sub>7</sub>	3 834.352	26 072.656	109 707.177	—
9	H <sub>7</sub>	3 835.394	26 065.573	—	109 677.374
8	D <sub>6</sub>	3 887.992	25 712.958	109 707.471	—
8	H <sub>6</sub>	3 889.048	25 705.976	—	109 677.681
7	D <sub>5</sub> (ε)	3 968.990	25 188.227	109 707.560	—
7	H <sub>5</sub> (ε)	3 970.071	25 181.368	—	109 677.686
6	D <sub>4</sub> (δ)	4 100.621	24 379.694	109 707.444	—
6	H <sub>4</sub> (δ)	4 101.731	24 373.097	—	109 677.758
5	D <sub>3</sub> (γ)	4 339.277	23 038.858	109 707.638	—
5	H <sub>3</sub> (γ)	4 340.458	23 032.590	—	109 677.791
4	D <sub>2</sub> (β)	4 859.992	20 570.438	109 707.729	—
4	H <sub>2</sub> (β)	4 861.322	20 564.809	—	109 677.708
Среднее . . . . .				109 707.352	109 677.640

дит к ошибке в  $0.18 \text{ см}^{-1}$  в значении  $R$ . Далее, при измерении диффузных линий трудно сказать, измеряется ли центр тяжести или просто середина широкой линии. Не исключена также возможность отличия распределения интенсивности компонент тонкой структуры от теоретического вследствие сильной зависимости интенсивностей от условий разряда и в частности от формы разрядной трубки (5). Найденное для низких членов серии согласие интенсивностей компонент с теоретическими (4) относилось к трубке другой формы. Кроме всего этого максимум интенсивности при конечной собственной ширине компонент не обязательно совпадает с вычисленным центром тяжести (6).

Из таблицы видно, что значения  $R$  для дейтерия вероятно растут при переходе от высоких к более низким членам серии, берущихся для вычисления  $R$ . Хотя точность определения  $R$  при переходе к высоким членам уменьшается, все же вероятность такого монотонного изменения вычисленных значений  $R$  остается. Возможно, что это свидетельствует о систематическом росте отступлений от теоретических интенсивностей компонент при переходе к высоким членам. Для водорода, линии которого более диффузные, с чем связаны большие ошибки измерений, этот эффект чувствуется меньше.

Средние значения  $R$  таблицы меньше получаемых из тонкой структуры для  $R_H$  на  $0.113 \text{ см}^{-1}$ , а для  $R_D$  даже на  $0.215 \text{ см}^{-1}$ . Эти отличия близки к пределам ошибок измерений для определения  $R$  из отдельных линий, однако здесь произведено усреднение по значениям  $R$ , полученным из девяти линий. Поэтому не исключено, что эти отступления реальны. Различные отступления для обоих изотопов, возможно, указывают на неодинаковые отличия интенсивностей компонент тонкого строения от теоретических и на большие отличия для дейтерия.

Уменьшение постоянной Ридберга, вычисленной из высоких членов, может также происходить от влияния эффекта Штарка, вызванного электрическими полями в трубке. Линейный эффект Штарка приводит к симметричному расщеплению линий (7). При квадратичном эффекте Штарка (7) все термы смещаются к меньшим энергиям, причем это смещение очень быстро растет с увеличением  $n$ . Это должно приводить к тому, что  $R$ , вычисленное из высоких членов серии, меньше, чем вычисленное из низких.

Выводы эти справедливы для сильных полей, но <sup>(8)</sup> неравномерные поля в разрядной трубке при обычных экспериментальных условиях уже достаточны, чтобы, начиная с шестого состояния, между различными уровнями тонкой структуры установилось некоторое статистическое равновесие, т. е. для высоких уровней практически всегда можно применять выводы, полученные в предположении больших полей.

Несмотря на малые поля в трубке сильная зависимость квадратичного эффекта от  $n$  может дать заметный эффект для высоких членов серии. Однако разные отступления средних значений  $R_H$  и  $R_D$  от полученных из тонкой структуры этим не объясняются. Таким образом все же существует некоторая вероятность того, что распределения интенсивности по компонентам тонкой структуры (или скорее штарковским, так как при обычных полях трубки компоненты тонкой структуры высоких членов уже теряют свою индивидуальность) для высоких членов серии водорода и дейтерия отличны друг от друга.

Это различие нельзя рассматривать как доказательство того, что для изотопического смещения линий водорода существенную роль играет эффект размера ядра, который по некоторым предположениям играет роль в изотопических смещениях линий более сложных атомов <sup>(9)</sup>. Все линии бальмеровской серии состоят из компонент одинаковой сериальной принадлежности, а значит, их чувствительность к изотопическому смещению (такому, какое имеет место для сложных атомов) должна быть одинакова. С другой стороны, влияние размеров ядра должно уменьшаться с ростом главного квантового числа  $n$ , так как плотность электронного облака в ядре с ростом  $n$  уменьшается. Таким образом значение  $R_D$ , вычисленное из измерений высоких членов, должно было бы быть ближе к значению, получаемому из элементарной теории сдвигения ядра, чем вычисленное из измерений низких. Однако если, пользуясь формулами элементарной теории, выразить  $R_D$  через  $R_\infty$ ,  $R_H$  и отношение масс протона и дейтона и воспользоваться значениями Берджа для  $R_\infty$  и  $R_H$  <sup>(10)</sup> и Астона <sup>(11)</sup> для масс протона и дейтона, то значение  $R_D$  получается в пределах ошибок опыта совпадающим с полученным мною из измерения тонкой структуры линии  $D_\alpha$ , для которой влияние размеров ядра должно бы было быть наибольшим.

Лаборатория молекулярной и атомной  
спектроскопии.  
Государственный оптический институт.  
Ленинград.

Поступило  
29 VI 1938.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> H. C. Urey, F. C. Brickwedde a. G. M. Murphy, Phys. Rev., **39**, 164, 536; **40**, 1 (1932); см. также H. C. Urey a. G. K. Teal, Rev. Mod. Phys., **7**, 34 (1935). <sup>2</sup> В. И. Черняев, ДАН, XIX, 245 (1938). <sup>3</sup> W. G. Penney, Phil. Mag., **9**, 661 (1930). <sup>4</sup> В. И. Черняев, ДАН, XX, № 5 (1938). <sup>5</sup> G. E. Harrison, Nature, **119**, 393 (1927). <sup>6</sup> R. C. Williams a. R. C. Gibbs, Phys. Rev., **45**, 475, 491 (1934). <sup>7</sup> H. Bethe, Hndb. d. Phys., XXIV, 1 Teil, § 30, 31. <sup>8</sup> H. Bethe, loc. cit., § 43. <sup>9</sup> J. H. Bartlett, Nature, **128**, 408 (1931); G. R. Casah, ZS. f. Phys., **71**, 431 (1931); Nature, **129**, 723 (1932); J. E. Rosenthal a. G. Breit, Phys. Rev., **41**, 459 (1932); G. Breit, Phys. Rev., **42**, 348 (1932); **46**, 319 (1934); E. C. Kemble a. R. D. Present, Phys. Rev., **44**, 1031 (1933). <sup>10</sup> T. R. Birge, Rev. Mod. Phys., **1** (1929). <sup>11</sup> F. W. Aston, Nature, **137**, 357 (1936).