

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Физтех-школа аэрокосмических технологий

Лабораторные работы №5.2.2 и №5.2.3
Изучение спектров атомов водорода и дейтерия Изучение
молекулярного спектра йода

Работу выполнила
Цветкова Амелия Антоновна
Б03-305

Долгопрудный, 2025

Цели работы

1. Исследовать спектральные закономерности в оптических спектрах водорода;
2. По результатам измерений вычислить постоянную Ридберга для этих двух изотопов водорода, их потенциалы ионизации, изотопические сдвиги линий;

Спектр атомов водорода

Объяснение структуры спектра излучения атомов требует решения задачи о движении электрона в эффективном поле атома - уравнение Шрёдингера. Для атома водорода определение энергетических уровней значительно упрощается, так как квантово-механическая задача об относительном движении электрона и ядра сводится к задаче о движении частицы с эффективной массой $\mu = m_e M / (m_e + M)$ в кулоновском поле $-Ze^2/r$. Длины волн спектральных линий водородоподобного атома описываются формулой:

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = RZ^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (1)$$

где R - константа, называемая постоянной Ридберга, а m и n - целые числа.

Для объяснения спектра атомов водорода Нильс Бор предложил теорию атома, в основу которой положил три постулата:

1. из всех возможных с точки зрения классической физики орбит в атоме осуществляются только некоторые стационарные орбиты, при движении по которым, вопреки представлениям классической электродинамики, электрон не излучает фотон;
2. из всех возможных орбит в атоме осуществляются только те, для которых момент количества движения равен целому кратному величины постоянной Планка, т.е. $L = n\hbar$;
3. излучение или поглощение энергии происходит при переходе атома из одного стационарного состояния в другое, а частота излучаемого света связана с разностью энергий атома в стационарных состояниях соотношением: $h\nu = E_2 - E_1$, где ν - частота излучаемой линии.

Если считать ядро неподвижным, то эти энергетические состояния определяются выражением:

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m_e e^4 Z^2}{h^2} \frac{1}{n^2} \quad (2)$$



Рис. 1: Уровни энергии атома водорода и образование спектральных серий

В данной работе изучается серия Бальмера, линии которой лежат в видимой области, и изотропический сдвиг между линиями водорода и дейтерия. Для серии Бальмера $n = 2$. Величина m для первых 4 линий этой серии принимает значение 3, 4, 5, 6. Эти линии обозначаются $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$.

Оценим энергии основного и возбужденного состояний атома водорода. Чтобы найти основное состояние квантовой системы, надо минимизировать, с учетом соотношения неопределенностей, полную энергию. Потенциальная энергия электрона равна кулоновской энергии электрона в поле ядра с зарядом. Так как электрон локализован в области размером r , то его импульс $p \approx \hbar/r$, и полная энергия определяется выражением:

$$E = \frac{-Ze^2}{r} + \frac{\hbar^2}{2m_e r^2} \quad (3)$$

Условие для минимального значения энергии:

$$r_B = \frac{\hbar^2}{Zm_e e^2} \quad (4)$$

Это значение боровского радиуса (радиуса первой орбиты) для электрона в поле ядра с зарядом Z . Энергия основного состояния:

$$E = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} Z^2 = -RZ^2 \quad (5)$$

Если радиус орбиты равен r , то n -му состоянию электрона соответствует условие:

$$2\pi r = \lambda n \quad (n = 1, 2, 3...), \text{ или } m_e v_n = \frac{nh}{2\pi r}$$

Полученное соотношение полностью совпадает со вторым постулатом Бора.

Экспериментальная установка

Для измерения длин волн спектральных линий в работе используется стеклянно-призменный монохроматор-спектрометр УМ-2, предназначенный для спектральных исследований в диапазоне от 0,38 до 1,00 мкм.

Призменный монохроматор УМ-2. В состав прибора УМ-2 входят следующие основные части (рис. 2):

1. Входная щель 1, снабженная микрометрическим винтом 9, который позволяет открывать щель на нужную ширину. Обычная ширина щели равна 0,02–0,03 мм.

2. Коллиматорный объектив 2, снабженный микрометрическим винтом 8. Винт позволяет смещать объектив относительно щели при фокусировке спектральных линий различных цветов.

3. Сложная спектральная призма 3, установленная на поворотном столике 6. Призма 3 состоит из трех склеенных призм P_1 , P_2 , и P_3 . Первые две призмы с преломляющими углами 30° изготовлены из тяжелого флинта, обладающего большой дисперсией. Промежуточная призма P_3 сделана из крона. Лучи отражаются от ее гипотенузной грани и поворачиваются на 90° . Благодаря такому устройству дисперсии призм P_1 и P_2 складываются.

4. Поворотный столик 6, вращающийся вокруг вертикальной оси при помощи микрометрического винта 7 с отсчетным барабаном. На барабан нанесена винтовая дорожка с градусными делениями. Вдоль дорожки скользит указатель барабана. При вращении барабана призма поворачивается, и в центре поля зрения появляются различные участки спектра.

5. Зрительная труба, состоящая из объектива 4 и окуляра 5. Объектив создает изображение входной щели 1 различных цветов в своей фокальной плоскости. В этой же плоскости расположен указатель 10. Изображение щели рассматривается через окуляр 5. В случае необходимости

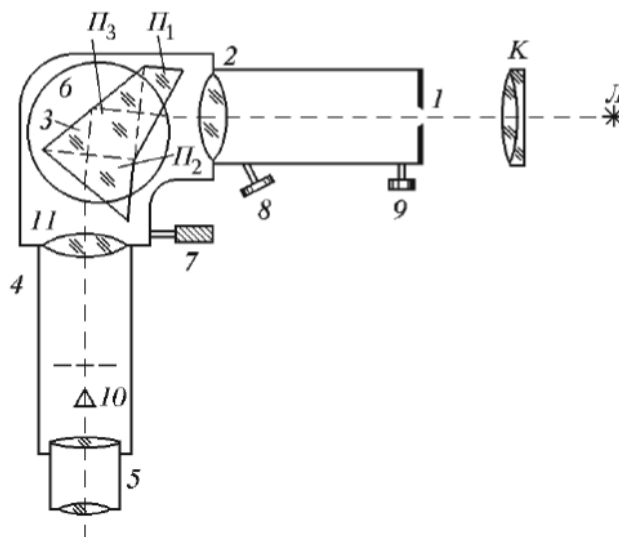


Рис. 2: Устройство монохроматора УМ-2

окуляр может быть заменен выходной щелью, пропускающей одну из линий спектра. В этом случае прибор служит монохроматором.

6. Массивный корпус 11, предохраняющий прибор от повреждений и загрязнений.

7. Оптическая скамья, на которой могут перемещаться рейтеры с источником света Л и конденсором К, служащим для концентрации света на входной щели. Источник света рекомендуется располагать на расстоянии 40–50 см от щели, а конденсор – на расстоянии 10–13 см от источника.

8. Пульт управления, служащий для питания источников света и осветительной системы спектрометра. На пульте имеются гнезда для подключения осветителей (3,5 В), неоновой лампы и лампы накаливания. Тумблеры позволяют включать лампочки осветителей шкал и указателя спектральных линий. Яркость освещения указателя регулируется реостатом.

При подготовке УМ-2 к наблюдениям особое внимание следует обращать на тщательную фокусировку, чтобы указатель 10 и спектральные линии имели четкие, ясные границы. Фокусировка производится в следующем порядке. Перемещая окуляр, следует получить резкое изображение острия указателя 10. Осветив входную щель прибора ртутной лампой, нужно найти одну из спектральных линий и получить ее резкое изображение при помощи микрометрического винта 8. При проведении измерений в другой части спектра эта операция по фокусировке должна проводиться вновь.

Для отсчета положения спектральной линии ее центр совмещается с острием указателя. Отсчет проводится по делениям барабана. Для уменьшения ошибки ширину входной щели делают по возможности малой (0,01–0,02 мм по микрометрической шкале). Для наблюдения самых слабых линий в крайней фиолетовой области щель приходится несколько расширять (до 0,03–0,05 мм). Глаз лучше замечает слабые линии в движении, поэтому при наблюдении полезно слегка поворачивать барабан в обе стороны от среднего положения.

Спектрометр УМ-2 нуждается в предварительной градуировке. Для градуировки в коротковолновой части спектра удобно применять ртутную лампу ПРК-4, а в длинноволновой и средней части спектра – неоновую лампу. Таблицы спектральных линий ртути и неона с визуальной оценкой их относительной интенсивности приведены в Приложении V.

Градуировочную кривую следует строить в крупном масштабе на листе миллиметровой бумаги. По оси x откладываются градусные деления барабана, а по оси y – длины волн соответствующих линий. Иногда при построении графика некоторые экспериментальные точки оказываются смещенными от плавной кривой. Чаще всего такие «выбросы» свидетельствуют о неправильной расшифровке наблюдаемой картины спектральных линий (главным образом, для неона). В этом случае необходимо более внимательно сопоставить картину с таблицей и

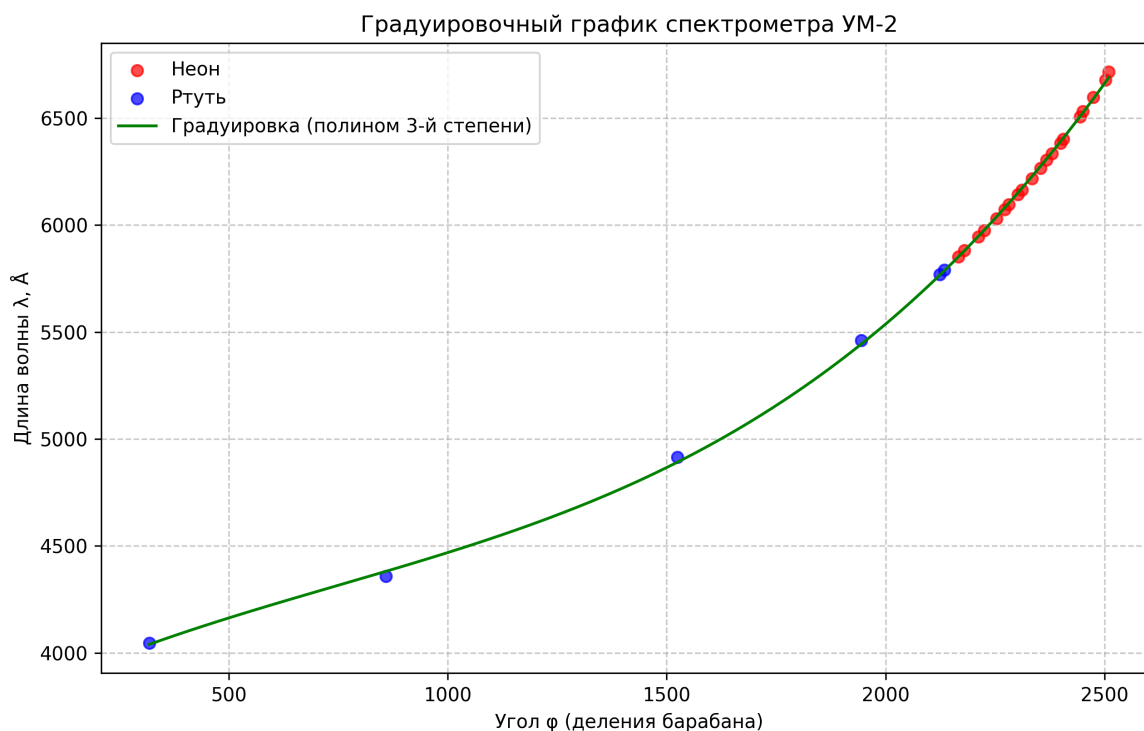
внести в градуировочный график необходимые исправления.

Водородная лампа. В опытах по измерению длин волн бальмеровской серии источником света служит водородная трубка Н-образной формы, питаемая от катушки Румкорфа. Наибольшая яркость спектра достигается в том случае, когда источником света служит торец горизонтальной части трубки (капилляра).

Для увеличения яркости интересующих нас линий атомарного водорода в состав газа, которым заполняют трубку при ее изготовлении, добавляют пары воды. Молекулы воды в электрическом разряде разлагаются, образуя атомарный водород. Трубка заполняется газом до давления 5–10 Тор.

Ход работы

1. Построим градуировочный график:



2. Измерим положение линий H_α , H_β , H_γ , H_δ и с помощью калибровочного графика определим их длины волн:

H_α	H_β	H_γ	H_δ
2466	не видим	1472	836
λ_α	λ_β	λ_γ	λ_δ
656.7	—	483.88	436.75

3. Убедимся, что отношение длин волн водородных линий соответствует формуле:

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = RZ^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

Для серии Бальмера, наблюдаемой в данной работе, $n = 2$. Линии H_α , H_β , H_γ , H_δ соответствуют переходам с $m = 3, 4, 5, 6$ соответственно.

Отношение длин волн двух линий должно быть обратно пропорционально отношению разностей $\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)$.

Вычислим теоретические отношения длин волн линий H_γ и H_δ к длине волны H_α , приняв её за эталон.

- Для H_α ($m = 3$): $\Delta_\alpha = \frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} = \frac{1}{4} - \frac{1}{9} = \frac{5}{36}$
- Для H_γ ($m = 5$): $\Delta_\gamma = \frac{1}{2^2} - \frac{1}{5^2} = \frac{1}{4} - \frac{1}{25} = \frac{21}{100}$
- Для H_δ ($m = 6$): $\Delta_\delta = \frac{1}{2^2} - \frac{1}{6^2} = \frac{1}{4} - \frac{1}{36} = \frac{8}{36} = \frac{2}{9}$

Теоретические отношения:

$$\left. \frac{\lambda_\gamma}{\lambda_\alpha} \right|_{\text{теор}} = \frac{\Delta_\alpha}{\Delta_\gamma} = \frac{5/36}{21/100} = \frac{5}{36} \cdot \frac{100}{21} = \frac{500}{756} \approx 0.6614$$

$$\left. \frac{\lambda_\delta}{\lambda_\alpha} \right|_{\text{теор}} = \frac{\Delta_\alpha}{\Delta_\delta} = \frac{5/36}{2/9} = \frac{5}{36} \cdot \frac{9}{2} = \frac{45}{72} = 0.6250$$

Экспериментальные отношения, рассчитанные по измеренным длинам волн ($\lambda_\alpha = 656.7$ нм, $\lambda_\gamma = 483.88$ нм, $\lambda_\delta = 436.75$ нм):

$$\left. \frac{\lambda_\gamma}{\lambda_\alpha} \right|_{\text{эксп}} = \frac{483.88}{656.7} \approx 0.737$$

$$\left. \frac{\lambda_\delta}{\lambda_\alpha} \right|_{\text{эксп}} = \frac{436.75}{656.7} \approx 0.665$$

Сведём результаты в таблицу:

Отношение	Теоретическое	Экспериментальное	Расхождение
$\lambda_\gamma/\lambda_\alpha$	0.6614	0.737	$\sim 11.4\%$
$\lambda_\delta/\lambda_\alpha$	0.6250	0.665	$\sim 6.4\%$

Экспериментальные отношения длин волн водородных линий по порядку величины соответствуют формуле Ридберга, однако наблюдаются заметные расхождения (6-11%). Эти расхождения могут быть связаны с погрешностями градуировки спектрометра, особенно в фиолетовой/синей области спектра, где дисперсия велика.

4. Для каждой из наблюдаемых линий водорода вычислим значение постоянной Ридберга R_H , определим ее среднее значение по всем измерениям и оценим погрешность.

$$R_H = \frac{1}{\lambda_{mn} \cdot Z^2 \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)}$$

где для атома водорода $Z = 1$, для серии Бальмера $n = 2$.

- Для линии H_α ($m = 3$): $\lambda_\alpha = 656.7$ нм = $656.7 \cdot 10^{-9}$ м

$$R_{H\alpha} = \frac{1}{656.7 \cdot 10^{-9} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right)} = \frac{36}{656.7 \cdot 10^{-9} \cdot 5} \approx 1.096 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$$
- Для линии H_γ ($m = 5$): $\lambda_\gamma = 483.88$ нм = $483.88 \cdot 10^{-9}$ м

$$R_{H\gamma} = \frac{1}{483.88 \cdot 10^{-9} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{5^2}\right)} = \frac{100}{483.88 \cdot 10^{-9} \cdot 21} \approx 0.984 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$$

- Для линии H_δ ($m = 6$): $\lambda_\delta = 436.75 \text{ нм} = 436.75 \cdot 10^{-9} \text{ м}$

$$R_{H\delta} = \frac{1}{436.75 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{1}{2^2} - \frac{1}{6^2}} = \frac{9}{436.75 \cdot 10^{-9} \cdot 2} \approx 1.030 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$$

Среднее значение постоянной Ридберга:

$$\bar{R}_H = \frac{R_{H\alpha} + R_{H\gamma} + R_{H\delta}}{3} = \frac{1.096 + 0.984 + 1.030}{3} \cdot 10^7 \approx 1.037 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$$

Оценка погрешности проводится как стандартное отклонение среднего:

Вычислим квадраты отклонений от среднего:

- $(R_{H\alpha} - \bar{R}_H)^2 = (1.096 - 1.037)^2 \cdot 10^{14} \approx (0.059)^2 \cdot 10^{14} \approx 0.00348 \cdot 10^{14}$
- $(R_{H\gamma} - \bar{R}_H)^2 = (0.984 - 1.037)^2 \cdot 10^{14} \approx (-0.053)^2 \cdot 10^{14} \approx 0.00281 \cdot 10^{14}$
- $(R_{H\delta} - \bar{R}_H)^2 = (1.030 - 1.037)^2 \cdot 10^{14} \approx (-0.007)^2 \cdot 10^{14} \approx 0.00005 \cdot 10^{14}$

Сумма квадратов отклонений:

$$\sum (R_i - \bar{R}_H)^2 \approx (0.00348 + 0.00281 + 0.00005) \cdot 10^{14} = 0.00634 \cdot 10^{14}$$

Стандартное отклонение для выборки ($n = 3$):

$$s = \sqrt{\frac{\sum (R_i - \bar{R}_H)^2}{n - 1}} = \sqrt{\frac{0.00634 \cdot 10^{14}}{2}} \approx 0.0563 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$$

Стандартная ошибка среднего:

$$\Delta R_H = \frac{s}{\sqrt{n}} = \frac{0.0563 \cdot 10^7}{\sqrt{3}} \approx 0.0325 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$$

Округляем погрешность до одной значащей цифры: $\Delta R_H \approx 0.03 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Среднее значение округляем соответственно: $\bar{R}_H \approx 1.04 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$.

Окончательный результат:

$$R_H = (1.04 \pm 0.03) \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$$

Табличное значение постоянной Ридберга для бесконечно тяжелого ядра:

$$R_\infty = 1.097373 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$$

Расхождение между экспериментальным и табличным значениями:

$$\delta = \frac{|R_\infty - \bar{R}_H|}{R_\infty} \cdot 100\% = \frac{|1.097 - 1.04|}{1.097} \cdot 100\% \approx 5.2\%$$

Спектр молекул йода

В первом приближении энергия молекулы может быть представлена в виде:

$$E = E_e + E_0 + E_r$$

где E_e - энергия электронных уровней, E_0 - энергия колебательных уровней, E_r - энергия вращательных уровней. Спектр молекулярного йода представлен на рисунке. Видимый спектр состоит из 0-й и 1-й серий Деландра. 2-я серия в 10 раз менее интенсивная, чем 0-я, и поэтому ей пренебрегаем.

В данной работе рассматриваются оптические переходы, то есть переходы, связанные с излучением фотонов в видимом диапазоне длин волн. Они соответствуют переходам между различными электронными состояниями. При этом также происходят изменения вращательного и колебательного состояний, однако в реальности ввиду малости характерных энергий вращательные переходы ненаблюдаемы.

В работе изучаются переходы из колебательного состояния с номером n_1 основного электронного уровня с энергией E_1 в колебательное состояние с номером n_2 на электронный уровень с энергией E_2 . Энергия таких переходов описывается формулой:

$$h\nu_{n_1, n_2} = (E_2 - E_1) + h\nu_2(n_2 + \frac{1}{2}) - h\nu_1(n_1 + \frac{1}{2}) \quad (6)$$

где ν_1 и ν_2 суть энергии колебательных квантов на электронных уровнях с энергиями E_1 и E_2 .

При достаточно больших квантовых числах n_1 и n_2 колебательные уровни переходят в непрерывный спектр, что соответствует диссоциации молекулы. Наименьшая энергия, которую нужно сообщить молекуле в нижайшем колебательном состоянии, чтобы она диссоциировала, называется **энергией диссоциации**.

Экспериментальная установка

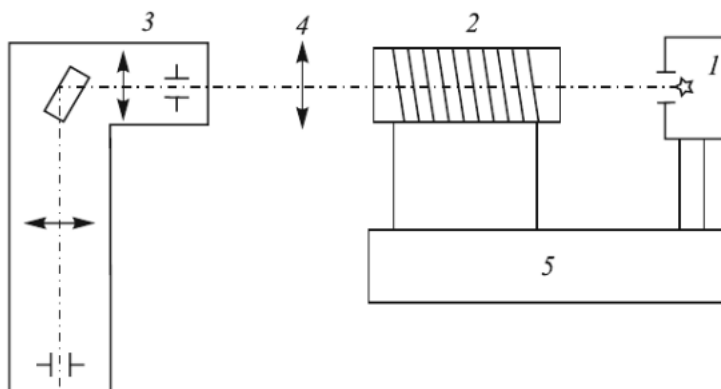


Рис. 3: Схема экспериментальной установки

В данной работе спектр поглощения паров йода наблюдается визуально на фоне сплошного спектра лампы накаливания 1, питаемой от блока питания 5. Кювета 2 с кристаллами йода подогревается резистором, подключенным вместе с лампой накаливания к блоку питания. Линза 4 используется для формирования пучка света, проходящего через кювету, и фокусировки его на входной щели монохроматора. В результате подогрева кристаллы йода частично возгоняются, образуя пары с легкой фиолетовой окраской. Монохроматор 3 используется в качестве спектроскопа, позволяющего визуально наблюдать линии поглощения молекул йода на фоне сплошного спектра излучения лампы накаливания в видимой области.

Ход работы

1. Определим деления барабана монохроматора, соответствующие:

- Линия $h\nu_{1,0}$ (самая длинноволновая): $n_{1,0} = 2290$
- Линия $h\nu_{1,5}$ (шестая от края): $n_{1,5} = 2186$
- Граница схождения спектра $h\nu_{\text{гр}}$: $n_{\text{гр}} = 1688$

2. По градуировочному графику монохроматора определим соответствующие длины волн:

	Деления барабана, n	Длина волны, нм
$h\nu_{1,0}$	2290	647.6
$h\nu_{1,5}$	2186	632.4
$h\nu_{\text{гр}}$	1688	557.2

3. Вычислим энергию колебательного кванта возбужденного состояния молекулы йода:

$$h\nu_2 = \frac{h\nu_{1,5} - h\nu_{1,0}}{5} = \frac{1.961 - 1.914}{5} \approx 0.0094 \text{ эВ}$$

4. Используя полученные результаты, а также данные, что энергия колебательного кванта основного состояния $h\nu_1 = 0.027\text{эВ}$ и энергия возбуждения атома $E = 0.94\text{эВ}$, вычислим:

(а) энергию электронного перехода $h\nu_{\text{эл}}$:

$$h\nu_{\text{эл}} = h\nu_{1,0} + \frac{1}{2}h\nu_1 - \frac{1}{2}h\nu_2 = 1.914 + 0.0135 - 0.0047 \approx 1.923 \text{ эВ}$$

(b) энергию диссоциации молекулы в основном состоянии D_1 :

$$D_1 = h\nu_{\text{гр}} + E_a - \frac{1}{2}h\nu_1 = 2.225 + 0.94 - 0.0135 \approx 3.151 \text{ эВ}$$

(с) энергию диссоциации молекулы в возбужденном состоянии D_2 :

$$D_2 = h\nu_{\text{гр}} - h\nu_{\text{эл}} - \frac{1}{2}h\nu_2 = 2.225 - 1.923 - 0.0047 \approx 0.297 \text{ эВ}$$

Параметр	Эксперимент	Таблица	Расхождение
D_1 , эВ	3.151	1.5425	104%
D_2 , эВ	0.297	0.69	57%

Выводы

По спектрам атома водорода

1. Экспериментально исследована серия Бальмера спектра атома водорода. Измерены длины волн линий H_α (656.7 нм), H_γ (483.88 нм) и H_δ (436.75 нм). Линия H_β не наблюдалась.
2. Проверка соотношения длин волн показала качественное соответствие формуле Ридберга. Наблюдаемые расхождения (6-11%) связаны с погрешностями измерений, особенно в сине-фиолетовой области спектра, где дисперсия монохроматора УМ-2 наибольшая.
3. По результатам измерений вычислена постоянная Ридберга для водорода:

$$R_H = (1.04 \pm 0.03) \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$$

Расхождение с табличным значением $R_\infty = 1.097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ составляет 5.2%.

4. Наибольший вклад в погрешность внесла линия H_γ .

По спектру поглощения молекул йода

1. Исследован колебательно-вращательный спектр поглощения паров йода. Измерены положения характерных линий и границы схождения спектра.
2. Определена энергия колебательного кванта возбужденного состояния:

$$h\nu_2 = 0.0094 \text{ эВ}$$

3. Рассчитаны основные параметры молекулы йода:

- Энергия электронного перехода: $h\nu_{\text{эл}} = 1.923 \text{ эВ}$
- Энергия диссоциации в основном состоянии: $D_1 = 3.151 \text{ эВ}$
- Энергия диссоциации в возбужденном состоянии: $D_2 = 0.297 \text{ эВ}$

4. Обнаружены значительные расхождения с табличными значениями (D_1 - 104%, D_2 - 57%), что может быть связано с погрешностью градуировки монохроматора в области 500-650 нм или влиянием температуры на населенность колебательных уровней.

Общий вывод

В данной лабораторной работе мы увидели принципиальное различие между атомными и молекулярными спектрами. В атомных спектрах наблюдаются дискретные линии, соответствующие электронным переходам, в то время как молекулярные спектры имеют полосатую структуру, обусловленную наложением колебательных и вращательных переходов на электронные. Экспериментальные результаты неплохо согласуются с теоретическими значениями в пределах погрешностей измерений.