

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

СПЕКТР АТОМА ВОДОРОДА

Методика эксперимента . Ширина спектральной линии .

В лабораторной работе изучение спектральной серии Бальмера атома водорода и тонкой структуры ее головной линии, в основном, заключается в экспериментальной проверке справедливости соотношений (2) и (41). Принципиальная схема эксперимента изображена на рис.4.

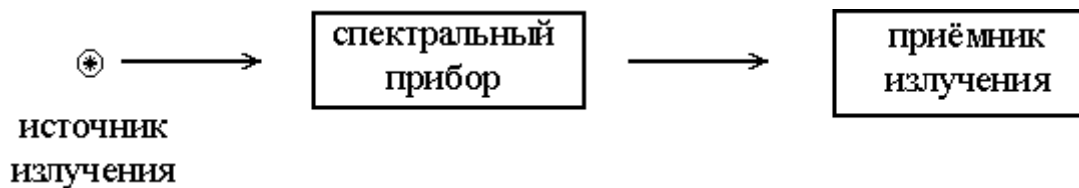


Рис.4. Принципиальная схема эксперимента.

Оптические спектры атомов лежат в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Исследования спектров в инфракрасной, средней и дальней ультрафиолетовых областях спектра сопряжены со значительными трудностями. Поэтому в лабораторной работе ограничились исследованием спектра атома водорода в видимой и близкой ультрафиолетовой областях спектра.

Обычные призмы, линзы, окна и другие оптические детали инфракрасных спектральных приборов изготавливаются из гигроскопических материалов - фтористого лития, хлористого калия, фтористого калия и других, требующих специальных условий работы. Для исследований в среднем и дальнем ультрафиолетовых диапазонах необходимы вакуумные спектральные приборы.

В спектральных сериях линии сгущаются к границе серии, то есть расстояние между соседними линиями $\Delta \lambda \rightarrow 0$ по мере приближения их к границе серии. Отсюда, казалось бы, что для изучения спектральной серии необходим спектральный прибор высокой разрешающей силы.

Однако, с уменьшением длины волны линий в серии закономерно уменьшается их интенсивность, так что в обычных лабораторных условиях удается наблюдать только 10-15 первых линий серии, причем расстояние между последними из них составляет $\Delta\lambda \approx 50 - 20 \text{ \AA}$. Поэтому можно для изучения спектральной серии применить спектральный прибор относительно невысокой разрешающей силы.

Таким образом, для изучения спектральной серии нужен спектральный прибор, позволяющий исследовать малоинтенсивные источники излучения (линии) и обладающий достаточной дисперсией для наблюдения «далёких» линий серии. В лабораторной работе для этой цели используется монохроматор специальный дифракционный МСД-1.

Как отмечалось выше, тонкая структура H_α -линии водорода достаточно сложна (см. Рис.3.). Однако, в первом приближении (поскольку $\Delta E \sim 1/n^3$ см (33)) можно не учитывать расщепление верхнего уровня линии и рассматривать ее как сложный дублет расстояние $\Delta\lambda$ между компонентами которого определяется расщеплением нижнего $2p$ уровня линии на два подуровня $2p_{1/2}$ и $2p_{3/2}$. В этом случае расстояние $\Delta\lambda$ между компонентами тонкой структуры λ_1, λ_2 согласно (41) равно

$$\Delta\lambda = \frac{1}{16} \lambda^2 \alpha^2 R.$$

Длина волны H_α линии водорода $\lambda = 6562,35 \text{ \AA}$, так что $\Delta\lambda \cong 0,2 \text{ \AA}$. Отсюда следует, что для наблюдения тонкой структуры H_α линии водорода необходим спектральный прибор с разрешением $\cong 0,1 \text{ \AA}$. Таким образом прибор МСД-1 не пригоден для наблюдения тонкой структуры H_α линии. Поэтому в лабораторной работе для исследования тонкой структуры H_α линии применен прибор высокой разрешающей силы - интерферометр Фабри-Перо в комбинации со спектрографом ИСП - 51, который осуществляет грубую монохроматизацию излучения. Поскольку, как отмечалось выше, расстояние между компонентами тонкой структуры невелико, то необходимо убедиться в том, что ширина линий излучения источника света достаточно мала,

чтобы компоненты тонкой структуры не перекрывались и их можно было бы наблюдать отдельно .

Естественную ширину линии $\Delta\lambda_e$ оценим при помощи соотношения неопределенностей

$$\Delta E \tau \sim \hbar \quad (42)$$

τ -среднее время жизни атома в возбужденном состоянии . Так как

$$\Delta E = h \Delta \nu = hc \frac{\Delta \lambda_e}{\lambda^2} \quad , \quad (43)$$

то , согласно (42) и (43) естественная ширина линии по порядку величины равна

$$\Delta \lambda_e = \frac{\lambda^2}{2\pi c \tau} \quad (44)$$

Для оценки величины τ поступим следующим образом . В классической теории моделью излучающего атома является диполь с дипольным моментом $D \approx er$, где r близко к размерам атома. Колеблющийся диполь в единицу времени в среднем излучает энергию

$$J = \frac{dE}{dt} = \frac{2}{3c^3} \langle \ddot{D}^2 \rangle \quad (45)$$

где \ddot{D} - вторая производная по времени от дипольного момента. Если колебания гармонические т.е. $r \cong a_0 \cos \omega t$ где a_0 - размер атома , то

$$\langle \ddot{D}^2 \rangle = e^2 a_0^2 \omega^4 \langle \cos^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2} e^2 a_0^2 \omega^4 \quad (46)$$

В этом случае , согласно (45) и (46) мощность излучения будет равна

$$J = \frac{dE}{dt} = \frac{e^2 a_0^2 \omega^4}{3c^3} \quad (47)$$

С другой стороны, полагая, что при переходе атом за время τ излучает фотон $\hbar\omega$, получим, что средняя энергия, излучаемая атомом в единицу времени, определяется равенством

$$J = \frac{dE}{dt} \cong \frac{\hbar\omega}{\tau} \quad (48)$$

Сравнивая (47) и (48) получим:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{e^2 a_0^2 \omega^3}{\hbar c^3} .$$

Отсюда среднее время жизни атома в возбужденном состоянии по порядку величины равно

$$\tau = \frac{\hbar c^3}{e^2 a_0^2 \omega^3} = \frac{1}{\alpha} \frac{\lambda^3}{(2\pi)^3 a_0^2 c} \quad (49)$$

Полагая $a_0 \cong 10^{-8}$ см и $\lambda \cong 6 \cdot 10^{-5}$ см из (49) получим, что среднее время жизни атома в возбужденном состоянии есть величина порядка $\tau \cong 10^{-8}$ с. Подставляя (49) в (44) приведем соотношение для величины естественной ширины линии $\Delta\lambda_e$ к виду

$$\Delta\lambda_e \cong \alpha \frac{(2\pi)^2 a_0^2}{\lambda} . \quad (50)$$

Таким образом, естественная ширина линии по порядку величины равна $\Delta\lambda_e \cong 10^{-12}$ см $\cong 10^{-4} \lambda$, т.е. **существенно**

о
меньше расщепления тонкой структуры ($\sim 0,2 \text{ \AA}$). Однако, это нас не должно успокаивать, так как по ряду причин в источнике света линии уширяются, ширина излучаемых источником линий может быть значительно больше их естественной ширины.

Как известно, если источник излучения движется относительно спектрального прибора, то в силу эффекта Доплера, прибор

зарегистрирует частоту сдвинутую относительно частоты излучения покоящегося источника на величину

$$\Delta \nu_D = \nu - \nu_0 = \nu_0 \frac{\mathbf{v}}{c} \cos \gamma ; \quad (51)$$

здесь γ - угол между направлением скорости \mathbf{v} и прямой, соединяющей источник и спектральный прибор. Если источником излучения являются атомы (молекулы), совершающие беспорядочное тепловое движение, то скорости атомов изотропно распределены в пространстве, что, согласно (51), приводит к симметричному, так называемому доплеровскому уширению линии. Согласно строгому расчету доплеровская ширина линии $\Delta \lambda_D$ равна

$$\Delta \lambda_D = \frac{2 \lambda_0}{c} \left(\frac{2 k T}{M} \ln 2 \right)^{1/2}, \quad (52)$$

где T - температура газа, k - постоянная Больцмана, M - масса излучающих атомов. Из (52) следует, что при $T \sim 300$ °К доплеровская ширина линии H_α водорода равна $0,08 \text{ \AA}$, значительно больше естественной ширины линии, но близка к расстоянию $\Delta \lambda$ между компонентами тонкой структуры H_α линии. Поэтому при исследовании тонкой структуры H_α линий необходимо, чтобы температура газоразрядного источника излучения была невысокой.

Помимо этого, линии могут уширяться в результате взаимодействия атомов друг с другом. Если за время жизни возбужденного состояния атом успевает столкнуться с другим атомом, то энергия его возбужденного состояния в результате столкновения незначительно изменится (частично переходит в кинетическую энергию атома). Это, с учетом большого числа беспорядочно сталкивающихся в источнике света атомов, приводит к расширению линии излучения, которое получило название ударного уширения. Расчет величины ударного уширения линии $\Delta \lambda_y$ приводит к выражению

$$\Delta \lambda_y \approx \frac{\lambda^2}{c} N \sigma \mathbf{v} ; \quad (53)$$

здесь \mathbf{v} - тепловая скорость; σ - эффективное сечение атома; N - число атомов в единице объема; так что $N \sigma \mathbf{v}$ - частота столкновений.

Таким образом, ударное уширение линии растёт при увеличении плотности газа.

Из (52) следует, что величина доплеровского уширения линии приблизительно равна

$$\Delta\lambda_D \approx \lambda \frac{v}{c} . \quad (54)$$

Из (53) и (54) получим, что отношение доплеровской ширины к ударной ширине приблизительно равно

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\Delta\lambda_y} \approx \frac{L}{\lambda} \quad ; \quad L = \frac{1}{N \sigma} \quad ; \quad (55)$$

здесь L - длина свободного пробега атомов в источнике излучения. Из (55) видно, что доплеровское уширение будет заметно больше ударного уширения при условии $L \gg \lambda$.

Доплеровское же уширение линии пропорционально тепловой скорости атомов источника излучения, т.е. \sqrt{T} .

Следовательно, для того, чтобы уверенно наблюдать тонкую структуру H_α линии водорода, необходимо, чтобы температура и плотность частиц в источнике излучения были невелики:

$$T \sim 300 \text{ }^\circ\text{K}, \quad L \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см.}$$

Описание установки.

Основными элементами установки для наблюдения спектральной серии Бальмера и тонкой структуры линии H_{α} атома водорода являются:

1. Водородная лампа ТВС-15 с источником питания;
2. Монохроматор специальный дифракционный МСД-1 для исследования спектра ;
3. Спектральный прибор, дающий необходимое разрешение тонкой структуры H_{α} линии (ИСП-51 с эталоном Фабри-Перо). Общий вид установки и расположение приборов изображены на Рис.5.

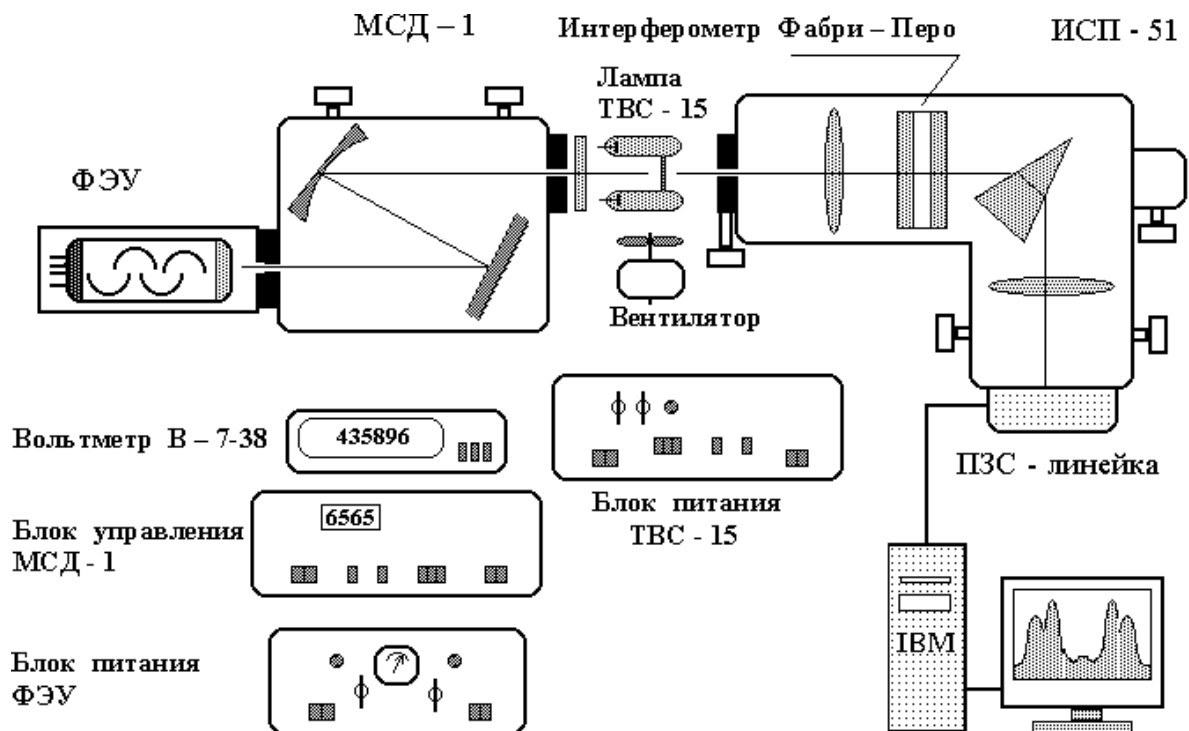


Рис.5 Общий вид установки и оптическая схема приборов .

1. Водородная лампа ТВС-15

Используемая в установке водородная лампа ТВС-15 представляет собой две стеклянные трубки, соединенные капилляром диаметром в несколько миллиметров (Рис. 6).

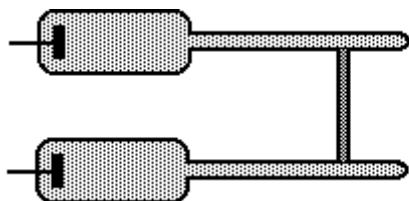


Рис. 6. Водородная лампа ТВС – 15.

В торцы трубок впаяны электроды. Лампа заполнена водородом при давлении 10^{-2} мм рт.ст. Глеющий электрический разряд в водороде возникает между холодными электродами трубки через капилляр, что обеспечивает высокую плотность тока, и, следовательно, повышенную интенсивность свечения. В разряде молекулы водорода диссоциируют на атомарный водород, создающий в капилляре яркое красное свечение. Для работы трубки требуется переменное напряжение $\cong 1500$ В, рабочий ток $\cong 10$ мА. Лампа вместе с вентилятором крепится на юстировочном столике и заключена в защитный кожух. При помощи юстировочного столика лампа выставляется на оптическую ось спектрального прибора. **Для того, чтобы лампа при работе не перегревалась, необходимо при ее включении одновременно включить вентилятор.**

2. Монохроматор специальный дифракционный МСД-1

Монохроматор состоит из оптико-механического блока и блока управления .

Выделение монохроматического излучения из излучения сложного спектрального состава в диапазоне длин волн от 200 до 800 нм осуществляется оптико-механическим блоком.

Проходящее через входную щель (Рис. 5) излучение направляется сферическим зеркалом на реплику дифракционной решетки . Разложенное в спектр излучение направляется решеткой в плоскость выходной щели, где строятся монохроматические изображения входной щели.

Выходная щель выделяет из полученного спектра монохроматическое излучение. Длина волны выделяемого монохроматором излучения устанавливается путем поворота дифракционной решетки с помощью синусного механизма.

Разделение дифракционных порядков в видимой области осуществляется абсорбционными светофильтрами на входе.

На торцевых стенках оптико-механического блока расположены входная и выходная щели. Диапазон раскрытия щелей от 0 до 3 мм. Изменение ширины щелей производится вращением микрометрических винтов соответствующих барабанов, расположенных на лицевой стенке блока.

На входной щели расположено кольцо с указателем. Установка абсорбционных светофильтров производится совмещением указателя на кольце с соответствующим обозначением типа светофильтра на стенке корпуса. Среднее положение - без светофильтра.

Блок управления монохроматора МСД-1 вращает дифракционную решетку с одновременным определением длины волны монохроматического излучения на выходной щели. При этом поворот дифракционной решетки может осуществляться в непрерывном режиме, с различными скоростями и в шаговом режиме с шагом 0,1 нм; шаговый режим удобен для более точного определения длины волны монохроматического излучения.

Первым режимом работы монохроматора после включения является установка длины волны. Перевод монохроматора в этот режим осуществляется нажатием кнопки «Установка $\lambda = 200$ нм» на передней панели. Индикация режима установки исходной длины волны производится цифровыми индикаторами ДЛИНА ВОЛНЫ, нм, на которых на время этого режима загорается слово ПОДГ. **Только после окончания режима установки исходной длины волны показания цифровых индикаторов ДЛИНА ВОЛНЫ, нм соответствуют длине волны на выходе монохроматора.**

Кнопками « $\lambda \rightarrow 200$ » и « $\lambda \rightarrow 800$ » выбирают необходимое направление сканирования спектра.

Кнопкой «0,1 нм» производится перестройка длины волны на выходе монохроматора на «0,1 нм» в выбранном направлении. Длину волны на выходе монохроматора контролируют по цифровым индикаторам «ДЛИНА ВОЛНЫ» нм.

Кнопками «5», «10», «20» устанавливают необходимую скорость сканирования (нм/с) в непрерывном режиме. При нажатии кнопки загорается соответствующий световой индикатор.

Кнопкой «ПУСК» осуществляется запуск режима непрерывного сканирования с выбранной скоростью и в заданном направлении. Кнопкой «СТОП» производится остановка режима непрерывного сканирования.

При длине волны на выходе монохроматора меньше 200 нм или больше 800 нм происходит автоматическая остановка работы монохроматора. Для продолжения работы необходимо нажать кнопку «СТОП», изменить направление сканирования на противоположное и нажать кнопку «ПУСК». Скорость сканирования при этом не изменится.

3.Спектральный прибор

Поскольку, как отмечали выше, расстояние $\Delta\lambda$ между компонентами тонкой структуры H_{α} линии водорода мало, для ее наблюдения в установке применен прибор высокой разрешающей силы - интерферометр Фабри-Перо (расстояние между пластинками 0,6 см). Интерферометр установлен между объективом коллиматора и призмами спектрографа ИСП-51 (см. Рис. 5), который используется для грубой монохроматизации излучения источника света. Дисперсии спектрографа и интерферометра скрещены - спектрограф развертывает излучение в спектр в горизонтальном направлении, а интерферометр - в вертикальном. Поэтому в фокальной плоскости спектрографа видны слегка искривленные вертикальные полосы, соответствующие спектральным линиям излучения источника света.

Интерферометр разбивает каждую полосу на участки, соответствующие различным порядкам интерференции (см. Рис.7) - различным кольцам интерферометра. Каждый порядок расщеплен на компоненты в соответствии с тонкой структурой спектральной линии.

В нашем случае (вопреки истинной тонкой структуре H_{α} линии) каждая ступенька расщеплена на две компоненты, т.е. **в условиях нашего эксперимента H_{α} линия наблюдается как дублет.**

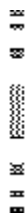


Рис. 7. Интерферограмма спектральной линии в фокальной плоскости объектива.

В фокальной плоскости эталона Фабри-Перо должна наблюдаться система интерференционных концентрических колец. Щель спектрографа вырезает из этой системы колец узкую полосу – сечение интерференционной картины по её диаметру.

Задача №5 может выполняться в различных вариантах – с использованием ручного или автоматического

сканирования серии Бальмера; конкретное задание и инструкции по выполнению задачи – непосредственно на установке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шпольский Э.В. Атомная физика. -М.: Наука, 1974, гл.V111.
2. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. - М.-Л., Физматгиз, 1963, гл. V11.
3. Толанский С. Спектроскопия высокой разрешающей силы. -М.; ИЛ., 1955,с.154-164.