

О. И. Мешков

Изучение изотопической и сверхтонкой структуры спектральных линий

Оборудование: $Hg - He$ лампа, эталон Фабри-Перо¹, видеокамера, монитор, персональный компьютер.

Цель работы: исследование сверхтонкой структуры линии ртути $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ с помощью интерферометра Фабри-Перо.

Взаимодействие орбитальных и спиновых моментов электронов приводит к возникновению тонкой (мультиплетной) структуры в спектрах атомов, которая во многих случаях может наблюдаться с помощью даже простейшего призмного спектрографа (рис. 1).

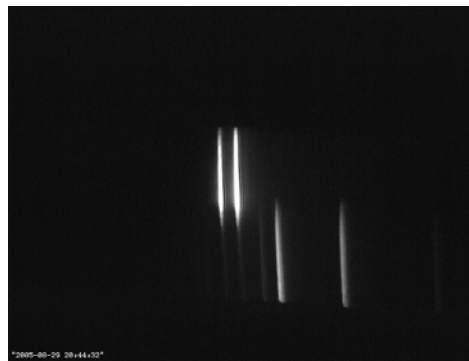


Рис. 1. Спектры желтого дублета Na (вверху) и газоразрядной трубки He 5876 и He 5852, используемой для калибровки, полученные на спектрометре ИСП-51 в лабораторной работе 1.2

Типичными примерами мультиплетного расщепления могут служить известный резонансный дублет натрия $3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2, 3/2}$ и триплет ртути $6^3P_{0,1,2} - 7^3S_1$. Следует отметить, что термин «тонкая структура» является условным. Если дублет натрия действительно состоит из двух близко

¹ Шарль Фабри (Fabry Charles) (1867 - 1945) - французский физик, член Парижской АН (1927). Исследования посвящены оптике, спектроскопии, астрофизике, акустике. Теоретически рассмотрел (1896) возможность создания сильных магнитных полей с помощью соленоидов. Совместно с А. Перо построил (1899) интерферометр, названный их именем (интерферометр Фабри - Перо), и провел с ним точные измерения оптических интерференционных эффектов, изучил спектры Солнца и звезд. Осуществил (1914) первую прямую проверку принципа Доплера для света в лабораторных условиях. Показал, что ультрафиолетовое поглощение в высоких слоях атмосферы обусловлено озоном. Совместно с Р. Бенуа и А. Перо выполнил сравнение длины эталонного метра с длиной световой волны красной линии кадмия (1907). Член Лондонского королевского общества (1931).

¹ Перо Альфред (1863 - 1925)-французский физик. Исследования в области электричества, теплоты, спектроскопии, оптики. Изучал скрытую теплоту испарения воды, измерял длину световой волны. В 1894—1901 совместно с Ш. Фабри развил новый метод оптической интерферометрии и построил в 1899 интерферометр, названный их именем (интерферометр Фабри — Перо). Используя свой интерферометр как спектроскопический анализатор, они с высокой точностью измерили длины волн линий поглощения солнечного спектра, уточнив данные Г. Роуланда. В 1920 - 21 пытался проверить эффект красного смещения, предсказанный А. Эйнштейном в общей теории относительности.

расположенных линий (589,0 нм и 589,6 нм), то переходы в триплете ртути дают линии 404,7, 435,8 и 546,1 нм с полной шириной триплета 141 нм.

Исследования с помощью спектральных приборов высокого разрешения обнаруживают, что во многих случаях линии мультиплетов, в свою очередь, обладают сложной структурой. Последняя обусловлена двумя факторами: взаимодействием электронных оболочек атома с магнитными и электрическими моментами ядер, приводящим к сверхтонкой структуре (СТС) уровней, и изотопическим сдвигом уровней для различных изотопов атома. Изучение изотопической и сверхтонкой структуры в спектрах атомов дает ценную информацию о свойствах ядер, в том числе о величинах механических, магнитных и электрических моментов ядер и характере распределения заряда внутри ядра. Одним из важнейших экспериментальных методов в таких исследованиях является оптическая спектроскопия высокой разрешающей силы.

Сверхтонкая структура в спектрах атомов

Спиновые и орбитальные механические моменты входящих в состав ядра протонов и нейтронов формируют спиновый момент ядра \mathbf{I} . В соответствии с общими правилами квантования моментов квадрат спинового момента ядра и его проекция на ось z определяются формулами $\mathbf{I}^2 = \hbar^2 I(I+1)$, $I_z = \hbar m_I$ ($m_I = -I, -I+1, \dots, I$). Квантовое число I принимает целые значения для ядер с четным массовым числом A и полуцелые для ядер с нечетным A . При этом существенное значение для величины спина ядра имеет не только четность A , но и четность числа протонов и нейтронов в отдельности. В зависимости от сочетания этих величин все ядра делятся на четыре группы: четно-четные, нечетно-нечетные, четно-нечетные и нечетно-четные. Более половины всех устойчивых ядер являются четно-четными, и все они в основном состоянии имеют спин $I = 0$. Нечетно-нечетных стабильных изотопов с целым спином всего 5. Все другие устойчивые ядра относятся к оставшимся двум группам (примерно поровну) и имеют полуцелый спин.

Ядра с ненулевым спином обладают магнитными моментами, а ядра с $I \geq 1$ – и электрическими моментами. Эти моменты характеризуются различной мультипольностью $k = 2^l$, где $l = 1, 2, 3, \dots$ (диполь, квадруполь, октуполь и т. д.). Ввиду того, что все ядра наряду с осевой симметрией обладают также и центром симметрии, магнитные мультиполи с четным l и электрические мультиполи с нечетным l существовать не могут. Величины моментов быстро убывают с ростом порядка мультипольности. Реальный вклад в сверхтонкое расщепление уровней атомов дают только магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты.

По аналогии с магнитными моментами, создаваемыми электронами в атомах, магнитный момент ядра может быть представлен в виде

$$\boldsymbol{\mu}_I = \frac{e}{2M_p} g_I \mathbf{I},$$

где M_p – масса протона; g_I – так называемый g -фактор ядра, определяемый внутренним строением ядра (по порядку величины он равен 1).

Величину магнитного момента принято характеризовать максимальным значением его проекции, которое соответствует $m_I = I$:

$$(\mu_z)_{\max} = \frac{e}{2M_p} g_I I.$$

За единицу измерения магнитных моментов ядер принят ядерный магнетон

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2M_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ \AA} \alpha \cdot \text{O}^{-1} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ yd} \tilde{a} \cdot \tilde{A} \tilde{n}^{-1} = 3,152 \cdot 10^{-8} \text{ y} \hat{A} \cdot \tilde{A} \tilde{n}^{-1}$$

Таким образом, можно написать:

$$\boldsymbol{\mu}_I = \mu_N g_I \frac{\mathbf{I}}{\hbar}$$

(1)

$$\mu_z = \mu_N g_I m_I$$

По своей величине ядерный магнетон в 1836 раз меньше магнетона Бора $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$,

характеризующего величину магнитных моментов электронов. Малая величина магнитных моментов ядер объясняет узость сверхтонкой структуры спектральных линий, составляющей по порядку величины 10^{-3} от тонкого расщепления.

Энергия взаимодействия магнитного момента ядра с электронной оболочкой атома

$$\Delta E^{(\mu)} = -\boldsymbol{\mu}_I \mathbf{B}(0),$$
 (2)

где $\mathbf{B}(0)$ – вектор индукции магнитного поля, создаваемого электронами в точке, где находится ядро (в этом приближении ядро считается точечным магнитным диполем).

Магнитное поле $\mathbf{B}(0)$ пропорционально электронному магнитному моменту $\boldsymbol{\mu}_J$ атома, который в свою очередь пропорционален механическому моменту атома \mathbf{J} , $\boldsymbol{\mu}_J = -\frac{e}{2m} g_J \mathbf{J}$, где g_J – g -фактор атомного уровня. При этом вектор $\mathbf{B}(0)$ антипараллелен \mathbf{J} и может быть представлен как $\mathbf{B}(0) = -B(0) \frac{\mathbf{J}}{J}$. Подставляя это выражение вместе с (1) в формулу (2) запишем ее в виде

$$\Delta E^{(\mu)} = A(\mathbf{I}\mathbf{J}) / \hbar,$$
 (3)

где A – постоянная сверхтонкой структуры атомного уровня:

$$A = \frac{\mu_I B(0)}{IJ} = \frac{\mu_N g_I B(0)}{J}$$
 (4)

Вследствие магнитного взаимодействия векторы \mathbf{I} и \mathbf{J} складываются в вектор полного момента атома $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$. Это означает, что векторы \mathbf{I} и \mathbf{J} совместно прецессируют вокруг \mathbf{F} (рис. 2).

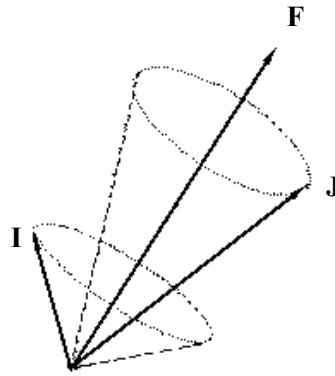


Рис. 2. Схема сложения механических моментов. \mathbf{I} , \mathbf{J} – механический момент ядра и электронной оболочки, \mathbf{F} – полный механический момент атома

Длина вектора квантуется по соотношению $F^2 = \hbar^2 F(F+1)$. Квантовое число F при данных значениях чисел I и J определяет взаимную ориентацию векторов моментов \mathbf{I} и \mathbf{J} , при этом

$$\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} = \frac{\mathbf{F}^2 - \mathbf{I}^2 - \mathbf{J}^2}{2} = \hbar^2 \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2}.$$

Подставляя это выражение в (3), получаем формулу для сверхтонкого расщепления, обусловленного магнитным моментом ядра:

$$\Delta E^{(\mu)} = \frac{A\hbar}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]. \quad (5)$$

Квантовое число F принимает значения:

$$F = I + J, I + J - 1, \dots, |I - J|,$$

т. е. $(2J+1)$ значений при $I \geq J$ и $(2I+1)$ значений при $I \leq J$. Уровень с заданным J расщепляется на соответствующее число подуровней сверхтонкой структуры, причем интервал между соседними подуровнями равен

$$\delta E_{F, F+1} = \Delta E_{F+1} - \Delta E_F = A\hbar(F+1).$$

Таким образом, величина интервала $\delta E_{F, F+1}$ пропорциональна $(F+1)$ – это так называемое правило интервалов для СТС, аналогичное соответствующему правилу для мультиплетного (тонкого) расщепления. Для ядер с отрицательным магнитным моментом $\mu_I < 0$ (в случае $g_I < 0$) постоянная $A < 0$. При этом, согласно (5), наблюдается обращенный порядок уровней СТС – уровни с большими значениями F лежат ниже.

В соответствии с (4), постоянная A пропорциональна величине магнитного поля, создаваемого электронами в месте расположения ядра. Наибольшее магнитное поле создают неспаренные s -электроны, которые располагаются ближе всего к ядру. Поэтому следует ожидать, что сверхтонкое

расщепление будет наиболее значительным для тех уровней, электронные конфигурации которых содержат неспаренный s -электрон. По сравнению с постоянной спин-орбитального взаимодействия в атомах постоянная A очень мала. Обычно она лежит в пределах $10^{-3} \div 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ и лишь у тяжелых элементов может приближаться к 1 см^{-1} .

Наблюдаемая СТС спектральных линий атомов соответствует переходам между подуровнями СТС верхнего и нижнего уровней. (В радиочастотной области спектра наблюдаются магнитные дипольные переходы между подуровнями сверхтонкой структуры, принадлежащими одному расщепленному уровню.) Правило отбора для переходов имеет вид

$$\Delta F = 0, \pm 1.$$

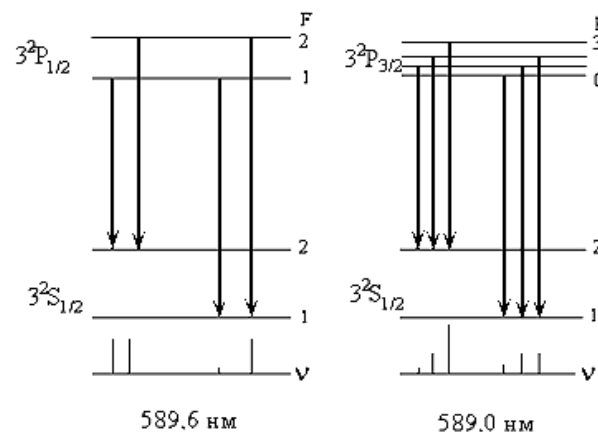


Рис. 3. Сверхтонкое расщепление резонансного дублета Na

В качестве примера на рис. 3 показано сверхтонкое расщепление уровней и линий желтого дублета натрия. Натрий ($Z = 11$) имеет единственный стабильный изотоп с $A = 23$. Ядро Na^{23} является нечетно-четным и обладает спином $I = 3/2$. Магнитный момент его равен $2,217 \mu_N$. Общий нижний уровень обеих компонент дублета $3^2S_{1/2}$ расщепляется на два сверхтонких подуровня с $F = 1$ и 2 . Уровень $3^2P_{1/2}$ расщепляется на 2 ($F = 1, 2$), а уровень $3^2P_{3/2}$ на четыре подуровня ($F = 0, 1, 2, 3$). Величина расщепления нижнего уровня $3^2S_{1/2}$ равняется $0,095 \text{ см}^{-1}$. Расщепление верхнего P-состояния намного меньше: для уровня $3^2P_{1/2}$ оно равно $0,006 \text{ см}^{-1}$, полное расщепление уровня $3^2P_{3/2}$ составляет $0,0035 \text{ см}^{-1}$.

Изотопический сдвиг уровней и спектральных линий

Важную роль в спектроскопии играют изотопические эффекты, проявляющиеся в зависимости энергии уровней атома от массы и размера ядра. Величины изотопического сдвига и сверхтонкого расщепления могут быть одного порядка.

У легких элементов изотопическое смещение обусловлено зависимостью энергии уровней от массы ядра. Этот так называемый массовый эффект возникает вследствие движения ядра вокруг общего центра масс атома. Наиболее просто влияние конечной массы ядра можно учесть для водородоподобных атомов. При этом постоянная Ридберга R заменяется на величину

$$R(M) = R \left(1 + \frac{m}{M} \right)^{-1} \approx R \left(1 - \frac{m}{M} \right),$$

где m – масса электрона; M – масса ядра.

Разность термов изотопов с массами M_1 и M_2 :

$$\Delta E_{M_1, M_2} = E(M_1) - E(M_2) = -\frac{RZ^2}{n^2} \frac{m(M_1 - M_2)}{M_1 M_2}. \quad (6)$$

Таким образом, уровни более тяжелого изотопа смещаются вниз по отношению к уровням более легкого изотопа. Такое направление изотопического смещения принято считать положительным.

Изотопическое смещение уровней и линий быстро убывает с увеличением массы ядра, приблизительно как $\frac{1}{M^2}$. Наибольшая величина сдвига наблюдается у водорода, где смещение линии дейтерия D_β ($\lambda = 4861 \text{ \AA}$, или $2,057 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$) относительно водорода составляет $5,6 \text{ см}^{-1}$ (рис. 4). В средней части периодической системы, у элементов с атомным весом $A \approx 100$, смещение линий в видимой области спектра имеет порядок 10^{-3} см^{-1} , что находится на пределе возможностей их экспериментального обнаружения.



Рис.4. Лабораторная работа 1.5. Линии H_α (слева) и D_α , (справа) в спектре излучения дейтериевой лампы ДДС-25, зарегистрированные видеокамерой.

Формула (6) описывает так называемый нормальный массовый эффект. В атомах с двумя и более внешними электронами дело обстоит сложнее: взаимная связь движения электронов приводит к появлению дополнительного специфического массового эффекта, зависящего от состояния электронной оболочки атома.

В нижней части периодической системы, начиная примерно с $A \approx 140$, изотопические смещения снова начинают возрастать. Это явление имеет совсем иную физическую основу: оно обусловлено влиянием на энергетические уровни конечного объема ядра – объемный эффект в изотопическом смещении.

На рис. 5 кривая 1 изображает кулоновскую потенциальную энергию электрона в поле точечного ядра. В случае ядер конечного размера с тем же Z потенциал внутри ядра будет отличаться от кулоновского тем

больше, чем больше радиус ядра R (кривые 2 и 3). В предположении, что заряд равномерно распределен по объему ядра сферической формы, потенциальная энергия электронов внутри ядра равна

$$U(r) = -\left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2}\left(\frac{r}{R}\right)^2\right] \frac{Ze^2}{R},$$

где, согласно капельной модели ядра, $R = R_0 A^{1/3}$; $R_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-13}$ см.

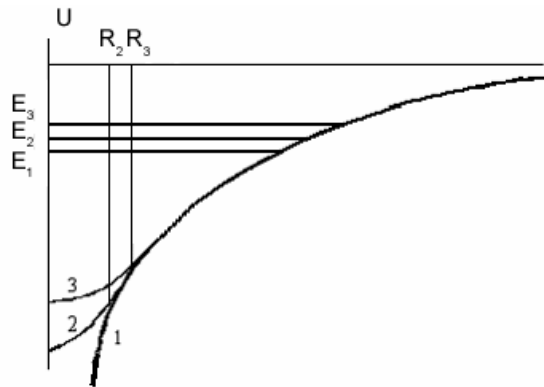


Рис. 5. Кривые потенциальной энергии электрона в зависимости от размеров ядра

Для электронов, проникающих внутрь ядра, увеличение потенциальной энергии при $r < R$ приводит к ослаблению связи электрона с ядром. В результате энергетический уровень электрона смещается вверх. На рис. 3 уровни E_1 , E_2 , E_3 соответствуют потенциальным кривым 1, 2, 3. Таким образом, уровни изотопа с большим R располагаются выше. Иными словами, объемный эффект, в отличие от массового, приводит к отрицательным сдвигам уровней. Наибольший вклад в объемный сдвиг дают s -электроны, которые имеют наибольшую вероятность проникновения внутрь ядра. Величина сдвига быстро растет с ростом заряда ядра Z .

Исследование изотопических смещений в оптических спектрах имеет важное значение как источник информации о строении атомных ядер. В практическом плане изотопный спектральный анализ широко используется для определения количественного содержания изотопов в естественных и искусственных смесях.

Структура линии ртути $\lambda = 546,1$ нм

Естественная ртуть ($Z = 80$) содержит смесь устойчивых изотопов со следующим процентным содержанием [1]:

Массовое число	196	198	199	200	201	202	204
Процентное содержание, %	0,146	10,02	16,84	23,13	13,22	29,80	6,85
Спин ядра, I	0	0	1/2	0	3/2	0	0
Магнитный момент ядра, μ			0,5027 μ_N		-0,5567 μ_N		

За исключением изотопа Hg^{196} с малым процентным содержанием, спектральные линии остальных изотопов достаточно интенсивны. Линия $\lambda = 546,1$ нм, возникающая в результате перехода $6^3P_2 - 7^3S_1$, входит в число наиболее сильных и хорошо изученных линий ртути. Она подробно исследовалась в целом ряде работ (см., например, [2]). Структура линии приведена на рис. 6.

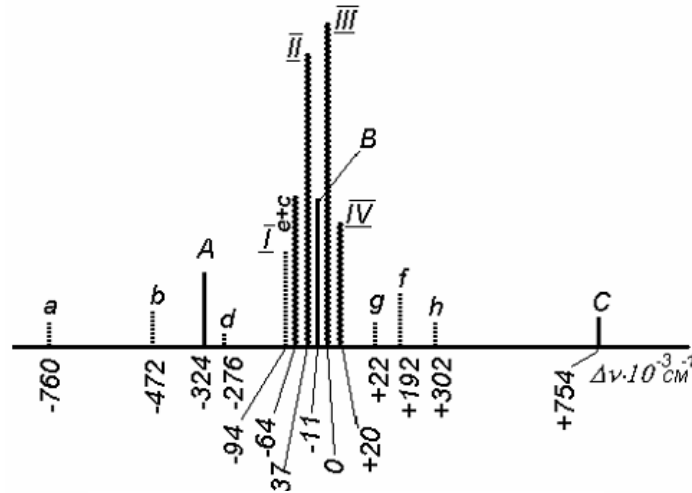


Рис. 6. Сверхтонкая и изотопическая структура линии ртути 546.1 нм

Четные изотопы Hg^{198} , Hg^{200} , Hg^{202} и Hg^{204} дают четыре интенсивных компонента в центре линии, обозначенные на схеме римскими цифрами I, II, III и IV. (Компонента изотопа Hg^{196} не наблюдается из-за ее малой интенсивности.) Изотоп Hg^{199} , обладающий спином $I = 1/2$, дает три компонента сверхтонкой структуры (A, B и C). Изотоп Hg^{201} со спином $I = 3/2$ дает 8 компонент (a, b, c, d, e, f, g, h). Причем компоненты c и e накладываются друг на друга. Таким образом, всего в данной линии насчитывается 14 компонент.

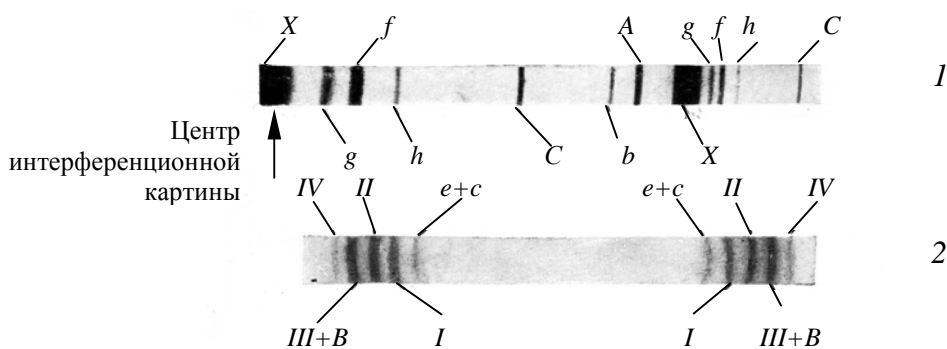


Рис. 7. Интерферограммы линии ртути 546,1 нм. Толщина распорного кольца интерферометра Фабри-Перо: 1 – 3 мм; 2 – 30 мм

На рис. 7 приведены фотографии спектров линии ртути $\lambda = 546,1$ нм, полученные с помощью интерферометра Фабри-Перо [2]. Оптическая схема данной лабораторной работы показана на рис. 8.

На рис. 7, 1 видны два односторонних порядка интерференционных колец. При толщине интерферометра $d = 3$ мм область дисперсии интерферометра немного превышает частотное расстояние между крайними компонентами A и C линии (рис. 4). Компоненты a и d вследствие их малой интенсивности не наблюдаются. Группа центральных компонент в данном случае сливается в одну широкую линию, обозначенную через X . Используя интерферометр с более высоким разрешением и ртутную лампу специальной конструкции, дающую узкие линии, оказалось возможным разрешить и эту группу компонент (рис. 7, 2). Здесь, в отличие от рис. 7, 1, показаны симметричные участки одного порядка, ближайшего к центру. Заметим, что для компонент a, b, A и d в данном порядке не выполняется условие максимума интерференции, компоненты g, f, h, C выходят за пределы рисунка.

Порядок выполнения работы

Схема и внешний вид установки приведены на рис. 8, 9. Включить ртутную лампу. Получить на телевизионном мониторе четкую интерференционную картину. Записать в компьютер интерференционную картину, регистрируемую телекамерой (рис. 9).

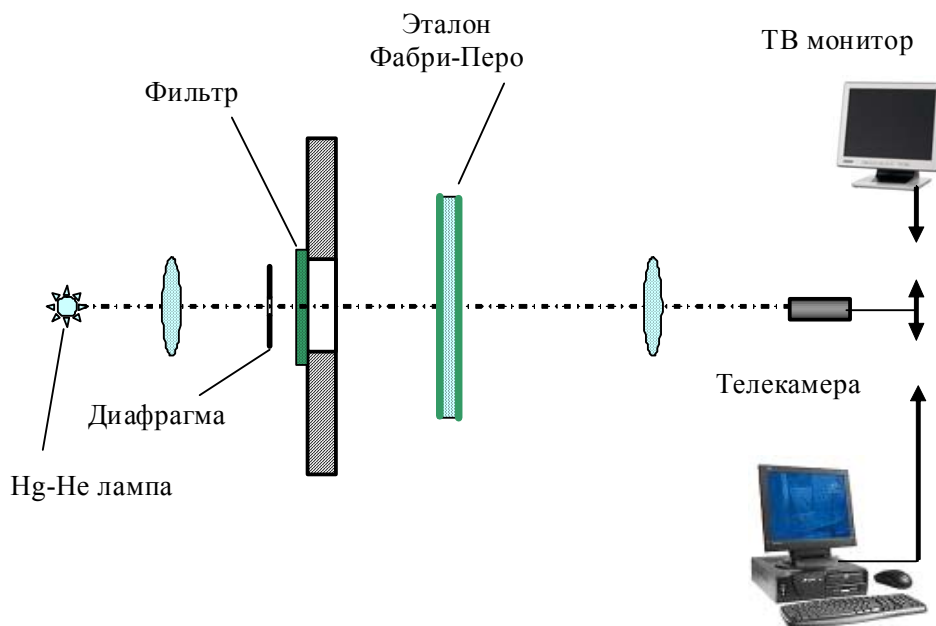


Рис.8. Оптическая схема наблюдения сверхтонкого расщепления в спектре ртути

Ошибка! Ошибка внедренного объекта.

Рис. 9. Внешний вид установки

Задания

1. Вычислить область свободной дисперсии интерферометра $\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2dn}$ в Ангстремах и обратных сантиметрах и теоретическое значение разрешающей способности $R = \frac{2\pi nd\sqrt{R}}{\lambda(1-R)}$, где $\lambda = 5460, 74 \text{ \AA}$, $d = 3 \text{ мм}$, $R = 0,95$, $n = 1.55$.

2. Определить спектральные расстояния между наблюдаемыми в спектре компонентами (в \AA и см^{-1}) на интерферограмме.

3. Провести сопоставление полученной экспериментально структуры расщепления линии $\lambda = 5460,74 \text{ \AA}$ со структурой, приведенной на рис. 3, и в частности объяснить, почему в эксперименте не разрешается центральная группа, состоящая из 6 компонент.

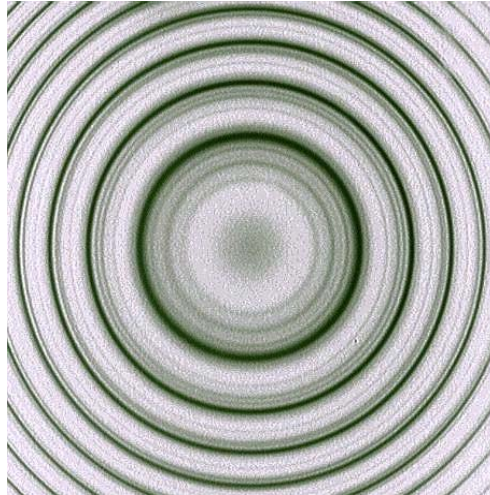


Рис. 9. Негатив интерферограммы

Контрольные вопросы:

1. Теория тонкого расщепления (LS -взаимодействие), оценка по порядку величины. Характерная величина для Na и Hg . Показать на диаграмме Гротриана линию ртути, регистрируемую в эксперименте.
2. Теория сверхтонкого расщепления, связанного с взаимодействием с магнитным моментом ядра. Оценка по порядку величины, сравнение с тонким расщеплением. Характерная величина для натрия и ртути. Показать, что в сравнении с натрием СТС ртути примерно соответствует оценке.
3. Изотопический сдвиг, связанный с массой ядра. Зависимость от массы. Характерная величина расщепления для водорода и дейтерия на линии H_{α} , ожидаемая величина для ртути.
4. Оценить, при какой температуре паров ртути СТС перестанет разрешаться.
5. При каком диаметре входной диафрагмы разрешение интерферометра Фабри-Перо снизится и почему?
6. Каким должен быть размер источника излучения, чтобы можно было зарегистрировать три порядка интерференции? Сделать оценку для параметров интерферометра Фабри-Перо, использовавшегося в эксперименте.
7. Оценить разрешающую способность интерферометра Фабри-Перо по результатам обработки интерферограммы, сравнить с теоретическим значением.

Библиографический список

1. **Таблицы физических величин:** Справ. под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
2. **Королев Ф. А., Одинцов В. И.** Оптика и спектроскопия. М., 1956. Т. 1.
3. **Копферман Г.** Ядерные моменты. М.: ИЛ, 1960.
4. **Ельяшевич М. А.** Атомная и молекулярная спектроскопия: 3-е изд. М.: КомКнига, 2006.
5. **Лебедева В. В.** Экспериментальная оптика. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1994.
6. **Фриш С. Э.** Оптические спектры атомов. М.; Л.: Физматгиз, 1963.
7. **Толанский С.** Спектроскопия высокой разрешающей силы. М.: ИЛ, 1955.

8. **Зелевинский В. Г.** Лекции по квантовой механике: Учеб. пособие, Новосибирск, 2002.