

Составитель Л.Н. Новиков

Научный редактор доц., канд. физ. – мат. наук Л.В.Курбатов

ИЗУЧЕНИЕ СВЕРХТОНКОЙ И ИЗОТОПИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ЛИНИИ РТУТИ $\lambda = 546,1$ нм: методические указания к лабораторному практикуму по курсу «Атомная физика» /сост. Л.Н. Новиков. – Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2006. 16 с.

Библиогр.: 3 назв. Рис. 10. Прил. 1.

Подготовлено кафедрой «Теоретическая физика и прикладная математика».

© ГОУ ВПО «Уральский государственный технический университет – УПИ», 2006

Взаимодействие между спиновым и орбитальным моментами электрона приводит к возникновению тонкой структуры в спектрах атомов, которая во многих случаях может наблюдаться с помощью простейших призменных спектрографов (лабораторная работа №8-а, где исследуется известный резонансный дублет атомов натрия при переходах $3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2,3/2}$. Термин «тонкая структура» является условным. Если дублет натрия действительно состоит из двух близко расположенных линий с длинами волн 589,0 нм и 589,6 нм, то в других элементах (например в ртути) линии тонкой структуры образуют триплет с полной шириной 141 нм.

Исследования спектров с помощью приборов высокого разрешения показывают, что во многих случаях линии мультиплетов также имеют более сложную структуру. Она обусловлена взаимодействием электронных оболочек атомов с магнитными и электрическими моментами ядер, приводящим к возникновению *сверхтонкой структуры* (СТС) уровней, и *изотопическим сдвигом* уровней для различных изотопов атома. Изучение изотопической и сверхтонкой структуры в спектрах атомов дает ценную информацию о свойствах ядер. Одним из важнейших экспериментальных методов в таких исследованиях является оптическая спектроскопия высокого разрешения.

В данной работе исследуется сверхтонкая и изотопическая структура линии $\lambda=546,1$ нм естественной смеси изотопов ртути с использованием интерферометра Фабри-Перо.

1. Сверхтонкая структура в спектрах атомов

Спиновые и орбитальные моменты входящих в состав ядра протонов и нейтронов формируют спиновый момент ядра I . В соответствии с общими правилами квантования моментов квадрат спинового момента ядра и его проекция на ось квантования Z определяются формулами: $I^2 = \hbar^2 I(I+1)$ и $I_z = \hbar m_I$, где $m_I = I, I-1, \dots, -I$. 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 ядра $I=0$. 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 неценным спином обладают магнитными моментами, а ядра с $I \geq 1$ – также и электрическими моментами, которые характеризуются различной *мультипольностью* $k = 2^l$, где $l = 1, 2, 3, \dots$ (диполь, квадруполь, октуполь и т. д.). Так как все ядра наряду с осевой симметрией обладают также и цен-

тром симметрии, магнитные мультиполи с четным I и электрические мультиполи с четным J существовать не могут. Величины моментов быстро убывают с ростом порядка мультипольности, и реальный вклад в сверхтонкое расщепление энергетических уровней атомов дают только магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты.

По аналогии с магнитными моментами, создаваемыми электронами в атомах, магнитный момент ядра можно представить в виде

$$\bar{\mu}_I = \frac{e}{2m_p} g_I \bar{I}, \quad (1)$$

где m_p - масса протона, g_I - так называемый g -фактор ядра, определяемый внутренним строением ядра и по порядку величины равный 1. Величину магнитного момента принято характеризовать максимальным значением его проекции на ось квантования, которое соответствует $m_I = I$

$$\mu_I = \frac{e}{2m_p} g_I I. \quad (2)$$

За единицу измерения магнитных моментов ядер принят ядерный магнетон

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж} \cdot \text{T}^{-1}. \quad (3)$$

По своей величине ядерный магнетон в 1836 раз меньше магнетона Бора, характеризующего величину магнитных моментов электронов, вследствие чего сверхтонкая структура спектральных линий атомов намного меньше тонкой структуры, определяющейся спин-орбитальным взаимодействием.

Энергия взаимодействия магнитного момента ядра с электронной оболочкой атома равна

$$\Delta E^{(\mu)} = -\bar{\mu}_I \bar{B}(0), \quad (4)$$

где $\bar{B}(0)$ - вектор индукции магнитного поля, создаваемого электронами в точке, где находится ядро, которое, в свою очередь, считается точечным магнитным диполем. Поле $\bar{B}(0)$ пропорционально электронному магнитному моменту $\bar{\mu}_J$ атома, пропорциональному механическому моменту \bar{J} , т. е. $\bar{\mu}_J = -\frac{e}{2m_e} g_J \bar{J}$, где g_J - g -фактор атомного уровня. При этом вектор $\bar{B}(0)$ антипараллелен вектору \bar{J} и может быть представлен как $\bar{B}(0) = -B(0) \frac{\bar{J}}{\hbar J}$. Подставляя это выражение и формулу (1) в (4), получим

$$\Delta E^{(\mu)} = A \frac{1}{\hbar^2} \bar{I} \bar{J}, \quad (5)$$

где A - постоянная сверхтонкой структуры атомного уровня, равная

$$A = \frac{\mu_N g_J}{J} B(0) \quad (6)$$

Магнитное взаимодействие векторов \bar{I} и \bar{J} приводит к их суммированию в вектор полного момента атома $\bar{F} = \bar{I} + \bar{J}$ (рис. 1)

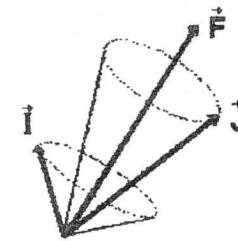


Рис. 1. Схема сложения моментов

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

$$\bar{I} \cdot \bar{J} = \frac{\bar{F}^2 - \bar{I}^2 - \bar{J}^2}{2} = \hbar^2 \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2}. \quad (7)$$

Подставляя это выражение в (5), получаем формулу для сверхтонкого расщепления, обусловленного взаимодействием с магнитным моментом ядра

$$\Delta E^{(\mu)} = A \frac{1}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]. \quad (8)$$

Квантовое число F принимает значения

$$F = I+J, I+J-1, \dots, |I-J|, \quad (9)$$

т.е. всего $(2J+1)$ 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

$$\Delta E_{F,F+1} = \Delta E_{F+1} - \Delta E_F = A(F+1). \quad (10)$$

Таким образом, величина интервала $\Delta E_{F,F+1}$ пропорциональна $(F+1)$ (так называемое правило интервалов для СТС, аналогично правилу для тонкого расщепления). Для ядер с отрицательным магнитным моментом $\mu_I < 0$ (если $g_J < 0$) постоянная $A < 0$. При этом наблюдается обращенный порядок уровней СТС, т.е. уровни с большими значениями F лежат ниже.

В общем случае для ядер с $I > 1$ сверхтонкая структура уровней определяется как магнитным, так и квадрупольным электрическим взаимодействием, что проявляется в структуре спектра изотопа ртути Hg^{201} . Сверхтонкая структура линии $\lambda = 546,1 \text{ нм}$, испускаемой при переходах $7^3S_1 \leftrightarrow 6^3P_2$, приведена в Приложении.

2. 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. Типичным примером такой ситуации является исследуемая в данной работе зеленая линия ртути с длиной волны $\lambda = 546,1 \text{ нм}$.

Наиболее просто влияние конечной массы ядра можно учесть для водородоподобных атомов. При этом постоянная Ридберга R заменяется на

$$R(M) = R \left(1 + \frac{m_e}{M}\right)^{-1} \approx R \left(1 - \frac{m_e}{M}\right), \quad (11)$$

где M - масса ядра. Разность уровней изотопов с массами M_1 и M_2 равна

$$\Delta E_{M_1, M_2} = E(M_1) - E(M_2) = -\frac{RZ^2}{n^2} \cdot \frac{m_e(M_1 - M_2)}{M_1 M_2}, \quad (12)$$

где n - главное квантовое число и Z - заряд ядра.

Таким образом, уровни более тяжелого изотопа смещаются вниз по отношению к уровням более легкого изотопа. Такое направление изотопического смещения принято считать положительным. Из формулы (12) следует, что величина смещения спектральных линий изотопов равна

$$\Delta v_{M_1, M_2} = v(M_1) - v(M_2) = v(\infty) \frac{m_e(M_1 - M_2)}{M_1 M_2}. \quad (13)$$

Изотопическое смещение уровней и линий быстро убывает с увеличением массы ядра. Наибольшая величина сдвига наблюдается у водорода, где смещение линиидейтерия относительно водорода составляет $5,6 \text{ см}^{-1}$. В средней части периодической системы смещение линий видимой области находится на пределе возможностей их экспериментального обнаружения.

3. Структура линии ртути $\lambda = 546,1 \text{ нм}$

Естественная смесь изотопов ртути ($Z = 80$) имеет следующее процентное содержание [1]:

массовое число:	196	198	199	200	201	202	204
содержание %:	0,146	10,02	16,84	23,13	13,22	29,80	6,85

Для нечетных изотопов значения спинов и магнитных моментов составляют:

$$\text{Hg}^{199} - I = \frac{1}{2}, \mu = 0,5027 \mu_N,$$

$$\text{Hg}^{201} - I = \frac{3}{2}, \mu = -0,5567 \mu_N,$$

Изотоп Hg^{201} обладает также и квадрупольным моментом $Q = 0,45 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ [1], а четные изотопы имеют нулевой спин.

Линия $\lambda=546,1 \text{ нм}$, возникающая в результате перехода $6^3P_2 - 7^3S_1$, входит в число наиболее сильных и хорошо изученных линий ртути. Ее структура приведена на рис. 2.

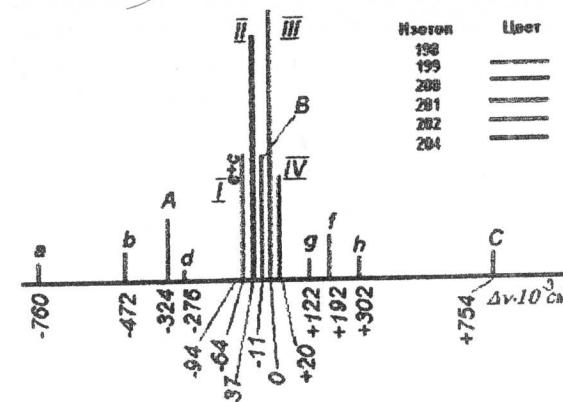


Рис. 2. Структура линии ртути с длиной волны 546,1 нм

За исключением изотона Hg^{196} с малым процентным содержанием, спектральные линии остальных изотопов достаточно интенсивны, причем линия $\lambda=546,1 \text{ нм}$ входит в число наиболее сильных и хорошо изученных линий ртути. Четные изотопы Hg^{196} , Hg^{200} , Hg^{202} и Hg^{204} дают четыре интенсивных компонента, обозначенные на рис. 2 римскими цифрами I, II, III и IV. Изотоп Hg^{199} , обладающий спином ядра $I = \frac{1}{2}$, дает три компонента сверхтонкой

структурь, обозначенные буквами A, B и C. Изотоп Hg^{201} со спином $I = \frac{3}{2}$ дает восемь компонент, обозначенных маленькими буквами a, b, c, d, e, f, g, h. Компоненты c и e накладываются друг на друга. По горизонтальной оси рис. 2 отложено значение волнового числа в cm^{-1} , причем за начало отсчета условно принято положение наиболее интенсивной компоненты спектра (линия изотона Hg^{202}). Таким образом, всего в данной линии спектра естественной смеси изотопов содержится 14 компонент. С помощью обычных спектрометров (например, ИСП-51) разрешить структуру линии оказывается невозможным. Даже применение такого прибора с высоким разрешением, как интерферометр Фабри-Перо, позволяет лишь частично разрешить описанную структуру. Полностью разрешить все компоненты структуры возможно лишь с применением мультиплекс-интерферометра (последовательно расположенные два или более интерферометра) и спектральной лампы специальной конструкции.

4. Интерферометр Фабри-Перо

Разрешающая способность призменных спектрометров обычно не превышает 50000. Приборы с дифракционными решетками характеризуются разрешением до 100000-150000. Дальнейшее повышение разрешающей способности, необходимое для спектрального анализа изотопного состава, требует применения других приборов высокой разрешающей способности, из кото-

рых наибольшее применение нашел интерферометр Фабри-Перо (или эталон Фабри-Перо). Он состоит из двух полупрозрачных зеркал, расположенных параллельно друг другу на расстоянии d (рис. 3).

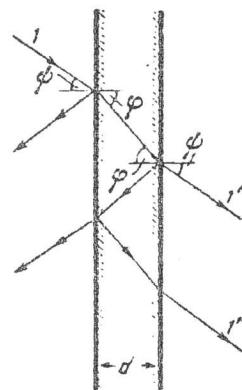


Рис. 3. Ход лучей в интерферометре Фабри-Перо

Если на такую систему зеркал падает свет широким, почти параллельным пучком, то лучи будут частично отражаться от каждого из зеркал, испытывая после каждого прохождения через систему ослабление, определяемое коэффициентами отражения и пропускания зеркал. Если рассмотреть ход луча 1 света с длиной волны λ , падающего слева направо под углом φ относительно нормали к плоскости зеркала, то он порождает после двукратного отражения внутри интерферометра два луча 1' и 1'', выходящие из правого зеркала. Разность хода между ними равна

$$\Delta = 2dn \cos \varphi, \quad (14)$$

где n - показатель преломления среды между зеркалами (в нашем случае - воздуха, для которого $n=1$). Отдельные лучи, образовавшиеся в результате многократного прохождения через систему, когерентны и будут интерферировать. В итоге интенсивность света будет иметь максимальное значение для таких углов φ , для которых выполняется условие

$$2dn \cos \varphi = k\lambda, \quad (15)$$

где k - целое число. Этому условию удовлетворяют лучи, лежащие на образующей конуса с углом при вершине 2φ . При пересечении этого конуса с экраном, расположенным в фокальной плоскости линзы, установленной после интерферометра, на экране образуется светлое кольцо. В промежутках между светлыми кольцами лежат темные кольца, соответствующие условию минимума

$$2dn \cos \varphi = \frac{2k+1}{2}\lambda, \quad (16)$$

и изображение на экране будет представлять собой совокупность концентрических светлых и темных колец (рис. 4).

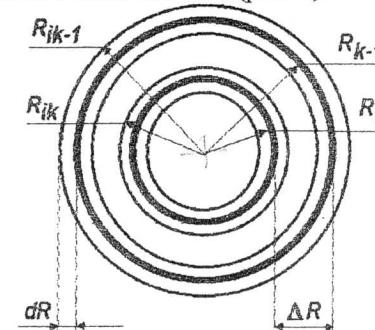


Рис. 4. Система интерференционных колец, получающаяся в фокальной плоскости линзы

Представленная картина соответствует наличию в спектре света, вошедшего в этalon, трех тесно расположенных спектральных линий, одна из которых имеет существенно большую интенсивность, чем две другие. Для ясности система колец представлена лишь для двух порядков интерференции k и $(k-1)$. На самом деле, нарисованные две группы, из трех интерференционных колец каждая, многократно повторяются в фокальной плоскости объектива. Обозначения радиусов колец и их разностей будут разъяснены ниже.

Угловая дисперсия эталона D_φ , определяющая приращение угла $d\varphi$ при изменении длины волны интерферирующего в эталоне света на 1 \AA , может быть найдена следующим образом:

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = -\frac{k}{2d \sin \varphi}. \quad (17)$$

Эта зависимость углового радиуса колец от длины световой волны определяет возможность использования эталона для спектрального разложения света. Учитывая малую величину угла φ (он составляет обычно около одной сотой радиана) и подставляя в (17) значение k из (15), можем записать

$$D_\varphi = -\frac{k}{2d \sin \varphi} = -\frac{1}{\lambda g \varphi} \approx -\frac{1}{\lambda \varphi} \approx -\frac{f}{\lambda R} \quad (18)$$

где f - фокусное расстояние линзы и R - радиус соответствующего углу φ интерференционного кольца порядка k .

Линейная дисперсия эталона D_R , определяющая приращение радиуса кольца R при изменении длины волны света на 1 \AA , может быть подсчитана следующим образом:

$$D_R = \frac{dR}{d\lambda} \approx f D_\varphi = -\frac{kf}{2d \sin \varphi} \approx -\frac{kf^2}{2dR} \approx -\frac{f^2}{\lambda R}. \quad (19)$$

Из формулы (18) находим

$$d\lambda = -\frac{2d \times R \times dR}{\lambda^2} \approx -\frac{\lambda R \times dR}{f^2}. \quad (20)$$

Знак минус в последних соотношениях указывает, что увеличение длины волны соответствует уменьшению радиусов интерференционных колец. Это обстоятельство надо учитывать при расшифровке интерференционных картин.

Приведенная приближенная формула (20) для $d\lambda$ является важнейшей при обработке результатов настоящей работы. Именно, малые смещения $d\lambda$ спектральных линий сверхтонкой структуры относительно несмещенной линии мы будем вычислять по измерениям R и dR . На рис. 4 отрезок $dR = R_{k-1} - R_{k-1}$, например, обозначает разность радиусов R_{k-1} интерференционного кольца, принадлежащего i -й компоненте тонкой структуры, и радиуса R_{k-1} интерференционного кольца основной линии с известной длиной волны в том же порядке интерференции. Именно эта величина подразумевается под dR в формуле (20), служащей для вычисления малых приращений $d\lambda$. Под R в этих формулах будем подразумевать значение R_{k-1} , если речь идет о порядке интерференции $k-1$. (Для порядка k соответственно $dR = R_{k-1} - R_k$ и $R = R_k$). Об использовании этих величин для определения положения компонент линии ртути $\lambda = 546,1 \text{ нм}$ будет сказано в разделе «Обработка результатов эксперимента».

Схематически устройство интерферометра изображено в разрезе на рис. 5. Основными его деталями являются две стеклянные (или кварцевые) пластины 1, между которыми находится металлическое кольцо 2, толщина которого определяет ширину промежутка между внутренними пластинами с зеркальным покрытием. С помощью трех регулировочных винтов 5 через пружинный упор 6 осуществляется настройка параллельности зеркал 1, что является основным условием правильной юстировки прибора. Кольца 2 – съемные и могут меняться в зависимости от требований к разрешающей способности интерферометра. Все детали закреплены в корпусе 7, который в свою очередь установлен на регулируемом основании 8. Интерферометр помещен в светонепроницаемый кожух с двумя отверстиями (входное с конденсорной линзой – для освещения исследуемым источником света и выходное с фокусирующей длиннофокусной линзой – для фокусировки колец на чувствительные элементы фотоголовки).

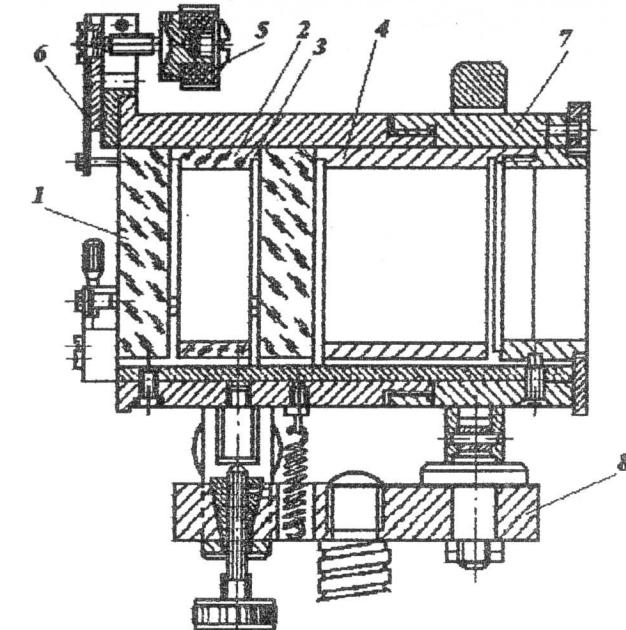


Рис. 5. Устройство интерферометра Фабри-Перо (обозначения даны в тексте)

5. Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 6. Свет от спектральной лампы с естественной смесью изотопов ртути с помощью конденсора направляется почти параллельным лучом вдоль оптической оси установки. Пройдя через зеленый светофильтр, он падает на входное окно интерферометра Фабри-Перо. Изображение интерференционных колец, образующееся после интерферометра, может быть направлено с помощью подвижного зеркала либо на окуляр (для визуального наблюдения колец), либо на ПЗС-фотоголовку, состоящую из ПЗС-линейки, расположенной по диаметру колец, и интерфейса для связи с компьютером. Переключение положения зеркала осуществляется микродвигателем и управляется с выносного пульта.

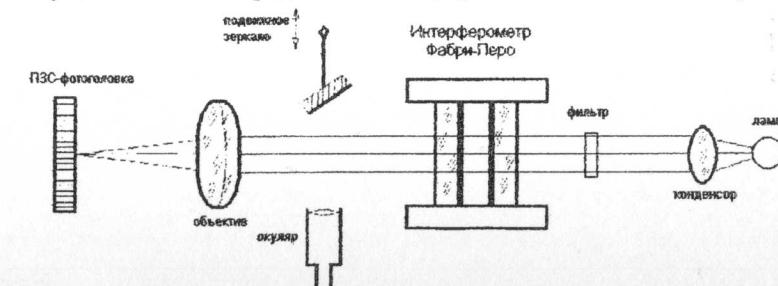


Рис. 6. Оптическая схема экспериментальной установки