

## ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА

### Введение

В 1896 г. П. Зееман обнаружил, что, если поместить источник света между полюсами электромагнита, то спектральные линии источника расщепляются на несколько компонентов.

Расщепление уровней энергии и спектральных линий во внешнем магнитном поле получило название **э ф ф е к т а З е е м а н а**. Исследование этого явления на спектральных линиях атомов представляет собой один из важных методов определения характеристик их уровней энергии, облегчает интерпретацию сложных спектров, позволяет получать ценные сведения о магнитных свойствах атома, а также магнитных полях в источниках излучения.

В простейшем случае эффект Зеемана заключается в том, что при помещении источника света в магнитное поле спектральная линия расщепляется на два или три компонента. Такой тип расщепления, который наблюдается на системе синглетных (одинокных) спектральных линий, называется **н о р м а л ь н ы м** или **п р о с т ы м** эффектом Зеемана. Этот эффект был объяснен Лоренцем на основе классической электронной теории как результат расщепления частоты колебания в атоме упруго связанного электрона и лишь впоследствии, на основе квантовых представлений, был истолкован естественным образом как результат расщепления уровней энергии.

Для многих спектральных линий расщепление в магнитном поле имеет более сложный характер. Эффект Зеемана, выражающийся в многократном расщеплении спектральных линий, носит название **а н о м а л ь н о г о** или **с л о ж н о г о**.

**Ц е л ь р а б о т ы:** изучение расщепления спектральных линий в магнитном поле; определение спектроскопическим методом отношения заряда электрона к его массе; измерение напряженности магнитного поля.

## Связь магнитного момента с механическим моментом количества движения атома

Электрон, движущийся по орбите, наряду с механическим моментом количества движения обладает также магнитным моментом. Движение электрона по орбите эквивалентно контуру с током, поэтому он возбуждает в окружающем пространстве магнитное поле, равное полю магнита с моментом  $\mu$ , равным

$$\mu = \frac{I\sigma}{c}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  – площадь, охватываемая орбитой электрона. Сила тока  $I$ , равная количеству электричества, протекающего в единицу времени через некоторую точку орбиты, будет равна заряду электрона  $e$ , умноженному на число обращений его в единицу времени  $\nu$ , т. е.

$$I = e\nu = \frac{e}{T},$$

где  $T$  – период обращения. Тогда магнитный момент

$$\mu = \frac{e\sigma}{cT}. \quad (2)$$

Предположим, что электрон движется по эллиптической орбите. Площадь, охватываемая орбитой, в полярных координатах может быть представлена как

$$\sigma = \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} r^2 d\varphi.$$

Механический момент количества движения  $P$  электрона на орбите является величиной постоянной и может быть выражен в следующем виде:

$$P = mr^2 \frac{d\varphi}{dt}.$$

Исключая  $r^2$  из последних двух равенств, получаем:

$$\sigma = \frac{1}{2} \int_0^T \frac{P}{m} dt = \frac{1}{2} \frac{P}{m} T.$$

Отсюда

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2mc} \vec{P}. \quad (3)$$

Такое же соотношение между магнитным и механическим моментами получается при движении электрона по круговой орбите. Так как заряд электрона отрицателен, то из (3) следует, что магнитный момент электрона, движущегося по плоской орбите, направлен в сторону, противоположную механическому моменту количества движения, и связан с ним множителем  $\frac{e}{2mc}$ . Этот множитель называется **гиромангнитным отношением**.

Подставляя в (3) квантово-механическое выражение для орбитального момента количества движения, которое зависит от орбитального квантового числа,

$$P_l = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)} \quad (l=0,1,2,\dots), \quad (4)$$

получим величину орбитального магнитного момента:

$$\mu_l = \frac{eh}{4\pi mc} \sqrt{l(l+1)}. \quad (5)$$

За единицу измерения магнитного момента электрона принята величина, названная **магнетон Бора** и равная:

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi mc}; \quad (6)$$

в гауссовой системе единиц  $\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-20}$  эрг/Гс.

Кроме орбитального момента количества движения  $P_l$  электрон обладает также собственным моментом количества движения (спином)  $P_s$ :

$$P_s = \frac{h}{2\pi} \sqrt{s(s+1)}, \quad (7)$$

где  $s = 1/2$  – спиновое квантовое число.

Электрон, обладающий спином, должен вести себя как магнит и, следовательно, должен обладать спиновым магнитным моментом  $\mu_s$ . Соотношение между механическим и магнитным спиновыми моментами определяется следующим выражением:

$$\vec{\mu}_s = \frac{e}{mc} \vec{P}_s. \quad (8)$$

Из (8) видно, что гиромангнитное отношение  $e/mc$  в случае спиновых моментов в два раза превышает гиромангнитное отношение, связывающее орбитальные механический и магнитный моменты. Из равенств (7) и (8) можно определить величину спинового магнитного момента:

$$\mu_s = \frac{eh}{2\pi mc} \sqrt{s(s+1)} = 2\mu_B \sqrt{s(s+1)}. \quad (9)$$

Полный момент количества движения электрона  $\vec{P}_j$  получается в результате векторного сложения орбитального  $\vec{P}_l$  и спинового  $\vec{P}_s$  моментов:

$$\vec{P}_j = \vec{P}_l + \vec{P}_s. \quad (10)$$

Векторы  $\vec{P}_l$  и  $\vec{P}_s$  могут располагаться друг относительно друга только таким образом, чтобы численное значение полного момента  $\vec{P}_j$  было равно:

$$P_j = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)}, \quad (11)$$

где  $j$  – внутреннее квантовое число, принимающее следующие значения:

$$j = (l + m_s) = l \pm 1/2.$$

### Сложение магнитных моментов

Сложение спинового и орбитального моментов приводит к сложению соответствующих магнитных моментов. Рассмотрим сложение магнитных моментов с помощью векторной модели. На рис. 1 изображены моменты количества движения  $\vec{P}_l$  и  $\vec{P}_s$  и полный момент  $\vec{P}_j$  (за единицу длины этих векторов выбрана величина  $h/2\pi$ ), а также магнитные моменты  $\vec{\mu}_l$  и  $\vec{\mu}_s$  (за единицу длины этих моментов взят магнетон Бора). При таком выборе единиц  $\vec{\mu}_l$  имеет ту же длину, что и  $\vec{P}_l$ , а вектор  $\vec{\mu}_s$  вдвое длиннее, чем  $\vec{P}_s$ , поэтому направление суммарного вектора магнитного момента  $\vec{\mu}_\Sigma$  не совпадает с направлением

полного момента  $\vec{P}_j$ , и поведение электрона определяется не суммарным моментом  $\vec{\mu}_\Sigma$ , а его «эффективным значением»  $\vec{\mu}_j$ , т.е. проекцией  $\vec{\mu}_\Sigma$  на направление  $\vec{P}_j$ .

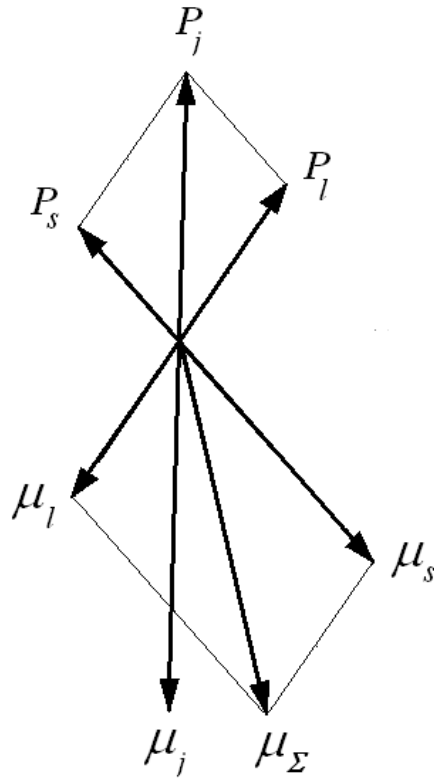


Рис. 1. Векторное сложение моментов

Так как  $\vec{\mu}_j$  и  $\vec{P}_j$  антипараллельны, то их можно связать по аналогии с орбитальными и спиновым моментами, вводя коэффициент пропорциональности  $g$ :

$$\vec{\mu}_j = g \frac{e}{2mc} \vec{P}_j. \quad (12)$$

Коэффициент  $g$  называется фактором Ланде. Он может быть определен на основании векторной модели:

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}. \quad (13)$$

Фактор Ланде  $g=1$ , если  $s=0$  и  $j=l$ , и  $g=2$ , если  $l=0$  и  $j=s$ .

Подставляя  $\overline{P}_j$  из (11) в (12), получим выражение для  $\overline{\mu}_j$ :

$$\mu_j = g \frac{e}{2mc} \frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)} = g \mu_B \sqrt{j(j+1)}. \quad (14)$$

Согласно пространственному квантованию вектор механического момента количества движения электрона может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых его проекция на направление внешнего поля принимает квантованные значения, кратные  $h/2\pi$ . Возможные ориентации момента относительно направления внешнего поля определяются магнитным квантовым числом, которое может принимать только целые или полуцелые значения, отличающиеся на единицу. Так как магнитные моменты антипараллельны соответствующим механическим моментам, то пространственное квантование распространяется и на магнитные моменты.

Рассмотрим возможные проекции моментов на некоторую ось  $z$ . Проекции орбитального механического и связанного с ним орбитального магнитного моментов определяются следующим образом:

$$P_{lz} = m_l \frac{h}{2\pi}, \quad \mu_{lz} = \frac{e}{2mc} P_{lz} = \mu_B m_l, \quad (15)$$

где  $m_l$  – орбитальное магнитное квантовое число, которое при данном  $l$  принимает следующие значения:  $m_l = 0, \pm 1, \dots, \pm l$ , всего  $2l + 1$  значений.

Для проекций спинового и полного моментов имеем аналогичные соотношения:

$$P_{sz} = m_s \frac{h}{2\pi}, \quad (16)$$

$$\mu_{sz} = \mu_B m_s. \quad (17)$$

где  $m_s$  – спиновое магнитное квантовое число, которое при данном  $s$  принимает  $2s + 1$  значений;

$$P_{jz} = m_j \frac{h}{2\pi}, \quad (18)$$

$$\mu_{jz} = g \mu_B m_j. \quad (19)$$

Здесь  $m_j$  – магнитное квантовое число, определяющее проекцию полного момента на избранное направление. При заданном  $j$  магнитное квантовое число  $m_j$  принимает следующие значения:  $m_j = 0, \pm 1, \dots, \pm(j-1), \pm j$ , всего  $2j+1$  различных значений

### Теория эффекта Зеемана

Наличие у атома магнитных моментов и явление пространственного квантования подтверждаются эффектом Зеемана. Взаимодействие магнитного момента атома с внешним магнитным полем приводит к тому, что атом с энергией  $E_0$  приобретает добавочную энергию  $\Delta E_H$ . Эта добавочная энергия приводит к расщеплению уровней и, следовательно, к расщеплению спектральных линий на несколько компонентов.

Детальное рассмотрение начнем со сложного эффекта Зеемана, так как простой эффект можно получить как частный случай сложного.

С л о ж н ы й ( а н о м а л ь н ы й ) э ф ф е к т Зеемана возникает в слабых магнитных полях. Внешнее магнитное поле считается слабым, когда возникающее в его присутствии расщепление уровней мало по сравнению с расстоянием между уровнями тонкой структуры.

Атом с магнитным моментом  $\mu_J$  приобретает во внешнем магнитном поле добавочную энергию, зависящую от величины и взаимной ориентации  $\vec{H}$  и  $\vec{\mu}_J$ :

$$\Delta E_H = -\vec{\mu}_J \vec{H} = -\mu_{JH} H. \quad (20)$$

Подставляя сюда выражение для проекции момента  $\mu_{JH}$  из (19), получим:

$$\Delta E_H = g m_J \mu_B H. \quad (21)$$

Если энергия атома в отсутствии внешнего поля равнялась  $E_0$ , то при наложении магнитного поля состояние атома с полным моментом  $\mu_J$  расщепляется на  $(2J+1)$  состояний с различными значениями  $m_J$  и различной энергией, определяемой выражением

$$E = E_0 + \Delta E_H = E_0 + g m_J \mu_B H. \quad (22)$$

Расстояние между соседними подуровнями определяется из условия  $\Delta m_J = 1$ :

$$(\Delta E_H)_{J,J+1} = g\mu_B H, \quad (23)$$

т.е. при постоянном поле  $H$  подуровни каждого состояния находятся на равных энергетических расстояниях.

Предположим, что в отсутствие внешнего магнитного поля спектральная линия с частотой  $\nu_0$  возникает в результате перехода атома из состояния с энергией  $E_{02}$  в состояние с энергией  $E_{01}$ , т.е.

$$\nu_0 = \frac{E_{02} - E_{01}}{h}. \quad (24)$$

Тогда согласно (22) при наличии внешнего магнитного поля будут наблюдаться линии с частотами  $\nu_0 + \Delta\nu_H$ , определяемые равенством

$$\nu = \nu_0 + \Delta\nu_H = \frac{E_{02} - E_{H2}}{h} - \frac{E_{01} - E_{H1}}{h}. \quad (25)$$

Сравнивая (25) с (24), находим величину смещения компонентов относительно первоначальной частоты  $\nu_0$ :

$$\Delta\nu_H = \frac{\Delta E_{H2} - \Delta E_{H1}}{h} = \frac{\mu_B H}{h} (g_2 m_{J2} - g_1 m_{J1}). \quad (26)$$

Переходы между подуровнями подчиняются правилу отбора, в силу которого  $m_J$  может меняться на  $\pm 1$  или оставаться неизменным, т.е.

$$\Delta m_J = m_{J2} - m_{J1} = 0, \pm 1. \quad (27)$$

Как видно из (26), величина расщепления зависит от фактора Ланде уровней, между которыми происходит переход, т.е. от квантовых чисел  $L$ ,  $S$ ,  $J$  каждого уровня. Соотношение  $\Delta\nu_0 = \mu_B H / h$  представляет собой величину нормального расщепления.

Рассмотрим расщепление в магнитном поле натриевого дублета 5890, 5896 Å, возникающего при переходах  $3^2P_{1/2}, 2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ . На рис. 2 изображена схема образования желтого дублета Na в отсутствие поля ( $H=0$ ), а



также схема подуровней, появившихся при наложении слабого магнитного поля, и переходы между этими подуровнями, разрешенные правилами отбора (27). Так как квантовое число  $m_J$  принимает  $2J + 1$  значений, то уровень  $3^2S_{1/2}$ , для которого  $J = 1/2$ , расщепляется на два подуровня с  $m_J = \pm 1/2$ . Аналогичное расщепление испытывает уровень  $3^2P_{1/2}$ . Состояние  $2P_{3/2}$  расщепится на 4 подуровня, так как при  $J = 3/2$   $m_J$  принимает значения  $\pm 3/2, \pm 1/2$ . Фактор Ланде  $g$  рассчитан по формуле (13), куда подставлены значения  $L, S, J$  из символа для каждого терма.

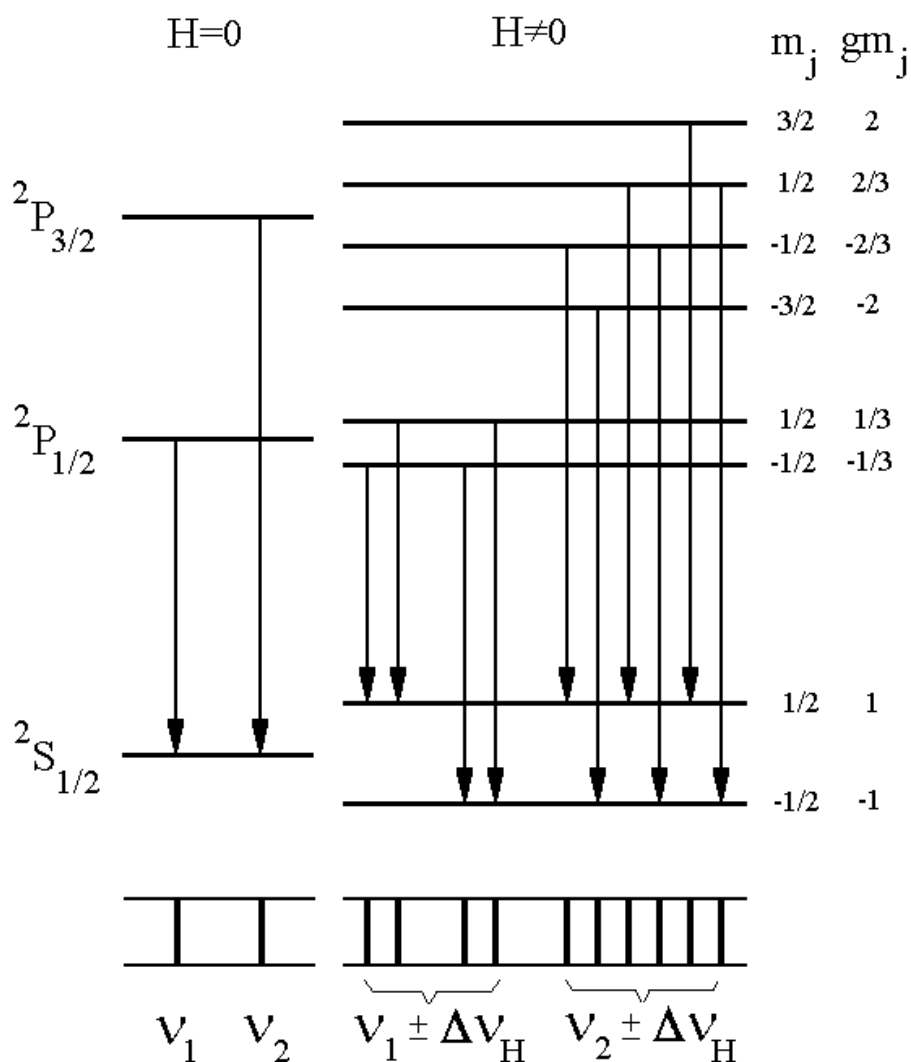


Рис. 2. Спектральный дублет атома натрия ( $H = 0$ ) и его сложное зеемановское расщепление в магнитном поле ( $H \neq 0$ )

Как видно, при включении магнитного поля линии с первоначальными частотами отсутствуют. Вместо линии перехода  $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$  появляются 4 линии, смещения которых могут быть выражены следующим образом:

$$\Delta\nu_H = \frac{\mu_B H}{h} \left( \pm \frac{2}{3}; \pm \frac{4}{3} \right),$$

а вместо линии  $2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$  возникают шесть компонентов со следующими смещениями:

$$\Delta\nu_H = \frac{\mu_B H}{h} \left( \pm \frac{1}{3}; \pm \frac{3}{3}; \pm \frac{5}{3} \right).$$

Простым (нормальным) эффектом Зеемана называется расщепление линий спектра на три компонента. Если рассматривать переходы только между синглетными уровнями ( $S=0, J=L$ ), то независимо от величины напряженности магнитного поля спектральная линия будет расщепляться всегда на 3 компонента, т.е. всегда будет наблюдаться простой эффект. Действительно, если  $S=0$ , то магнитный момент атома определяется орбитальным магнитным моментом  $\mu_L$ . В этом случае уровни энергии атома в магнитном поле расщепляются на  $2L+1$  подуровней, причем все расстояния между подуровнями оказываются одинаковыми, так как для орбитальных моментов фактор Ланде  $g$ , независимо от величины  $L$ , имеет единственное значение, равное единице. Формула (26) для смещения компонентов приобретает тогда более простой вид:

$$\Delta\nu_H = \frac{\mu_B H}{h} (m_{L2} - m_{L1}). \quad (28)$$

В магнитном поле, в силу правила отбора (27), спектральные линии расщепляются на три компонента. На рис. 3 показаны расщепления уровней (для частного случая  $L=2$  и  $L=1$ ) и переходы, которые приводят к появлению компонентов спектральных линии: каждый компонент возникает при трех различных переходах. При этом все компоненты, на которые расщепляется в магнитном поле спектральная линия, поляризованы.

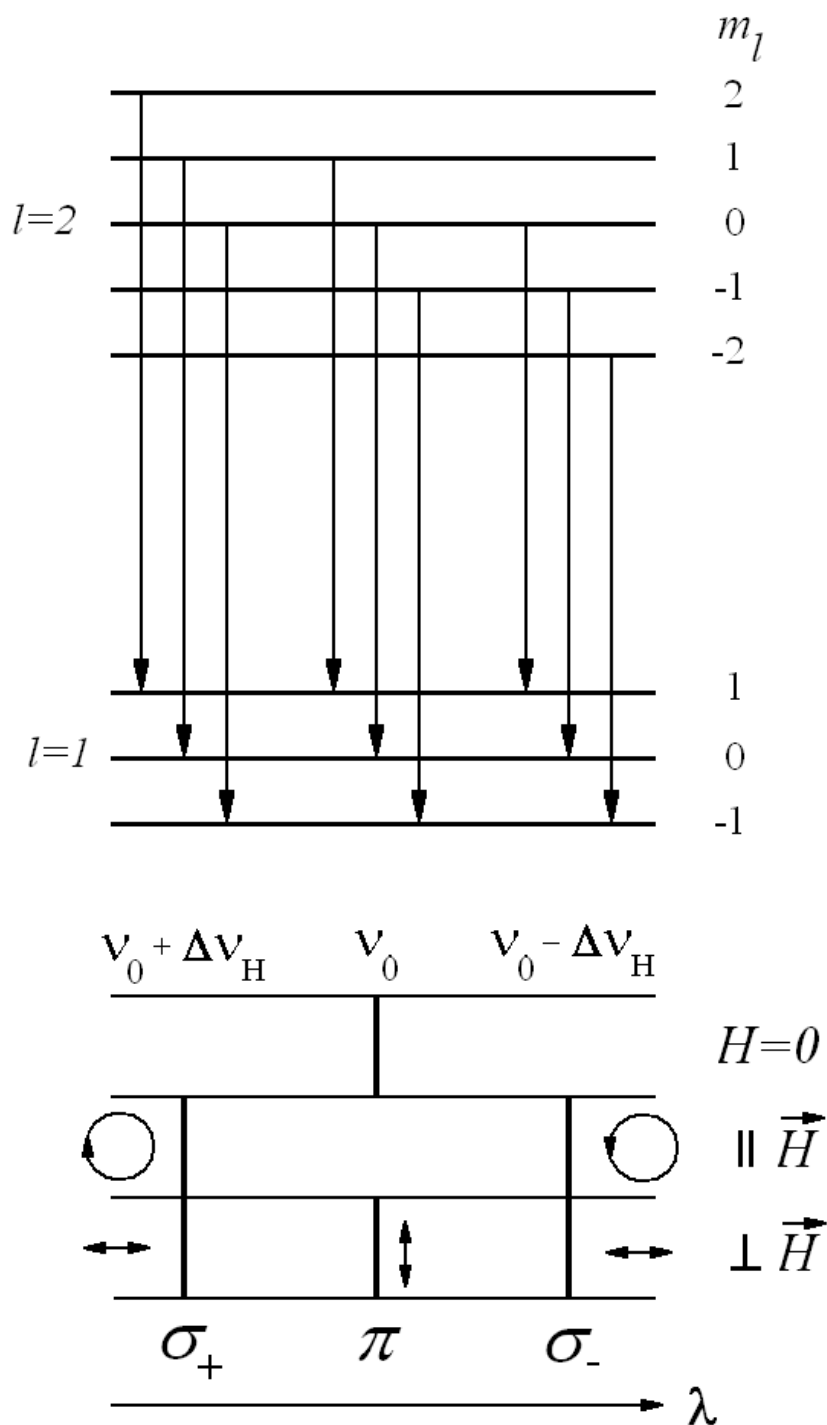


Рис. 3. Расщепление энергетических уровней и спектральных линий при простом эффекте Зеемана

Наблюдаемая поляризация зависит от направления распространения излучения. Если свет от источника распространяется в направлении, перпендикулярном к направлению поля  $H$  (поперечный эффект), то наблюдается компонент с несмещенной частотой ( $\Delta m_L = 0$ ,  $\pi$  – компонент) и смещенные компо-

ненты с частотами  $\nu_0 \pm \Delta\nu_H$  ( $\Delta m_L = \pm 1$ ,  $\sigma$  – компоненты). Все три линии линейно поляризованы в направлениях, показанных на рис. 3. Если же свет распространяется в направлении поля  $H$  (продольный эффект), то наблюдаются лишь два компонента с частотами  $\nu_0 \pm \Delta\nu_H$  ( $\Delta m_L = \pm 1$ ), поляризованные по кругу.

Соотношение (28) позволяет выразить величину смещения в шкале длин волн:

$$\Delta\lambda_H = \pm \frac{1}{4\pi c^2} \frac{e}{m} \lambda^2 H. \quad (29)$$

В магнитном поле с напряженностью  $H = 2 \cdot 10^4$  Э для линии с длиной волны  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  величина расщепления  $\Delta\lambda \approx 0,23 \text{ \AA}$ , т.е. даже в сильных магнитных полях расщепление спектральных линий в видимой и ультрафиолетовой областях спектра невелико.

В слабых магнитных полях простой эффект Зеемана наблюдается также для линий переходов между уровнями, у которых фактор Ланде имеет одинаковое значение. Очевидно, что в этом случае линии переходов между уровнями, для которых  $\Delta m_J$  имеет одинаковое значение ( $\Delta m_J = 0, -1$  или  $+1$ ), имеют одинаковую частоту.

Простой эффект Зеемана наблюдается и на других уровнях, если источник излучения помещен в сильное магнитное поле. Критерий сильного или слабого поля в эффекте Зеемана связан с величиной расщепления уровней энергии  $\Delta E_H = g\mu_B H$  (согласно (23)). Если эта величина намного превышает разность между энергиями двух уровней тонкой структуры ( $E_i, E_k$ ) в отсутствие магнитного поля, т.е.  $g\mu_B H \gg |E_i - E_k|$ , то магнитное поле считается сильным. Очевидно, что понятие слабого и сильного поля является относительным, поскольку оно зависит от величины расстояния между соседними уровнями энергии в отсутствие магнитного поля.

В слабом магнитном поле наблюдается сложный эффект Зеемана. При увеличении напряженности магнитного поля взаимодействие между орбитальным и спиновым моментами становятся все менее существенным по сравнению с взаимодействием каждого из них в отдельности с внешним полем.

В сильном поле магнитные моменты  $\overline{\mu}_L$  и  $\overline{\mu}_S$  проецируются на направление поля независимо друг от друга. В этом случае величина расщепления уровней определяется следующим образом:

$$\Delta E_H = g_L m_L \mu_B H + g_S m_S \mu_B H = \mu_B H (m_L + 2m_S).$$

Для переходов имеет место правила отбора:  $\Delta m_L = 0, \pm 1$ ;  $\Delta m_S = 0$ .

В сильном магнитном поле из всех компонентов мультиплетта остаются только три линии (для поперечного) или две линии (для продольного) простого эффекта. Переход от сложного к простому эффекту Зеемана при увеличении напряженности внешнего магнитного поля называется эффектом Пашена-Бака.

### Описание установки

В данной работе зеемановское расщепление изучается на спектральных линиях атомов щелочноземельного элемента с двумя валентными электронами. В спектрах этих атомов имеется система синглетных и триплетных линий, что позволяет с одним источником изучать как простой эффект, так и сложный эффект Зеемана. Схема установки приведена на рис. 4.

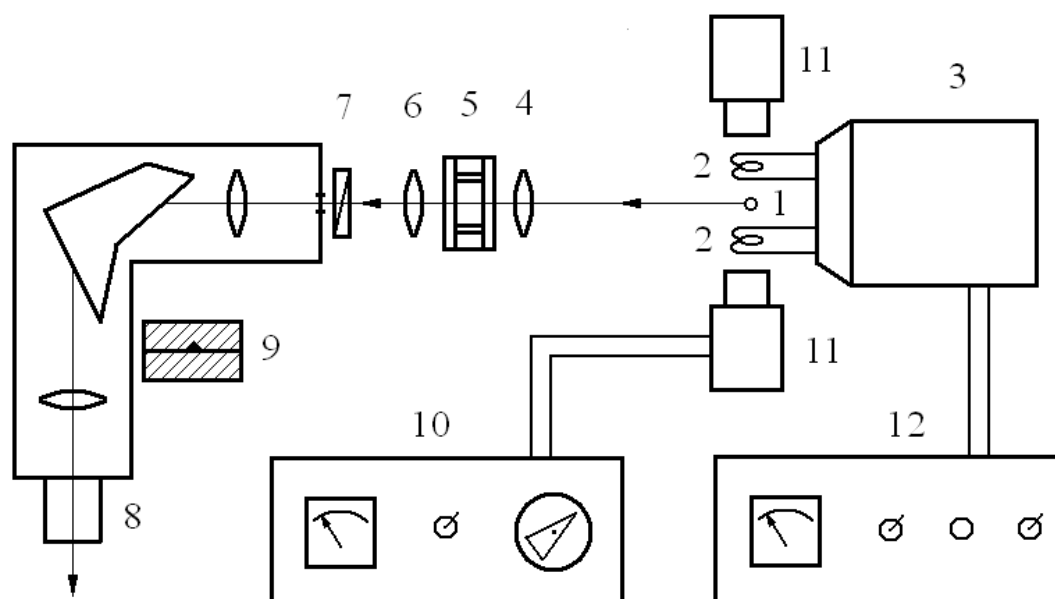


Рис. 4. Схема экспериментальной установки

Как уже отмечалось, расстояния между компонентами в эффекте Зеемана очень малы, поэтому для измерения расщепления спектральных линий в магнитном поле нужно применять приборы высокой разрешающей способности. В настоящей работе в качестве такого прибора используется интерферометр Фабри-Перо ИТ-51-30 (5 на рис. 4). Монохроматор УМ-2 7 раздвигает спектральные линии различных длин волн по горизонтальному направлению, что позволяет избежать перекрытия интерференционных картин, соответствующих различным спектральным линиям. В результате совместного действия двух приборов в окуляре УМ-2 видна широкая спектральная линия, пересеченная яркими дугами – частями интерференционных колец, даваемых интерферометром.

В качестве источника излучения в работе используются безэлектродные высокочастотные лампы ВСБ-2. Эти лампы в виде стеклянного шарика диаметром около 20 мм содержат небольшое количество исследуемого металла и инертный газ (криптон) при давлении порядка 1,5 мм рт.ст. Лампа 1 помещается внутрь катушки индуктивности 2 генератора 3, работающего на частоте 100 МГц. В таких высокочастотных полях осуществляется индуктивная связь между возбуждающим контуром и газом внутри лампы. Газ нагревается, вызывая испарение металла с внутренней поверхности стеклянного шарика. Через несколько минут устанавливается такая температура, при которой возникает излучение атомов металла, а излучение атомов газа подавляется. Питание генератора осуществляется с помощью блока питания 12.

Лампа 1 располагается между полюсами электромагнита 11, который питается от выпрямителя 10. Напряжение, подаваемое на выпрямитель, регулируется автотрансформатором. По амперметру определяется ток, протекающий через обмотку электромагнита. За счет изменения величины тока напряженность магнитного поля  $H$  может изменяться от 0 до 2000 Э, что определяется по графику зависимости  $H$  от силы тока.

Свет от источника, проходя через конденсор 4, попадает на интерферометр Фабри-Перо 5, а затем при помощи конденсора 6 фокусируется на входную щель монохроматора УМ-2. Для каждой спектральной линии положение конденсора 6 должно регулироваться так, чтобы интерференционные полосы были резкими. Исследуемые спектральные линии с помощью барабана длин волн 9 можно вывести в поле зрения окулярного микрометра 8.

Компоненты спектральных линий в магнитном поле поляризованы. Для выделения  $\sigma$ - или  $\pi$ -компонентов расщепления линий используется анализатор (поляроид) 7, устанавливаемый перед щелью монохроматора. Риски на оправе поляроида соответствуют направлениям колебаний вектора  $E$  пропускаемого им света.

### Метод обработки результатов измерений интерференционных полос

Интерферометр Фабри-Перо дает максимум интенсивности в направлениях, удовлетворяющих условию

$$2L \cos \theta = n\lambda,$$

где  $L$  – расстояние между зеркалами интерферометра,  $n$  – целое число (порядок интерференции). Порядковое число в промежутках между кольцами одной определенной длины волны будет дробным. Поэтому произвольный порядок  $n$  представится в следующем виде:  $n = n_i + \Delta n_i$ , где  $n_i$  – целое число,  $\Delta n_i$  – положительная дробная часть.

Если имеются две очень близкие спектральные линии, расстояние между которыми  $\Delta \tilde{\nu}$  (в волновых числах), то соответствующие им кольца интерференционной картины будут отличаться на долю порядкового числа  $\Delta n$ . Тогда

$$\Delta \tilde{\nu} = \frac{\Delta n}{2L}, \quad (30)$$

Для определения  $\Delta n$  имеются методы, основанные на измерении диаметров интерференционных колец. При измерении интерференционной картины окуляр-микрометром трудно измерить эти диаметры. Кроме того, небольшая непараллельность зеркал интерферометра приводит к тому, что одна сторона колец уширена, поэтому измерения диаметров недостаточно точны. Исходя из этих соображений, в данной работе рекомендуется использовать метод измерения нецентральных полос, т.е. участков колец, расположенных по одну сторону от центра. В этом методе для измерения можно выбрать лучшую по резкости часть системы интерференционных колец.

Измерения и вычисления производятся по следующей схеме. Наблюдаемая интерференционная картина для расщепленной в магнитном поле спектральной линии представляет собой систему выделенных поляридом

компонентов, повторяющихся в каждом интерференционном порядке (рис. 5). Обозначим отсчеты на окуляр-микрометре для компонентов спектральной линии в последовательных порядках через  $a_1, b_1; a_2, b_2; a_3, b_3, \dots$ . На рис. 5 показаны расстояния между компонентами в каждом порядке ( $\delta_i$ ) и в соседних порядках интерференции ( $\Delta_i a, \Delta_i b$ ). Так как расстояния между кольцами последовательных порядков интерференции изменяются (уменьшаются) по параболическому закону, значения величин  $\Delta_1 a, \Delta_1 b, \Delta_2 a, \Delta_2 b, \dots$  уменьшаются с увеличением  $n$  почти по линейному закону, при этом доля расщепления  $\Delta n$  остается постоянной величиной.

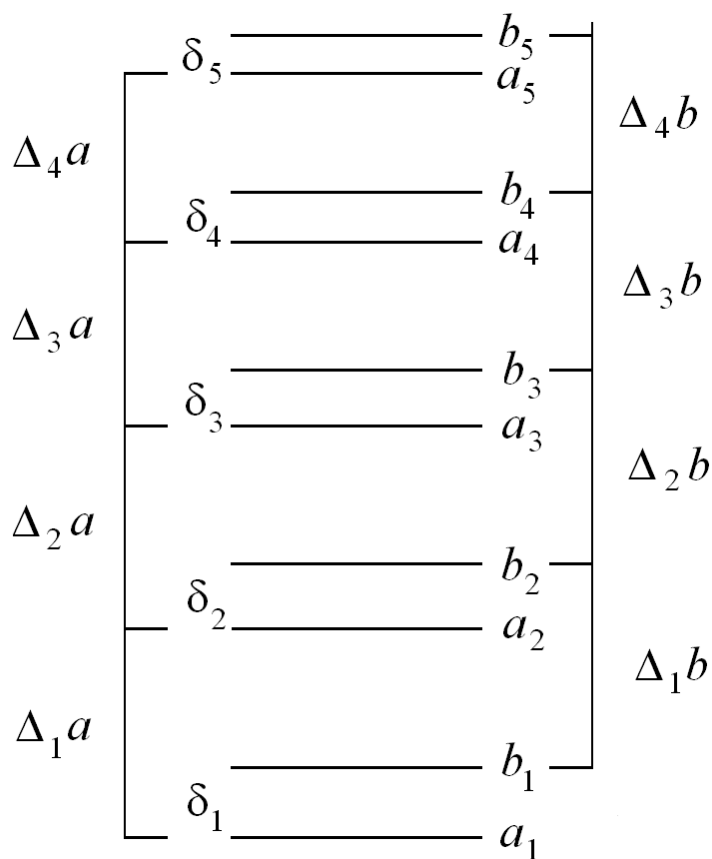


Рис. 5. Расстояния между компонентами интерференционного спектра для односторонних нецентральных участков колец

По измеренным в нескольких порядках расстояниям между компонентами спектральных линий можно найти независимые значения для доли порядкового числа  $\Delta n$ , соответствующей расстоянию между двумя компонентами. Для компонентов  $a$  и  $b$  имеем:



$$\Delta n_{a,b} = \frac{2\delta_2}{\Delta_1 b + \Delta_2 a} = \frac{2\delta_3}{\Delta_2 b + \Delta_3 a} = \frac{2\delta_4}{\Delta_3 b + \Delta_4 a}. \quad (31)$$

Среднее из этих значений при достаточном их числе дает хорошее приближение к истинному значению  $\Delta n$ . Зная  $\Delta n$ , по формуле (30) можно найти расстояние между компонентами  $\Delta \tilde{\nu}$  в волновых числах ( $\text{см}^{-1}$ ). Этот метод применим и в случае большего числа компонентов. Погрешность метода невелика, и она тем меньше, чем дальше от центра интерференционной картины расположены порядки, используемые для определения  $\Delta n$ .

### Задание 1. Исследование простого эффекта Зеемана.

Исследование проводится на красной линии кадмия ( $6438,5 \text{ \AA}$ ), соответствующей переходу между уровнями  $5^1P_1$  и  $5^1D_2$ . Эта линия обладает высокой степенью монохроматичности, поэтому она допускает получение интерференции при большой разности хода.

Порядок выполнения задания.

1. Перед выполнением экспериментальной части работы необходимо нарисовать схему расщепления уровней  $5^1P_1$  и  $5^1D_2$  в магнитном поле и указать возможные переходы между подуровнями, а также нарисовать спектр расщепленных линий в частотной шкале (в единицах  $\frac{\mu_B H}{h}$ ).

2. Включить кадмиевую лампу:

а) установить на блоке питания (12 на рис. 4) регулятор «анод» в крайнее левое положение, вращая его против часовой стрелки;

б) включить тумблер «сеть»;

в) через 1-2 мин включить тумблер «анод» и медленно довести ток до 100 мА; корректировать ток около 3 мин, пока он не установится.

3. Снять со щели УМ-2 поляроид 7. Наблюдая в окуляр-микрометр 8 и вращая барабан длин волн 9, вывести на середину поля зрения красную линию кадмия. Вращая окуляр, добиться максимальной (по глазам) резкости изображения линии

4. Перемещение конденсора 6 добиться симметричного расположения интерференционных колец относительно изображения линии, как это показано на рис. 6, и точной фокусировки интерференционных колец.

5. Включить подсветку шкалы тумблером «свет» в основании корпуса УМ-2. Вращая ручку потенциометра, добиться такой подсветки, чтобы при четкой видимости шкалы она не забивала изображения колец.

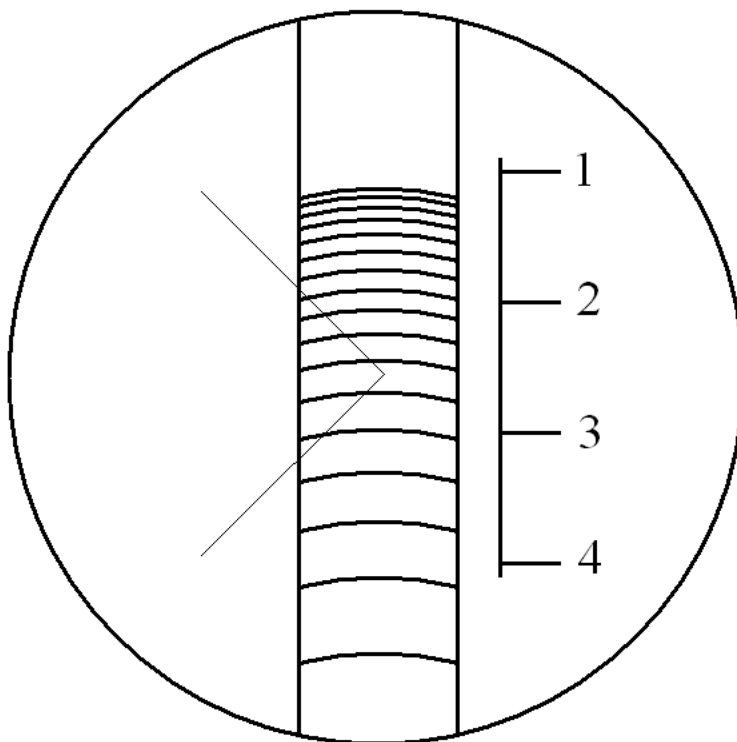


Рис. 6. Расположение интерференционных колец в окуляр-микрометре

6. Вывести автотрансформатор магнита (10 рис. 4) на ноль. Включить тумблер «сеть». Медленно увеличивая ток магнита, наблюдать в окуляр УМ-2 расщепление линии в магнитном поле. Оставить максимальное значение тока.

7. Установить перед щелью УМ-2 поляризатор 7. Вращая поляризатор, провести наблюдение за расщеплением линии в магнитном поле и найти положение анализатора, при котором он пропускает только несмещенный  $\pi$ -компонент или смещенные  $\sigma$ -компоненты. Анализатор оставить в положении, когда видны только  $\sigma$ -компоненты.

8 Вращением барабанчика окуляр-микрометра подвести перекрестье шкалы на центр одной из резких полос (центральный и несколько первых максимумов обычно размыты). По внутренней шкале микрометра (см. рис. 5) отметить целые миллиметры, а по барабанчику – сотые доли. Это и есть относительное положение одного из  $\sigma$ -компонентов, например  $a_1$ .

9. Последовательно совмещая перекрестье с центрами полос, найти значения  $b_1, a_2, b_2, a_3, b_3, a_4, b_4, \dots$  и т.д. – в соответствии с рис. 5. При каж-

дом значения напряженности магнитного поля измеряются положения  $\sigma$ -компонентов в пяти порядках.

10. Провести аналогичные измерения при четырех значениях силы тока  $I$ , уменьшая его значения на 0,3 А от максимального. Соответствующие значения напряженности магнитного поля находятся по графику  $H = f(I)$ .

11. Подсчитать по формуле (31) величины  $\Delta n_{a,b}$  и по формуле (20) найти смещения  $\Delta \tilde{\nu}_H$  (в  $\text{см}^{-1}$ ) для каждого значения  $H$ . В расчетах принять  $L = 0,8$  см. Следует иметь в виду, что между  $\sigma$ -компонентами смещение равно  $2 \Delta \tilde{\nu}_H$  (удвоенному нормальному расщеплению)

12. Представить результаты в виде графика зависимости расщепления линии от напряжения приложенного магнитного поля  $\Delta \tilde{\nu}_H = f(H)$ .

### Задание 2. Исследовать сложный эффект Зеемана.

Исследование проводится на одной из линий триплета кадмия 5085,8, 4799,9 и 4678,15 Å. Эти линии обусловлены переходами между уровнями  $6^3S_1 \rightarrow 5^3P_2$ ,  $6^3S_1 \rightarrow 5^3P_1$  и  $6^3S_1 \rightarrow 5^3P_0$ , соответственно.

Порядок выполнения задания.

1. Перед выполнение эксперимента необходимо нарисовать схему расщепления уровней энергии для указанных переходов, определить по ней число компонентов расщепления и состояние поляризации для каждого перехода. Для этого необходимо найти квантовые числа  $L$ ,  $S$ ,  $J$  из символики каждого терма, определить число подуровней  $2J+1$ , посчитать факторы Ланде  $g_1$  и  $g_2$  по формуле (13) и расстояния между подуровнями по формуле (13) в единицах  $\mu_B H$ . Возможные спектральные переходы определяются по правилу отбора (27). Это же правило определяет поляризацию: при  $\Delta m_J = 0$  возникают  $\pi$ -компоненты, при  $\Delta m_J = \pm 1$   $\sigma$ -компоненты. Нарисовать спектр расщепленных линий в частотной шкале (в единицах  $\frac{\mu_B H}{h}$ ).

2. Для одной из линий триплета наблюдать и измерять расщепление в магнитном поле в точном соответствии с пунктами 2-12 задания 1. Сравнить теоретически найденное расщепление с наблюдаемым.

3. Представить результаты в виде графика зависимости расщепления спектральной линии от напряженности поля  $\Delta \tilde{\nu}_H = f(H)$ .

Задание 3. Определение удельного заряда электрона ( $e/m$ ).

По данным, полученным при определении расщепления спектральных линий в магнитном поле (задание 1 или 2), необходимо определить удельный заряд электрона. В случае простого эффекта Зеемана удельный заряд определяется по формуле

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi c^2}{H} \Delta \tilde{\nu}_H, \quad (32)$$

а в случае сложного эффекта – из соотношения

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi c^2}{H} \Delta \tilde{\nu}_H \left( \frac{1}{g_2 m_{J2} - g_1 m_{J1}} \right). \quad (33)$$

Задание 4. Измерение напряженности магнитного поля.

Расщепление спектральных линий в магнитном поле является одним из бесконтактных методов определения напряженности магнитного поля, так как все константы, входящие в формулы (32) и (33), известны с большой точностью, а смещение  $\Delta \tilde{\nu}_H$  измеряется.

По результатам найденных значений  $\Delta \tilde{\nu}_H$  и формулам (32) и (33) необходимо определить напряженность магнитного поля для различных значений силы тока магнита. Результаты представить в виде графика  $H = f(I)$ .

Объем задания определяет преподаватель.

### Контрольные вопросы

1. Соотношение между механическими и магнитными моментами атомов.
2. Сложение орбитального и спинового момента атома. Фактор Ланде.
3. Назовите правила квантования проекций магнитных моментов и правила отбора для соответствующих квантовых чисел.
4. Основы квантовой теории сложного и простого эффекта Зеемана.
5. Схема уровней атома, помещенного в магнитное поле.

## Литература

Савельев И. В. Курс общей физики. Т.3. Оптика, атомная физика, физика ядра и элементарных частиц. М.: Наука, 1989.

Сивухин Д.А. Общий курс физики. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: МФТИ, ФМЛ, 2002.

Шпольский Э.В. Атомная Физика. Т.1. М.,1994.