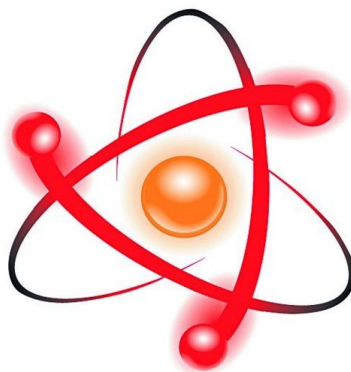


НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»

МЕТОДИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ВЫПОЛНЕНИЮ
ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ



**АТОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА
ЗЕЕМАНА.**

**АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ЛАБОРАТОРНЫЙ КОМПЛЕКС (С
ВЫВОДОМ ИНФОРМАЦИИ НА ДИСПЛЕЙ ПЭВМ)**

Тула, 2018 г.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА. АТОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ЗЕЕМАНА.

Цель работы: ознакомление с теоретическими основами эффекта Зеемана, исследование расщепления спектральных линий в магнитном поле, определение с помощью спектрограмм величины удельного заряда электрона, приобретение навыков работы с автоматизированной системой сбора и обработки информации.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ.

Полный момент импульса электрона.

Электронная конфигурация атомов, задаваемая квантовыми числами n и l , позволяет понять периодическую систему элементов и установить основные закономерности оптических спектров. Тонкая структура спектров зависит от магнитных эффектов, связанных с моментом импульса электрона. Прежде чем рассматривать эти эффекты, отметим, как определяется полный момент импульса обособленного (единичного) электрона.

Орбитальный момент импульса L и спиновой момент S складываются по правилу сложения векторов в полный момент импульса электрона:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (1.1)$$

Проекция полного момента \vec{J}_z на избранное направление (чаще всего берется проекция на направление линий напряженности поля) может принимать дискретное значение:

$$\vec{J}_z = m_j \hbar, \quad (1.2)$$

где $m_j = m_l + m_s = m_l \pm \frac{1}{2}$, m_l – магнитное квантовое число орбитального момента, $m_s = \pm s$ – магнитное спиновое квантовое число, $s = \frac{1}{2}$ – спин электрона.

Полный момент импульса электрона квантуется обычным образом:

$$J = \hbar \cdot \sqrt{j(j+1)}$$

где квантовое число j (его иногда называют внутренним квантовым числом полного момента) равняется максимальному значению m_j .

Поскольку l есть максимальное значение m_l , то:

$$\begin{aligned} j &= |l + s| \\ j &= |l - s| \end{aligned} \quad (1.2a)$$

причем, как следует из формулы (1.2а), j может принимать неотрицательные целые либо полуцелые значения.

При заданном значении j возможно $2j + 1$ квантовых состояний, отличающихся значением квантового числа m_j причем:

$$m_j = -j, -j+1, \dots, 0, \dots, j-1, j$$

$$m_j = \pm j, \pm (j-1), \dots$$

Например, согласно (1.3), в случае $l = 0$ возможно только одно значение $j = 1/2$. При $l = 1$ имеем $j = 1/2, 3/2$, для $l = 2$ имеем $j = 3/2, 5/2$. Значение в определенном состоянии характеризуется индексом у буквенного обозначения орбитального момента, записываемого так же, как и для отдельных электронов, но заглавными буквами: S, P, D, F, G, H . Так, состояние с $l = 1$ и $j = 3/2$ обозначается как $P_{3/2}$ состояние с $l = 1$ и $j = 1/2$ — как $P_{1/2}$.

Выпишем известные из курса квантовой физики собственные значения угловых моментов (орбитального спинового и полного) и их проекции на ось Z в единой таблице 1:

Таблица 1

$M_l = \hbar\sqrt{l(l+1)},$	$l = 0, 1, 2, \dots$
$M_{lz} = \hbar m_l,$	$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l.$
$M_s = \hbar\sqrt{s(s+1)},$	$s = 1/2,$
$M_{sz} = \hbar m_s,$	$m_s = +1/2, -1/2.$
$M_j = \hbar\sqrt{j(j+1)},$	$j = l \pm s = l \pm 1/2,$
$M_{jz} = \hbar m_j,$	$m_j = j, j-1, \dots, -j.$

Механический момент многоэлектронного атома.

Распространим теперь введенное выше понятие полного момента импульса J одного электрона на случай множества электронов (как и обстоит дело в сложном атоме). Введем следующие новые обозначения:

\vec{M}_L - суммарный орбитальный момент системы электронов в атоме;

\vec{M}_S - суммарный спиновый момент системы электронов в атоме.

Как показывает расчет (который мы опускаем), *суммарный орбитальный момент* системы определяется выражением:

$$M_L = \hbar \sqrt{L(L+1)}, \quad (1.3)$$

где L — орбитальное квантовое число результирующего момента. В случае системы из двух частиц с орбитальными моментами l_1 и l_2 квантовое число L — целое, положительное — может иметь следующие значения:

$$L = (l_1 + l_2), (l_1 + l_2 - 1), \dots, |l_1 - l_2|. \quad (1.4)$$

Отсюда следует, что L (а значит и результирующий момент) может иметь $2l_1 + 1$ или $2l_2 + 1$ различных значений (нужно взять *меньшее* из двух значений l). Это легко проверить; например, для $l_1 = 2$ $l_2 = 3$ получаем $2 \cdot 2 + 1 = 5$ разных значений L : 5, 4, 3, 2, 1.

Если система состоит не из двух, а из многих частиц, то квантовое число L , определяющее результирующий орбитальный момент, находится путем последовательного применения правила (1.4), но мы не будем на этом останавливаться, поскольку в дальнейшем это не понадобится.

Проекция результирующего орбитального момента на некоторое направление Z определяется аналогично:

$$M_z = \hbar \cdot m_L, \quad m_L = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L. \quad (1.5)$$

Подобным же образом определяется и *суммарный спиновый момент* системы:

$$M_S = \hbar \sqrt{S(S+1)}, \quad (1.6)$$

где квантовое число S результирующего спинового момента может быть целым или полуцелым — в зависимости от числа частиц — четного или нечетного. Если число N частиц *четное*, то $S = Ns, Ns - 1, \dots, 0$, где $s = 1/2$, т. е. в этом случае S — целые числа. Например, при $N = 4$ число S может быть равно 2, 1, 0.

Если же число N частиц *нечетное*, то S принимает все полуцелые значения

от Ns до s , где $s = 1/2$. Например, при $N = 5$ возможные значения S равны $5/2$, $3/2$ и $1/2$.

В многоэлектронном атоме каждый электрон можно характеризовать орбитальным и спиновым моментами. Возникает естественный вопрос: чему равен полный механический момент атома? Ответ на этот вопрос зависит от того, какие моменты взаимодействуют друг с другом сильнее: орбитальные, спиновые или спин-орбитальные.

Оказывается, наиболее важной и распространенной является так называемая *нормальная связь*, или *связь Рессель-Саундерса*. Эта связь заключается в том, что орбитальные моменты электронов взаимодействуют между собой сильнее, чем со спиновыми моментами. Аналогично ведут себя и спиновые моменты. Вследствие этого все орбитальные моменты складываются в результирующий орбитальный момент M_L , а спиновые — в результирующий спиновый момент M_S . А затем взаимодействие M_L и M_S определяет суммарный момент M_J атома:

$$M_J = \hbar \sqrt{J(J+1)}, \quad (1.7)$$

где квантовое число J полного момента может иметь одно из следующих значений:

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|.$$

Значит, J будет целым, если S целое (т. е. при четном числе электронов) или полуцелым, если S полуцелое (при нечетном числе электронов). Так, например:

L	S	Возможные значения J
2	1	3, 2, 1
2	3/2	7/2, 5/2, 3/2, 1/2

Такой вид связи, как правило, присущ легким и не слишком тяжелым атомам.

Однако нормальная связь является не единственно возможной. Это только один из крайних случаев связи. Другой крайний случай так называемая *j-j связь*, когда спин-орбитальное взаимодействие у каждого электрона оказывается основным. В этом случае суммарный момент атома $M_J = \sum_j M_j$, т. е. равен сумме отдельных спин-орбитальных моментов M_j .

Такая связь встречается у тяжелых атомов, но достаточно редко. В основном же осуществляются более сложные промежуточные виды связи.

В случае нормальной связи вводится понятие *терма атома*, который пол-

ностью характеризует энергетическое состояние всего атома в целом, термы принято обозначать символами:

$${}^{\nu}(L)_J, \quad (1.8)$$

где $\nu = 2S + 1$ — мультиплетность, J — квантовое число полного момента. Отличие с обозначением, введенными для электрона лишь в том, что малые буквы s и j заменены на соответствующие большие S и J .

Приведем примеры термов систем с двумя электронами. Здесь возможны два случая: $S = 0$ (спины электронов противоположны) и $S = 1$ (спины сонаправлены).

В первом случае $J = L$ и $2S + 1 = 1$, т. е. все термы — синглеты. Во втором случае $2S + 1 = 3$, т. е. все три терма — триплеты. Сказанное сведено для наглядности в таблицы 2 и 3.

Таблица 2

S	L	J	Синглеты
0	0	0	1S_0
0	1	1	1P_1
0	2	2	1D_2

Таблица 3

S	L	J	Триплеты
1	0	1, 0	3S_1 3S_0
1	1	2, 1, 0	3P_2 3P_1 3P_0
1	2	3, 2, 1	3D_3 3D_2 3D_1

Следует отметить, что мультиплетность ν дает количество подуровней *только в случае* $S < L$ (в случае же $S > L$, число подуровней равно $2L + 1$). Следует также помнить, что не все термы, формально получаемые с помощью векторной модели сложения, реализуются в реальных атомах. Для детального анализа возможности существования того или иного состояния, нужно рассматривать более подробно строение электронной оболочки атома.

Следует отметить, что не все переходы между термами возможны. Эти переходы должны подчиняться правилам отбора. Эмпирически было установлено, что при нормальной связи в сложных атомах правила отбора для квантовых чисел L, S, J таковы:

$$\begin{aligned} \Delta L &= 0, \pm 1. \\ \Delta S &= 0. \\ \Delta J &= 0, \pm 1. \end{aligned}$$

(1.9)

При этом, однако, переход $J = 0 \rightarrow J = 0$ запрещен.

Указанные правила отбора обоснованы квантовой теорией и не всегда являются достаточно жесткими. Напомним, суть этих правил в том, что только при таких изменениях квантовых чисел L, S, J вероятность переходов является существенной.

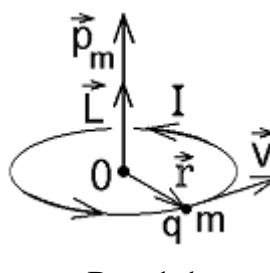
Связь магнитного момента с механическим моментом количества движения атома.

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 \vec{p}_m , равным:

$$\vec{p}_m = IS \vec{n} \quad (2.1)$$

где I — сила тока в контуре, S — площадь контура, \vec{n} — единичный вектор нормали к плоскости контура. Направление магнитного момента обычно находится по правилу буравчика: если вращать ручку буравчика в направлении тока, то направление магнитного момента будет совпадать с направлением поступательного движения буравчика.

Двигаясь по круговой орбите радиуса r со скоростью v , частица с зарядом q совершает один оборот за время $\Delta t = \frac{2\pi r}{v}$, и создает эффективный круговой ток рис. 1.1:



$$I = \Delta q / \Delta t = qv / 2\pi r$$

Площадь такого тока $S = \pi r^2$, а создаваемый им магнитный момент, согласно (2.1), по модулю равен:

$$p_m = IS = qvr / 2.$$

Рис.1.1

С учетом направления векторов, указанных на рис.1.1, движущаяся заряженная частица обладает магнитным моментом:

$$\vec{p}_m = \frac{q}{2} [\vec{r}, \vec{v}]. \quad (2.2)$$

Эта формула справедлива не только для круговой, но и для любой другой траектории частицы. Если учесть, что момент импульса частицы:

$$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}] = m [\vec{r}, \vec{v}],$$

то оказывается, что магнитный момент и момент импульса движущейся заряженной частицы связаны соотношением:

$$\vec{p}_m = \frac{q}{2m} \vec{L}, \quad (2.3)$$

которое называется **гиромангнитным отношением**.

На рис. 1.2 изображено движение положительно заряженной частицы. Заряд электрона $q = -e$ отрицателен, и для электрона с массой m_e векторы \vec{p}_m и \vec{L} направлены в противоположные стороны (рис. 1.2).

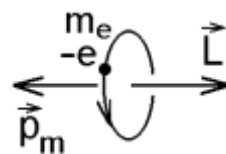


Рис.1.2

Намагничивание среды может происходить при появлении элементарных токов намагничивания, созданных движением электронов. При сложении магнитных моментов отдельных электронов, согласно формуле (2.3), складываются и моменты их импульсов:

$$\vec{P}_m = \sum \vec{P}_{mi} = -\frac{e}{2m_e} \sum \vec{L}_i = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}.$$

Гиромагнитное отношение справедливо не только для отдельного электрона, но и для всего намагниченного образца в целом.

Полученная формула (2.3) говорит о том, что магнитный момент заряженной микрочастицы будет квантоваться вместе с ее моментом импульса. Для электрона:

$$\hat{\vec{p}}_m = -\left(\frac{e}{2m_e}\right) \hat{\vec{L}}$$

Если ввести постоянную:

$$\boxed{\mu_B = e\hbar/2m_e = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2}, \quad (2.4)$$

называемую магнетоном Бора (e и m_e – заряд и масса электрона), то с учетом формул таблицы 1, получаем дискретный спектр разрешенных значений величины магнитного момента и его проекции на выделенную ось z для движущегося электрона:

$$p_m = \mu_B \sqrt{l(l+1)}, \text{ где } l = 0, 1, 2, \dots; \quad p_{mz} = -\mu_B m, \text{ где } m = 0, \pm 1, \dots, \pm l \quad (2.5)$$

Магнетон Бора – это квант магнитного момента.

Кроме орбитального момента количества движения L электрон обладает также собственным моментом количества движения (спином) $S=L_s$:

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}; \quad (2.6)$$

где $s = \frac{1}{2}$ – спин электрона.

В отличие от целых квантовых чисел l и m , спиновое число s может быть как целым, так и полуцелым. Для фотона $s = 1$; для электрона, протона, нейтрона $s = \frac{1}{2}$.

Электрон, обладающий спином, должен вести себя как магнит и, следовательно, должен обладать спиновым магнитным моментом \vec{p}_{ms} , но гиромагнитное отношение для него аномально, оно в два раза больше отношения (2.3).

$$\vec{p}_{ms} = -\left(e/m_e\right) \vec{L}_s. \quad (2.7)$$

С учетом (2.6), (2.7) и (2.4) формулы квантования собственного магнитного момента электрона имеют вид:

$$p_{ms} = 2\mu_B \sqrt{s(s+1)}, \text{ где } s = 1/2; \quad (2.8)$$

$$p_{msz} = -2\mu_B \cdot m_s$$

Полный магнитный момент атома.

Обозначим полный магнитный момент атома μ , а полный механический момент — M_J . Вследствие удвоенного магнетизма спина гиромагнитное отношение полных моментов оказывается значительно более сложным. Оно зависит от квантовых чисел L , S и J . Соответствующий расчет, проводимый в квантовой теории, позволил найти магнитный момент μ и его проекцию на ось Z :

$$\mu = -\mu_B g \sqrt{J(J+1)}, \quad (2.9)$$

$$\mu_z = -\mu_B g m_J, \quad (2.10)$$

$$m_J = J, J-1, \dots, -J,$$

где g — множитель (или фактор) Ланде:

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (2.11)$$

Отметим также некоторые «экзотические» случаи. Например:

- 1) в состоянии 3P_0 $g = 0/0$; эта неопределенность не должна смущать, поскольку при $J = 0$ механический момент равен нулю, а значит, отсутствует и магнитный момент;
- 2) в состоянии $^4D_{1/2}$ $g = 0$, т. е. механический момент есть, а магнитный отсутствует;
- 3) в состоянии $^6F_{1/2}$ $g = -2/3$, а это значит, что в данном состоянии знак минус в формулах (2.9) и (2.10) исчезает. На языке классики это означает, что «векторы» μ и M «сонаправлены» (не взаимно противоположны).

4) в состоянии 5P_1 $g = 5/2$, т.е. фактор Ланде в некоторых состояниях может быть и больше двух (вопреки утверждению некоторых авторов).

Случаи 2) и 3), когда $g = 0$ и $g < 0$, представляют собой чисто квантовые эффекты, не имеющие аналогов в классической физике.

Эффект Зеемана.

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 эффекта Зеемана. 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 (одиночных) спектральных линий, называется нормальным или простым 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 аномального или сложного.

Электронная теория Лоренца. Простой эффект Зеемана.

В случае простого эффекта Зеемана число компонент расщепления, смещение частот спектральных линий и характер поляризации излучения достаточно полно объясняются с помощью классической электронной теории Лоренца. В теории излучение монохроматического света рассматривается как результат движения электрона по простому гармоническому закону, т. е. под действием квазиупругой силы, а изменение излучения под действием магнитного поля — как следствие изменения характера движения электрона из-за появления добавочной силы магнитного воздействия на движущийся электрон.

Рассмотрение простого эффекта Зеемана в классической электродинамике основывается на разложении орбитального движения электрона на два линейных гармонических колебания по двум взаимно перпендикулярным направлениям, т. е. со сдвигам фаз на $\frac{\pi}{2}$, частотой ν_0 и амплитудой E_0 (рис. 2.1), из которых первое колебание \vec{E}_l совершается вдоль налагаемого внешнего магнитного поля \vec{H} , а другое \vec{E}_t — перпендикулярно полю \vec{H} . В свою очередь, компоненту \vec{E}_t можно рассматривать как результат двух равномерных и противоположно направленных круговых движений с одинаковым радиусом $r = \frac{E_t}{2}$ и частотой ν_0 в плоскости, перпендикулярной направлению индукции магнитного поля \vec{H} .

При наложении внешнего магнитного поля на движущийся электрон действует добавочная сила Лоренца, равная:

$$\vec{F}_L = -e[\vec{v}\vec{B}] \quad (3.1)$$

где e — заряд электрона, \vec{v} — скорость его движения; $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ — магнитная индукция. Действие магнитного поля на продольную компоненту \vec{E}_l отсутствует, поэтому гармоническое колебание вдоль поля остается неизменным и сохраняет первоначальную частоту ν_0 . Действие же магнитного поля \vec{H} на круговое движение в плоскости, перпендикулярной \vec{H} , будет приводить при постоянном радиусе орбиты к изменению скорости вращения электрона.

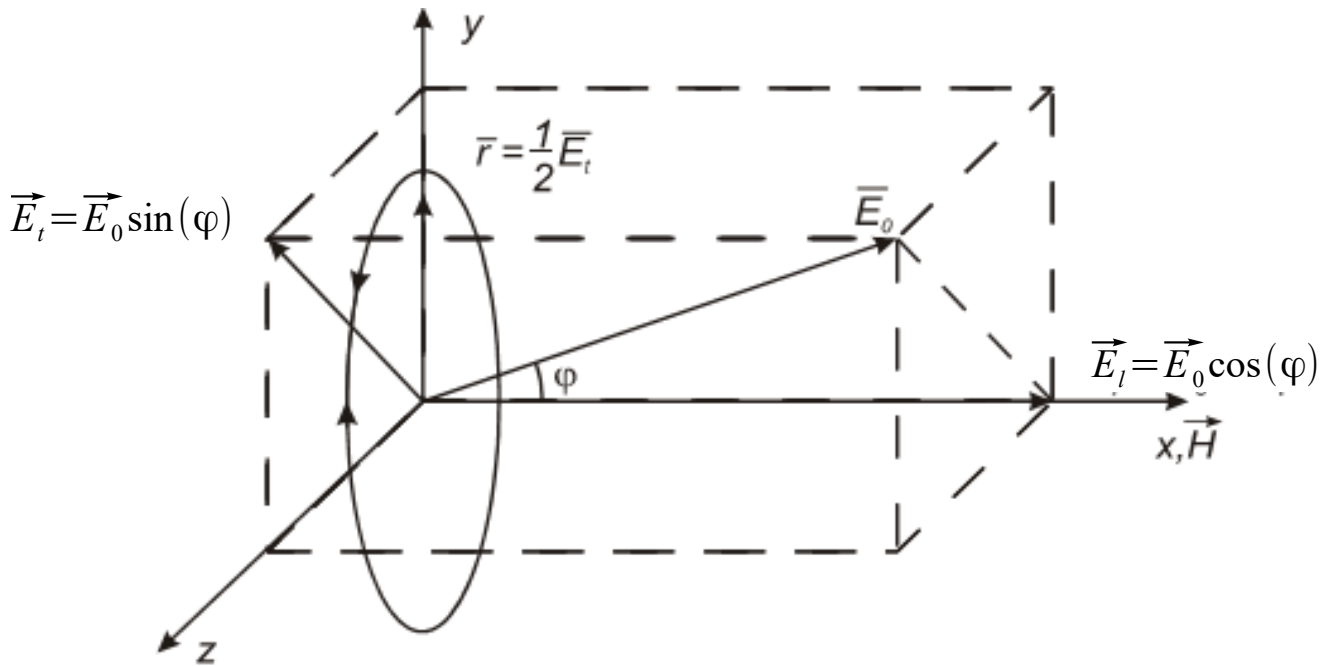


Рис.3.1. Разложение линейного движения на два кругополяризованных вращения с противоположными фазами

Условие механической устойчивости атома в отсутствие внешнего магнитного поля примет вид:

$$m_e \omega_0^2 r = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (3.2)$$

где ω_0 - круговая частота электрона в отсутствие магнитного поля.

При наложении магнитного поля центростремительная сила для круговых движений изменится вследствие добавления силы Лоренца, и условия механической устойчивости атома соответственно для правого и левого круга примут вид:

$$\begin{aligned} m_e \omega_{\Pi}^2 r &= m_e \omega_0^2 r + ev_{\Pi} B, \\ m_e \omega_{\text{Л}}^2 r &= m_e \omega_0^2 r - ev_{\text{Л}} B, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где ω_{Π} и $\omega_{\text{Л}}$ — круговые частоты электрона для правого и левого круговых движений при наложении магнитного поля.

Линейные скорости движения электрона соответственно:

$$v_{\Pi} = \omega_{\Pi} r$$

$$v_{\text{Л}} = \omega_{\text{Л}} r$$

поэтому уравнения (3.3) запишем как:

$$\begin{aligned}\omega_{\Pi}^2 - \frac{eB}{m_e} \omega_{\Pi} - \omega_0^2 &= 0, \\ \omega_{\Pi}^2 + \frac{eB}{m_e} \omega_{\Pi} - \omega_0^2 &= 0.\end{aligned}\tag{3.4}$$

Их решения имеют вид:

$$\begin{aligned}\omega_{\Pi} &= \frac{eB}{2m_e} \pm \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{eB}{2m_e \omega_0} \right)^2}, \\ \omega_{\Pi} &= -\frac{eB}{2m_e} \pm \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{eB}{2m_e \omega_0} \right)^2}.\end{aligned}\tag{3.5}$$

Величина $e/2m_e = 8,8 \cdot 10^6$ (в системе СИ), $eB/2m_e = 8,8 \cdot 10^6 \cdot B \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ при полях напряженности $H \sim 10^5 \text{ Э}$. Между тем ω_0 для спектральных линий, лежащих в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, имеет порядок величины 10^{15} с^{-1} . Следовательно, выполняется условие $eB/m_e \sim \omega_0$. Пренебрегая под радикалом членом $(eB/2m_e \omega_0)^2$ по сравнению с 1, из четырех решений для линейных частот излучения ν_{Π} и ν_{Π} имеем

$$\begin{aligned}\nu_{\Pi} &= \nu_0 + \frac{1}{4\pi} \left(\frac{e}{m_e} \right) B, \\ \nu_{\Pi} &= \nu_0 - \frac{1}{4\pi} \left(\frac{e}{m_e} \right) B.\end{aligned}\tag{3.6}$$

Из электродинамики известно, что движущийся по орбите электрон в атоме можно рассматривать как диполь — гармонический осциллятор. Такой диполь, осциллирующий с определенной частотой, представляет собой источник монохроматического излучения той же частоты. Если в отсутствие магнитного поля спектральный аппарат независимо от направления наблюдения в спектрах испускания или поглощения обнаруживает несмещенную неполяризованную спектральную линию частоты ν_0 , то при наложении магнитного поля движение становится сложным. Соответственно будет сложным и спектр излучения электрона: его можно представить как совокупность трех монохроматических волн различной частоты — $(\nu_0 - \Delta\nu)$, ν_0 , $\nu_0 + \Delta\nu$ в различных состояниях поляризации. Внешнее магнитное поле изменяет характер поляризации излучения.

В магнитном поле \vec{H} при наблюдении в направлении, перпендикулярном полю (поперечный эффект Зеемана) в спектрах излучения и поглощения, спектральный аппарат обнаруживает триплет — три линейно поляризованные спектральные линии: несмещенную спектральную линию первоначальной частоты ν_0 с электрическим вектором \vec{E}_t , направленным вдоль магнитного поля \vec{H} , и две смещенные спектральные линии с частотами $(\nu_0 - \Delta\nu)$, $(\nu_0 + \Delta\nu)$ и электрическим вектором \vec{E}_t , перпендикулярным магнитному полю \vec{H} . Расстояние между компонентами

$$\Delta\nu_L = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{e}{m_e} \right) \frac{H}{\varepsilon_0 c^2} \quad (3.7)$$

С учетом связи $\mu_0 = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2}$, выражения (2.4) для магнетона Бора и связи напряженности магнитного поля H с индукцией B в вакууме $B = \mu_0 H$, перепишем уравнение (3.7) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Delta\nu_L &= \frac{1}{4\pi} \frac{e}{m} B \\ \delta\omega_L &= 2\pi \Delta\nu_L = \frac{1}{2} \frac{e}{m} B = \frac{\mu_B B}{\hbar} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Так как $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$; $\delta\lambda = \frac{-2\pi c}{\omega^2} \cdot \delta\omega$, то в шкале длин волн величина расщепления спектральных линий в магнитном поле выражается формулами:

$$\delta\lambda = \frac{\mu_B B}{2\pi c \hbar} \lambda^2 \quad (3.9)$$

Компонента магнитного расщепления с направлением колебаний электрического вектора \vec{E} вдоль направления силовых линий магнитного поля \vec{H} называется π (параллельной)-компонентой, а компоненты с направлением колебаний \vec{E} , перпендикулярным магнитному полю \vec{H} — σ (перпендикулярной)-компонентами. По интенсивности π -компонента примерно в 2 раза сильнее, чем каждая из σ -компонент.

Объясняемый электронной теорией Лоренца простой эффект Зеемана наблюдается лишь для одиночных, или «синглетных», спектральных линий.

Магнитное расщепление большинства отдельных спектральных линий мультиплетов (дублетов, триплетов и т.д.) в слабых магнитных полях имеет сложный характер. Наблюдаемый эффект в этом случае называется сложным (аномальным) эффектом Зеемана.

При этом в сильных магнитных полях сложное расщепление упрощается и отмечается простое расщепление Зеемана (так называемый эффект

Пашена-Бака).

Эффект Зеемана с точки зрения квантовой теории.

Во внешнем магнитном поле \vec{B} атом с магнитным моментом μ приобретает дополнительную энергию:

$$\Delta E = -(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) = -\mu \cdot B \cdot \cos(\mu, B) = \mu_z B \quad (4.1)$$

где $\mu_z = \mu_B$ — проекция полного магнитного момента атома на направление поля \vec{B} . Имея ввиду формулу (2.10), запишем выражение для энергии каждого подуровня:

$$E = E_0 + \Delta E = E_0 + \mu_B g B m_J, \quad m_J = J, J-1, \dots, -J, \quad (4.2)$$

где E_0 — энергия уровня в отсутствие магнитного поля.

Отсюда следует, что уровни с квантовым числом J расщепляются в магнитном поле на $2J+1$ равноотстоящих друг от друга подуровней, причем величина расщепления зависит от множителя Ланде g , т. е. интервалы между соседними подуровнями пропорциональны g : $\delta E \sim g$. Таким образом, магнитное поле в результате расщепления уровней снимает вырождение по m_j .

Кроме этого, необходимо учесть, что возможны только такие переходы между подуровнями, принадлежащими разным уровням, при которых выполняются следующие правила отбора для квантового числа m_j :

$$\Delta m_J = 0, \pm 1. \quad (4.3)$$

Отметим попутно, что компоненты, соответствующие $\Delta m_J = 0$, называют π -компонентами, а $\Delta m_J = \pm 1$ — σ -компонентами. При наблюдении *перпендикулярно* магнитному полю присутствуют π - и σ -компоненты. При наблюдении же *вдоль* магнитного поля π -компоненты исчезают, остаются только σ -компоненты.

Частоты ω зеемановских компонент спектральной линии с частотой ω_0 определяются формулой

$$\omega = \frac{E_2 + \Delta E_2}{\hbar} - \frac{E_1 + \Delta E_1}{\hbar} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} + \frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{\hbar} = \omega_0 + \Delta \omega_0. \quad (4.5)$$

Согласно (4.2), $\Delta \omega$ — зеемановское смещение относительно несмещенной линии ω_0 :

$$\Delta \omega = (m_2 g_2 - m_1 g_1) \delta \omega_0, \quad (4.6)$$

где величина $\delta \omega_0 = \mu_B B / \hbar$, ее называют *лоренцевым смещением*.

Полученное методом квантовой теории выражение для лоренцева смещения $\delta\omega_0$ полностью совпадает с выведенным ранее с помощью электронной теории Лоренца выражением (3.8).

Простой эффект Зеемана с точки зрения квантовой теории.

Как говорилось выше, так называют эффект, в котором спектральная линия расщепляется на *три* компоненты (при наблюдении перпендикулярно магнитному полю). **Простой эффект присущ спектральным линиям, не имеющим тонкой структуры.** Эти линии возникают при переходах между синглетными уровнями ($S=0, J=L; m_J=m_L; g=1$). Поэтому формула (4.6) принимает вид:

$$\Delta\omega = \Delta m_L \cdot \delta\omega_0, \quad (4.7)$$

где $\Delta m_L = 0, \pm 1$, т. е. возникают, действительно, три компоненты, зеемановское смещение которых

$$\Delta\omega = \delta\omega_0, 0, -\delta\omega_0. \quad (4.8)$$

На рис. 4.1 показано расщепление уровней для перехода $^1P \rightarrow ^1S$.

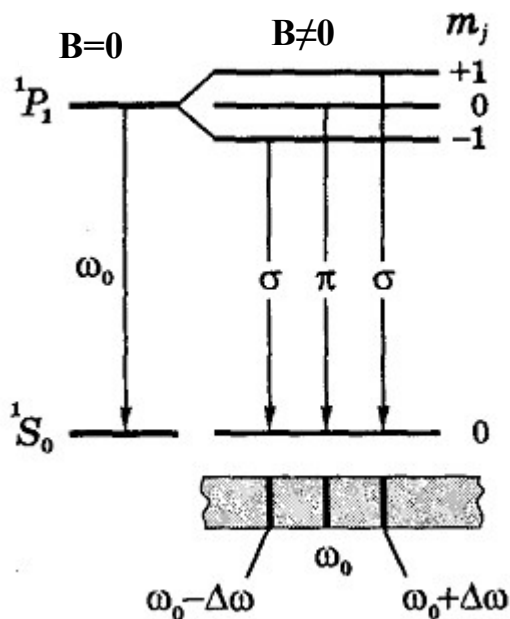


Рис. 4.1

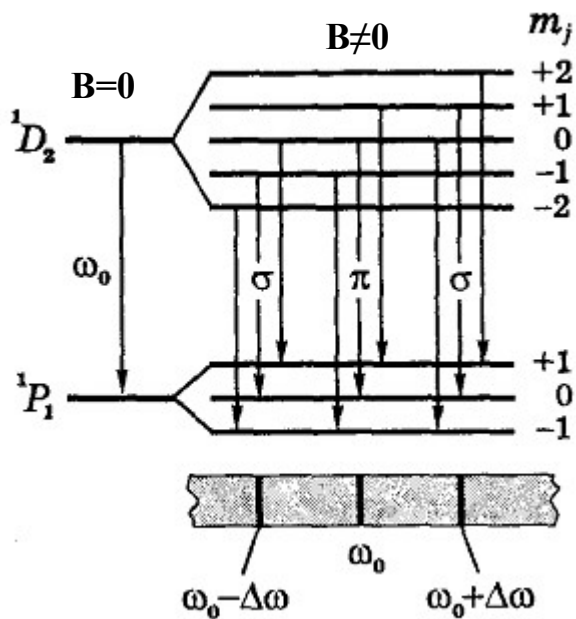


Рис. 4.2

В отсутствие поля (слева) наблюдается одна линия частоты ω_0 . При включении поля возникают три зеемановские компоненты, в соответствии с (4.8).

Более сложный случай показан на рис. 4.2 для перехода $^1D \rightarrow ^1P$. Этот переход имеется в атоме ртути $6^1D_2 \rightarrow 6^1P_1$, при этом излучаются кванты света с длиной волны $\lambda=579,066$ нм.

На первый взгляд может показаться, что первоначальная линия должна в

этом случае расщепиться на семь компонент. Однако на самом деле получается, как и в предыдущем случае, лишь три компоненты: линия с частотой ω_0 и две симметрично расположенные относительно нее линии с частотами $\omega_0 \pm \delta\omega_0$. Это объясняется тем, что для магнитного квантового числа m_j также имеется правило отбора, согласно которому возможны только такие переходы, при которых квантовое число m_j либо остается неизменным, либо изменяется на единицу.

Опыт показывает, что эти компоненты поляризованы. Характер поляризации зависит от направления наблюдения. При поперечном наблюдении (т. е. при наблюдении в направлении, перпендикулярном к вектору \vec{H}) световой (электрический) вектор несмещенной компоненты (ее называют π -компонентой) колеблется в направлении, параллельном вектору H , а в смещенных σ -компонентах — в направлении, перпендикулярном к \vec{H} (рис. 4.3, а), таким образом в данном случае все три компоненты поляризованы линейно. При продольном наблюдении получаются только две смещенные σ -компоненты, а π -компонента исчезает. Обе поляризованы по кругу: смещенная в сторону меньших частот — против часовой стрелки, смещенная в сторону больших частот — по часовой стрелке (рис. 4.3, б).

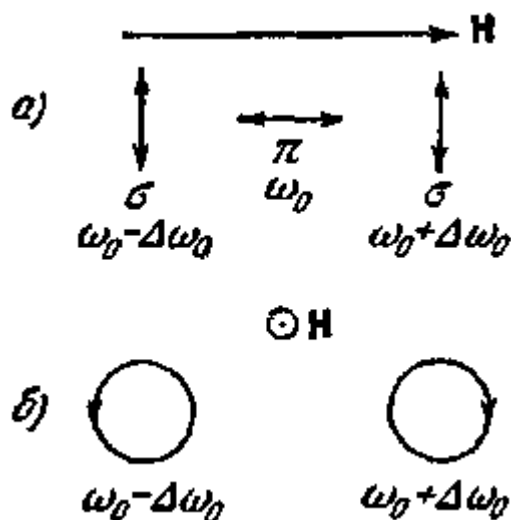


Рис. 4.3

Оценим в длинах волн расщепление $\delta\lambda$ спектральной линии $\lambda = 550$ нм в случае простого эффекта Зеемана в магнитном поле с индукцией $B = 10^4$ Гс (1 Тл).

Так как $\lambda = 2\pi c/\omega$, то

$$\delta\lambda = \frac{2\pi c}{\omega^2} \delta\omega_0.$$

Полагая, что $\delta\omega_0$ — лоренцево смещение, равное согласно (4.6) $\mu_B B/\hbar$, получим:

$$\begin{aligned} \delta\lambda &= \lambda^2 \frac{\mu_B B}{2\pi c \hbar} = (5,5 \cdot 10^{-5})^2 \frac{0,927 \cdot 10^{-20} \cdot 10^4}{2\pi \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 1,054 \cdot 10^{-27}} = \\ &= 1,4 \cdot 10^{-9} \text{ см} = 0,014 \text{ нм}. \end{aligned}$$

Как видим, расщепление весьма мало даже при значительном внешнем магнитном поле, поэтому для обнаружения такого расщепления необходимы спектрометры с высокой разрешающей способностью.

Сложный эффект Зеемана.

Так называют эффект, когда спектральная линия от источника в магнитном поле, расщепляется на число компонент более трех. Это связано с зависимостью расщепления самих уровней от множителя Ланде g как видно из (4.2), т. е. в конечном счете с наличием *спина* электрона и его удвоенным магнетизмом. При объяснении сложного эффекта Зеемана будем исходить из предположения, что имеет место *нормальная связь L-S* (связь Рессель-Саундерса). Это подтверждается экспериментально. Более подробный характер расщепления уровней (естественное и зеемановское) и возможные переходы между ними показаны на рис. 4.4. Слева на этом рисунке показано естественное расщепление (тонкая структура, компоненты λ_1 и λ_2) в отсутствие магнитного поля. Справа — зеемановское расщепление в магнитном поле и возможные по правилу отбора (4.3) переходы.

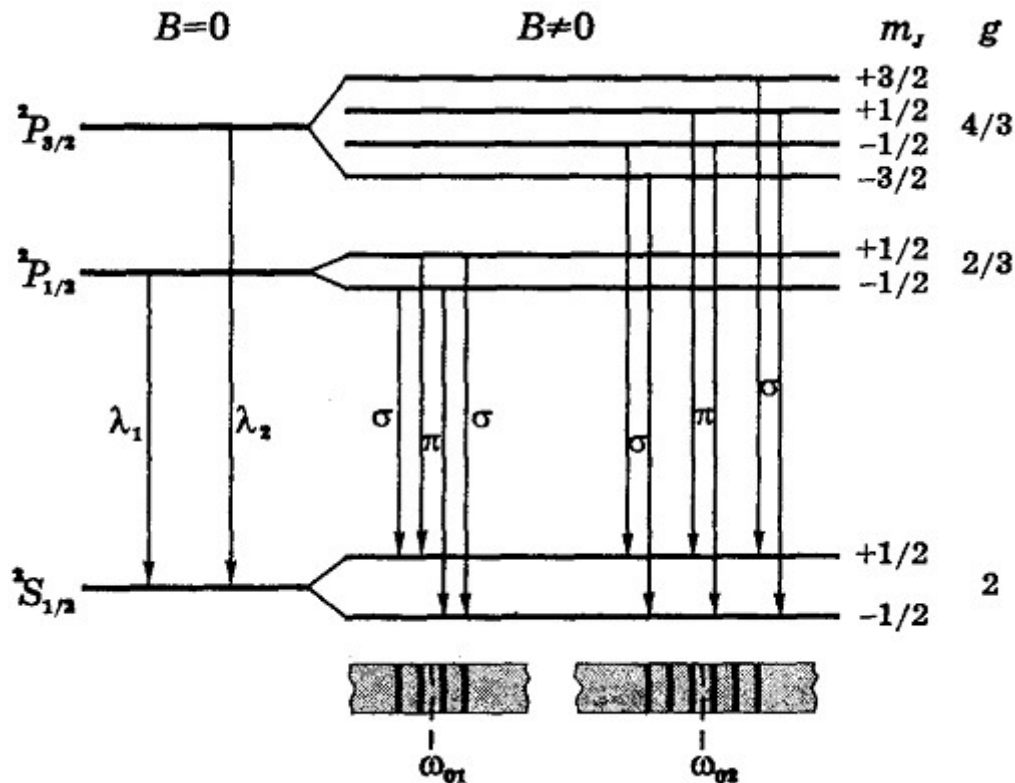


Рис. 4.4

Заметим, что при наличии магнитного поля первоначальная линия в данном случае отсутствует. Вместо линии ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ появляются четыре зеемановских компоненты, смещения которых $\Delta\omega = (\pm 2/3, \pm 4/3)\delta\omega_0$. Вместо же линии ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ появляются шесть зеемановских компонент, смещения которых $\Delta\omega = (\pm 1/3, \pm 3/3, \pm 5/3)\delta\omega_0$.

Сложный эффект Зеемана наблюдается в слабом магнитном поле, когда зеемановское расщепление спектральных линий мало по сравнению с интервалом между компонентами тонкой структуры* (т. е. по сравнению с разностью $\lambda_1 - \lambda_2$ на Рис. 4.4).

Какой эффект Зеемана в слабом магнитном поле (простой или сложный) будет испытывать данная спектральная линия — сразу ответить на этот вопрос не всегда возможно.

Эффект Пашена–Бака. В сильном магнитном поле (другой крайний случай) связь между моментами M_L и M_S разрывается, и они ведут себя по отношению к магнитному полю независимо друг от друга. В этом случае дополнительная энергия, связанная с их магнитными моментами, определяется как

$$\Delta E = \mu_B B m_L + 2\mu_B B m_S = \mu_B B (m_L + 2m_S). \quad (4.9)$$

Дозволенные переходы соответствуют правилам отбора

$$\Delta m_L = 0, \pm 1, \quad \Delta m_S = 0. \quad (4.10)$$

В результате возникает нормальный зеемановский триплет, схематически показанный на Рис. 4.5

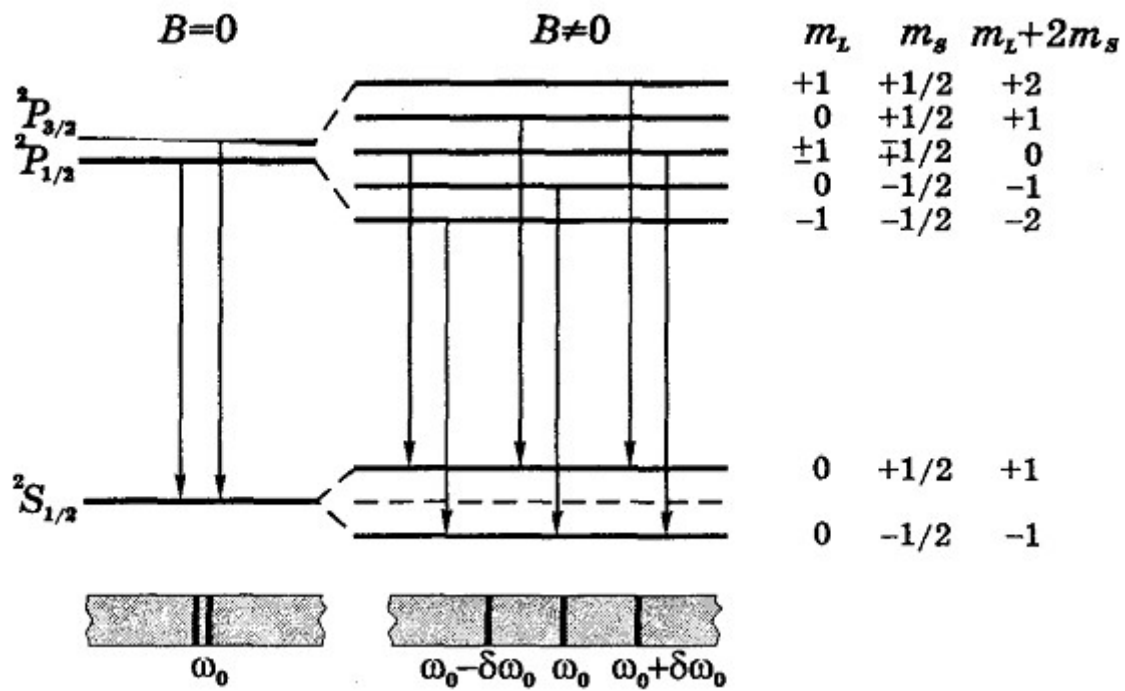


Рис. 4.5

Если в сильном магнитном поле магнитное расщепление линий оказывается больше тонкого расщепления, то это значит, что мы наблюдаем эффект Пашена-Бака.

Таким образом, увеличивая индукцию B магнитного поля, мы будем наблюдать сначала тонкое расщепление линий (при $B \approx 0$), затем сложный эффект Зеемана (множество компонент) и наконец при сильном поле — простой эффект (триплет).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Аппаратная часть. Приборы и оборудование.

Лабораторная работа выполняется на комбинированном учебном комплексе ФКЛ-24. Учебный лабораторный комплекс представляет собой действующую модель, функционально не отличающуюся от своего базового научного прототипа. Конструктивно стенд состоит из двух модулей: ОСВЕТИТЕЛЯ, содержащего спектральные лампы и БЛОКА УПРАВЛЕНИЯ, формирующего необходимые напряжения для питания ламп и генерирующего изображение на VGA выходе прибора для его подачи на монитор.

В данной работе зеемановское расщепление изучается на спектральных линиях атомов ртути. В спектрах этих атомов имеется система синглетных и триплетных линий, что позволяет с одним источником изучать как простой эффект, так и сложный эффект Зеемана.

Принципиальная схема опыта изображена на рис. 5.1.

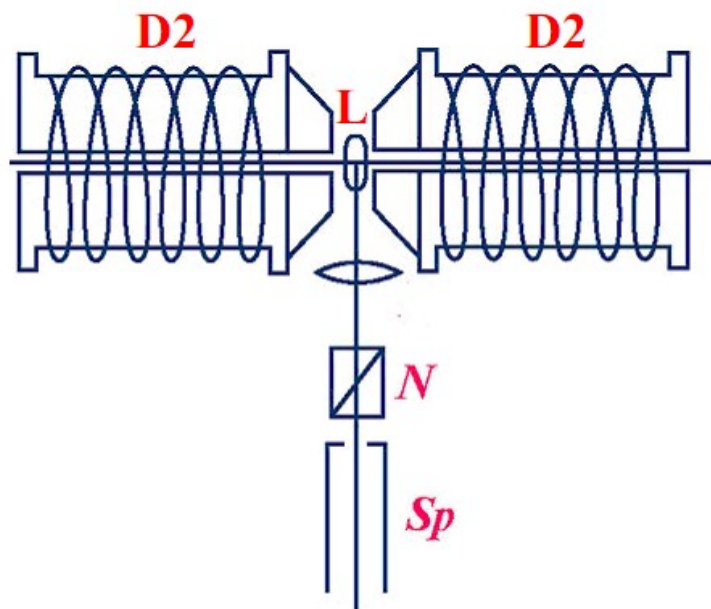


Рис. 5.1. Схема опыта для изучения эффекта Зеемана.

Источник света ртутная газоразрядная лампа ДРСк-125 (L) помещается между полюсами электромагнитов-дросселей D1 и D1, пропускание тока через которые в импульсном режиме дает некоторое магнитное поле в зазоре между ними. Работа оптической части (линзы-конденсора и плоскопараллельной пластины N) заменяется моделью фотоприемника SP, максимальная чувствительность которого изменяется в зависимости от подачи на него различного напряжения смещения, что позволяет развернуть спектрограмму по длине волны и получить зависимость интенсивности спектральной линии I от длины волны λ : $I=I(\lambda)$. Напряжение на фотоприемнике уже проградуировано в длинах волн.

Пульт управления содержит два переключателя «СЕТЬ»: аналоговая часть и цифровая часть. В начале работы следует включить источник света — ртутную газоразрядную лампы, используя переключатель «СЕТЬ. АНАЛОГОВАЯ ЧАСТЬ». После 3 — 5 минутного прогрева лампы включается цифровая часть цепей питания прибора нажатием клавиши «СЕТЬ. ЦИФРОВАЯ ЧАСТЬ VGA». Это сделано для исключения влияния паразитных переходных процессов во время включения лампы на микропроцессорную систему управления учебной установкой.

Эксперимент состоит из двух частей. При помощи многофункциональных кнопок «РЕЖИМ РАБОТЫ/ВЫБОР», расположенных на передней панели лабораторного модуля имеется возможность выбрать необходимый опыт: 1) EXPERIMENT N1 «НОРМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА», ПЕРЕХОД $6D \rightarrow 6P$; 2) EXPERIMENT N2 «АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА», ПЕРЕХОД $7S \rightarrow 6P$

Для начала эксперимента поставьте переключатель «ЛАМПА» в положение «РТУТНАЯ», включите ЦИФРОВУЮ ЧАСТЬ VGA, выберите многофункциональной кнопкой «РЕЖИМ РАБОТЫ. ВЫБОР» планируемый эксперимент (переведите курсор на мониторе в соответствующее положение), и начните набор спектра, нажав клавишу «АВТОСКАН». Переключение магнитного поля в опыте осуществляется нажатием кнопки «РЕЖИМ РАБОТЫ. ПОЛЕ», сканирование спектра проводится с помощью кнопок «ДЛИНА ВОЛНЫ»/АВТОСКАН. При этом на VGA мониторе отображаются все установленные и измеренные параметры. Удерживание кнопок «ДЛИНА ВОЛНЫ» позволяет плавно сканировать весь спектр в заранее предустановленной области для данной длины волны и получить спектрограммы источника излучения в отсутствие поля $B=0$, при поле $B=0,7$ Тл и при поле $B=1$ Тл.

Нормальный эффект Зеемана изучается на длине волны $\lambda=579,066$ нм, излучающий переход $6^1D_2 \rightarrow 6^1P_1$. Так как переход осуществляется между синглетными уровнями, в магнитном поле мы наблюдаем расщепление, соответствующее простому эффекту Зеемана, схема расщепления которого показана на рис. 4.2. Спектрограммы, получаемые в данном эксперименте на лабораторной установке в отсутствие поля и при наличие магнитного поля, показаны на рис. 5.2.

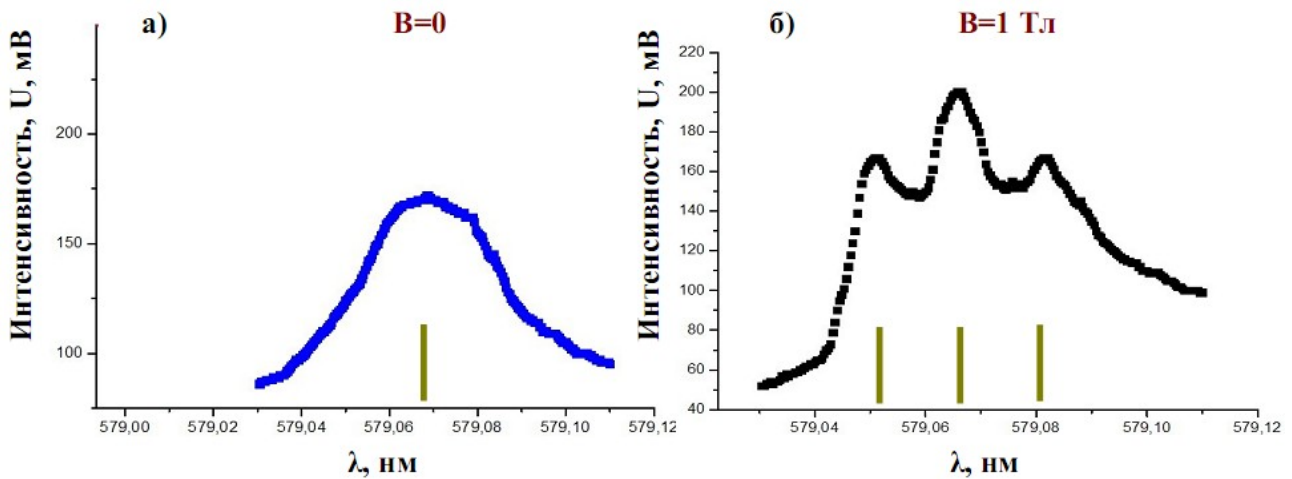


Рис. 5.2. Спектрограмма линии 579,066 нм в отсутствие поля $B=0$ а); Зеемановское расщепление той же линии при поле 1 Тл б)

В отсутствие поля на спектрограмме наблюдается размытый широкий пик, с центром $\lambda=579,066$ нм. При включении магнитного поля появляются три пика, соответствующие Зеемановскому расщеплению. Рассчитав графически положения этих пиков на спектрограмме и оценив экспериментальное смещение $\delta\omega_0=\omega'-\omega_0$ относительно несмещенной линии ω_0 можно определить по формуле (4.8) значение магнетона бора μ_B , а затем, согласно (2.4) рассчитать удельный заряд электрона. При работе с длинами волн, следует учитывать, что $\lambda=\frac{2\pi c}{\omega}$; $\delta\lambda=\frac{-2\pi c}{\omega^2}\cdot\delta\omega$ и при расчетах следует пользоваться формулой (3.9) для лоренцевого смещения.

Аномальный эффект Зеемана наблюдается на зеленой линии ртути длиной волны 546,074 нм, формируемой переходами $7^3S_1 \rightarrow 6^3P_2$.

В слабом магнитном поле верхний уровень расщепляется на 3 подуровня, нижний на 5 подуровней в соответствии с квантовым числом m_j проекции момента импульса атома. Схема расщепления в данном случае и возможные переходы с учетом правил отбора показаны на рис. 5.3. Переход $m_j=0 \rightarrow m_j=0$ соответствует несмещенной линии $\lambda_0=546,074$ нм.

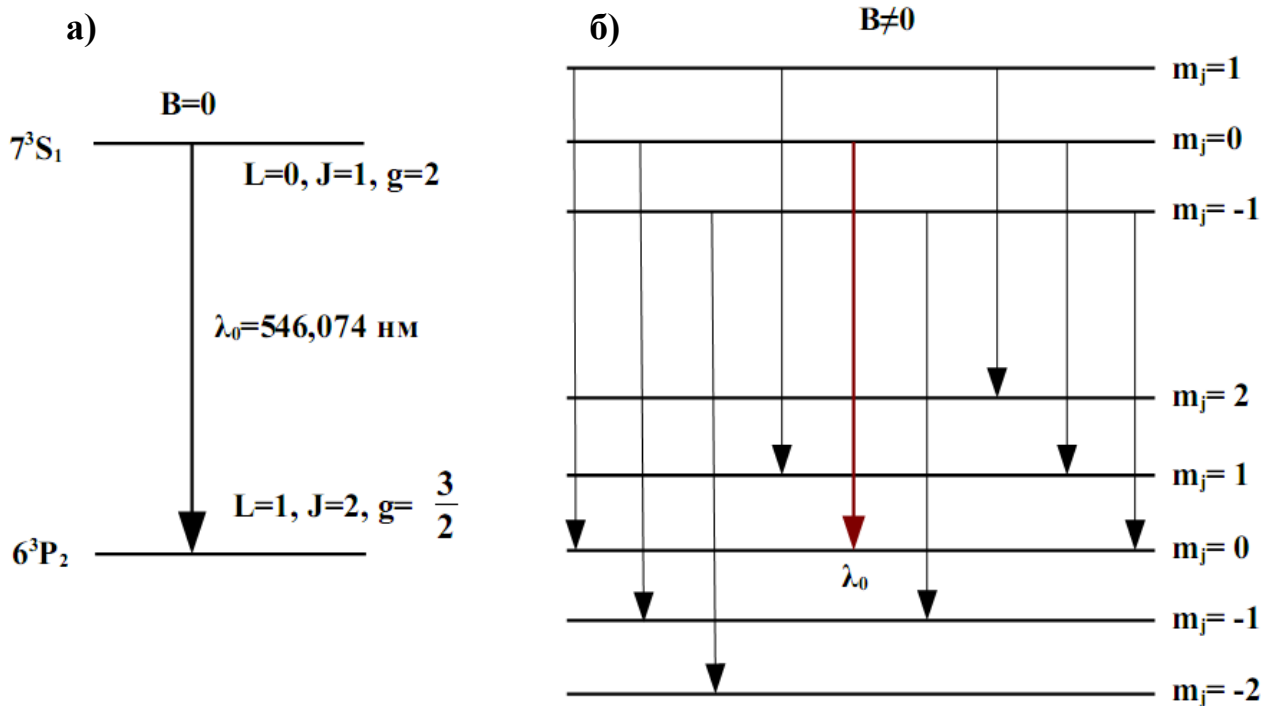


Рис. 5.3. Схема перехода $7^3S_1 \rightarrow 6^3P_2$ зеленой линии ртути 546,074 нм в отсутствие магнитного поля а); расщепление энергетических уровней в слабом магнитном поле б).

Таким образом, с учетом правил отбора (4.3) получаем 9 компонент. Формула (4.6) и диаграмма переходов рис. 5.3 б) позволяет теоретически рассчитать положение зеемановских компонент относительно несмещенной линии и сравнить их положение с экспериментально наблюдаемыми на спектрограмме пиками. Экспериментальное смещение того или иного компонента будет определяться как $\Delta\lambda_0 = \lambda' - \lambda_0$, где λ_0 - несмещенная линия, соответствующая переходу $m_j=0 \rightarrow m_j=0$, λ' - положение данного пика на спектрограмме. Теоретически даваемый результат получается из формулы (4.6) с заменой

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}; \quad \delta\lambda = \frac{-2\pi c}{\omega^2} \cdot \delta\omega :$$

$$\Delta\lambda = (m_2 g_2 - m_1 g_1) \cdot \delta\lambda = \frac{\mu_B B}{2\pi c \hbar} \lambda^2 \cdot (m_2 g_2 - m_1 g_1) \quad (5.1)$$

где m_2, m_1 – квантовые числа m_j соответственно верхнего 7^3S_1 и нижнего 6^3P_2 уровней, которые, согласно диаграмме рис. 5.3 б) могут принимать значения $m_2 = \{1, 0, -1\}$, $m_1 = \{2, 1, 0, -1, -2\}$; $g_2 = 2$, $g_1 = \frac{3}{2}$ – факторы Ланде соответственно верхнего и нижнего уровней.

Формула (5.1) также позволяет из эксперимента рассчитать значение магнетона Бора μ_B , а затем, согласно (2.4) рассчитать удельный заряд электрона.

Спектрограммы для зеленой линии ртути 546,074 нм, получаемые на учебном приборе в отсутствие поля и при приложении слабого магнитного поля, представлены на рис. 5.4.

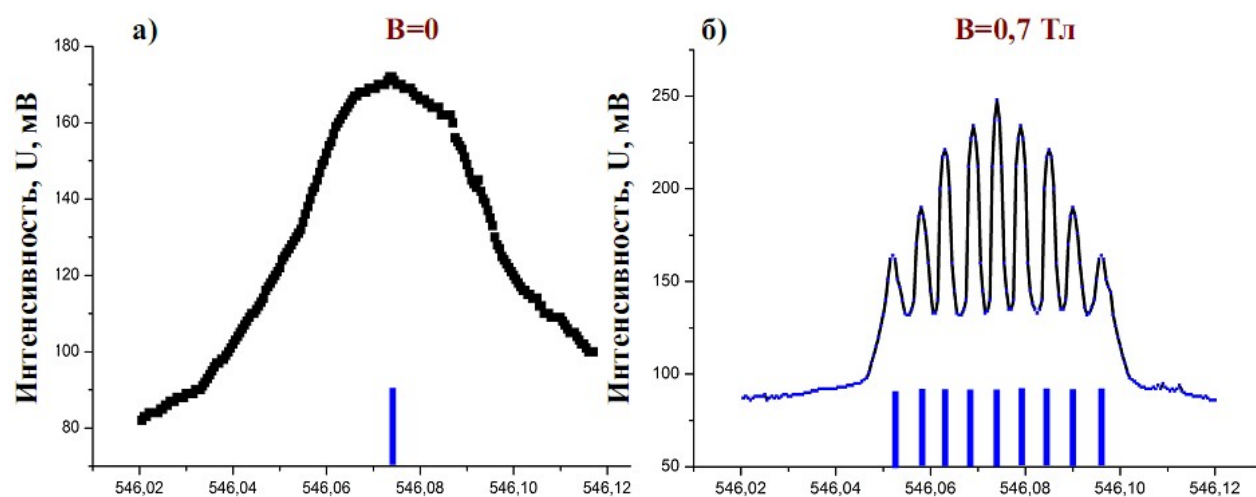


Рис. 5.4. Спектрограмма зеленой линии ртути 546,074 нм в отсутствие поля $B=0$ а); сложный эффект Зеемана для той же линии при поле 0,7 Тл б).

Порядок выполнения.

1. Перед включением установки в сеть проверить целостность всех соединительных сигнальных и сетевых проводов. Все работы по подключению комплекса к монитору и осветителю следует выполнять только при отключенных от сети приборах. Разобраться с принципиальными блок-схемами опытов, в назначении кнопок, переключателей и ручек прибора.
2. Подключить осветитель к блоку управления, используя соответствующие провода из комплекта, соединив выходы «ЛАМПА» с соответствующими входами осветителя.
3. Подключить стандартный монитор, имеющий VGA вход к выходу «МОНИТОР VGA» учебной установки.

ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА.

4. Поставить переключатель «СЕТЬ. АНАЛОГОВАЯ ЧАСТЬ» на панели учебного модуля в положение «ВКЛ», переключатель «ЛАМПА» в положение «РТУТНАЯ» при этом должен загореться сигнальный индикатор «СЕТЬ» и начаться дуговой разряд в спектральной ртутной лампе. После 3 — 5 минутного прогрева лампы, включается цифровая часть цепей питания прибора нажатием клавиши «СЕТЬ. ЦИФРОВАЯ ЧАСТЬ VGA».
5. Дать установке прогреться в течение трех минут и подождать загрузку встроенной операционной системы.
10. Приступить к эксперименту по изучению нормального эффекта Зеемана. Для этого с помощью кнопки «РЕЖИМ РАБОТЫ. ВЫБОР» выберите эксперимент 6D→6P «НОРМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ» (переведите курсор на дисплее в соответствующее положение), и начните набор спектра, нажав кнопку «АВТОСКАН».
11. Просканируете спектр в отсутствие магнитного поля $B=0$, нажимая кнопки «ДЛИНА ВОЛНЫ» либо «АВТОСКАН». Записывайте результаты измерений в таблицу и постройте график зависимости интенсивности от длины волны $I=I(\lambda)$. Спектрограмма должна иметь вид, аналогичный рис. 5.2 а). **После окончания сканирования кнопку АВТОСКАН необходимо отжать.**
12. Включите магнитное поле, для этого нажмите кнопку «РЕЖИМ РАБОТЫ. ПОЛЕ». При этом устанавливается значение $B=0,7$ Тл.
13. Повторите п. 11. На спектрограмме должны появиться пики, соответствующие нормальному эффекту Зеемана рис. 5.2. б).
14. Рассчитайте экспериментальное значение величины Лоренцевого смещения, относительно несмещенной линии λ_0 для левого и правого пика:

$$\Delta\lambda_{\text{л}} = |\lambda_{\text{л}} - \lambda_0|$$

$$\Delta\lambda_{\text{п}} = |\lambda_{\text{п}} - \lambda_0|$$
 где $\lambda_{\text{л}}$, $\lambda_{\text{п}}$ - координаты соответственно левого и правого пика, λ_0 — положение центрального пика (несмещенной линии).

15. Найдите среднее экспериментальное значение Лоренцевого смещения:

$$\Delta\lambda_{\text{эксп}} = \frac{(\lambda_l + \lambda_n)}{2}$$

16. По формуле (3.9): $\delta\lambda_{\text{теор.}} = \frac{\mu_B B}{2\pi c \hbar} \lambda^2$ рассчитайте теоретическое значение Лоренцевого смещения для данной длины волны и сравните результаты.

17. Из (3.9) легко получить выражение для экспериментального нахождения значения магнетона бора:

$$\mu_{B \text{ эксп}} = \frac{\Delta\lambda_{\text{эксп}} \cdot 2\pi c \hbar}{B\lambda^2},$$

а затем из (2.4) вычислить экспериментальное значение для удельного заряда электрона:

$$\left(\frac{e}{m_e}\right)_{\text{эксп}} = \frac{2\mu_{B \text{ эксп}}}{\hbar}$$

18. Рассчитайте экспериментальные значения $\mu_{B \text{ эксп}}$ и $\left(\frac{e}{m_e}\right)_{\text{эксп}}$ и сравните полученные значения с табличными данными.

19. Повторите действия пп. 12 — 18 для другого значения магнитного поля $B=1$ Тл, устанавливая его кнопкой «РЕЖИМ РАБОТЫ. ПОЛЕ».

20. Приступить к изучению аномального эффекта Зеемана. Для этого следует с помощью кнопки «РЕЖИМ РАБОТЫ. ВЫБОР» выбрать эксперимент $7S \rightarrow 6P$ «АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ» (переведите курсор на дисплее в соответствующее положение), и начните набор спектра.

21. Просканируйте спектр в отсутствие магнитного поля $B=0$, нажимая кнопки «ДЛИНА ВОЛНЫ» либо используя кнопку «АВТОСКАН». Записывайте результаты измерений в таблицу и постройте график зависимости интенсивности от длины волны $I=I(\lambda)$. Спектрограмма должна иметь вид, аналогичный рис. 5.4 а). **После окончания сканирования кнопку АВТОСКАН необходимо отжать.**

22. Включите магнитное поле, для этого нажмите кнопку «РЕЖИМ РАБОТЫ. ПОЛЕ». При этом устанавливается значение $B=0,7$ Тл.

23. Повторите п. 21. На спектрограмме должны появиться пики, соответствующие аномальному эффекту Зеемана рис. 5.4. б).

24. Повторите опыт для поля $B=1$ Тл.

25. По формуле (5.1) и с помощью диаграммы рис. 5.3 рассчитайте теоретические значения смещения всех 9 компонент относительно несме-

щенной линии λ_0 и сравните расчет с экспериментально наблюдаемым расщеплением. Из формулы (5.1) для двух — трех компонент проведите

расчет экспериментальных значений $\mu_{B \text{ эксп}}$ и $\left(\frac{e}{m_e}\right)_{\text{эксп}}$. Экспери-

ментальное смещение того или иного компонента будет определяться как $\Delta\lambda_{\text{эксп}} = \lambda' - \lambda_0$, где λ_0 - несмещенная линия, соответствующая переходу $m_j=0 \rightarrow m_j=0$, λ' - положение данного пика на спектрограмме.

26. Внизу оси Ox (оси длин волн λ) непрерывно генерируется специальная метка (рис. 6.1). С помощью метки, показаний фотодатчика U и указателя длины волны $L = \lambda$ на экране монитора можно получить спектральную характеристику излучения $U = U(\lambda)$, определить положения центра пиков и их полуширины (ширину на половине высоты). Метка поз-

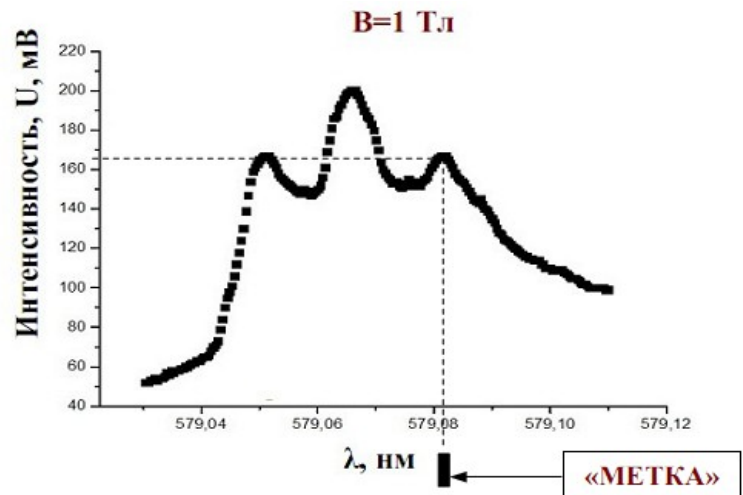


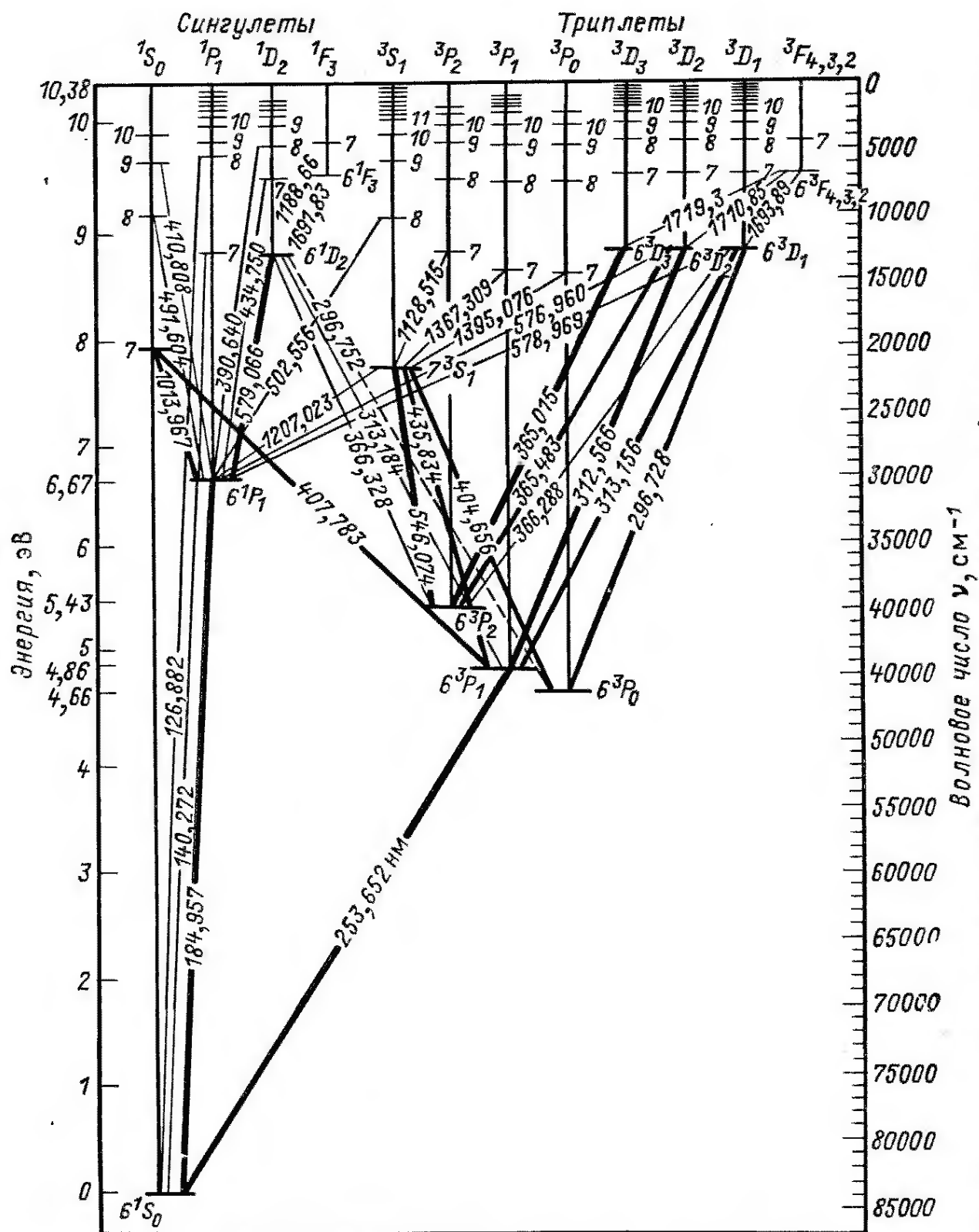
Рис. 1.1

воляет сопоставить координаты данной точки спектральной характеристики со значениями длины волны λ и напряжения на выходе фотодатчика U , мысленно построив перпендикуляры от «метки» до осей координат, и, таким образом, снять спектральную характеристику по точкам (рис. 6.1).

27. По окончании работы отключить установку от сети, поставив переключатели «СЕТЬ» на панели установки в положение «выкл» и вынуть сетевые вилки из розеток.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

1. Какие виды связи существуют в сложных атомах? В чем их различие?
2. Каким образом и для чего вводится понятие термина атома? Что оно означает?
3. У некоторого атома значение результирующего квантового числа S спинового момента равно 2. При этом значение квантового числа L результирующего орбитального момента равно 3. Написать все возможные термы.
4. Каков физический смысл «правил отбора»? Возможен ли в принципе переход с $\Delta L=2$?
5. Какова связь магнитного момента с механическим моментом количества движения атома? Что называется гиромагнитным отношением?
6. Получите выражение (2.4) для магнетона Бора.
7. Приведите соотношения между полным магнитным моментом атома μ и полным механическим моментом — M_J . Что такое фактор Ланде?
8. Что называется простым эффектом Зеемана. Как его объясняет классическая электронная теория Лоренца?
9. Простой и сложный эффект Зеемана с точки зрения квантовой теории.
10. С помощью диаграмм рис. 4.2 объясните получаемые с помощью учебной установки спектрограммы линии ртути 579,066 нм в отсутствие поля и при приложении магнитного поля.
11. С помощью диаграмм рис. 5.2 объясните получаемые с помощью учебной установки спектрограммы зеленой линии ртути 546,074 нм в отсутствие поля и при приложении магнитного поля.
12. Объясните принципиальную схему эксперимента рис. 5.1.



РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.

1. Иродов И. Е., Квантовая физика. Основные законы., М. 2002
2. Савельев И. В. Курс общей физики. М., 1982, т. 3
3. Шпольский Э. В., Атомная физика т.1, т.2
4. Курс физики, под редакцией Лозовского В.Н., С-Пб 2001.
5. Рохлин Г. Н., Разрядные источники света, М., Энергоатомиздат, 1991.
6. Лабораторный практикум по физике, под ред. К. А. Барсукова, М. 1988.
7. Давыдов А. С., Квантовая механика, Наука, 1973, издание – 2-ое.
8. П. В Елютин, Квантовая механика с задачами. Наука, 1976.
9. И. И. Гольдман. Сборник задач по квантовой механике., 1957.
10. М. И. Фугенфиров. Электрические схемы с газоразрядными лампами
11. В. М. Скобелев. Источники света и пускорегулирующая аппаратура.

**ДЛЯ СВОБОДНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ
НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»**