

Лекция 17 Атом во внешнем магнитном поле

1. Сущность эффекта Зеемана, классическая модель Лоренца.
2. Квантовая модель простого эффекта Зеемана
3. Квантовая модель сложного эффекта Зеемана
4. Эффект Пашена-Бака

В лекциях 13, 14 показано, что в отсутствие внешних полей энергия атома определяется его электронной конфигурацией и (при $\vec{L}-\vec{S}$ -связи) значениями квантовых чисел L , S и J .

В отсутствие внешних полей все направления в пространстве эквивалентны и поэтому энергия атома не может зависеть от проекции полного момента \vec{J} на какую-либо координатную ось (например, ось OZ), или, что то же самое, от магнитного квантового числа m_J , которое при заданном J , может принимать $2J+1$ значений. Таким образом, в отсутствие внешних полей все уровни, которым соответствует $J \neq 0$, вырождены с кратностью $2J+1$. Снять это вырождение можно, создав условия, при которых некоторое направление в пространстве будет физически выделено, например, воздействием на атом внешнего магнитного или электрического поля. Другими словами, под действием внешних полей происходит дополнительное расщепление уровней энергии, и как следствие – расщепление спектральных линий.

Расщепление спектральных линий атомных систем, помещенных во внешнее магнитное поле, называют *эффектом Зеемана*.

Расщепление спектральных линий атомных систем, помещенных в электрическое поле, называют *эффектом Штарка*.

Так как расщепление спектральных линий обусловлено расщеплением энергетических уровней атомов, то термины «эффект Зеемана» и «эффект Штарка» относятся и к происходящему под действием внешних полей расщеплению энергетических уровней.

Расщепление спектральных линий под действием внешнего магнитного поля было впервые обнаружено в 1896 году Зееманом. Количественное объяснение этого явления с позиций классической теории дано Лоренцем. В соответствии с теорией Лоренца при наблюдении излучения атомов перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля спектральная линия с частотой ν_0 должна расщепляться на три компонента с частотами ν_0 , $\nu_0 + \Delta\nu_n$, $\nu_0 - \Delta\nu_n$; величину

$$\Delta\nu_n = eB/(4\pi m) \quad (17.1)$$

(B – модуль индукции внешнего магнитного поля) называют *нормальным расщеплением*. Компоненты расщепления линейно поляризованы: крайние (σ -компоненты) – перпендикулярно к направлению \vec{B} , средний (π -компонент) – параллельно \vec{B} .

В одних случаях экспериментально наблюдаемая картина расщепления спектральных линий в точности соответствует теории Лоренца, в других – значительно сложнее: наблюдается число компонентов расщепления, превышающее три, и величина расщепления спектральных компонентов $\Delta\nu$ не описывается формулой (17.1). Расщепление, описываемое теорией Лоренца, было названо *нормальным* или *простым эффектом Зеемана*, а наблюдаемая в других случаях картина расщепления – *аномальным*, или *сложным эффектом Зеемана*.

Последовательное описание эффекта Зеемана (как простого, так и сложного) было получено в рамках квантовой теории с учётом спинового магнитного момента атомов.

Рассмотрим упрощённый вариант этого описания, на основе которого, тем не менее, удаётся объяснить основные закономерности эффекта Зеемана.

Когда атом помещен в магнитное поле, его полная энергия является суммой двух частей: внутренней энергии атома и энергии его взаимодействия с внешним магнитным полем. Энергия взаимодействия определяется индукцией магнитного поля \vec{B} и магнитными моментами (как орбитального, так и спинового происхождения) электронов атома (мы не рассматриваем здесь влияния значительно меньшего магнитного момента ядра).

Дополнительная энергия, приобретаемая системой, обладающей магнитным моментом $\vec{\mu}$, в результате ее взаимодействия с внешним магнитным полем имеет вид

$$\Delta E_B = -(\vec{\mu} \cdot \vec{B}). \quad (17.2)$$

Это выражение справедливо в линейном по полю приближении; именно в этом приближении мы будем проводить дальнейший анализ.

Оператор магнитного момента атома (смотри лекцию 11) определяется в соответствии с формулой

$$\hat{\vec{\mu}}_j = -\mu_B (\hat{\vec{L}} + 2\hat{\vec{S}}), \quad (17.3)$$

где μ_B – магнетон Бора, а $\hat{\vec{L}}$ и $\hat{\vec{S}}$ – операторы орбитального и спинового моментов атома. Подставляя (17.3) в (17.2), получим оператор взаимодействия магнитного момента атома с внешним магнитным полем \vec{B} :

$$\hat{U} = \mu_B (\hat{\vec{L}} + 2\hat{\vec{S}}) \vec{B}. \quad (17.4)$$

Используя теорию возмущений, добавку к энергии атома ΔE_B , обусловленную воздействием на него магнитного поля, можно найти как усреднённое по невозмущённому состоянию атома значение оператора энергии взаимодействия (17.4):

$$\Delta E_B = \mu_B \overline{(\hat{L} + 2\hat{S})} \vec{B}, \quad (17.5)$$

где чертой обозначено указанное усреднение.

Усреднение производится наиболее просто, когда энергия взаимодействия орбитального $\vec{\mu}_L = \mu_B \vec{L}$ и спинового $\vec{\mu}_S = 2\mu_B \vec{S}$ магнитных моментов атома с внешним магнитным полем значительно больше энергии спин-орбитального взаимодействия (то есть при действии на атом так называемого «сильного» магнитного поля). В таких условиях можно считать, что моменты $\vec{\mu}_L$ и $\vec{\mu}_S$ взаимодействуют с внешним магнитным полем независимо. Тогда при выборе в качестве оси OZ направления вектора \vec{B} (такой выбор будет использован и всюду в дальнейшем), в соответствии с (17.5) получим

$$\Delta E_{\text{сильн}} = \mu_B \overline{(\hat{L} + 2\hat{S})} \vec{B} = \mu_B B (L_z + 2S_z) = \mu_B B (m_L + 2m_S). \quad (17.6)$$

Выражение (17.6) соответствует ситуации, когда векторы \vec{L} и \vec{S} независимо друг от друга прецессируют вокруг направления вектора \vec{B} (рисунок 17.1); при этом угловая частота прецессии вектора \vec{S} вдвое больше угловой частоты прецессии вектора \vec{L} .

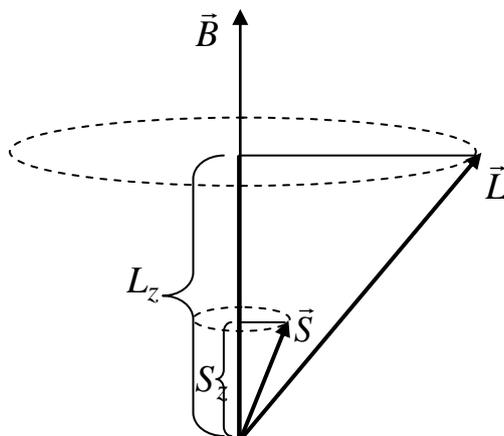


Рисунок 17.1 – Прецессия орбитального и спинового моментов импульса атома в сильном магнитном поле

Несколько сложнее анализ эффекта Зеемана, наблюдаемого при действии так называемого «слабого» поля, когда энергия взаимодействия магнитных моментов с внешним магнитным полем значительно меньше энергии спин-орбитального взаимодействия. В условиях преобладающего влияния спин-орбитального взаимодействия векторы \vec{L} и \vec{S} совершают быструю прецессию вокруг вектора полного момента \vec{J} и вместе с ним медленно прецессируют вокруг направления вектора \vec{B} (рисунок 17.2). В такой ситуации усреднение (17.5) следует производить в два этапа.

Сначала необходимо усреднить вектор \vec{S} , принимая во внимание его прецессию вокруг вектора \vec{J} . В результате этого усреднения составляющая вектора \vec{S} , перпендикулярная вектору \vec{J} , обратится в нуль, и среднее значение вектора \vec{S} будет равно его составляющей \vec{S}_{\parallel} . Легко проверить, что

$$\vec{S}_{\parallel} = \frac{(\vec{S} \cdot \vec{J})}{J^2} \vec{J} \quad (17.7)$$

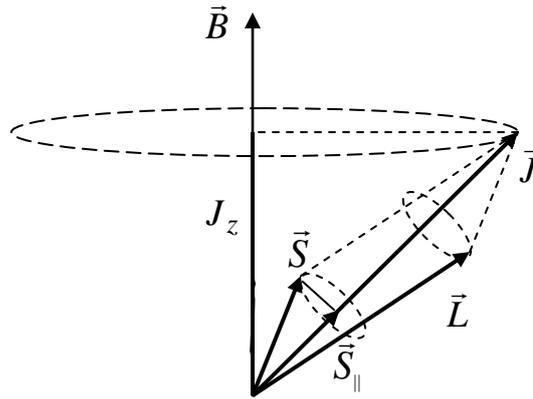


Рисунок 17.2 – Прецессия полного момента импульса атома в слабом магнитном поле

На втором этапе следует произвести усреднение выражения (17.5), принимая во внимание «медленную» прецессию момента \vec{J} вокруг направления вектора \vec{B} . Тогда

$$\Delta E = \mu_B \overline{(\hat{L} + 2\hat{S})} \vec{B} = \mu_B \overline{(\hat{J} + \hat{S})} \vec{B} = \mu_B \overline{(\hat{J} + \hat{S}_{\parallel})} \vec{B} = \mu_B B (J_z + S_{\parallel z}) \quad (17.8)$$

В соответствии с (17.7)

$$S_{\parallel z} = J_z \frac{(\vec{S} \cdot \vec{J})}{J^2}. \quad (17.9)$$

Чтобы найти скалярное произведение $(\vec{S} \cdot \vec{J})$, возведем в квадрат равенство $\vec{L} = \vec{J} - \vec{S}$ и учтём правила квантования модулей векторов \vec{J} , \vec{L} , \vec{S} :

$$J^2 = \hbar^2 J(J+1); \quad L^2 = \hbar^2 L(L+1); \quad S^2 = \hbar^2 S(S+1). \quad (17.10)$$

Тогда получим

$$(\vec{S} \cdot \vec{J}) = \frac{1}{2} \{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)\}. \quad (17.11)$$

Таким образом, выражение (17.9) приобретет вид:

$$S_{\parallel z} = J_z \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}. \quad (17.12)$$

Подставляя (17.12) в (17.8) и учитывая правило квантования J_z ($J_z = m_J \hbar$), найдем:

$$\Delta E_{\text{сл}} = \mu_B B g m_J, \quad (17.13)$$

где

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (17.14)$$

– безразмерная величина, называемая *множителем Ланде* или *g-фактором*.

Таким образом, в сильном магнитном поле расщепление уровней определяется выражением (17.6), а в слабом – выражением (17.13). Понятно, что величину $\Delta E_{\text{сильн}}$ следует добавлять к средней энергии мультиплета с заданными числами L и S (но не J), а $\Delta E_{\text{сл}}$ – к энергии компонента мультиплета с заданными L , S и J .

Обсудим сначала эффект Зеемана в слабом поле.

Легко убедиться в том, что для синглетных термов ($S=0$, $J=L$) множитель Ланде равен единице. Следовательно, величина расщепления для них равна $\mu_B B$. Если же $L=0$ и $J=S$, то $g=2$, но так как гиромангнитное отношение для спина в два раза больше гиромангнитного отношения для орбитальных моментов, величина расщепления также равна $\mu_B B$. Во всех других случаях множитель Ланде является рациональным числом, зависящим от J , L , S , что подтверждается эмпирически установленным правилом Рунге¹.

В слабом магнитном поле изменение энергии квантовано в соответствии с (17.13) и зависит от квантового числа m_J . При заданном значении J существует $2J+1$ значений квантового числа m_J . Поэтому в магнитном поле каждый уровень энергии расщепляется на $2J+1$ тесно расположенных подуровней (рисунок 17.3).

Вычислим теперь частоты излучения атома в слабом магнитном поле. По правилу частот Бора имеем:

$$h(\nu_0 + \Delta\nu) = (E_i + \Delta E_i) - (E_k + \Delta E_k). \quad (17.15)$$

Принимая во внимание, что $E_i - E_k = h\nu_0$, где ν_0 – частота излучения в отсутствие поля, с учётом (17.13) получаем:

$$\begin{aligned} h\Delta\nu &= \Delta E_i - \Delta E_k = (m_{J_i} g_i - m_{J_k} g_k) \mu_B B = \\ &= (m_{J_i} g_i - m_{J_k} g_k) \frac{e\hbar}{2m} B, \end{aligned} \quad (17.16)$$

или

¹ В соответствии с правилом Рунге разность энергий соседних компонентов является рациональным кратным нормального расщепления $\Delta\nu_H$, определяемого по формуле (17.1).

$$\Delta\nu = (m_{J_i} g_i - m_{J_k} g_k) \frac{e}{4\pi m} B. \quad (17.17)$$

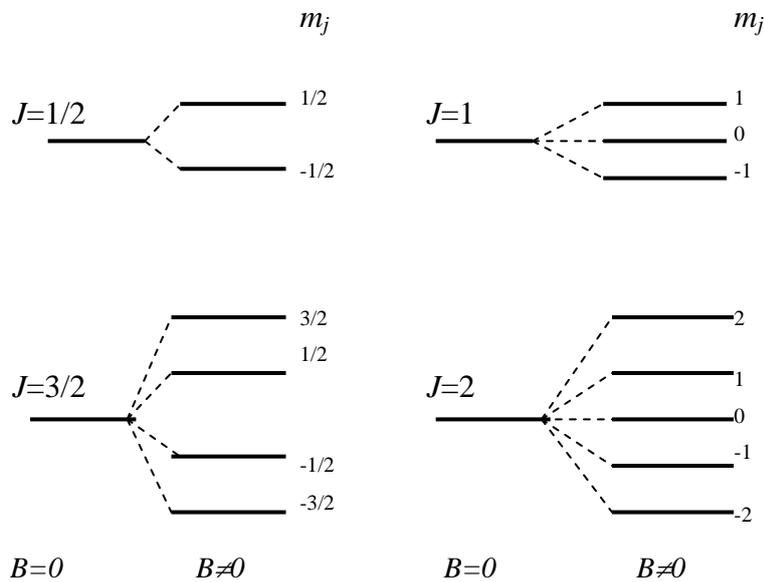


Рисунок 17.3 – Расщепление энергетических уровней атома в слабом внешнем магнитном поле

Если за единицу расщепления принять нормальное лоренцево расщепление (17.1), то в этих единицах изменение частоты в слабом магнитном поле определяется по формуле

$$\Delta\nu = m_{J_i} g_i - m_{J_k} g_k. \quad (17.18)$$

При вычислении расщепления по формулам (17.17), (17.18) необходимо иметь в виду, что не всякие два подуровня могут комбинировать: возможности переходов ограничены правилом отбора для магнитного квантового числа $\Delta m_J = 0, \pm 1$. При этом квантовым переходам, происходящим без изменения квантового числа m_J в спектрах атомов соответствуют π -компоненты излучения, а переходам, при которых $\Delta m_J = \pm 1$, соответствуют σ -компоненты излучения.

Таким образом, в спектрах атомов, помещённых в слабое внешнее магнитное поле, должны существовать компоненты излучения с частотой

$$\nu = \nu_0 + \Delta\nu = \nu_0 + (m_{J_i} g_i - m_{J_k} g_k) \frac{e}{4\pi m} B.$$

В качестве примера рассмотрим расщепление одного из дублетов главной серии атома натрия в слабом магнитном поле. Соответствующий фрагмент схемы энергетических уровней приведен на рисунке 17.4.

Для каждого из рассматриваемых термов (${}^2S_{1/2}$, ${}^2P_{1/2}$, ${}^2P_{3/2}$) определим возможные значения m_J , вычислим величину множителя Ланде g по формуле (17.14) и возможные значения $m_J g$, необходимые для нахождения значений дополнительной энергии $\Delta E_{\tilde{n}\tilde{e}}$ при заданной индукции B . Результаты сведем в таблицу 17.1.

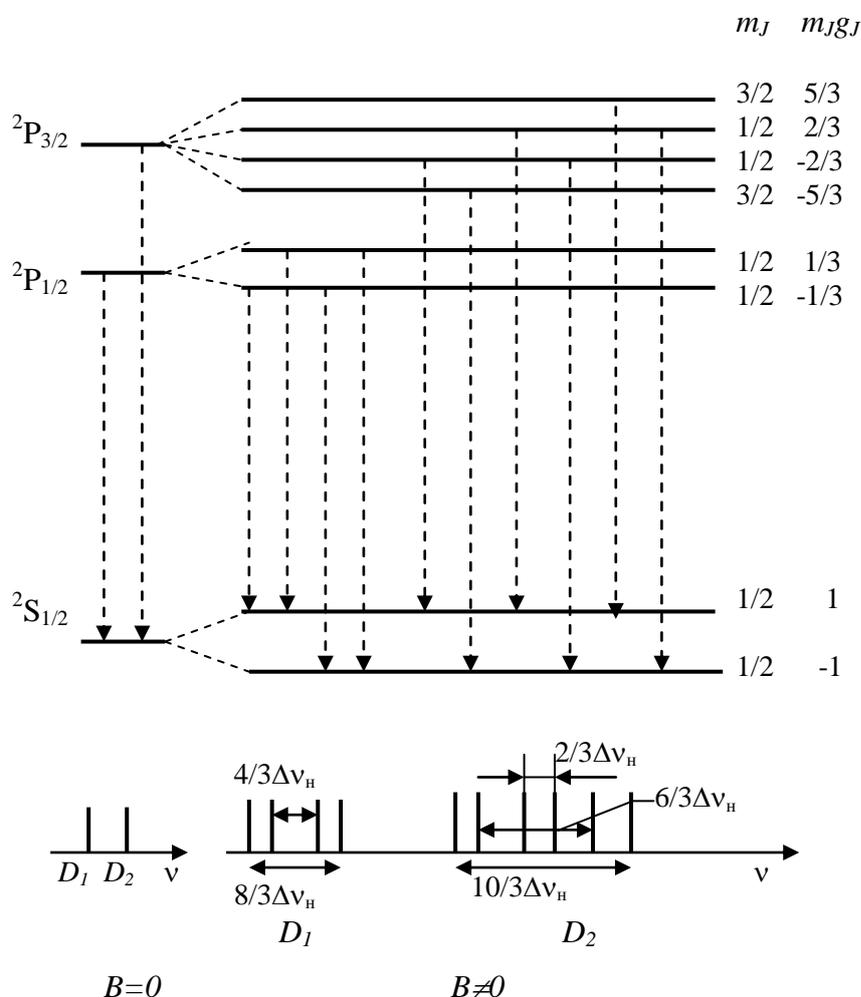


Рисунок 17.4 – Расщепление дублета натрия в слабом внешнем магнитном поле (масштаб по оси ν при $B = 0$ и $B \neq 0$ различен)

Таблица 17.1 – Сведения для расчета дополнительной энергии $\Delta E_{\tilde{n}\tilde{e}}$ атома натрия, находящегося в слабом внешнем магнитном поле

Терм	m_J	g	$m_J g$
${}^2S_{1/2}$	1/2, -1/2	2	1, -1
${}^2P_{1/2}$	1/2, -1/2	2/3	1/3, -1/3
${}^2P_{3/2}$	3/2, 1/2, -1/2, -3/2	4/3	6/3, 2/3, -2/3, -6/3

Таким образом, терм ${}^2S_{1/2}$ расщепляется на два компонента с разностью энергий $2\mu_B V$, терм ${}^2P_{1/2}$ – также на два компонента с разностью энергий $\frac{2}{3}\mu_B V$, а терм ${}^2P_{3/2}$ – на четыре компонента с величиной расщепления $\frac{4}{3}\mu_B V$.

Воспользуемся правилами отбора $\Delta m_J = 0, \pm 1$ и выделим разрешенные излучательные переходы (рисунок 17.4). Как видим, линия D_1 дублета расщепляется в магнитном поле на четыре компонента, а линия D_2 – на шесть компонентов. При этом разности частот компонентов расщепления выражаются через нормальное расщепление $\Delta\nu_n$ посредством рациональных чисел.

Особый интерес представляет влияние внешнего магнитного поля на синглет – синглетные переходы.

Проанализируем расщепление на примере спектральной линии кадмия с $\lambda = 64385$ нм, при исследовании которого и был открыт нормальный эффект Зеемана. Указанная линия соответствует переходу ${}^1D_2 \Rightarrow {}^1P_1$. При действии внешнего магнитного поля происходит снятие вырождения каждого из указанных уровней по квантовому числу m_J , так как энергия становится равной

$$E_B = E + \Delta E_{\text{н\ddot{e}}} = E + m_J \mu_B V. \quad (17.19)$$

Для уровня 1P_1 ($L=1$; $S=0$; $J=1$) возможны значения квантового числа $m_J = 0, \pm 1$.

Следовательно, дополнительная энергия, обусловленная взаимодействием магнитного момента атома с внешним магнитным полем, равна: $\Delta E_1 = 0$ (при $m_J = 0$); $\Delta E_2 = \mu_B V$ ($m_J = 1$); $\Delta E_3 = -\mu_B V$ ($m_J = -1$), то есть в результате снятия вырождения по m_J образуется три энергетических уровня, один из которых характеризуется прежним значением энергии ($E_B = E$), а два других симметрично сдвинуты относительно него на величину $\mu_B V$ (рисунок 17.5).

Уровень 1D_2 расщепляется на пять компонентов в соответствии со значениями $m_J = 0, \pm 1, \pm 2$. Полученная система уровней в шкале энергий симметрично расположена относительно исходного уровня, а разность энергий соседних уровней по-прежнему составляет $\mu_B V$.

Учитывая правила отбора $\Delta m_J = 0, \pm 1$, можно выделить разрешенные переходы, обуславливающие экспериментально регистрируемые спектральные линии. Как видно на рисунке 17.5, в рассматриваемой

системе энергетических уровней имеют место девять разрешенных переходов.

Воспользуемся правилом частот Бора и определим частоту излучения, соответствующего компонентам расщепления:

$$\nu = \frac{E_i - E_k}{h} = \frac{1}{h}(E_i + \Delta E_i - E_k - \Delta E_k) = \nu_0 + \frac{\Delta E_i - \Delta E_k}{h},$$

(ν_0 – частота излучения, соответствующего спектральной линии, регистрируемой в отсутствие внешнего магнитного поля). При этом переходы, удовлетворяющие правилу отбора $\Delta m_J = 0$, обуславливают одну спектральную линию с частотой ν_0 , а переходы, при которых $\Delta m_J = +1$ и $\Delta m_J = -1$, обуславливают излучение с частотами $\nu_0 + \Delta \nu_H$ и $\nu_0 - \Delta \nu_H$ которым сопоставляются два смещенных компонента расщепления спектральной линии.

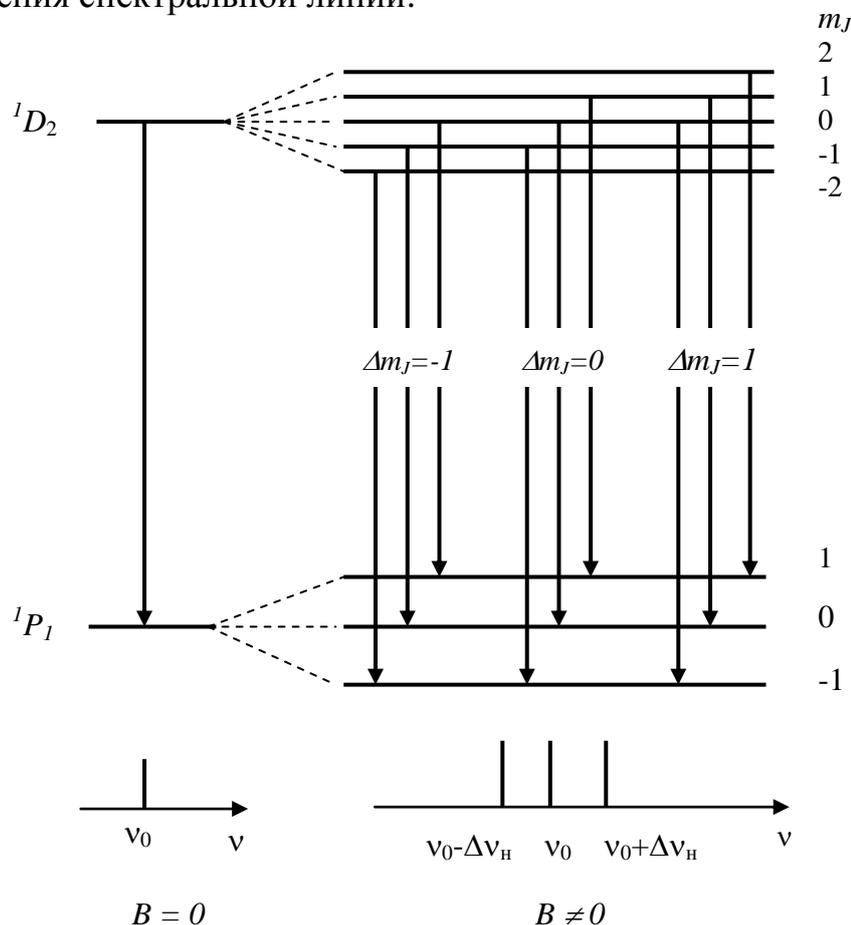


Рисунок 17.5 – Схема переходов между энергетическими уровнями атома кадмия при нормальном эффекте Зеемана

Таким образом, рассматриваемая спектральная линия при наличии внешнего магнитного поля расщепляется на три компонента, что соответствует экспериментальным результатам.

Отметим также, что величина $\Delta\nu_n = \frac{\mu_B B}{h} = \frac{e}{4\pi m} B$ совпадает с теоретически рассчитанным Лоренцем нормальным расщеплением (смотри формулу (17.1)), и что в синглет-синглетных переходах, независимо от величины индукции внешнего магнитного поля, всегда наблюдается простой эффект Зеемана.

Теперь произведём анализ эффекта Зеемана в сильном магнитном поле.

Как отмечалось, в условиях, когда индукция внешнего магнитного поля достаточно велика, связь между спиновым и орбитальными моментами «разрывается». Для этого индукция магнитного поля должна удовлетворять условию $\mu_B B \gg \Delta E'$, где $\Delta E'$ – величина одного порядка малости с величиной спин-орбитального расщепления уровня энергии атома. Другими словами, внешнее магнитное поле должно быть значительно сильнее внутреннего поля B' , порождаемого движением электронов.

По порядку величины $B' \approx \mu_B / a_0^3 \approx 1 \text{ Тл}$. Таким образом, моменты \vec{L} и \vec{S} можно считать независимыми, если $B \gg B'$ ($B' \sim 1 \text{ Тл}$).

Как показано в начале лекции (смотри выражение (17.6)), в сильном магнитном поле

$$\Delta E_{\text{сильн}} = (m_L + 2m_S)\mu_B B. \quad (17.20)$$

В соответствии с (17.20) в рассматриваемом приближении разность энергий двух уровней равна

$$(E_i + \Delta E_i) - (E_k + \Delta E_k) = h(\nu + \Delta\nu),$$

и, следовательно,

$$h\Delta\nu = \Delta E_i - \Delta E_k = (\Delta m_L + 2\Delta m_S)\mu_B B,$$

или в шкале частот

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E_i - \Delta E_k}{h} = (\Delta m_L + 2\Delta m_S)\Delta\nu_n, \quad (17.19)$$

где $m_L = L, L-1, \dots, 0, -1, \dots, -L$; $m_S = S, S-1, \dots, 0, -1, \dots, -S$.

При этом разрешенными являются переходы, для которых выполнены следующие правила отбора: $\Delta m_L = 0, \pm 1$; $\Delta m_S = 0$. Поэтому из (17.19) окончательно следует:

$$\Delta\nu = 0, \pm \Delta\nu_n,$$

то есть при воздействии сильного магнитного поля вместо одной спектральной линии с частотой ν_0 в спектре наблюдается простой триплет Лоренца. Иначе говоря, в указанных условиях регистрируется нормальный эффект Зеемана.

В качестве еще одного примера рассмотрим тот же, что и раньше, переход в атоме натрия: ${}^2P_{1/2, 3/2} \Rightarrow {}^2S_{1/2}$, но при действии сильного внешнего магнитного поля.

Так как в данном описании мы не учитываем спин-орбитальное взаимодействие, то в отсутствие внешнего магнитного поля терм ${}^2P_{1/2, 3/2}$ можно считать не расщепленным. При этом указанному переходу в спектре должна соответствовать одна линия (смотри рисунок 17.6).

Для анализа расщепления термов при наличии сильного магнитного поля найдем значения $m_L + 2m_S$, определяющие, в соответствии с формулой (17.6), дополнительную энергию $\Delta E_{\text{сильн}}$. Результаты сведем в таблицу 17.2.

Таблица 17.2 – Сведения для расчета дополнительной энергии $\Delta E_{\text{нëиц}}$ атома натрия в сильном внешнем магнитном поле

Терм	m_L	m_S	$m_L + 2m_S$
${}^2S_{1/2}$	0	1/2, -1/2	1, -1
${}^2P_{1/2, 3/2}$	1	1/2, -1/2	2, 0
	0	1/2, -1/2	1, -1
	-1	1/2, -1/2	0, -2

Как видим в таблице, терм ${}^2S_{1/2}$ расщепляется на два компонента, (величина их расщепления равна $2\mu_B B$), а терм ${}^2P_{1/2, 3/2}$ – на пять компонентов с расщеплением $\mu_B B$ (рисунок 17.6).

Анализируя частоты спектральных линий, сопоставляемых указанным на рисунке 17.6 переходам, убеждаемся, что из шести разрешённых переходов можно выделить такие пары, в которых каждому их переходов соответствует излучение одинаковой частоты. Поэтому в спектре регистрируется три линии излучения с частотами ν_0 , $\nu_0 - \Delta\nu_n$, $\nu_0 + \Delta\nu_n$.

Анализируя результаты теоретического рассмотрения влияния магнитного поля на спектры атомов можно сделать вывод о том, что нормальный эффект Зеемана, то есть расщепление спектральных линий на три компонента во внешнем магнитном поле, наблюдается:

- 1) при переходах между синглетными термами ($S = 0$, $J = L$)²;
- 2) при переходах между уровнями, для одного из которых $L = 0$, $J = S$;³
- 3) при переходах между уровнями $J = 1$ и $J = 0$, так как уровень с $J = 0$ не расщепляется, а уровень с $J = 1$ расщепляется на три компонента;
- 4) в сильных магнитных полях для любых электронных переходов.

² Полный момент атома определяется только орбитальным моментом.

³ Полный момент атома определяется только спиновым моментом.

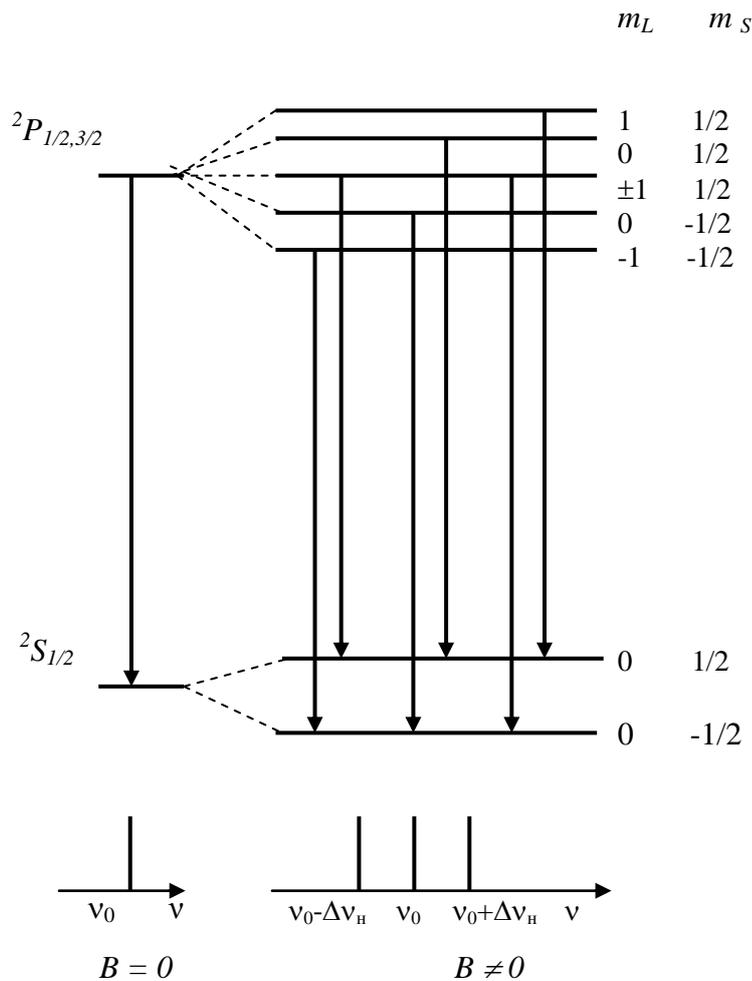


Рисунок 17.6 – Расщепление спектральной линии главной серии натрия в сильном магнитном поле

Мы проанализировали эффект Зеемана в предельных случаях слабого и сильного магнитного полей. В промежуточной области провести такой анализ значительно труднее. Закономерностью, общей для разных атомов при переходе от слабого поля к сильному, является превращение сложного эффекта Зеемана в простой. Это явление носит название эффекта Пашена – Бака.

Отметим в заключение, что термины «нормальный» и «аномальный» применительно к эффекту Зеемана, крайне неудачны (хотя бы потому, что эффект, называемый «аномальным», встречается гораздо чаще). В связи с этим рекомендуется использовать термины «простой» и «сложный» эффект Зеемана, а об аномальном и нормальном говорить только в историческом контексте.

Наряду с рассмотренными выше излучательными переходами между двумя расщепленными в магнитном поле уровнями энергии атома, наблюдаются и переходы между зеемановскими компонентами *одного и того же уровня*. Энергии ΔE квантов, соответствующих таким переходам,

даже в сильных магнитных полях на несколько порядков меньше, чем при переходах между зеемановскими компонентами разных уровней, и соответственно частоты $\nu = \Delta E/h$ излучения, находятся в микроволновом диапазоне, а не в оптическом (например, при $B \sim 1$ Тл частота $\nu \sim 10^4 \div 10^5$ МГц).

Другая важная особенность данного явления состоит в том, что доступны наблюдению только переходы, происходящие под одновременным воздействием на вещество и постоянного магнитного поля и переменного электромагнитного поля «резонансной» частоты $\nu_{\text{рез}}$, т.е. частоты $\nu = \Delta E/h$, определяемой по правилу частот Бора. В связи с этим само явление называют *магнитным резонансом*.

Для наблюдения магнитного резонанса применяют методы радиоспектроскопии.

Различают несколько видов магнитного резонанса.

Электронным парамагнитным резонансом (ЭПР) называют магнитный резонанс в парамагнитном веществе (смотри лекцию 24). В «слабом» магнитном поле резонансная частота равна

$$\nu_{\text{ЭПР}} = \frac{g\mu_B B}{h},$$

где B – модуль индукции внешнего магнитного поля, g – множитель Ланде.

Электронным ферромагнитным резонансом (ЭФР) называют электронный парамагнитный резонанс, который наблюдается для ферромагнитных образцов. Резонансное поглощение энергии в ферромагнетиках (смотри лекцию 24) на несколько порядков больше, чем в парамагнетиках. Расчёт ферромагнитного резонанса нельзя основывать на рассмотрении квантовых переходов между компонентами зеемановского расщепления уровней отдельных атомов, как в случае ЭПР. В ферромагнитном образце электроны образуют связанный коллектив. Поэтому поглощение энергии переменного электромагнитного поля происходит вследствие взаимодействия этого поля с магнитными моментами макроскопических по объёму элементов образца. Резонансные частоты при ферромагнитном резонансе зависят не только от индукции внешнего магнитного поля B_0 , но и от формы образца. В простейшем случае однородно намагниченного изотропного образца сферической формы, радиус которого мал по сравнению с длиной волны переменного сверхвысокочастотного (СВЧ) поля, резонансная частота определяется по формуле

$$\nu_{\text{ЭФР}} = \frac{g\mu_B B_0}{h},$$

где множитель Ланде для электронов $g = 2$. Если образец имеет доменную структуру, то картина ЭФР усложняется и возможно появление нескольких резонансных частот.

Доступен наблюдению и *ядерный магнитный резонанс* – явление, обусловленное магнитными моментами ядер атомов.

Как электронный, так и ядерный магнитный резонанс приобрели огромное прикладное значение. Более подробная информация о явлении магнитного резонанса содержится в теоретических введениях к соответствующим лабораторным работам:

[Электронный парамагнитный резонанс в слабых магнитных полях](#)
[Ядерный магнитный резонанс](#)

[Задачи по теме лекции 17](#)