

определяет уровни энергии атома, включая также его мультиплетную структуру. Таким образом, чтобы изложенная выше теория возмущения была применима, необходимо, чтобы матричный элемент от возмущения (74,3) был меньше, чем расстояние между уровнями соответствующей тонкой структуры атома.

Также следует указать, что при расчетах предполагалось, что в атоме осуществляется рассел-саундеровский тип связи (т. е. что во времени сохраняется как величина  $J$ , так и  $L$  и  $S$ ).

Перейдем теперь к обсуждению полученных формул, определяющих эффект Зеемана. Из формулы (74,20) видно, что каждая компонента мультиплета расщепляется на  $2J + 1$  уровней. Действительно, при заданном  $J$  проекция полного момента  $M$  может принимать  $2J + 1$  различных значений. В соответствии со сказанным в § 54 возмущение, имеющее симметрию, отличную от невозмущенного гамильтониана, снимает вырождение. Относительно расположения вновь возникших термов можно сказать следующее.

Если  $J$  — целое число, то на месте расщепившегося уровня в магнитном поле возникает уровень, соответствующий значению  $M = 0$ . Оставшиеся  $2J$  уровней располагаются по  $J$  уровней вверху и  $J$  уровней внизу на равных расстояниях от основной линии с  $M = 0$ . Если  $J$  — полуцелое, то уровни также располагаются симметрично относительно старого положения подвергнувшегося расщеплению уровня, причем ближайшие уровни расположены от первоначального положения на расстоянии

$$\frac{|e|\hbar\mathcal{H}}{4\pi c} g.$$

Заметим еще, что если осуществляется  $j - j$ -связь, то характер эффекта Зеемана сильно меняется. Эта связь встречается в чистом виде редко, и мы не будем проводить здесь соответствующие расчеты.

## § 75. Эффект Пашена — Бака и диамагнетизм атомов

В сильных магнитных полях характер эффекта Зеемана изменяется. Именно, при возрастании напряженности магнитного поля расстояние между мультиплетами увеличивается. В очень сильных полях расщепление уровня так велико, что расстояния между компонентами возникшего в поле мультиплета оказываются большими по сравнению с расстояниями между компонентами естественной мультиплетной структуры. Напомним, что последняя возникает вследствие спин-орбитального взаимодействия. В этом случае формула (74,20) уже более неприменима, а характер спектра изменяется. Это изменение спектра в сильном магнитном поле носит название эффекта Пашена — Бака.

Мы проведем расчет в том случае, когда расщепление, обусловленное магнитным полем, велико по сравнению с расстоянием между уровнями естественного мультиплета. Это означает, что приобретаемая в магнитном поле энергия велика по сравнению со спин-орбитальным взаимодействием. Тогда в невозмущенный гамильтониан  $H_0$  в формуле (74,4) можно не включать член, учитывающий спин-орбитальное взаимодействие. Поэтому невозмущенные состояния атомов можно характеризовать как полным моментом  $J$ , так и проекциями орбитального момента  $L_z$  и спинового момента  $S_z$  на ось  $z$ .

Оператор возмущения по-прежнему имеет вид

$$\hat{H}' = \frac{|e|\hbar}{2mc} (\hat{J}_z + \hat{S}_z) \mathcal{H} = \frac{e\hbar}{2mc} (\hat{L}_z + 2\hat{S}_z) \mathcal{H}. \quad (75,1)$$

Поправка к энергии равна среднему значению оператора  $H'$  по состояниям с определенными проекциями орбитального и спинового моментов, т. е.

$$E' = \frac{|e|\hbar\mathcal{H}}{2mc} (\bar{L}_z + 2\bar{S}_z) = \frac{|e|\hbar\mathcal{H}}{2mc} (L_z + 2S_z). \quad (75,2)$$

Формула (75,2) определяет тонкую структуру спектра в сильных магнитных полях.

Рассмотрим теперь влияние отброшенного квадратичного по магнитному полю члена в формуле (74,2). Учет этой величины особенно существен для термов с  $L = S = 0$ . В этом случае расщепления уровней за счет линейного члена по  $\mathcal{H}$  не происходит. Это можно заметить из общей формулы (74,20). В этом случае поправкой, обусловленной квадратичным членом, пренебрегать нельзя. За оператор возмущения, в соответствии с формулой (74,2), следует взять

$$\hat{H}'_1 = \frac{e^2}{8mc^2} \sum_i [\mathcal{H}r_i]^2. \quad (75,3)$$

Суммирование по  $i$  соответствует суммированию по всем электронам атома.

Поправка к уровням энергии, обусловленная оператором  $\hat{H}'_1$  опять определяется диагональным матричным элементом

$$E'_2 = \frac{e^2}{8mc^2} \sum_i \overline{[\mathcal{H}r_i]^2} = \frac{e^2}{8mc^2} \sum_i \overline{(\mathcal{H}r_i \sin \theta)^2}.$$

При вычислении  $\overline{[\mathcal{H}r]^2}$  следует помнить, что волновая функция системы  $L = 0, S = 0$  сферически-симметрична, поэтому

$$\overline{\sin^2 \theta} = 1 - \overline{\cos^2 \theta} = \frac{2}{3}.$$

Таким образом, для сдвига уровней получаем

$$\Delta E = \frac{e^2 \mathcal{H}^2}{12mc^2} \sum_i \bar{r}_i^2. \quad (75,4)$$

Так как магнитный момент атома можно вычислить с помощью формулы  $\mathbf{M} = -\frac{\partial \Delta E}{\partial \mathcal{H}}$  (ср. (41,1) ч. IV), то мы получаем

$$\mathbf{M} = \chi \mathcal{H}; \quad \chi = -\frac{e^2}{6mc^2} \sum_i \bar{r}_i^2. \quad (75,5)$$

Таким образом, атомы обладают диамагнитной восприимчивостью. Поскольку последняя определяется в основном средним квадратичным расстоянием всех электронов от ядра, то  $\sum_i \bar{r}_i^2$  возрастает, хотя  $\bar{r}_i^2$  с ростом  $Z$  уменьшается. Поэтому  $\chi$  особенно велико у многоэлектронных атомов. Для многоэлектронных атомов хорошие результаты дает применение метода Томаса—Ферми. Поэтому диамагнитные восприимчивости часто рассчитывают по этому методу.

С другой стороны, измерения  $\chi$  представляют один из лучших способов нахождения эффективных размеров атомов. Подчеркнем, что все атомы и ионы имеют диамагнитную восприимчивость. Однако у некоторых ионов парамагнитная восприимчивость, связанная со спиновым магнитным моментом, превышает диамагнитную.

## § 76. Теория дейтона

В теории ядра дейтон, состоящий из протона и нейтрона, играет ту же роль, какую в теории атома играет водород.

Ядерное взаимодействие между протоном и нейтроном может зависеть от расстояния между ними  $r$  и взаимной ориентации спинов обеих частиц  $\mathbf{s}_1$  и  $\mathbf{s}_2$ . Явный вид потенциальной энергии ядерного взаимодействия в настоящее время неизвестен. Поэтому приходится ограничиваться написанием самого общего выражения для оператора потенциальной энергии, зависящего от  $r$ ,  $\mathbf{s}_1$  и  $\mathbf{s}_2$ . Оператор взаимодействия не должен изменяться при повороте системы координат. Кроме того, как показывает опыт, в ядерных силах имеет место закон сохранения четности (см. § 33). Это означает, что оператор взаимодействия не должен изменяться при отражении координат (оператор взаимодействия должен коммутировать с оператором четности). Таким образом, нам необходимо составить всевозможные скаляры из трех векторов  $\mathbf{r}$ ;  $\mathbf{s}_1$  и  $\mathbf{s}_2$ . Величинами, не меняющимися при повороте системы координат, являются следующие скаляры:  $(\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2)_r$ ,  $(\mathbf{s}_1 \mathbf{r})$  и  $(\mathbf{s}_2 \mathbf{r})$ .