

### § 38. Четыре квантовых числа электрона и тонкая структура спектральных термов

1. Наличие у электрона внутреннего момента количества движения (спина) означает, что для электрона (в отличие от точечной классической частицы) трех степеней свободы недостаточно для характеристики его состояния. Электрон в атоме обладает дополнительной — четвертой — степенью свободы, называемой *спиновой*. Заметим, что пока что мы имеем в виду водородоподобный атом, а также вообще многоэлектронный атом или ион с *одним* наружным (валентным или оптическим) электроном. Такой электрон сейчас и предполагается в нашем рассмотрении. В квантовой механике его состояние описывается четырьмя квантовыми числами: 1) *главным квантовым числом*  $n$ ; 2) *орбитальным квантовым числом*  $l$ ; 3) *орбитальным магнитным квантовым числом*, которое мы теперь будем обозначать через  $m_l$ , и 4) *спиновым квантовым числом*  $m_s$ .

Смысл первых трех квантовых чисел  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$  уже был выяснен в § 33. Спиновое же число  $m_s$  определяет проекции вектора спина  $s$  на выделенное направление. Если атом уже находится в состоянии с определенным значением орбитального момента  $l$  (т. е. с определенными  $l^2$  и  $l_z$ ), то выделенное направление (ось  $Z$ ) при  $l^2 \neq 0$  определяется вектором  $l$ . Спин  $s$  может быть ориентирован либо по  $l$ , либо против  $l$ . Это означает, что проекция вектора  $s$  на это выделенное направление может принимать только два значения:  $+\hbar/2$  и  $-\hbar/2$ , или  $m_s\hbar$ , где  $m_s = \pm 1/2$ . При  $l = 0$  (т. е. когда атом находится в  $s$ -состоянии) весь момент количества движения атома чисто спиновый:  $s$ . Если состояние атома таково, что одна из проекций  $s_x$ ,  $s_y$ ,  $s_z$  имеет определенное значение (равное  $\pm\hbar/2$ ), то соответствующая ось и определяет выделенное направление в атоме.

2. Орбитальный момент количества движения  $l$  и спиновый момент  $s$  складываются в полный момент количества движения  $j = l + s$  по правилам векторного сложения (см. § 32). Проекция полного момента на избранное направление может принимать значения  $m_j\hbar$ , где  $m_j = m_l + m_s = m_l \pm 1/2$  называется *квантовым числом проекции полного момента*. Ясно, что операторы проекций полного момента на координатные оси удовлетворяют тем же перестановочным соотношениям (31.6), что и операторы проекций орбитального момента. Отсюда следует, что определенные значения в одном и том же состоянии могут иметь квадрат полного момента  $j^2$  и одна из его проекций на координатные оси. Отсюда же следует, что

$$j^2 = \hbar^2 j(j+1),$$

где  $j$  — максимальное значение, которое может принимать кван-

тальное число  $m_j$ . Иногда  $j$  называют *внутренним квантовым числом*.

Поскольку  $j$  есть максимальное значение числа  $m_j$ , а  $l$  — максимальное значение числа  $m_l$ , то из соотношения  $m_j = m_l \pm 1/2$  следует

$$j = l \pm 1/2. \quad (38.1)$$

Знак «плюс» соответствует случаю, когда спин электрона ориентирован в направлении орбитального момента, а «минус» — когда он ориентирован противоположно. В обоих случаях число  $j$  полуцелое, поскольку  $l$  всегда целое.

При заданном  $j$  возможно  $2j + 1$  квантовых состояний, отличающихся одно от другого значениями квантового числа  $m_j$ :

$$m_j = -j, -(j-1), \dots, +(j-1), +j. \quad (38.2)$$

Число этих состояний у атомов с одним валентным электроном всегда четное, поскольку  $j$  полуцелое.

3. Вместо квантовых чисел  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$ ,  $m_s$  для характеристики состояния одноэлектронного атома можно применять и другие четверки квантовых чисел, например  $n$ ,  $l$ ,  $j$ ,  $m_s$ . В спектроскопии принято пользоваться числами  $n$ ,  $l$ ,  $j$ ,  $2s + 1$  и заменять чисто  $l$  соответствующей буквой латинского алфавита в соответствии с таблицей, приведенной ранее в § 34 (пункт 2). Сначала пишут численное значение главного квантового числа  $n$ , за ним букву, заменяющую число  $l$ , число  $j$  пишут справа от этой буквы в виде нижнего индекса, а в качестве верхнего индекса слева от той же буквы пишут число  $2s + 1$ , называемое *мультиплетностью уровня*. Оно показывает, сколькими способами спин может ориентироваться относительно направления орбитального момента  $l$ . В случае атома с одним валентным электроном значок  $2s + 1$  по существу излишен, так как для электрона  $s = 1/2$ , а потому всегда  $2s + 1 = 2$ . Но если бы спин частицы имел другое значение, то указание мультиплетности  $2s + 1$  приобрело бы существенное значение. То же самое можно сказать относительно аналогичного числа в случае атома с несколькими валентными электронами (см. пункт 10).

Рассмотрим, например, состояние

$$3^2s_{1/2}$$

(называемое «три, дублет  $s_{1/2}$ ». Смысл этого названия раскрывается в пункте 4). В этом состоянии  $n = 3$ ,  $l = 0$ ,  $j = 1/2$ . Полный момент количества движения — чисто спиновый. В формуле  $j = l \pm 1/2$  знак минус надо исключить, поскольку  $j > 0$ , так что в рассматриваемом случае  $j = l + 1/2$ . Состояние чисто формально называется дублетом, так как при  $l = 0$  все направления для ориентации спина равноправны. По существу это есть

синглет. Это, разумеется, относится ко всем *s*-состояниям (т. е. состояниям с  $l = 0$ ).

В качестве второго примера возьмем состояние «четыре, дублет  $d_{3/2}$ », т. е.

$$4^2 d_{3/2}.$$

В этом состоянии  $n = 4$ ,  $l = 2$ ,  $j = 3/2$ , причем  $j = l - 1/2$ , т. е. спиновый момент ориентирован против направления орбитального момента. Но в состоянии  $4^2 d_{5/2}$   $j = l + 1/2$ , т. е. ориентации спина и орбитального момента одинаковы. Таким образом, состояние *d* действительно является дублетом. То же справедливо для всех остальных состояний: *p*, *f*, *g*, ... (за исключением только состояния *s*).

4. Основное взаимодействие между электроном атома и ядром есть *электростатическое взаимодействие* их зарядов. Но так как электрон движется относительно атомного ядра, то возникает дополнительное взаимодействие, обусловленное спином электрона и зарядом ядра. Его называют *спин-орбитальным взаимодействием*. В существовании спин-орбитального взаимодействия можно убедиться наглядно, воспользовавшись представлениями полуклассической теории Бора. Простейшей является модель атома водорода, в которой электрон вращается по круговой орбите. Перейдем в ней к системе отсчета, в которой электрон покоится, т. е. сама система движется вместе с электроном. В такой системе отсчета ядро движется и создает магнитное поле **H**, действующее на спиновый магнитный момент  $\mathbf{m}_s$  покоящегося в этой системе электрона. Поскольку заряды протона и электрона численно равны и противоположны по знаку, движущееся ядро в движущейся системе отсчета создает в месте нахождения электрона такое же магнитное поле, как и вращающийся электрон в покоящейся системе отсчета в месте нахождения ядра. Поэтому спин-орбитальное взаимодействие можно формально рассматривать как взаимодействие между спиновым и орбитальным магнитными моментами электрона.

Спиновый магнитный момент электрона  $\mathbf{m}_s$  может ориентироваться либо вдоль орбитального магнитного поля, либо противоположно. В первом случае потенциальная энергия взаимодействия электрона и ядра атома уменьшается, во втором увеличивается. Поэтому из-за спин-орбитального взаимодействия каждый энергетический уровень атома расщепляется на два подуровня. Исключением является случай, когда атом находится в *s*-состоянии, поскольку в этом состоянии у атома нет орбитального магнитного момента, так что спин-орбитальное взаимодействие пропадает. Расщепление энергетического уровня в результате спин-орбитального взаимодействия называется *тонкой структурой уровня*. Совокупность подуровней, на которые расщепился рассматриваемый уровень, называется *мультиплетом*.

В зависимости от числа подуровней, из которых состоит мультиплет, различают *дублеты*, *триплеты*, *квартеты*, *квинтеты*... Простые уровни, не расщепляющиеся на подуровни, называются *синглетами*. Такие же термины употребляются и для совокупностей спектральных линий, получающихся путем расщепления из одной линии (см. § 40).

Таким образом, в случае атомов или ионов с одним валентным электроном спин-орбитальное взаимодействие приводит к тому, что все энергетические уровни, за исключением *s*-уровней, становятся дублетами, *s*-уровень остается синглетным. Теперь понятен смысл названий, которые употреблялись выше в пункте 3. Например, уровень  $4^2d_{3/2}$  был назван «четыре, дублет  $d_{3/2}$ ». Употребление термина «дублет» для синглетных уровней *s*, как уже подчеркивалось, чисто условное. Оно применяется для того, чтобы не выделять эти уровни среди действительно дублетных уровней *p*, *d*, *f*, ... Впрочем, синглетные уровни *s* формально можно рассматривать как дублеты, состоящие из двух слившимся подуровней. Понятен также физический смысл мультиплетности  $2s + 1$ : она определяет число подуровней в мультиплете, возникающем из-за спин-орбитального взаимодействия.

5. Легко оценить по порядку величины дополнительную потенциальную энергию, возникающую из-за спин-орбитального взаимодействия. Возьмем для этого атом водорода в основном состоянии и воспользуемся тем механизмом возникновения спин-орбитального взаимодействия, который был описан в пункте 4. Переходим снова к системе отсчета, движущейся вместе с электроном. Магнитное поле в месте нахождения электрона, создаваемое в этой системе протоном, движущимся со скоростью  $v$ , определяется формулой  $\mathbf{H} = e[\mathbf{v}\mathbf{r}]/cr^3$ , где  $r$  — радиус-вектор электрона относительно протона. По абсолютной величине  $H = \alpha e/r^2$ , где  $\alpha = v/c$ . Согласно (13.19) последняя величина есть *постоянная тонкой структуры*, определяемая формулой (13.18), т. е.  $\alpha = e^2/\hbar c$ . В магнитном поле  $\mathbf{H}$  электрон обладает потенциальной энергией  $-(\mathfrak{m}_s \mathbf{H})$ , причем вектор  $\mathfrak{m}_s$  может быть направлен либо по  $\mathbf{H}$ , либо против. По абсолютной величине эта энергия равна  $\mathfrak{m}_s H = \mathfrak{m}_B H$ , где  $\mathfrak{m}_B = e\hbar/(2\mu_e c)$  — магнетон Бора. Сравним ее с полной энергией атома водорода в основном состоянии. Согласно формуле (13.20) она дается выражением  $\mathcal{E}_1 = -\alpha^2 \mu_e c^2 / 2$ . В качестве  $r$  следует взять боровский радиус, определяемый формулой (13.16), т. е.  $r_B = \hbar^2/\mu_e e^2$ . В результате получим

$$\mathfrak{m}_B H / \mathcal{E}_1 = \alpha^2 = 5,325 \cdot 10^{-5}. \quad (38.3)$$

6. Поскольку  $\alpha = v/c$  (где  $v$  — скорость электрона на первой боровской орбите), спин-орбитальное взаимодействие есть *эффект, квадратичный относительно параметра  $\alpha$* . Поэтому его

теория должна быть *релятивистской*. Этого и следовало ожидать, так как сам спин есть квантово-релятивистский эффект, исчезающий в нерелятивистском приближении. Зависимость массы от скорости также приводит к тонкому расщеплению энергетических уровней уже в рамках полуклассической теории Бора, как это впервые показал Зоммерфельд. Дело в том, что в боровской нерелятивистской теории всем эллиптическим орбитам электрона (включая и круговую) с одной и той же большой осью соответствует *одна и та же энергия*. Учет зависимости массы от скорости *снимает такое вырождение* — величина энергии начинает зависеть и от эксцентричности эллипса. Это и приводит к тонкому расщеплению энергетического уровня. Таким образом, уточняя приведенное выше определение тонкой структуры, следует сказать, что она *вызывается не только спин-орбитальным взаимодействием, но и зависимостью массы электрона от скорости*. Оба расщепления — второго порядка по параметру  $\alpha$ , а потому должны рассматриваться одновременно.

Наиболее последовательно тонкая структура может быть рассчитана и исследована на основе *релятивистской квантовой теории Дирака*, в которой автоматически учитывается и спин электрона, и зависимость массы от скорости.

В случае водородоподобного атома решение волнового релятивистского уравнения Дирака приводит к следующей формуле для энергии в стационарном состоянии:

$$\mathcal{E} = -\frac{(Ze^2)^2 \mu_e}{2\hbar^2 n^2} \left[ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left( \frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right]. \quad (38.4)$$

В квадратных скобках опущены члены четвертой и высших степеней по  $\alpha$ . Благодаря малости постоянной  $\alpha^2$  поправка к нерелятивистской формуле (13.8) получается очень малой, так что рассматриваемое расщепление уровней оправдывает название «тонкой структуры».

Заметим, что энергии уровней в водородоподобных атомах по теории Дирака вырождены по  $l$ , т. е. они зависят (и притом в любом приближении) только от главного квантового числа  $n$  и квантового числа полного момента  $j$ , но не зависят от орбитального числа  $l$  (об отступлениях от этого результата говорится в § 44). Иначе говоря, в водороде и водородоподобных атомах уровни с одинаковыми квантовыми числами  $n$  и  $j$ , но различными  $l$  совпадают. Такое совпадение имеет место только у водорода и водородоподобных атомов. Для остальных однозеленых атомов, например атомов щелочных металлов, совпадения нет.

7. Величина тонкого расщепления энергетических уровней для легких атомов не превышает  $10^{-5}$  эВ и сильно возрастает с увеличением заряда ядра. Для тяжелых атомов она может достигать десятых долей эВ, так что в этих случаях нет смысла

называть расщепление «тонким». (Напомним, что энергия ионизации атома водорода из основного состояния составляет 13,6 эВ.)

Для полноты заметим, что, помимо тонкой структуры, в спектре водорода и многих других атомов наблюдается еще так называемая *сверхтонкая структура*. Она возникает из-за взаимодействия магнитных моментов электронов со слабыми магнитными полями атомных ядер. Формула, аналогичная (38.4), к сверхтонкому расщеплению неприменима. Сверхтонкая структура будет рассмотрена в части 2.

8. Чтобы не возвращаться к вопросу о квантовых числах и не излагать дважды правила отбора при излучении света, рассматриваемых в следующем параграфе, остановимся кратко на *сложных, т. е. многоэлектронных, атомах*. Подробный разбор затрагиваемых здесь вопросов относится к специальным курсам спектроскопии. В общем курсе физики об этих вопросах можно дать лишь общее предварительное представление, совсем не претендуя при этом на полноту и достаточную убедительность изложения.

В случае многоэлектронных атомов каждый (*i*-й) электрон электронной оболочки атома можно было бы характеризовать орбитальным  $\mathbf{l}_i$  и спиновым  $\mathbf{s}_i$  векторами момента количества движения. Однако опыт показывает, что при рассмотрении наиболее важных вопросов можно обойтись значительно менее подробной характеристикой, объединяя (связывая) определенным образом по правилу векторного сложения орбитальные и спиновые моменты отдельных электронов. Если бы нас интересовал только полный момент количества движения атома  $\mathbf{J}$ , то порядок сложения векторов  $\mathbf{l}_i$  и  $\mathbf{s}_i$  не имел бы значения, так как окончательный результат не зависит от порядка расположения слагаемых. В действительности наряду с  $\mathbf{J}$  существенны также другие моменты и соответствующие им квантовые числа. Такие моменты получаются из  $\mathbf{l}_i$  и  $\mathbf{s}_i$  путем выделения соответствующих групп слагаемых. Какие группы надо выделить и произвести в них сложение  $\mathbf{l}_i$  и  $\mathbf{s}_i$  — это зависит от относительной величины различных взаимодействий между электронами атома. Наиболее важной и распространенной является так называемая *нормальная связь*, или *связь Рассела — Саундерса*, предложенная этими американскими астрофизиками в 1925 г. Она осуществляется, когда электростатическое взаимодействие электронов — их отталкивание по закону Кулона — велико по сравнению со спин-орбитальным взаимодействием, т. е. взаимодействием между орбитальными и спиновыми магнитными моментами электронов. Это, как правило, имеет место в легких и не слишком тяжелых атомах.

9. Нормальная связь заключается в том, что орбитальные и спиновые моменты электронов электронной оболочки в от-

дельности складываются по правилам векторного сложения в *общие орбитальный и спиновый моменты атома*, обозначаемые соответствующими прописными (большими) буквами  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$ , т. е.

$$\begin{aligned}\mathbf{L} &= \mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2 + \mathbf{l}_3 + \dots, \\ \mathbf{S} &= \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2 + \mathbf{s}_3 + \dots\end{aligned}\quad (38.5)$$

Состояние электронной оболочки атома и характеризуется суммарными моментами  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$ , а также полным моментом количества движения атома, который, конечно, зависит от угла между векторами  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$ . Его можно получить по формуле

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (38.6)$$

Векторам  $\mathbf{J}$ ,  $\mathbf{L}$ ,  $\mathbf{S}$  соответствуют квантовые числа  $J$ ,  $L$ ,  $S$ , определяющие квадраты длин этих векторов по формулам (в единицах  $\hbar$ )

$$\mathbf{J}^2 = J(J+1), \quad \mathbf{L}^2 = L(L+1), \quad \mathbf{S}^2 = S(S+1). \quad (38.7)$$

Ясно, что при четном числе электронов в атоме квантовые числа  $S$  и  $J$  целые, а при нечетном — полуцелые. Квантовое число  $L$  всегда целое. Как всегда, квантовые числа  $J$ ,  $L$ ,  $S$  имеют смысл наибольших значений, которые могут принимать проекции векторов  $\mathbf{J}$ ,  $\mathbf{L}$ ,  $\mathbf{S}$  на избранное направление. Соответствующие проекции, следовательно, могут принимать значения (в единицах  $\hbar$ ):

$$\begin{aligned}m_J &= -J, - (J-1), \dots, + (J-1), +J, \\ m_L &= -L, - (L-1), \dots, + (L-1), +L, \\ m_S &= -S, - (S-1), \dots, + (S-1), +S.\end{aligned}\quad (38.8)$$

В частности, при заданных  $L$  и  $S$  квантовое число  $J$  может принимать следующие значения:

$$J = |L+S|, \quad |L+S-1|, \dots, |L-S|. \quad (38.9)$$

Конечно, при определении векторов  $\mathbf{L}$ ,  $\mathbf{S}$ ,  $\mathbf{J}$  достаточно ограничиться только наружными, валентными электронами, если внутренние оболочки атома *полностью заполнены электронами*, так как в этом случае моменты количества движения внутренних электронов, как орбитальные, так и спиновые, полностью *скомпенсированы*, т. е. полные моменты внутренних оболочек равны нулю.

Электроны в атоме подвергаются действию электрического поля ядра, обладающего центральной симметрией. Благодаря этому вектор полного момента  $\mathbf{J}$  точно сохраняется. Но векторы  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$  в отдельности не сохраняются, а изменяются из-за спин-орбитального взаимодействия. При этом, однако, длины векторов  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$ , а значит, и квантовые числа  $L$  и  $S$  остаются практически неизменными. Практически сохраняются также проек-

ции векторов  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$  на направление вектора  $\mathbf{J}$ . Благодаря этому картину временного изменения  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$  можно наглядно представить как прецессию (вращение) этих векторов вокруг неизменного направления вектора  $\mathbf{J}$ , и притом с общей угловой скоростью. Аналогом этого может служить свободная прецессия оси фигуры и угловой скорости  $\omega$  симметричного гирокопа вокруг неизменного направления вектора момента количества движения (см. т. I, § 49). Различие состоит в том, что в случае гирокопа направления оси фигуры и вектора  $\omega$  могут меняться непрерывно, тогда как в случае атома они квантуются. Это происходит из-за того, что проекции векторов  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$  на направление вектора  $\mathbf{J}$  могут принимать только квантованные значения  $m_L \hbar$  и  $m_S \hbar$ , где  $m_L$  и  $m_S$  — соответствующие квантовые числа, которые могут принимать значения в соответствии с формулами (38.8).

10. В спектроскопии состояние наружных (валентных) электронов атома суммарно характеризуют квантовым числом  $L$ , причем вместо численного значения  $L$  применяют соответствующую букву латинского алфавита. Именно, поступают так же, как в случае одного электрона (см. § 34, пункт 2). Только вместо строчных букв применяют такие же, но *прописные* (большие) буквы латинского алфавита. Иначе говоря, пользуются следующей схемой:

Квантовое число $L$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
Обозначение состояния	$S$	$P$	$D$	$F$	$G$	$H$	$I$	$K$	$L$

и далее по алфавиту с пропусками букв  $P$  и  $S$ .

В качестве нижнего индекса справа от соответствующей буквы ставят квантовое число полного момента  $J$ , а в качестве верхнего индекса слева — число  $2S + 1$ , называемое *мультиплетностью уровня*. По этому числу можно вычислить не только спин  $S$ , но и число уровней, на которые расщепляется рассматриваемый уровень из-за спин-орбитального взаимодействия. Впрочем, число  $2S + 1$  дает число компонент в расщепившемся уровне только в случае, когда  $S \leq L$ . В противоположном случае, когда  $S \geq L$ , число компонент в расщепившемся уровне определяется числом возможных проекций вектора  $\mathbf{L}$  на более длинный вектор  $\mathbf{S}$ , т. е. оно равно  $2L + 1$ . Правда, и в этом случае, хотя и чисто формально, число  $2S + 1$  называют мультиплетностью уровня.

Например, когда наружная оболочка атома состоит из двух электронов, то возможны два случая: 1) спины электронов направлены противоположно, а потому  $S = 0$ ; 2) спины электронов параллельны, тогда  $S = 1$ .

В первом случае  $J = L$ ,  $2S + 1 = 1$ , т. е. все уровни *синглетны*. Соответственно различным значениям  $L$  получаются следующие уровни:

$L = J$	0	1	2	3	4	5	6
Уровни	${}^1S_0$	${}^1P_1$	${}^1D_2$	${}^1F_3$	${}^1G_4$	${}^1H_5$	${}^1I_6$

Во втором случае  $2S + 1 = 3$ , т. е. все уровни *триплетны*, за исключением, конечно, уровней  $s$ , которые всегда *синглетны*. Здесь возможны три случая:  $J = L - 1$ ,  $J = L$ ,  $J = L + 1$ . В соответствии с этим получается таблица

$L$	0	1	2	3	4	
$J$	0	1	2	3	4	
Уровни	${}^3S_0$	${}^3S_1$	${}^3P_0$ ${}^3P_1$ ${}^3P_2$	${}^3D_1$ ${}^3D_2$ ${}^3D_3$	${}^3F_2$ ${}^3F_3$ ${}^3F_4$	${}^3G_3$ ${}^3G_4$ ${}^3G_5$

Читателю рекомендуется разобрать аналогичный вопрос, когда наружная оболочка атома содержит три электрона.

Конечно, квантовыми числами  $J$ ,  $L$ ,  $S$  состояние электронной оболочки атома характеризуется еще не полностью. Для большей полноты в спектроскопии часто указываются *электронные конфигурации* наружной оболочки атома, т. е. числа электронов в ней, находящихся в состояниях  $s$ ,  $p$ ,  $d$ , ...

11. В заключение еще раз подчеркнем, что *нормальная связь не является единственно возможной*. Это — только один из крайних случаев связи. Другим крайним случаем является так называемая  $(j, j)$ -связь, осуществляющаяся, когда магнитное спин-орбитальное взаимодействие велико по сравнению с электростатическим взаимодействием различных электронов между собой. В  $(j, j)$ -связи орбитальный и спиновый моменты каждого электрона складываются в один полный момент  $j_i = l_i + s_i$ . Этими моментами и соответствующими им квантовыми числами и характеризуется состояние электронной оболочки атома. Понятно, что полный момент всего атома  $J$  не зависит от расположения слагаемых  $l_i$  и  $s_i$  и может быть получен векторным сложением по формуле

$$\mathbf{J} = \sum \mathbf{j}_i. \quad (38.10)$$

Резко выраженная связь  $(j, j)$  встречается в тяжелых атомах, но достаточно редко. Осуществляются различные более сложные промежуточные виды связи. В настоящем курсе применяется исключительно наиболее важная и часто встречающаяся нормальная связь.