щено законом сохранения четности. Следует, однако, еще раз подчеркнуть, что этот запрет относится к *электрическому дипольному испусканию*. Испускание электрических квадрупольных и магнитных дипольных квантов возможно и приводит к появлению в спектре так называемых запрещенных линий. Но вероятность электрического квадрупольного и магнитного дипольного испускания примерно в $(\lambda\!\!\!^{-}/R)^2$ меньше, чем вероятность электрического дипольного испускания. Она проявляется существенно только тогда, когда последнее излучение по каким-либо причинам запрещено.

За счет слабых взаимодействий волновая функция системы всегда содержит малую примесь состояния с противоположной четностью. Поэтому если, например, разрешен по четности и моменту $M1$-переход, то он будет сопровождаться слабым $E1$-переходом. Интерференция $M1+E1$ приводит к циркулярной поляризации квантов или к асимметрии их вылета по спину и против спина.

§ 70. Электрические свойства и форма ядра

1. Величины, характеризующие электрические свойства ядра, могут быть введены совершенно так же, как это делается в электростатике для системы точечных зарядов, занимающих небольшую область пространства. Поэтому нуклоны в ядре будем считать точечными, хотя это вовсе не обязательно. Во внешнем постоянном электрическом поле с потенциалом φ потенциальная энергия ядра определяется выражением

$$U=\sum_{\alpha} e\varphi(x_{\alpha i}), \tag{70.1}$$

где суммирование производится только по протонам ядра, так как нейтроны, поскольку они не имеют электрического заряда, не вносили бы в эту сумму никакого вклада. Функция $\varphi(x_{\alpha i})$ означает потенциал внешнего поля в точке нахождения протона α, а x — совокупность декартовых координат того же протона ($i=1, 2, 3$; $x_1\equiv x$, $x_2\equiv y$, $x_3\equiv z$). Таким образом, в подробной записи

$$U=\sum_{\alpha} e\varphi(x_{\alpha}, y_{\alpha}, z_{\alpha})=\sum_{\alpha} e\varphi(\boldsymbol{r}_{\alpha}). \tag{70.1a}$$

Поместим начало координат в центре масс всего ядра (т. е. учитывая и нейтроны) и примем во внимание, что на расстояниях порядка линейных размеров ядра внешнее электрическое поле меняется мало. Тогда потенциал $\varphi(x_{\alpha i})$ целесообразно разложить в степенной ряд по координатам:

$$\varphi(x_{\alpha i})=\varphi(0)+x_{\alpha i}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right)_0+\frac{1}{2}x_{\alpha i}x_{\alpha k}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k}\right)_0+\ldots,$$

где в соответствии с общепринятой тензорной символикой по дважды встречающимся координатным индексам (но не по индексу α, который означает номер протона) производится суммирование. Подставляя это разложение в формулу (70.1), получим

$$U = \varphi(0)\sum_{\alpha} e + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right)_0 \sum_{\alpha} e x_{\alpha i} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k}\right)_0 \sum_{\alpha} e x_{\alpha i} x_{\alpha k} + \ldots \tag{70.2}$$

Первый — главный — член этой суммы давал бы энергию заряженного ядра во внешнем электрическом поле, если бы весь заряд был сконцентрирован в одной точке — начале координат. Этот член может быть записан в виде $Ze\varphi(0)$. Он характеризует электрические свойства ядра суммарно, но не дает никаких указаний относительно распределения электричества по объему ядра.

2. Второй член суммы (70.2) содержит три компоненты вектора $\boldsymbol{d} = \sum_{\alpha} e\boldsymbol{r}_{\alpha}$, где $\boldsymbol{r}_{\alpha} = \boldsymbol{r}_{\alpha}(x_{\alpha}, y_{\alpha}, z_{\alpha})$. Это есть *электрический дипольный момент ядра.* Выражение $\boldsymbol{d} = \sum_{\alpha} e\boldsymbol{r}_{\alpha}$, конечно, не инвариантно относительно выбора начала координат, поскольку полный заряд ядра $\sum_{\alpha} e$ отличен от нуля. Поэтому для однозначного определения вектора $\boldsymbol{d}$ начало координат и было выбрано не произвольно, а помещено в центре масс ядра. Можно было бы думать, что после заряда дипольный момент $\boldsymbol{d}$ является главной электрической характеристикой ядра в основном состоянии. Однако, по-видимому, центр масс ядра в основном состоянии является и центром симметрии распределения зарядов. Это значит, что каждому заряду в точке $\boldsymbol{r}$ соответствует равный по модулю и одинаковый по знаку заряд в точке $-\boldsymbol{r}$. Поэтому электрический дипольный момент ядра в основном состоянии равен нулю. В возбужденном состоянии это, вообще говоря, не так, хотя бы из-за движения нуклонов в ядре, нарушающего симметричное распределение протонов относительно центра масс ядра. (Заметим, что это не относится к магнитному моменту ядра. Классическим аналогом может служить равномерно заряженный шарик, вращающийся вокруг диаметра. В этом случае появляется магнитный дипольный момент, хотя и сохраняется полная симметрия относительно центра шарика.)

3. Из-за отсутствия электрического дипольного момента у ядра в основном состоянии главную роль во взаимодействии его с внешним электрическим полем, после самого заряда, играет третий член в формуле (70.2), определяющий *квадрупольное взаимодействие.* Следующие члены, соответствующие более высоким *мультипольным моментам*, играют малую роль и не учитываются нами. Член же с квадрупольным моментом содержит вторые производные потенциала φ по координатам, а потому квадрупольное

взаимодействие, в отличие от дипольного, в однородном электрическом поле не существует.

Преобразуем квадрупольный член в (70.2) к обычно применяемому стандартному виду. Для избежания громоздкости написания формул опустим индекс суммирования α у всех координат частиц. В силу уравнения Лапласа

$$\Delta\varphi \equiv \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} \equiv \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_k^2} = 0,$$

или

$$\delta_{ik}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k} = 0,$$

где δ_{ik} — единичный тензор ($\delta_{ik} = 1$ при $i = k$ и $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$). На основании этого

$$\frac{1}{2}\sum x_i x_k \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k} = \frac{1}{2}\sum\left(x_i x_k + \lambda\delta_{ik}\right)\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k},$$

где λ — произвольное число. Его удобно выбрать так, чтобы след тензора $(\sum x_i x_k + \lambda\delta_{ik})$, т. е. сумма его диагональных членов $\sum(x_i x_i + \lambda\delta_{ii}) = \sum(r^2 + 3\lambda)$, обратился в нуль. При таком выборе энергия квадрупольного взаимодействия ядра с внешним электрическим полем запишется в виде

$$U_{\text{квад}} = \frac{e}{6}\sum(3x_i x_k - r^2\delta_{ik})\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k},$$

или

$$U_{\text{квад}} = \frac{e}{6}Q_{ik}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k}, \tag{70.3}$$

где

$$Q_{ik} = \sum(3x_i x_k - r^2\delta_{ik}). \tag{70.4}$$

В компонентах

$$\begin{aligned} Q_{xx} &= \sum(3x^2 - r^2) = \sum(2x^2 - y^2 - z^2), \\ Q_{yy} &= \sum(3y^2 - r^2) = \sum(2y^2 - z^2 - x^2), \\ Q_{zz} &= \sum(3z^2 - r^2) = \sum(2z^2 - x^2 - y^2), \end{aligned} \tag{70.5}$$

$$Q_{xy} = Q_{yx} = \sum 3xy, \quad Q_{yz} = Q_{zy} = \sum 3yz, \quad Q_{zx} = Q_{xz} = \sum 3zx.$$

Тензор Q_{ik} называется *тензором квадрупольного момента ядра*. Он обращается в нуль для сферически симметричного тела. При другом выборе постоянной λ этого бы не получилось, чем и оправдывается сделанный выбор.

Как уже говорилось в § 62, взаимодействие магнитного момента ядра с магнитным полем электронной оболочки атома вызывает сверхтонкую структуру спектральных линий. Однако такое взаимодействие не всегда достаточно для объяснения этого явления. Дополнительной причиной его является квадрупольное вза-

имодействие атомного ядра с градиентом электрического поля оболочки. Изучение сверхтонкой структуры спектральных линий и дает один из методов определения электрических квадрупольных моментов ядер. Применяются также резонансные радиоспектроскопические методы.

4. Под квадрупольным моментом ядра обычно понимают не самый тензор Q_{ik}, а *значение его наибольшей компоненты* в системе координат, в которой Q_{ik} диагонален. Если за ось Z принять соответствующую главную ось, то

$$Q = \sum (3z^2 - r^2). \tag{70.6}$$

Эта величина имеет размерность площади. Удобной единицей ее является барн, равный 10^{-24} см^2.

Различают *внешний* (или *наблюдаемый*) и *внутренний* (или *собственный*) квадрупольные моменты ядра. Внешним называется квадрупольный момент (обозначаемый через Q), измеренный в лабораторной системе координат. Внутренним называют и обозначают через Q_0 квадрупольный момент, измеренный в системе координат, вращающейся вместе с атомным ядром вокруг его центра масс. Из-за нулевых колебаний оси атомного ядра относительно лабораторной системы координат эти два момента, вообще говоря, не совпадают между собой. Внешний квадрупольный момент есть среднее значение квадрупольного момента ядра в состоянии, которое характеризуется квадратом полного момента импульса ядра $I(I+1)$ и его максимальной проекции I на выделенное направление в пространстве. Поэтому $Q_0 \geqslant Q$. Сверхтонкая структура спектральных линий и радиоспектроскопические методы, упомянутые выше, позволяют экспериментально определить только внешний квадрупольный момент. Зная Q, можно вычислить и внутренний квадрупольный момент Q_0 по формуле

$$Q = Q_0 \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+1)}, \tag{70.7}$$

которая выводится в квантовой механике. Для этого, конечно, спин ядра I должен быть отличен от 0 и 1/2. Внешний квадрупольный момент Q ядра со спином 0 или 1/2 равен нулю. О внутреннем квадрупольном моменте Q_0 в этом случае на основании формулы (70.7) ничего сказать нельзя. Однако существует и прямой метод измерения Q_0. Собственный квадрупольный момент является мерой отклонения распределения электрического заряда в ядре от сферического.

Многие ядра обладают осью симметрии вращения и имеют плоскость симметрии, перпендикулярную к этой оси и проходящую через центр масс ядра. Обычно принимают, что ядро имеет форму эллипсоида вращения. Квадрупольный момент ядра положителен, если оно имеет вытянутую форму, и отрицателен для

сплющенного ядра. Несферичность формы ядра проявляется в появлении в энергетическом спектре ядра *вращательных энергетических уровней*. Они возникают из-за вращения вокруг оси, перпендикулярной к аксиальной оси ядра. Более сложные ядра в основном состоянии могут иметь форму трехосного эллипсоида. У таких ядер энергетическая структура уровней усложняется.

Таблица 8

Внешние квадрупольные моменты некоторых атомных ядер

Ядро	Q, 10^{-24} см^2	Ядро	Q, 10^{-24} см^2	Ядро	Q, 10^{-24} см^2
$^{2}_{1}H$	+0,0027	$^{79}_{35}Br$	+0,33	$^{138}_{57}La$	+2,7
$^{10}_{5}B$	+0,074	$^{85}_{37}Rb$	+0,27	$^{175}_{71}Lu$	+5,9
$^{14}_{7}N$	+0,0071	$^{91}_{40}Zr$	−0,46	$^{179}_{72}Hf$	+3
$^{17}_{8}O$	−0,027	$^{93}_{41}Nb$	−0,3	$^{181}_{73}Ta$	+6
$^{35}_{17}Cl$	−0,084	$^{99}_{43}Tc$	+0,34	$^{204}_{81}Bi$	−0,19
$^{37}_{17}Cl$	−0,066	$^{115}_{49}In$	+1,198	$^{235}_{92}U$	+4,0
$^{69}_{31}Ga$	+0,243	$^{119}_{50}Sn$	−0,08	$^{241}_{95}Am$	+4,9

В табл. 8 приведено несколько значений экспериментально найденных внешних квадрупольных моментов ядер. У некоторых из них величины Q аномально велики и намного превосходят квадрат радиуса ядра R^2. Это указывает на значительное отклонение формы таких ядер от сферической симметрии.