Экспериментальное исследование правил отбора по изотопическому спину было предпринято Уилкинсоном с сотрудниками [2], которые показали, что у легких ядер с $T_3 = 0$ переходы $\Delta T = 0$ очень мало вероятны. Такие переходы могут иметь место из-за нарушения правил отбора (73,26) вследствие неравенства массы протона и нейтрона и влияния кулоновских сил, которые смешивают состояния с разными изотопическими спинами, а также из-за членов, отброшенных при использовании длинноволнового приближения. Оценка точности правил отбора по изотопическому спину исследована в работе Макдональда [3].

Кроме запрещения по правилам отбора для изотопического спина, уменьшение вероятности переходов $E1$ может происходить за счет корреляции в распределении протонов и нейтронов в ядрах. В сумме $\sum_\alpha \tau_3(\alpha)\, r_\alpha Y_{1m}(\theta_\alpha, \varphi_\alpha)$, входящей в (73,25), нейтроны и протоны вносят вклад разного знака. Вследствие этого при определенном расположении протонов и нейтронов в ядре величина $B(E1)$ может быть очень малой. На эту причину уменьшения вероятности переходов $E1$ в тяжелых ядрах было обращено внимание еще в работах Дельбрака и Гамова [4] и Бете [5].

§ 74. Теория электромагнитных переходов, связанных с изменением состояния отдельных нуклонов в ядре

Согласно (73,22а) и (73,13) вероятность электрических мультипольных переходов EJ определяется значением величины

$$B(EJ) = \sum_{m,\, m_b} \left| \langle b \right| \sum_\alpha \varepsilon_\alpha r_\alpha^J Y_{Jm}(\theta_\alpha, \varphi_\alpha) \left| a \rangle \right|^2, \tag{74,1}$$

где ε_α — заряд нуклона, равный единице для протона и нулю для нейтрона; r_α — его координата, отсчитываемая от центра инерции ядра.

Рассмотрим для простоты один нуклон вне заполненных ядерных оболочек. Если предположить, что в процессе электромагнитного перехода не изменяются состояния нуклонов, образующих заполненные оболочки, то ядро можно рассматривать как систему, состоящую из внешнего нуклона и остова ядра. Волновая функция, описывающая их относительное движение, будет иметь вид

$$\psi_{LJm} = \varphi_{nL}(r)\, \Phi_{Jm}, \tag{74,2}$$

где $\varphi_{nL}(r)$ — зависящая от вида потенциала радиальная часть волновой функции соответствующая орбитальному моменту L; n — характеризует другие квантовые числа; Φ_{Jm} — спин-угловая функция.

В системе, состоящей из остова ядра и нуклона, можно ввести эффективный электрический заряд, учитывающий их относительное движение с помощью следующего рассуждения. Пусть положение нуклона, имеющего массу M и заряд ε (равный 1 для протона и 0 для нейтрона), описывается в некоторой системе координат радиусом-вектором $\boldsymbol{q}_1$, а положение остальной части ядра массы $M(A-1)$ и заряда $(Z-\varepsilon)$ — радиусом-вектором $\boldsymbol{q}_2$; тогда

$$\sum_\alpha \varepsilon_\alpha \boldsymbol{r}_\alpha^J = \varepsilon (\boldsymbol{q}_1 - \boldsymbol{R})^J + (Z-\varepsilon)(\boldsymbol{q}_2 - \boldsymbol{R})^J.$$

Подставляя в правую часть этого равенства явное выражение радиуса-вектора центра инерции всего ядра $\boldsymbol{R} = \frac{\boldsymbol{q}_1 + \boldsymbol{q}_2(A-1)}{A}$, получим:

$$\sum_\alpha \varepsilon_\alpha \boldsymbol{r}_\alpha^J = \varepsilon_J \boldsymbol{r}^J,$$

где $\boldsymbol{r} \equiv (\boldsymbol{q}_1 - \boldsymbol{q}_2)$ — вектор, определяющий относительное положение нуклона и остова ядра, а

$$\varepsilon_J = \varepsilon \left(\frac{A-1}{A}\right)^J + (Z-\varepsilon)\left(-\frac{1}{A}\right)^J \tag{74,3}$$

— «эффективный» электрический заряд, учитывающий относительное движение нуклона и остова.

Обычно пользуются [6] приближенными значениями эффективного электрического заряда, полагая для протона

$$\varepsilon_{J \geqslant 2} = 1, \quad \varepsilon_1 = \frac{N}{A} \approx \frac{1}{2},$$

и для нейтрона

$$\varepsilon_1 = -\frac{Z}{A} \approx -\frac{1}{2}, \quad \varepsilon_{J \geqslant 2} = 0$$

Итак, при сведении ядра к системе двух тел величина (74,1) принимает вид

$$B(EJ) = \frac{\varepsilon_J^2}{4\pi} \left| \int \varphi^*_{n_b l_b} r^J \varphi_{n_a l_a} r^2 dr \right|^2 S_E(J_b, J, J_a), \tag{74,4}$$

где

$$S_E(J_b, J, J_a) = 4\pi \sum_{m, m_b} |(\Phi_{J_b m_b}, Y_{Jm} \Phi_{J_a m_a})|^2 \tag{74,5}$$

— так называемый статистический множитель, выражающийся согласно приложению I, § И (формула (И, 10)) через коэффициенты Рака и коэффициенты векторного сложения, явный вид которых дан в приложении I, § Б:

$$S_E = (2J+1)(2L_a+1)(2J_b+1)\,|(L_a J 0 0 \mid L 0)|^2 \, W^2\left(L_a J_a L_b J_b; \frac{1}{2} J\right).$$

Из свойства коэффициентов векторного сложения и коэффициента Рака следуют, кроме общего (см. (73,11)) правила отбора $\Delta(J_a, J_b, J)$, дополнительные правила отбора, обусловленные однонуклонным приближением:

$$\Delta(L_a, L_b, J); \quad \Delta\left(L_a, L_a, \frac{1}{2}\right); \quad \Delta\left(L_b, J_b, \frac{1}{2}\right), \tag{74,6}$$

и

$$L_a + J + L_b = \text{четному числу}. \tag{74,7}$$

Из правил отбора (74,6) и (74,7), в частности, следует невозможность электрического дипольного излучения в переходах $s_{1/2} \leftrightarrow s_{1/2}$, $p_{1/2} \leftrightarrow p_{1/2}$. Переход $s_{1/2} \leftrightarrow p_{1/2}$ должен соответствовать электрическому дипольному ($E1$) излучению. При $J_a, J_b > {}^1/_2$ и $|L_a - L_b| = |J_a - J_b| = 0$ наименьшее возможное значение J, соответствующее электрическому излучению, равно 2, поэтому такие переходы относятся к электрическому квадрупольному излучению.

Численное значение вероятности разрешенных правилами отбора переходов определяется величиной радиального матричного элемента

$$N(EJ) = R^J \int \varphi^*_{n_b L_b}(r) \left(\frac{r}{R}\right)^J \varphi_{n_a L_a}(r)\, r^2 dr,$$

входящего в (74,4) и зависящего от деталей потенциала.

Учитывая (73,22) и (74,4), получим для вероятности испускания в 1 *сек* электрического излучения мультипольности 2^J следующее выражение:

$$P(EJ) = \frac{2e^2}{\hbar} \frac{(J+1)\, k^{2J+1}}{J[(2J+1)!!]^2} \varepsilon_J^2 S_E(J_a, J, J_b) \frac{[N(EJ)]^2}{4\pi}. \tag{74,8}$$

Для грубых оценок можно положить $S_E \approx 1$ и оценить величину радиального матричного элемента $N(EJ)$, полагая согласно Вайскопфу [7], что радиальная волновая функция постоянна внутри ядра и равна нулю вне ядра; тогда

$$N(EJ) \approx \frac{3R^J}{J+3}, \tag{74,8a}$$

где

$$R = 1{,}2 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}\ \text{см}.$$

Оценка (74,8а) интеграла от радиальных функций является очень грубой. Функции $\varphi_{n_a L_a}$ и $\varphi_{n_b L_b}$ не постоянны внутри ядра, а осциллируют, поэтому истинная величина $N(EJ)$ может быть меньше (74,8а) в десятки и сотни раз. Полученные с помощью (74,8) и (74,8а) оценки вероятностей переходов дают только верхний предел.

Величину $B_1(EJ) = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{3}{3+J}\right)^2 R^{2J}$ часто принимают за единицу измерения приведенных вероятностей перехода EJ. Назовем эту величину ***единицей приведенной вероятности перехода EJ*** одного протона в однонуклонном приближении («single particle unit»).

Для случая дипольных переходов оценка величины $\left[\frac{N(E1)}{R}\right]^2$ была сделана Уилкинсоном [8] на модели ядра в виде прямоугольной ямы. В зависимости от значений главного и орбитального квантовых чисел состояний, участвующих в переходе, им получены следующие значения $\left[\frac{N(E1)}{R}\right]^2$:

Переход \ Значения L_a	0	1	2	3
$1L_a \to 1L_a+1$	0,28	0,38	0,44	0,49
$2L_a \to 2L_a+1$	0,23	0,28	0,33	0,37
$1L_a \to 2L_a-1$	—	0,09	0,065	0,050
$1L_a \to 2L_a+1$	0,001	0,002	0,002	0,003

В приближении (74,8а) вероятность испускания электрического излучения мультипольности 2^J будет определяться формулой

$$P(EJ) = \frac{18e^2(J+1)k^{2J+1}}{\hbar J[(2J+1)!!]^2}\varepsilon_J^2\frac{R^{2J}}{(J+3)^2}. \tag{74,9}$$

Как уже отмечалось в § 73, большая корреляция движений протонов и нейтронов сильно уменьшает вероятность дипольных электрических переходов между низкими уровнями ядра. Поэтому полученная на основе однонуклонного приближения оценка (74,9) неприменима к таким переходам.

Для определения вероятности испускания магнитного излучения надо вычислить матричный элемент

$$B(MJ) = \sum_{m,\,m_b}\left|\left(b\left|\frac{1}{ec(J+1)}\int r^J\hat{L}Y_{Jm}\hat{\boldsymbol{j}}\,d\tau\right|a\right)\right|^2, \tag{74,10}$$

где оператор тока

$$\hat{\boldsymbol{j}} = \sum_\alpha e_\alpha\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_\alpha)\frac{\hat{\boldsymbol{P}}_\alpha}{M_\alpha} + \frac{e\hbar}{2}\sum_\alpha\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_\alpha)\frac{\mu_\alpha}{M_\alpha}[\boldsymbol{\sigma}_\alpha\nabla]. \tag{74,11}$$

В однонуклонном приближении, когда волновая функция ядра выбирается в виде (74,2), матричный элемент (74,10) будет равен

$$B(MJ) = B_к(MJ) + B_с(MJ), \tag{74,12}$$

где

$$B_к(MJ) = \left[\frac{\varepsilon_J\hbar}{Mc(J+1)}\right]^2\sum_{m,\,m_b}|(b|r^J\hat{\boldsymbol{L}}Y_{Jm}\nabla|a)|^2 \tag{74,12a}$$

— приведенная вероятность магнитного излучения, обусловленного конвекционными токами;

$$B_c(MJ) = \left[\frac{\mu\hbar}{Mc(J+1)}\right]^2 \sum_{m, m_b} |(b| r^J \hat{L} Y_{Jm} \operatorname{rot} \sigma | a)|^2 \quad (74,12б)$$

— приведенная вероятность магнитного излучения, обусловленного магнитными моментами нуклонов.

Пользуясь формулой (Г, 10) приложения I, § Г, можно написать:

$$\hat{L} Y_{Jm} \nabla = \sqrt{J(J+1)} \sum_{\mu=0, \pm 1} (1J, m+\mu, -\mu | J, m) Y_{J, m+\mu} \nabla_{-\mu};$$

используя далее так называемую градиентную формулу:

$$\nabla_\mu (\varphi Y_{Jm}) = \sqrt{\frac{J+1}{2J+3}} (J1m\mu | J+1, m+\mu) Y_{J+1, m+\mu} \left(\frac{d}{dr} - \frac{J}{r}\right) \varphi(r) -$$
$$- \sqrt{\frac{J}{2J-1}} (J1m\mu | J-1, m+\mu) Y_{J-1, m+\mu} \left(\frac{d}{dr} + \frac{(J+1)}{r}\right) \varphi(r), \quad (74,13)$$

можно вычислить матричный элемент:

$$(b| r^J \hat{L} Y_{Jm} \nabla | a) = \sum_\mu \left\{ \sqrt{\frac{J+1}{2J+3}} (J1m\mu | J+1, m+\mu) \times \right.$$
$$\times (\Phi_{J_b m_b}, Y_{J+1, m+\mu} \Phi_{J_a m_a}) \int r^{J+2} \varphi_{n_b L_b} \left(\frac{d}{dr} - \frac{J}{r}\right) \varphi_{n_a L_a} dr -$$
$$- \sqrt{\frac{J}{2J-1}} (J1m\mu | J-1, m+\mu) (\Phi_{J_b m_b}, Y_{J-1, m+\mu} \Phi_{J_a m_a}) \times$$
$$\left. \times \int r^{J+2} \varphi_{n_b L_b} \left(\frac{d}{dr} + \frac{J+1}{r}\right) \varphi_{n_a L_a} dr \right\} (1J, M+\mu, -\mu | Jm). \quad (74,14)$$

Подставляя (74,14) в (74,12а), определим приведенную вероятность магнитного излучения, вызываемого конвекционными токами. При этом квадраты матричных элементов, содержащие спин-угловые функции, выразятся через функции

$$\frac{Z^2\left(L_a+1, J_a L_b J_b; \frac{1}{2} J\right)}{(2J_a+1)}, \quad \frac{Z^2\left(L_a-1, J_a L_b J_b; \frac{1}{2} J\right)}{(2J_a+1)}, \quad (74,15)$$

определенные в § И приложения I, а интегралы от радиальных функций могут быть грубо апроксимированы выражениями

$$N(MJ) \approx \frac{3R^{J-1}}{J+2}.$$

Используя свойства функций Z, из (74,15) получим правила отбора для магнитного излучения, вызываемого конвекционными токами; такие переходы возможны, если:

а) $L_a + L_b + J \pm 1 =$ четному числу;

б) одновременно с законом сохранения полного момента $\Delta(J_a, J_b, J)$ выполняются законы сохранения:

$$\Delta(L_a \pm 1, L_b, J), \ \Delta\left(L_a, J_a, \frac{1}{2}\right), \ \Delta\left(L_b, J_b, \frac{1}{2}\right).$$

Например, магнитное дипольное излучение возможно при переходах $L_a \longleftrightarrow L_b = L_a$, т. е. при переходах $s_{1/2} \longleftrightarrow s_{1/2}$, $p_{1/2} \longleftrightarrow p_{1/2}$. При переходе $J_a \longrightarrow L_b$ возможно магнитное излучение минимальной мультипольности $J = |L_a - L_b| + 1$, если одновременно выполняется условие $J_a + J_b \geqslant J$. Если же $|J_a + J_b| < |L_a - L_b| + 1$, то такое магнитное излучение невозможно. Например, запрещено магнитное дипольное излучение при переходе $s_{1/2} \longleftrightarrow d_{3/2}$.

Для исследования приведенной вероятности магнитного излучения, обусловленного магнитными моментами нуклонов, используем тождество

$$\boldsymbol{\sigma}\nabla = \sigma_r\left(\frac{\partial}{\partial r} - \frac{\boldsymbol{\sigma}\hat{\boldsymbol{L}}}{r}\right), \quad \sigma_r = \frac{\boldsymbol{\sigma r}}{r};$$

тогда

$$\hat{\boldsymbol{L}}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{\sigma} \approx ir\sigma_r\left\{\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \boldsymbol{\sigma}\hat{\boldsymbol{L}}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\right)\right\};$$

поэтому можно написать:

$$(b\,|\,r^J\boldsymbol{L}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{\sigma}Y_{Jm}\,|\,a) = i\left(b\left|r^{J+1}Y_{Jm}\sigma_r\left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)\right|a\right) + \\ + i\left(b\left|r^J\sigma_r\boldsymbol{\sigma}\hat{\boldsymbol{L}}Y_{Jm}\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}\right)\right|a\right). \qquad (74,16)$$

Оба матричных элемента, входящих в (74,16), содержат интегралы от радиальных функций начального и конечного состояний, которые могут быть грубо апроксимированы выражением

$$N(MJ) \approx \frac{3R^{J-1}}{J+2}.$$

Для определения правил отбора надо исследовать остающиеся матричные элементы от спин-угловых функций

$$(\Phi_{L_bJ_b},\ Y_{Jm}\sigma_r\Phi_{L_aJ_a}), \qquad (74,17)$$

и

$$(\Phi_{L_bJ_b},\ \sigma_r\boldsymbol{\sigma}\hat{\boldsymbol{L}}Y_{Jm}\Phi_{L_aJ_a}). \qquad (74,17\text{а})$$

Поскольку спин-угловые функции являются собственными функциями оператора $\boldsymbol{\sigma}\hat{\boldsymbol{L}}$, то условия, при которых матричный элемент (74,17а) будет отличен от нуля, будут совпадать с соответствующими условиями для матричного элемента (74,17).

Учитывая, что (см. приложение I, § B) действие оператора σ_r на спин-угловую функцию сводится к «опрокидыванию» спина:

$$\sigma_r \Phi_{L_a = J_a - 1/2,\, J_a} = \Phi_{L_a + 1,\, J_a},$$
$$\sigma_r \Phi_{L_a = J_a + 1/2,\, J_a} = \Phi_{L_a - 1,\, J_a},$$

можно таким же путем, как в случае электрического излучения, получить:

$$4\pi \sum_{m,\, m_b} |(\Phi_{L_b J_b},\ Y_{Jm}\sigma_r \Phi_{L_a J_a})|^2 =$$
$$= \begin{cases} \dfrac{Z^2\left(L_a+1,\ J_a L_b J_b;\ \ \frac{1}{2} J\right)}{(2J_a+1)}, & \text{если } L_a = J_a - \frac{1}{2}, \\ \dfrac{Z^2\left(L_a-1,\ J_a L_b J_b;\ \ \frac{1}{2} J\right)}{(2J_a+1)}, & \text{если } L_a = J_a + \frac{1}{2}. \end{cases} \qquad (74,18)$$

Из (74,18) сразу же следуют правила отбора для магнитного мультипольного излучения, обусловленного магнитными моментами нуклонов:

а) если $L_a = J_a - {}^1/_2$, то магнитное излучение мультипольности 2^J возможно, когда

$$L_a + L_b + J + 1 = \text{четному числу}$$

и выполняются соотношения треугольников:

$$\Delta(J_a,\ J_b,\ J);\quad \Delta(L_a+1,\ L_b,\ J);$$

б) если $L_a = J_a + {}^1/_2$, то магнитное излучение мультипольности 2^J возможно, если

$$L_a + J_b + J - 1 = \text{четному числу},$$

и выполняются соотношения треугольников:

$$\Delta(J_a,\ J_b,\ J);\quad \Delta(L_a - 1,\ L_b,\ J).$$

Так, например, магнитный дипольный переход $s_{1/2} \longleftrightarrow d_{3/2}$ становится разрешенным, если учесть опрокидывание спина нуклона.

Приведенные рассуждения справедливы только в случае наличия спин-орбитального взаимодействия, когда состояние нуклонов описывается спин-угловыми функциями. В этом случае по порядку величины приведенные вероятности магнитного излучения, обусловленного магнитными моментами $B_с(MJ)$ и конвекционными токами $B_к(MJ)$, одинаковы:

$$B_к(MJ) \approx B_с(MJ).$$

Если бы спин-орбитальное взаимодействие отсутствовало, то спины не давали бы вкладов в мультипольное излучение.

В грубом приближении, используя оценки $N(MJ) \approx \frac{3R^{J-1}}{J+2}$ и $(2J_a+1)^{-1}Z^2\left(L_a \pm 1,\ J_a,\ L_b,\ J_b\ ;\frac{1}{2}J\right) \sim 1$, получим для вероятности мультипольного магнитного излучения:

$$P(MJ) = \frac{18e^2}{\hbar}\left(\frac{\varepsilon_J \hbar}{Mc}\right)^2 \frac{R^{2J-2}\,k^{2J+1}}{J(J+1)\,[(2J+1)!!]^2\,(J+2)^2}. \tag{74,19}$$

С помощью (74,19) и (74,9а) можно оценить отношение вероятностей MJ-и $E(J+1)$-излучений:

$$\frac{P(MJ)}{P(E[J+1])} \approx \left(\frac{\hbar k}{Mc}\right)^2 (kR)^{-4}. \tag{74,20}$$

Полагая $R = 1{,}2\cdot 10^{-13}A^{1/3}$ *см* и выражая энергию γ-излучения в *Мэв*, получим:

$$\frac{P(MJ)}{P(E[J+1])} \approx \left(\frac{25}{\hbar\omega\,(\textit{Мэв})}\right)^2 A^{-\frac{4}{3}}. \tag{74,20а}$$

Таким образом, малые энергии излучения и малые A благоприятствуют увеличению отношения вероятности MJ-излучения к вероятности $E[J+1]$-излучения. Эксперимент показывает, что в некоторых случаях вероятности $M1$- и $E2$-излучений имеют одинаковый порядок величины, если они допустимы с точки зрения правил отбора. Следует отметить, что оценка (74,20) является очень грубой. В отдельных случаях действительное отношение интенсивностей излучений может в значительной степени отличаться от (74,20).

Как правило, радиационные переходы между низшими энергетическими уровнями ядра происходят путем испускания мультипольного излучения наименьшего порядка, допустимого правилами отбора. Это излучение является электрическим или магнитным в зависимости от соответствующего изменения четности при переходе.

Полученные правила отбора для электрического и магнитного мультипольного излучений позволяют различать четыре случая.

а) Если $J_a = L_a + {}^1/_2$, $J_b = L_b + {}^1/_2$, то наименьшее допустимое значение мультипольности, определяется числом $J_{\min} = |L_a - L_b|$; далее, поскольку в этом случае $L_a + L_b + J_{\min}$ = четному числу, то соответствующее излучение будет электрическим ($EJ_{\min}$), например октупольное $E3$-излучение при переходах

$$h_{11/2} \longleftrightarrow d_{5/2}, \quad i_{13/2} \longleftrightarrow f_{7/2}.$$

б) В случае $J_a = L_a - {}^1/_2$ и $J_b = L_b - {}^1/_2$ также возможно только электрическое излучение ($EJ_{\min}$), где $J_{\min} = |L_a - L_b|$, например дипольное электрическое излучение при переходе $s_{1/2} \longleftrightarrow p_{1/2}$.

В случаях а) и б) магнитное излучение MJ возможно, если только $J_a + J_b \leqslant J > J_{\min}$. Поскольку вероятность такого излучения меньше вероятности электрического излучения, меньшей мультипольности, то будут проявляться переходы только электрического типа. Однако в случае $L_a = L_b$ электрическое дипольное излучение невозможно, поэтому должно наблюдаться магнитное дипольное излучение и возможно электрическое квадрупольное излучение при $J_a = J_b \geqslant {}^3/_2$. В случае $J_a = J_b = {}^1/_2$ (переходы $s_{1/2} \leftrightarrow s_{1/2}$, $p_{1/2} \leftrightarrow p_{1/2}$) возможно испускание только магнитного дипольного излучения.

в) Если $J_a = L_a + {}^1/_2$, $J_b = L_b - {}^1/_2$ и $L_a > J_b$, то $J_{min} = L_a - L_b + 1$; в этом случае $L_a + L_b + J_{min}$ равно нечетному числу, поэтому будет наблюдаться только магнитное излучение (MJ_{min}).

г) Если $J_a = L_a - {}^1/_2$, $J_b = L_b + {}^1/_2$ и $L_a > L_b$, то $J_{min} = L_a - L_b - 1$ и $L_a + L_b + J_{min}$ равны нечетным числам, поэтому будет излучаться магнитное излучение мультипольности J_{min}.

К переходам типа в) и г) относятся, например, переходы $M4$:

$$g_{9/2} \leftrightarrow p_{1/2}, \quad h_{11/2} \leftrightarrow d_{3/2}, \quad i_{13/2} \leftrightarrow f_{7/2}.$$

§ 75. Элементарная теория внутренней конверсии

В предыдущих параграфах этой главы мы исследовали вопрос о вероятности перехода ядра из возбужденного в основное (или другое возбужденное) состояние путем испускания γ-квантов, не учитывая роли электронов, окружающих ядро в атоме. Оказывается, однако, что наличие электронной оболочки, с одной стороны, несколько изменяет вероятность γ-излучения ядром, а с другой стороны, приводит к новому механизму перехода ядра в основное состояние путем непосредственной передачи энергии возбуждения электронам атома.

Вопрос о влиянии электронной оболочки на вероятность испускания γ-квантов ядром исследовался для случая квадрупольного излучения Тейлором и Моттом [9] и для общего случая мультипольного излучения при малых энергиях возбуждения ядра А. С. Давыдовым [10]. В этих работах показано, что присутствие атомных электронов изменяет число излученных в единицу времени γ-квантов на ничтожно малую величину. Так, согласно [10] при энергии $\hbar\omega = 0,1\, mc^2$ для ядра с $Z = 20$ это изменение равно $1,4 \cdot 10^{-5}$ и $1,7 \cdot 10^{-7}$ соответственно для излучения $E2$ и $E4$. Для ядра с $Z = 40$ поправки для тех же излучений равны соответственно $5,8 \cdot 10^{-3}$ и $1,7 \cdot 10^{-5}$.

Значительно большее влияние оказывает электронная оболочка атома на общее время жизни ядра в возбужденном состоянии вследствие возможности непосредственной передачи энергии возбуждения ядра электронам. В результате этой передачи энергии электрон переходит из связанного состояния в состояние непрерывного спектра и покидает атом. Энергия испускаемого электрона равна разности энергий, теряемой ядром и энергии связи электрона на соответствующей оболочке атома.

Процесс передачи энергии возбуждения ядра атомным электронам носит название *процесса внутренней конверсии*. Это название отражает