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 $s_{1/2} \longleftrightarrow s_{1/2}$, $p_{1/2} \longleftrightarrow p_{1/2}$) 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 $M4$:

$$g_{9/2} \longleftrightarrow p_{1/2}, \quad h_{11/2} \longleftrightarrow d_{3/2}, \quad i_{13/2} \longleftrightarrow f_{5/2}.$$

§ 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 первоначальную ошибочную точку зрения, согласно которой внутренняя конверсия рассматривалась как внутриядерный фотоэффект. В дальнейшем выяснилось, что процесс передачи энергии возбуждения ядра электронам может происходить и в том случае, когда испускание одного кванта абсолютно запрещено (0 — 0-переходы). Внутреннюю конверсию и испускание γ-квантов следует рассматривать как две альтернативные возможности передачи ядром энергии возбуждения. Полная вероятность перехода ядра из возбужденного в основное состояние равна сумме вероятности радиационного перехода и вероятности внутренней конверсии.

Хотя процесс внутренней конверсии протекает независимо от испускания γ-квантов, передача энергии возбуждения ядра электронам обусловлена электромагнитным взаимодействием между ними. Задачей теории является вычисление вероятности внутренней конверсии или относительной вероятности конверсионного и радиационных переходов, если переход не относится к типу 0 — 0-переходов, которые не сопровождаются γ-излучением.

Относительная вероятность обоих процессов, т. е. отношение полного числа испущенных электронов N_e к полному числу γ-квантов N_γ, испущенных в то же время, носит название *коэффициента внутренней конверсии*

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}. \tag{75,1}$$

Наиболее часто при вычислении коэффициента внутренней конверсии применяют полуклассический метод, эквивалентность которого более строгому квантовомеханическому рассмотрению доказана В. Б. Берестецким [11]. В этом методе ядро заменяется излучателем монохроматических электромагнитных волн и вычисляется вероятность перехода атомного электрона в состояние сплошного спектра в результате взаимодействия с полем излучения мультиполя. Полученная вероятность перехода в 1 *сек* делится на число квантов, испускаемых в секунду мультиполем через сферу большого радиуса, окружающую ядро.

Вопросу вычисления коэффициентов внутренней конверсии посвящено много работ [12], которые отличаются друг от друга тем или иным использованным приближением для волновых функций атомных электронов. Оказалось, что внутренняя конверсия возрастает с уменьшением энергии перехода и возрастанием мультипольности перехода. Для получения грубых оценок порядков величины коэффициентов внутренней конверсии можно пользоваться нерелятивистским приближением для электронов, которое оправдывается при энергии электронов, меньшей энергии покоя электрона. Такое приближение значительно упрощает расчеты. В целях дальнейшего упрощения задачи обычно полагают, что волновые функции испускаемых электронов можно выбрать в виде плоских волн. Такое приближение допустимо, если энергия испускаемого электрона больше его энергии связи в атоме.

Для элементарного вычисления коэффициента внутренней конверсии с K-оболочки атома выберем волновую функцию начального состояния электрона в виде

$$\varphi_a = \frac{e^{-\frac{r}{\rho}}}{\sqrt{\pi\rho^3}}, \tag{75,2}$$

где

$$\rho = \frac{\hbar^2}{\mu e^2 Z}$$

— «радиус» K-оболочки, а волновую функцию конечного состояния электрона в виде плоской волны

$$\varphi_b = e^{i\boldsymbol{kr}}, \tag{75,3}$$

нормированной на единицу объема; $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор электрона после испускания. Если обозначить волновые функции начального и конечного состояний ядра соответственно $\psi_a(q)$ и $\psi_b(q)$, то волновые функции начального и конечного состояний всей системы можно написать в виде

$$\Phi_a = \varphi_a(r)\,\psi_a(q) \quad \text{и} \quad \Phi_b = \varphi_b(r)\,\psi_b(q). \tag{75,4}$$

Вероятность внутренней конверсии в единицу времени на двух электронах K-оболочки будет определяться выражением

$$P_{ba}(BK) = \frac{4\pi}{\hbar}\sum |(\Phi_a,\ H'\Phi_a)|^2\,\rho(\varepsilon), \tag{75,5}$$

где $\rho(\varepsilon) = \frac{\mu\hbar k}{(2\pi\hbar)^3}d\Omega$ — число состояний на единичный интеграл энергии; $d\Omega$ — элемент телесного угла; $\sum$ указывает суммирование по конечным ядерным состояниям, отличающимся магнитными квантовыми числами и интегрирование по угловым переменным; μ — масса электрона.

При написании оператора взаимодействия H', приводящего к внутренней конверсии, учтем, что в случае возбуждения ядра ($\hbar\omega$), соответствующего длине волны γ-излучения, значительно превышающей радиус K-оболочки ($\hbar\omega < 25\cdot Z$ *кэв*), эффекты запаздывания взаимодействия малы. В этом случае в первом приближении оператор H' будет совпадать с электростатическим взаимодействием между электроном и протонами ядра, т. е.

$$H' = \sum_{\alpha=1}^{Z}\frac{e^2}{|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{q}_\alpha|}, \tag{75,6}$$

где $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{q}_\alpha$ — соответственно координаты электрона и протонов, отсчитываемые от центра инерции ядра. Конечно, при выборе оператора возмущения в виде (75,6) мы не сможем описать внутреннюю конверсию для ядерных переходов, сопровождающихся магнитным мультипольным излучением.

При $r \gg q_i$ оператор возмущения (75,6) можно разложить по сферическим функциям:

$$H' = \sum_{\alpha=1}^{Z} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{M} \frac{4\pi e^2}{(2l+1)r} \left(\frac{q_\alpha}{r}\right)^l Y_{lM}(\Theta, \Phi)\, Y^*_{lM}(\theta_\alpha, \varphi_\alpha), \qquad (75,6а)$$

где Θ, Φ — углы, определяющие направление $\boldsymbol{r}$, а θ_α, φ_α — углы, определяющие направление $\boldsymbol{q}_\alpha$.

Пользуясь (75,4) и (75,6а), можно написать:

$$(\Phi_b, H'\Phi_a) =$$
$$= \sum_{l,M} \frac{4\pi e^2}{2l+1} \left(\psi_b, \sum_{\alpha=1}^{Z} q_\alpha^l Y^*_{lM}(\theta_\alpha, \varphi_\alpha)\psi_a\right) \left(\varphi_b, \frac{Y_{lM}(\Theta, \Phi)}{r^{l+1}} \varphi_a\right). \qquad (75,7)$$

Сравнивая (75,7) с (74,1), мы убедимся, что матричный элемент

$$\left(\psi_b, \sum_{\alpha=1}^{Z} q_\alpha^l Y_{lM}(\theta_\alpha, \varphi_\alpha)\psi_a\right),$$

входящий в (75,7), совпадает с матричным элементом, определяющим в длинноволновом приближении приведенную вероятность ядерного перехода с электромагнитным излучением типа EJ.

Матричный элемент, содержащий интегрирование по электронным координатам, после подстановки волновых функций (75,2) и (75,3) сводится к интегралу

$$\left(\varphi_b, \frac{Y_{lM}}{r^{l+1}} \varphi_a\right) = (\pi\rho^3)^{-1/2} \int e^{-\frac{r}{\rho} - i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}} \frac{Y_{lM}(\Theta, \Phi)}{r^{l+1}}\, d\boldsymbol{r}.$$

Разлагая $\exp\{-i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}\}$ по сферическим функциям (см. приложение I, § А)

$$\exp\{-i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}\} = 4\pi \sum_{l,m} (-i)^l j_l(kr)\, Y_{lm}(\theta, \varphi)\, Y^*_{lm}(\Theta, \Phi),$$

где θ, φ — углы, определяющие направление вектора $\boldsymbol{k}$, получим, выполняя интегрирование по угловым переменным:

$$\left(\varphi_b, \frac{Y_{lM}}{r^{l+1}} \varphi_a\right) = 4\sqrt{\frac{\pi}{\rho^3}}(-i)^l Y_{lM}(\theta, \varphi) \int \frac{j_l(kr)\exp\left(-\frac{r}{\rho}\right)}{r^{l-1}}\, dr. \qquad (75,8)$$

При вычислении интеграла следует учесть, что при $k\rho > 1$ из-за быстрых осцилляций сферической бесселевой функции в интеграле будут существенны только малые значения r: поэтому

$$\int_0^\infty r^{-l+1} j_l(kr) \exp\left(-\frac{r}{\rho}\right) dr \approx \int_0^\infty r^{-l+1} j_l(kr)\, dr = \frac{k^{l-2}}{(2l-1)!!}, \quad k\rho > 1.$$

Подставляя это значение в (75,8), а затем (75,7) в (75,5), получим при интегрировании по угловым переменным (учитывая ортонормированность сферических функций) вероятность внутренней конверсии, соответствующей переходу El:

$$P(BK) = 128\pi \frac{e^4\mu}{\hbar^3\rho^3} \frac{k^{2l-3}}{[(2l+1)!!]^2} \sum_{m,\, m_b} \left| \left(\psi_b, \sum_{\alpha=1}^{Z} q_\alpha^l Y_{lM}(\theta_\alpha, \varphi_\alpha)\, \psi_a\right) \right|^2.$$

Поскольку вероятность излучения в единицу времени определяется согласно (73,22) выражением

$$P(El) = 8\pi \frac{e^2}{\hbar} \frac{(l+1)}{l\,[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2l+1} \sum_{m,\, m_b} \left| \left(\psi_b, \sum_{\alpha=1}^{Z} q_\alpha^l Y_{lM}(\theta_\alpha, \varphi_\alpha)\, \psi_a\right) \right|^2,$$

то коэффициент внутренней конверсии при энергии испускаемого электрона, значительно превышающей его энергию связи, будет равен

$$\alpha(El) = \frac{P(BK)}{P(El)} = \frac{16 e^2 \mu l k^{2l-3}}{\hbar^2 (l+1)\, \rho^3 \left(\dfrac{\omega}{c}\right)^{2l+1}}.$$

Подставляя $\rho = \dfrac{\hbar^2}{\mu e^2 Z}$ и полагая $k = \sqrt{\dfrac{2\mu\omega}{\hbar}}$, получим приближенное выражение для коэффициента внутренней конверсии:

$$\alpha(El) = Z^3 \frac{l}{l+1} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^4 \left(\frac{2\mu c^2}{\hbar\omega}\right)^{l+5/2}. \tag{75,9}$$

Формула (75,9) приближенно справедлива только в том случае, если энергия перехода значительно превышает энергию связи K-электрона в атоме и при условии возможности использования нерелятивистских волновых функций электрона $\left(v/c \ll 1,\ \dfrac{Ze^2}{\hbar v} \ll 1\right)$. Согласно (75,9) коэффициент внутренней конверсии сильно возрастает с ростом Z и l и уменьшается с ростом энергии перехода.

В нерелятивистской теории (не учитывающей спина электрона) конверсия электрона с K-оболочки при ядерных переходах, сопровождающихся магнитным мультипольным излучением, запрещена правилами отбора по четности. Действительно, магнитному излучению типа Ml соответствует изменение четности $(-1)^{l+1}$, а при переходе электрона $0 \longrightarrow l$ изменение четности равно $(-1)^l$. Таким образом, конверсия при магнитных мультипольных переходах существенно зависит от спина электрона.

Хотя коэффициент внутренней конверсии, соответствующий малым энергиям перехода в ядре, быстро растет с ростом мультипольности, практическое значение имеет только коэффициент конверсии, соответствующий наименьшему из допустимых правилами отбора значений l.

При внутренней конверсии выбрасывание электрона может происходить и из L-оболочки атома. Вообще этот процесс значительно менее вероятен, чем конверсия на K-оболочке. Это обусловлено тем, что электроны L-оболочки находятся дальше от ядра. Однако при уменьшении энергии перехода и увеличении заряда ядра длина волны излучения увеличивается, а радиусы K- и L-оболочек уменьшаются, поэтому различие в размерах этих оболочек делается менее существенным. Это обстоятельство приводит к увеличению отношения коэффициентов внутренней конверсии на L- и K-оболочках. Такое увеличение отношения α_L/α_K особенно значительно при больших мультипольностях излучения. Наконец, если энергия перехода становится меньше энергии

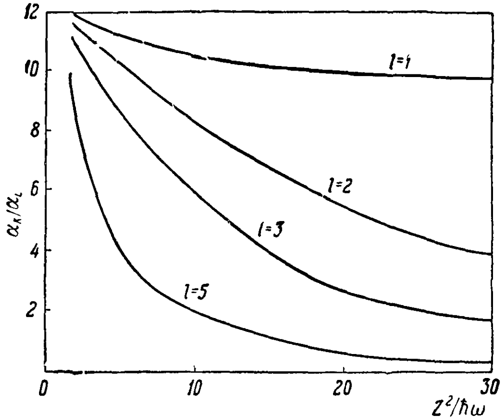

Рис. 64. Отношение коэффициентов внутренней конверсии на K- и L-оболочках.

ионизации электронов с K-оболочки конверсия на K-оболочке исчезнет и $\alpha_L/\alpha_K = \infty$. На рис. 64 приведена зависимость α_K/α_L от отношения $Z^2/\hbar\omega$ для электрических переходов различной мультипольности. Из этого рисунка следует, что измерение отношения α_K/α_L может давать указания о мультипольности перехода.

При точных расчетах коэффициентов внутренней конверсии необходимо не только пользоваться релятивистскими волновыми функциями для электронов, но и учитывать конечные размеры ядра (см., например, работы Слива [13] и работу [14]).

Из-за поперечности электромагнитного поля в ядрах полностью запрещены 0 — 0-переходы с испусканием одного фотона. В этом случае энергия возбуждения ядра может быть отдана либо путем внутренней конверсии, либо путем образования пар при $\hbar\omega > 2\mu c^2$.

Переходы $\Delta J = 0$ без изменения четности носят название *электрических монопольных переходов* ($E0$). Они могут наблюдаться как в случае 0 — 0-переходов, так и при переходах между состояниями одинаковой четности и одинакового спина.

Если энергия возбуждения ядра больше $2\mu c^2$, то она может быть израсходована на образование электрона и позитрона в поле ядра и их выброс за пределы атома. Такой процесс называется внутренней конверсией с образованием пар, он наблюдается в ряде случаев. Классическим примером конверсии этого типа является монопольный электрический переход между первым возбужденным и основным уровнем ядра O^{16} с выделением энергии 6 *Мэв*.

В этом параграфе мы изложили элементарную теорию внутренней конверсии, которая позволяет исследовать только качественные особенности явления. Для более полного ознакомления с теорией внутренней конверсии можно рекомендовать, кроме указанных выше оригинальных работ, шестую главу книги Л. В. Грошева и И. С. Шапиро [15].

§ 76. Ядерная изомерия и ее связь с оболочечной структурой ядра

Возбужденные состояния ядер могут возникать в результате ядерных реакций, β- и α-переходов, поглощения γ-лучей и кулоновского возбуждения. Если энергии возбуждения недостаточно для испускания нуклонов, то переход ядра в основное состояние будет происходить либо путем испускания электромагнитного мультипольного излучения, либо путем испускания электронов или электронных пар внутренней конверсии.

Время жизни ядра в возбужденном состоянии (τ) обратно пропорционально суммарной вероятности переходов из данного состояния во все лежащие ниже состояния

$$\tau = (\sum_b P_{ba})^{-1}. \tag{76,1}$$

Однако при энергии возбуждения, меньшей пороговой энергии для испускания нуклонов, в сумме $\sum_b P_{ba}$ наиболее существенны только члены, соответствующие вероятностям перехода путем γ-излучения $P(\gamma)$ и путем внутренней конверсии $P(BK)$; тогда, вводя коэффициент внутренней конверсии $\alpha = \frac{P(BK)}{P(\gamma)}$, можно написать:

$$\tau = \tau_\gamma (1 + \alpha)^{-1}, \tag{76,1a}$$

где $\tau_\gamma = [P(\gamma)]^{-1}$ — время жизни возбужденного состояния ядра только по отношению к процессу γ-излучения. Коэффициент внутренней конверсии сравним с единицей, а в некоторых случаях и больше единицы; поэтому учет явления внутренней конверсии при определении времени жизни возбужденных состояний ядра очень существен.

У некоторых ядер имеются возбужденные состояния, обладающие большим временем жизни. Такие состояния называются метастабильными. При переходе ядра в возбужденное метастабильное состояние меняются некоторые его свойства. В частности, изменяется период полураспада, если это не стабильное ядро. Ядра, обладающие одинаковым