

Если энергия возбуждения ядра больше $2mc^2$, 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 монополюсный 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

$$\tau = \left(\sum_{\nu} P_{\nu a} \right)^{-1}. \quad (76,1)$$

Однако при энергии возбуждения, меньшей пороговой энергии для испускания нуклонов, в сумме $\sum_{\nu} P_{\nu a}$ 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:

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

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

составом и отличающиеся по свойствам друг от друга вследствие того, что они находятся в разных энергетических состояниях, называют *изомерными ядрами*.

Явление изомерии было открыто и объяснено И. В. Курчатовым с сотрудниками [16] при изучении свойств радиоактивных изотопов брома. Обзор истории открытия и основных экспериментальных данных по изомерии атомных ядер можно найти в монографии М. И. Корсунского [17] и обзоре Сегре и Гельмгольца [18].

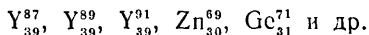
В результате изучения изомерных ядер было показано, что ядра многих элементов могут длительное время существовать в возбужденных состояниях. Период полураспада некоторых ядер измеряется часами, днями и даже годами. Таким образом, время жизни возбужденных состояний изомерных ядер превышает в 10^8 — 10^{21} раз обычное время жизни (10^{-12} сек) возбужденных состояний ядер.

Первое теоретическое обоснование явлению изомерии было дано Вайцекером [19]. Согласно Вайцекеру причиной длительного существования ядер в возбужденном состоянии является большое различие в моментах количества движения возбужденного и основного состояний ядра.

Долгоживущие возбужденные состояния ядер относятся к однонуклонным возбуждениям. Согласно формулам § 73 вероятности мультипольных переходов пропорциональны $(kR)^{2J+1}$. Для энергии перехода порядка $0,1$ Мэв и радиуса ядра $6 \cdot 10^{-13}$ см $kR \sim (300)^{-1}$, поэтому можно ожидать, что вероятность мультипольного излучения с $J=5$ будет меньше вероятности дипольного излучения в 10^{18} раз. Следовательно, для объяснения больших времен жизни возбужденных состояний ядер необходимо допустить, что у некоторых ядер первое возбужденное состояние отличается моментом количества движения от основного состояния на несколько единиц.

Опыт показывает, что наиболее часто изомерные пары наблюдаются у ядер с нечетным значением массового числа, когда нечетное число протонов или нейтронов заключено в интервале от 39 до 49 или от 63 до 81. Эта особенность расположения изомерных ядер среди других ядер была объяснена на основе оболочечной модели ядра.

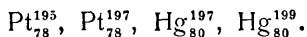
Согласно оболочечной модели, начиная с 39-го нуклона, заполняется оболочка $2p_{1/2}$, следующий свободный уровень будет $1g_{7/2}$. Разница спинов этих уровней равна 4, четность различная, поэтому переход $1g_{7/2} \leftrightarrow 2p_{1/2}$ должен происходить с излучением типа $M4$. Опыт показывает, что ядра



действительно обладают изомерными состояниями и изомерный переход у этих ядер относится к типу $M4$. Если учесть на основе данных о спинах основного состояния ядер, что по мере заполнения оболочки происходит перестановка положения уровней: уровень $1g_{7/2}$ ниже уровня $2p_{1/2}$, то можно объяснить изомерные состояния многих других ядер,

например, Nb_{41}^{91} , Nb_{41}^{95} , Nb_{41}^{97} , Te_{43}^{95} , Tc_{43}^{99} , In_{49}^{113} , In_{49}^{115} , переходящих в основное состояние при испускании излучения типа $M4$.

Таким же образом оболочечная модель объясняет наличие изомерных состояний у ядер с нечетным числом нейтронов в интервале от 63 до 81. У некоторых из таких изомерных ядер переход в основное состояние является двухкаскадным переходом, например переходом типа $1h_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2}$. Наблюдаются также изомерные ядра, соответствующие переходам $i_{13/2} \leftrightarrow f_{5/2}$, сопровождающимся излучением типа $M4$, например



Следует, конечно, иметь в виду, что хотя оболочечная модель дает качественное объяснение состояниям ядер на основе представления об однонуклонных возбужденных состояниях, при количественных расчетах надо учитывать связь однонуклонных возбужденных состояний с коллективными степенями свободы ядра (см., например, [20] и § 77). Однако в настоящее время теория еще не может претендовать на количественное согласие с опытом.

§ 77. Теория электромагнитных переходов в обобщенной модели ядра

В несферических ядрах первые возбужденные состояния соответствуют коллективным возбуждениям. В приближение сильной связи коллективные движения характеризуются квантовыми числами J, M, K, Q , определяющими соответственно полный момент количества движения ядра, его проекцию на выделенное направление (OZ), проекцию на аксиальную ось симметрии ядра и проекцию полного момента количества движения внешнего нуклона на ту же ось. Нижайшие возбужденные состояния обычно соответствуют $K=Q$.

Отклонение ядра от сферической формы проявляется в наличии момента инерции ядра и большого внутреннего квадрупольного момента Q_0 .

В обобщенной модели состояние ядра определяется коллективными и однонуклонными степенями свободы. Коллективные степени свободы описывают совокупность сильно связанных нуклонов (нуклонов входящих в состав полностью заполненных оболочек), а однонуклонные степени свободы описывают состояния «внешних» слабосвязанных нуклонов.

Переходы, обусловленные изменением однонуклонных состояний, описываются вероятностями, приведенными в § 74. Правда, в некоторых случаях ввиду изменения волновых функций вследствие несферичности потенциала и влияния коллективных степеней свободы вероятности переходов могут значительно отличаться от вероятностей однонуклонных переходов, когда нуклон описывается волновой функцией с определенным моментом J . Теория этих эффектов пока еще развита слабо [20, 21].