

Л. А. СЛИВ и Л. К. ПЕКЕР

ДВУХНУКЛОННЫЕ ЯДЕРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

(Представлено академиком П. И. Лукирским 4 VII 1953)

В предыдущей работе (1), посвященной анализу ядерных возбужденных уровней при помощи модели оболочек, указывалось на существование двух систем уровней, отличающихся характером возбуждения. Первая система, названная «последовательной», возникает, когда непарный нуклон переходит с основного (незаполненного) уровня на один из вышележащих по порядку энергетических уровней. Вторая система уровней, названная «дырочной», получается в результате перехода нуклона с одного из нижележащих заполненных уровней на основной уровень, занимаемый непарным нуклоном.

Обычно все низкие возбужденные уровни (уровни до 1,5 Мэв) принадлежат либо к последовательной, либо дырочной системе уровней. Однако в некоторых случаях ядро может иметь смешанную систему, образованную как из последовательных, так и из дырочных уровней. В работе (1) был рассмотрен один лишь случай образования смешанной системы уровней, а именно в  $Mo^{95}$ .

Опубликованные за истекший год работы по определению схем распадов некоторых ядер позволяют более подробно изучить характер образования смешанной системы уровней. Настоящая заметка посвящена именно этому вопросу.

Рассмотрим в качестве примера схему переходов на уровни ядра  $Rb^{85}$  (рис. 1). Экспериментальная часть исследования схемы подробно описана в работах (2). В этой схеме обращает на себя внимание тот факт, что  $\beta$ -переходы с изомерных состояний  $Kr^{85*}$  и  $Sr^{85*}$  идут на дырочный уровень  $p_{3/2}$  ядра  $Rb^{85}$ , а  $\beta$ -переходы с основных состояний тех же ядер идут на последовательный уровень  $g_{3/2}$  (помимо основного состояния). Аналогичное положение имеет место во всех изомерных ядрах, только иногда, наоборот, переходы с изомерных состояний идут на последовательные уровни, а с основных состояний — на дырочные уровни.

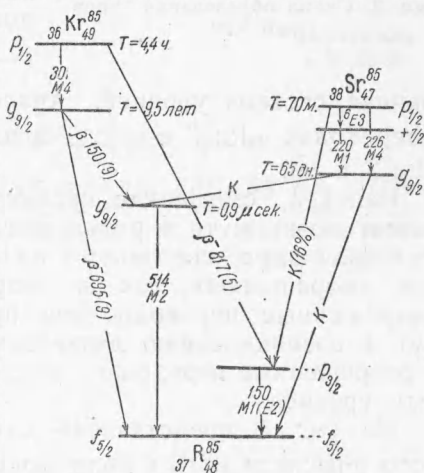


Рис. 1. Схема переходов на уровни ядра  $Rb^{85}$ . Энергия  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей выражена в кэв. Цифры в скобках означают  $\lg \tau_f$  для данного  $\beta$ -перехода.  $M1$  и  $E2$  означают, соответственно, магнитное дипольное и электрическое квадрупольное излучения

Следовательно,  $\beta$ -переходы с изомерных ядер приводят к появлению уровней двух разных систем.

Смешанная система уровней получается также в ядре  $Z$  после  $\beta_-$ - и  $\beta_+$ -переходов с ядер  $(Z-1)$  и  $(Z+1)$ . На рис. 2 представлена схема образования уровней  ${}_{28}\text{Ni}_{33}^{61}$  (3). Если  $\beta_-$ -распад  ${}_{27}\text{Co}_{34}^{61}$  связан с переходом нейтрона, находящегося на уровне  $f_{7/2}$ , в протон на уровне  $f_{7/2}$ , то в результате получится ядро  $\text{Ni}^{61}$  в основном состоянии. Если же  $\beta_-$ -распад совершает нейтрон с заполненного уровня  $f_{7/2}$ , то получится возбужденное «дырочное» состояние  $f_{7/2}$  ядра  $\text{Ni}^{61}$ . Следующий дырочный уровень  $d_{5/2}$  должен был лежать значительно выше, и переход из него был бы запрещенным; поэтому понятно, почему он не наблюдается. С другой стороны, при  $\beta_+$ -распаде  ${}_{29}\text{Cu}_{32}^{61}$  29-й протон, находящийся в состоянии  $p_{3/2}$ , переходит в одно из нейтронных состояний  $\text{Ni}^{61}$ .

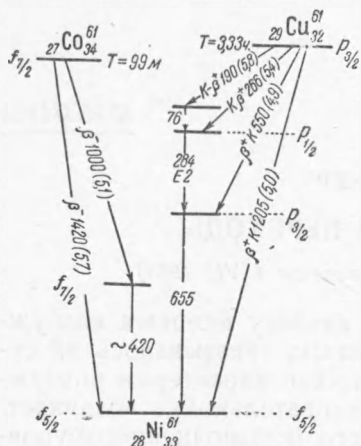


Рис. 2. Схема образования уровней  $\text{Ni}^{61}$

Основным нейтронным состоянием является  $f_{5/2}$ , а возбужденными последовательными состояниями —  $p_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $(-\frac{3}{2})$ . Так в ядре  $\text{Ni}^{61}$  возникает смешанная система уровней. Аналогичное положение имеет место при  $\beta$ -переходах  ${}_{45}\text{Rh}_{60}^{115}$  и  ${}_{47}\text{Ag}_{53}^{106}$  в ядро  ${}_{46}\text{Pd}_{59}^{105}$ ,  ${}_{70}\text{Y}_{105}^{175}$  и  ${}_{72}\text{Hf}_{103}^{175}$  в ядро  ${}_{71}\text{Lu}_{104}^{175}$  и др.

Наконец, смешанная система уровней может возникнуть в результате сложного  $\beta$ -распада ядра, состоящего из переходов как разрешенных, так и запрещенных. Запрещенные переходы, как правило, ведут к возникновению дырочных уровней, а разрешенные переходы — последовательных уровней.

На рис. 3 представлена схема сложного  $\beta$ -распада  ${}_{39}\text{Sr}_{53}^{91}$  и получающихся уровней  ${}_{39}\text{Y}_{52}^{91}$  (4). Основное состояние  $\text{Y}^{91}$  есть  $p_{1/2}$ . Следующими за уровнем  $p_{1/2}$  будут  $g_{5/2}$  и  $g_{7/2}$ . Так как основное состояние  $\text{Sr}^{91}$  есть  $d_{5/2}$ , то  $\beta$ -переход на уровень  $g_{5/2}$  будет второго порядка запрещения и потому не наблюдается.  $\beta$ -переход на уровень  $g_{7/2}$  будет разрешенный, но с изменением орбитального момента  $L$  на две единицы ( $L$ -запрет); для таких разрешенных переходов известно, что по  $\lg(\tau f)$  они ближе к запрещенным переходам ( $>6$ ).  $\beta$ -переход на основное состояние  $\text{Y}^{91}$  связан с изменением спина ядра на две единицы и четности.  $\beta$ -переходы на дырочные уровни  $f_{5/2}$ ,  $p_{3/2}$  и  $f_{7/2}$  также будут запрещенными первого порядка, но с изменением спина на единицу.

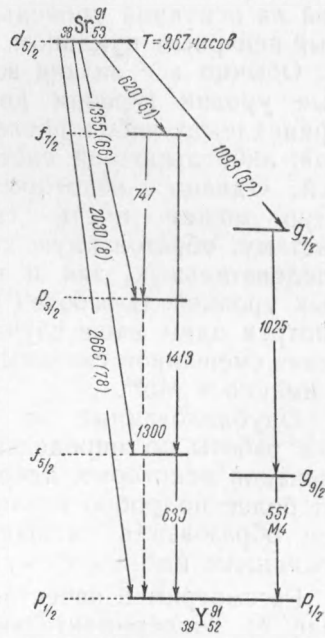


Рис. 3. Схема уровней  $\text{Y}^{91}$

Общей чертой для всех рассмотренных случаев образования двух систем возбужденных уровней является отсутствие  $\gamma$ -переходов с уровня одной системы на уровни другой. Иногда  $\gamma$ -переход между уровнями

нями разных систем, согласно мультипольности перехода, должен был бы иметь большую вероятность, чем наблюдаемые переходы между уровнями одной системы, между тем такие переходы не наблюдаются. Например,  $\gamma$ -переход между уровнями  $g_{7/2}$  и  $f_{5/2}$  ядра  $Y^{91}$  (рис. 3) был бы электрическим дипольным, а конкурирующий с ним переход  $g_{7/2} - g_{5/2}$  является магнитным дипольным, и все же наблюдается последний.

Модель оболочек позволяет дать простое объяснение этому факту. Действительно, переход с одного последовательного уровня на другой связан с изменением состояния только одного (непарного) нуклона. Аналогично переход с одного дырочного уровня на другой связан с переходом одного нуклона на нижележащий незаполненный уровень. Между тем переход с последовательного уровня на дырочный связан с переходом одного нуклона с более высокого уровня на основной и одновременно другого нуклона с заполненного уровня также на основной уровень.

Следовательно, переход между уровнями двух систем есть двухчастичный переход, связанный с изменением состояния одновременно у двух нуклонов и потому имеющий значительно меньшую вероятность, чем обычный одночастичный переход. В этом смысле можно говорить о существовании дополнительного правила отбора для  $\gamma$ -переходов, помимо известных правил отбора по спинам и четности.

Ленинградский  
Физико-технический институт  
Академии наук СССР

Поступило  
4 V 1953

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> А. К. Пекер, Л. А. Слив, А. В. Золотавин, ДАН, 88, №5, 781 (1953).  
<sup>2</sup> H. Zeldes et al., Phys. Rev., 79, 901 (1950); A. W. Sunyar et al., *ibid.*, 86, 1022 (1952). <sup>3</sup> G. E. Owen et al., *ibid.*, 78, 563 (1950); L. A. Smith, R. N. H. Haslam, J. G. W. Taylor, *ibid.*, 84, 842 (1951). <sup>4</sup> D. P. Ames et al., Bull. Am. Phys. Soc., 27, No. 5, 48 (1952).