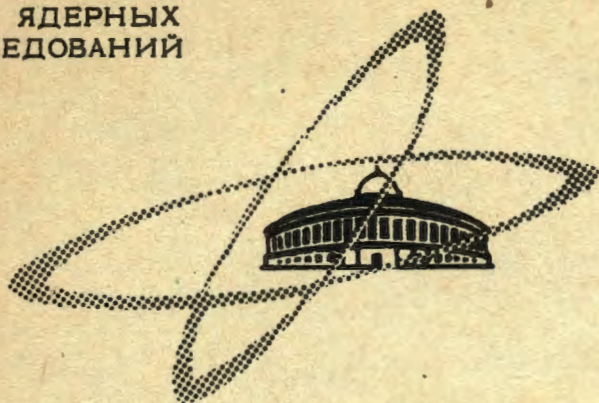


А. 461

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P6 - 3785

К.Александр

РАЗРЕШЕННЫЙ БЕТА-РАСПАД
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1968

P6 - 3785

К.Александр

РАЗРЕШЕННЫЙ БЕТА-РАСПАД
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

7286/3 up

1. В в е д е н и е

Анализ вероятностей бета-распада на различные уровни дочернего ядра – одна из основных задач экспериментальной ядерной спектроскопии. Из скорости определенного перехода на отдельный уровень часто можно делать заключения не только о квантовых характеристиках данного уровня, но также и о внутренней структуре состояния ядра. Это особенно верно для разрешенных переходов, так как в этом случае запреты, связанные с внутренней структурой, сказываются наиболее сильно. Известно, например, что таким образом можно идентифицировать двух- и трех-частичные уровни в сильнодеформированных ядрах, если переход на них является разрешенным, не задержанным.

В круглых ядрах ситуация сложнее из-за сильного смешивания конфигураций. Но тем не менее этим принципом можно пользоваться для изучения структуры отдельных уровней, которые возбуждаются при бета-распаде.

Как известно, имеется два типа разрешенных бета-переходов с различными правилами отбора:

тип Ферми $\Delta J = 0$, $\pi_i \pi_f = +1$,

тип Гамова-Теллера $\Delta J = 0, 1$, $\pi_i \pi_f = +1$, нет переходов $0 \rightarrow 0$. При распаде первого типа спина электрона и нейтрино антипараллельны, при распаде второго - параллельны. В обоих случаях лептоны не уносят орбитальный момент.

Можно представить себе, что отдельный нуклон в ядре, претерпевающий разрешенный бета-распад, не изменяет своей орбиты, причем при распаде типа Ферми не меняется и направление спина. При распаде типа Гамова-Теллера направление спина нуклона относительно орбиты меняется. Это представление, конечно, крайне упрощенное, потому что никакие остаточные взаимодействия между нуклонами в ядре не учитываются, однако оно помогает нам качественно понять дополнительные правила отбора, которые могут влиять на разрешенные переходы и являются причиной их задержки.

2. Переходы типа Ферми

В простой оболочечной модели бета-переходом типа Ферми связываются состояния, различие между которыми состоит только в том, что один протон заменяется одним нейтроном на такой же орбите или наоборот, т.е. оба состояния имеют одинаковый изотопический спин. Это приводит к дополнительному правилу отбора

$$\Delta T = 0.$$

Выполнить это правило удастся только в β^+ -переходах между зеркальными ядрами ($T_z = -1/2 \rightarrow T_z = +1/2$, $T = 1/2$). Действительно,

β^+ -переходы между зеркальными ядрами являются "сверхразрешенными"

($\log ft \approx 3,5$), т.е. скорость этих переходов близка к скорости, ожидаемой для распада свободного нуклона. В других бета-распадах между низколежащими уровнями соседних ядер всегда изменяется изотопический спин, так как для этих состояний $|T| = |T_z|$ и $\Delta T_z = \pm 1$.

В тяжелых ядрах изотопический спин является довольно хорошим квантовым числом, поэтому матричные элементы фермиевского типа обычно очень малы и их вклад в разрешенные переходы типа $\Delta J = 0$, $\Delta T = \pm 1$, (но нет $0 \rightarrow 0$) составляет только несколько процентов (анализ экспериментальных данных см. в работе ^{1/}). Несмотря на то, что при анализе разрешенных переходов обычно можно пренебречь вкладом фермиевских матричных элементов, интересно представить себе, каким должно быть состояние, на которое фермиевский переход был бы разрешен. Возьмем β^- -распад тяжелого ядра. Так как нейтронная система заполнена до более высоколежащих уровней среднего поля, чем протонная, то Ферми-переход одного нейтрона в соответствующий протон на пустой уровень протонной системы с одинаковыми квантовыми числами приводит к образованию дырочно-частичного состояния. Если не учитывать изменения кулоновской энергии при образовании дополнительного протона, то эта операция не требует энергии благодаря независимости ядерных сил от вида нуклонов. Это справедливо для любого нейтрона, сидящего на уровне выше границы Ферми протонной системы. Можно поэтому предполагать, что при разрешенном переходе такого типа образуется некое коллективное состояние, построенное из множества дырочно-частичных элементарных возбуждений ^{2,3/}.

До сих пор мы пренебрегали кулоновской энергией. Учёт ее приводит к тому, что граница Ферми протонной системы в яме среднего поля поднимается приблизительно до высоты границы Ферми нейтронной системы, а

вместе с ней поднимается и введенное только что дырочно-частичное состояние. Таким образом мы получаем, что разрешенный Ферми-переход является энергетически запрещенным.

Коллективное состояние, которое мы вводили в качестве конечного состояния для гипотетического бета-перехода, как раз существует и в действительности. Это хорошо известное аналоговое состояние основного состояния исходного ядра, которое можно возбудить, например, при помощи (p, n) -реакции. Оператор, который превращает ядро в изобарно-аналоговое, похож на оператор разрешенного распада типа Ферми ($\int I = T_{\pm}$). Мы знаем, что аналоговые состояния имеют малую ширину, а реальный бета-переход происходит на далекий от аналогового состояния уровень. Тогда фермиевский матричный элемент этого перехода определяется только "хвостом" (или вкладом его в конечное состояние бета-распада) аналогового резонанса. Близко к границе Ферми этот "хвост" уже мал. Поэтому мы имеем основание полагать, что все разрешенные бета-переходы в тяжелых ядрах (за исключением $0 \rightarrow 0$ - переходов) являются почти чистыми переходами типа Гамова-Теллера, к рассмотрению которых мы теперь перейдем.

3. Переходы типа Гамова-Теллера

Как уже было сказано, при переходе типа Гамова-Теллера изменяется направление спина нуклона, совершающего превращение. То есть в схеме ij - связи нуклон с $j = l_{\pm} 1/2$ превращается в нуклон с $j = l_{\mp} 1/2$. Оператор перехода типа Гамова-Теллера $\int \sigma$ связывает, таким образом, члены спин-орбитального дублета.

В ядрах среднего веса часто встречается ситуация, когда оба члена одного спин-орбитального дублета расположены близко к границам Ферми: состояние $j = \ell + 1/2$ в протонной системе, и состояние $j = \ell - 1/2$ - в нейтронной. Это - следствие спин-орбитального расщепления оболочечной модели. Поэтому мы ожидаем, что в таких случаях бета-переход типа Гамова-Теллера происходит без всякой задержки. Действительно, схемы распада нечетных ядер показывают, что только переходы между одночастичными уровнями, которые являются партнерами спин-орбитального расщепления, происходят с низкими значениями $\log ft$. Но все-таки и эти переходы значительно (больше чем в 10 раз) медленнее, чем можно ожидать, если исходить из скорости распада свободного нуклона.

Одна причина замедления хорошо известна и очевидна. Она связана с тем, что в сложных ядрах мы имеем дело не с частицами, а с квази-частицами. Поэтому необходимо вводить поправки на то, что уровни вблизи границы Ферми частично заняты парами нуклонов. Но этих поправок недостаточно, чтобы объяснить всю задержку. Природа остаточной задержки до сих пор не совсем ясна. Имеются попытки объяснить эту задержку таким же образом, как и в случае разрешенных Ферми-переходов, т.е. выбирая остаточное взаимодействие так, чтобы получить высоколежащее коллективное состояние, которое собирает большую часть силы бета-перехода ^{3-6/}. Это состояние состоит из нейтрон-протон дырочно-частичных пар, но в отличие от обычного аналогового состояния теперь связаны спин-орбитальные партнеры. В других опытах состояние такого рода пока не наблюдалось и поэтому эта трактовка является еще более гипотетической, чем объяснение запрета для Ферми-переходов при помощи изобар-аналогового состояния.

Оставим эту сложную проблему и попробуем решить более скромную задачу: перенормируем матричные элементы для того, чтобы избавиться от вышеуказанного, пока не точно определенного, фактора. При этом мы надеемся, что поправка этого рода незначительно изменяется при переходе от одного ядра к соседнему. Таким образом, вводя эффективные приведенные матричные элементы для разрешенных переходов между определенными одночастичными состояниями (т.е. только между партнерами спин-орбитального расщепления), попытаемся определить их из опыта и посмотреть, что с ними можно сделать при анализе переходов между состояниями более сложной структуры. Приведенные матричные элементы мы определим так, чтобы

$$\langle j \parallel \sigma \parallel j' \rangle = \langle j' \parallel \sigma \parallel j \rangle .$$

Зная приведенный матричный элемент, мы сможем вычислить вероятность определенного перехода, если известна поправка R , учитывающая парные корреляции. Кроме того, нам нужен геометрический (статистический) фактор S , который вычисляется из угловых моментов нуклонов, принимавших участие в переходе. Эти факторы, на которые нужно умножить матричный элемент, приведены в Приложении. Значения f_t должны быть пропорциональны величине

$$(RS |\langle j \parallel \sigma \parallel j' \rangle|^2)^{-1}$$

(нас интересуют только относительные значения, поэтому константами можно пренебречь). Как показывает сравнение этого соотношения с полученными экспериментально $\log f_t$ для переходов между одночастичными состояниями¹⁷¹, оно качественно выполняется, но все же нельзя

сказать, что существует количественное согласие между экспериментальными данными и перенормированными теоретическими значениями $\log ft$. Это может быть частично обусловлено тем, что нам недостаточно хорошо известны значения U^2 и V^2 парной модели. Попытка вычислить значения U^2 и V^2 из экспериментальных $\log ft$ также дала только качественные результаты /8/.

Лучшее согласие можно ожидать, если сравнить переходы, для которых поправки на сверхтекучесть должны быть идентичными. Это мы будем делать при обсуждении конкретных примеров.

4. Выводы о структуре уровней, связанных разрешенными бета-переходами

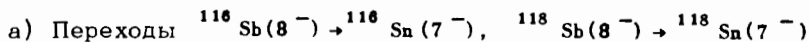
Далее мы исходим из следующих условий:

1) все разрешенные, незадержанные переходы ($\log ft \leq 5,5$) являются переходами типа Гамова-Теллера;

2) эти переходы всегда связывают одночастичные состояния спин-орбитального дублета $j' = \ell \pm 1/2 \rightarrow j = \ell \mp 1/2$

Применяя эти условия (при просмотре всех известных бета-переходов в области $90 \leq A \leq 140$ не было обнаружено ни одного явного отклонения от них) к наблюдаемым быстрым бета-переходам, мы сможем в ряде случаев надежно определить структуру уровней, связанных этими переходами.

Приводим несколько примеров:



Изомерные состояния Sb имеют структуру $[\pi d_{5/2} \nu h_{11/2}]_{8^-}$, а уров-

ни 7^- в Sn - структуру $[\nu d_{3/2} \nu h_{11/2}]_{7^-}$. Это предположение не является единственно возможным. Например, изомерным состояниям Sb можно было бы приписать структуру $[\pi g_{7/2} \nu h_{11/2}]$. Спины этих состояний экспериментально не определены. (Квантовые характеристики 7^- конечных состояний бета-распада экспериментально хорошо установлены). В этой ситуации характер бета-распада помогает нам выбрать правильный вариант. Только в случае $[\pi d_{5/2} \nu h_{11/2}]_{8^-} \rightarrow [\nu d_{3/2} \nu h_{11/2}]_{7^-}$ можно ожидать, что $\log ft$ перехода совпадает с $\log ft$ аналогичных переходов $\pi d_{5/2} \rightarrow \nu d_{3/2}$ в соседних нечётных ядрах, что и наблюдается на опыте (см. табл. 1).

Таблица 1

β^+ - переходы $_{51}\text{Sb} \rightarrow _{50}\text{Sn}$

A	J_i	J_f	E_f (МэВ)	$\log ft$ [9]	Интерпретация	
					J_i	J_f
115	$5/2^+$	$3/2^+$	0,494	4,7	$\pi d_{5/2}$	$\nu d_{3/2}$
116	8^-	7^-	2,90	4,6	$[\pi d_{5/2} \nu h_{11/2}]_{8^-}$	$[\nu d_{3/2} \nu h_{11/2}]_{7^-}$
117	$5/2^+$	$3/2^+$	0,158	4,9	$\pi d_{5/2}$	$\nu d_{3/2}$
118	8^-	7^-	2,572	5,0	$[\pi d_{5/2} \nu h_{11/2}]_{8^-}$	$[\nu d_{3/2} \nu h_{11/2}]_{7^-}$

С состояния типа $[\pi g_{7/2} \nu h_{11/2}]$ разрешенный, незадержанный переход на двухнейтронное состояние невозможен потому, что состояние $\nu g_{9/2}$ уже находится в замкнутой оболочке. А если приписать изомеру Sb другой спин, то мы получим задержку перехода из-за геометрического фактора, который оказывается намного меньше, чем в случае перехода $8^- \rightarrow 7^-$, при котором характер сложения моментов нуклонов не изменяется (см. табл. 2).

Таблица 2

Переход	S
$[5/2, 11/2]_{8^-} \rightarrow [3/2, 11/2]_{7^-}$	$1/6 = 1/(2j'_1 + 1)$
$[5/2, 11/2]_{7^-} \rightarrow [3/2, 11/2]_{7^-}$	11/210
$[5/2, 11/2]_{6^-} \rightarrow [3/2, 11/2]_{7^-}$	11/1092

б) Изомерный переход $^{188}\text{Pr} (2 \text{ ч}) \rightarrow ^{188}\text{Ce} (7^-)$

Схема распада изомерного состояния ^{188}Pr похожа на распад изомеров Sb , хотя в этом случае $\log ft = 5,7$ довольно велик. Структура состояния 7^- в ^{188}Ce , очевидно, опять типа $[\nu d_{3/2} \nu h_{11/2}]$, а если предполагать, что структура изомера ^{188}Pr , так же как и Sb , — типа $[\pi d_{5/2} \nu h_{11/2}]$, то получается разрешенный переход $\pi d_{5/2} \rightarrow \nu d_{3/2}$. Сравнение перехода с аналогичным переходом в соседнем нечётном ядре $^{189}\text{Pr} \rightarrow ^{189}\text{Ce}$ $\log ft = 5,6^{10/11}$ подтверждает сделанный нами вывод, причём только при условии, что спин исходного состояния 8^- . Это не противоречит новым данным $^{11/11}$ по этому распаду. С большой уверенностью можно исключить квантовые характеристики 6^- для ^{188}Pr , так как в этом случае распад должен быть больше чем на порядок медленнее наблюдаемого. Сравнительно большое значение $\log ft$ для указанных переходов связано, по-видимому, с малым фактором $R = U_{j\pi}^2 U_{j\nu}^2$, так как оба уровня $\pi d_{5/2}$ и $\nu d_{3/2}$ у этих ядер уже почти заполнены.

Такая же аргументация кажется возможной и в случае нового изомера $^{140\text{m}}\text{Pm}$ (6 мин), который распадается с довольно низким значением

$\log ft$ на состояние 7^- в ядре ^{140}Nd /12/. И в этом случае предполагается спин 8^- для ^{140}Pm , а не 6^- , как предполагают авторы /12/.

в) Структура уровней 4^+ в изотопах ^{116}Sn , ^{118}Sn и ^{120}Sn

Эти уровни возбуждаются со стороны изомеров индия со спином 5^+ .

Структура исходного состояния известна: $[\pi g_{9/2} \nu s_{1/2}]_{5^+}$ (в случае ^{116}In это подтверждается данными из (d, p) -реакции). β^- -переход указанного типа возможен только следующий:

$$\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}.$$

Вновь появляющийся протон попадает в дырку $\pi g_{9/2}$, образуя при этом замкнутую протонную оболочку олова. В результате возникает двухквази-частичное состояние $[\nu g_{7/2} \nu s_{1/2}]$, в нашем случае это не чистое двух-частичное состояние, как это следует из факта существования нескольких уровней 4^+ . Есть другие двухнейтронные конфигурации, которые смешиваются с этими состояниями 4^+ , а именно: $(g_{7/2})_{4^+}^2$, $(g_{7/2}^d \ 3/2)_{4^+}$, $(d \ 5/2)_{4^+}^2$, $(d \ 5/2 \ d \ 3/2)_{4^+}$, $(h \ 11/2)_{4^+}^2$. Но никакая из этих конфигураций не может возбуждаться разрешенным, незадержанным переходом со стороны исходного состояния. Вероятность возбуждения отдельных уровней 4^+ должна по-этому быть пропорциональна вкладу конфигурации $[\nu g_{7/2} \nu s_{1/2}]_{4^+}$ в данное состояние. Если мы сложим все вероятности переходов на уровни 4^+ , то получим во всех трех случаях один и тот же суммарный $\log ft$. А это значение как раз совпадает с $\log ft$ для аналогичных переходов в соседних нечётных ядрах. Вывод такой: двухнейтронное состояние $(g_{7/2}^s \ 1/2)_{4^+}$ распределено по состояниям 4^+ , которые возбуждаются при бета-распаде. Соответствующие амплитуды a^2 можно рассчитать из отдельных $\log ft$ (см. таблицу 3).

Таблица 3

 β^- -распад ${}_{49}\text{In} \rightarrow {}_{50}\text{Sn}$

Экспериментальные данные /9/							
A	J_i	J_f	E_f (МэВ)	$\log ft$	$\log ft^+$	a^2	$\sum a_i^2 E_i$
116	5^+	4^+	2,38	5,2	4,5	0,22	2,69 МэВ (2,7)
			2,52	5,1		0,26	
			2,80	5,1		0,26	
			3,05	5,1		0,26	
117	$9/2^+$	$7/2^+$	0,73	4,5	4,5		
118	5^+	4^+	2,28	5,6	4,5	0,08	2,87 МэВ (3,1)
			2,48	5,7		0,07	
			2,96	4,6		0,85	
119	$9/2^+$	$7/2^+$	0,84	4,4	4,4		
120	5^+	4^+	2,18	5,6	4,5	0,09	3,15 МэВ (3,4)
			2,65	6,0		0,03	
			3,06	4,8		0,54	
			3,17	5,6		0,09	
			3,39	5,7		0,07	
			3,54	5,9		0,04	
			3,78	5,4		0,14	

$$^+) \quad (\overline{ft})^{-1} = \sum (ft_i)^{-1}$$

Эти амплитуды не согласуются с расчётными значениями, которые получил Арвие /13/, но расчёты, приведенные в работе /13/, не подтвердились и в других отношениях.

Интересно определить центр тяжести $\sum a_i^2 E_i$ состояния ($g_{7/2^+ 1/2^-}$) и сравнить его с расчётным положением /14/ чистого двухквaziчастичного состояния, которое приводится в скобках (табл 3). Получается довольно хорошее согласие.

д) Двух- и трехчастичные уровни в ^{98}Mo и ^{94}Mo .

В распаде $^{94}_{48}\text{Tc} \rightarrow ^{94}_{42}\text{Mo}$ наблюдается переход между двухчастичными уровнями, структуру которых также можно определить из сравнения значений $\log ft$ у чётных и нечётных ядер.

Таблица 4

β^+ -распад $^{94}_{48}\text{Tc} \rightarrow ^{94}_{42}\text{Mo}$

Экспериментальные данные /9,15/				Интерпретация		
λ	J_i	J_f	E_f	$\log ft$	J_i	J_f
93	$9/2^+$		1,363	4,8	$\pi g_{9/2}$	$\nu g_{7/2}$
94	$(6,7)^+$	6^+	2,422	4,9	$[\pi g_{9/2} \nu d_{5/2}]_{7^+}$	$[\nu g_{7/2} \nu d_{5/2}]_{6^+}$
95	$9/2^+$	$7/2^+$	0,965	5,1	$\pi g_{9/2}$	$\nu g_{7/2}$

В основном состоянии ^{94}Tc действует слабое правило Нордгейма, поэтому переход может быть типа $7^+ \rightarrow 6^+$, а скорость перехода такая же, как у одночастичного перехода $\pi g_{9/2} \rightarrow \nu g_{7/2}$ в соседних нечётных ядрах. Как видно из таблицы, экспериментальные данные подтверждают этот вывод. У ^{98}Tc и ^{93m}Tc наблюдаются и другие сильные бета-переходы на более высоковозбужденные уровни. Структуру этих уровней трудно объяснить как одночастичную. Естественно полагать, что они - трехчастичной природы.

Чтобы получить разрешенным переходом трехчастичное состояние из одночастичного, единственной возможностью является образование структуры $[\pi g_{9/2} \nu g_{7/2}]_{1^+}$ из квазичастичного вакуума остова, причем нечётный нуклон остается на месте. Поэтому переход является аналогом пе-

переходов $0^+ \rightarrow 1^+$ при распаде $^{94}\text{Ru} \rightarrow ^{94}\text{Tc}$, приведенных в Таблице 5.

Таблица 5

A	Переход	Экспериментальные данные ^{/15,16/}				Интерпретация	
		J_i	J_f	E_f	$\log ft$	J_i	J_f
93	$\text{Tc} \rightarrow \text{Mo}$	$9/2^+$		2,903	4,5	$\pi g_{9/2}$	$[\pi g_{9/2} \nu g_{7/2}]_1 \pi g_{9/2}$
		$1/2^-$		2,645	4,2	$\pi p_{1/2}$	$[\pi g_{9/2} \nu g_{7/2}]_1 \pi p_{1/2}$
94	$\text{Ru} \rightarrow \text{Tc}$	0^+	1^+	0,367	$< 4,0$	0	$[\pi g_{9/2} \nu g_{7/2}]_{1^+}$
				0,891	$< 4,0$		

К сожалению, спины трехчастичных уровней 2,903 и 2,645 Мэв в ^{98}Mo не известны, так что из-за неопределенности статистического фактора нельзя точно сопоставить наблюдаемые значения $\log ft$. Лучшее согласие можно было бы получить, если предположить, что $J_f = 9/2^+$ для уровня 2,903 Мэв, а $J_f = 3/2^-$ - для уровня 2,645 Мэв, что не противоречит распаду этих состояний.

е) Трехчастичное состояние в ^{115}Sn

При распаде $^{115}_{51}\text{Sb} \rightarrow ^{115}_{50}\text{Sn}$ наблюдается переход на уровень 2,72 Мэв с очень низким значением $\log ft = 3,9^{/17/}$. Этот случай особенно интересен потому, что этот переход можно объяснить, только допустив нарушение замкнутой оболочки протонов. Одночастичная природа уровня 2,72 Мэв исключается, так как этот уровень в реакции (d, p) не наблюдается^{/18/}. Единственная возможность для разрешенного незадержанного перехода следующая:

$$\pi d_{5/2} \rightarrow [\pi g_{9/2} \nu g_{7/2}]_1 + \pi d_{5/2}.$$

При этом протон из последнего уровня замкнутой оболочки переходит в состояние $g_{7/2}$ нейтронной системы, а протон на уровне $d_{5/2}$ является "наблюдателем", который не принимает участия в превращении. Аналогом этого перехода является переход $^{114}\text{In}(1^+) \rightarrow ^{114}\text{Sn}(0^+)$, в котором состояние $[\pi g_{9/2} \nu g_{7/2}]_{1^+}$ превращается в квазичастичный вакуум, т.е. переход происходит в обратном направлении по сравнению с переходом $^{116}\text{Sb} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$. Переход $0^+ \rightarrow 1^+$ должен происходить в три раза быстрее из-за статистического фактора. Это и наблюдается: для перехода $^{114}\text{In} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$ $\log ft = 4,4$, а для перехода $^{116}\text{Sb} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$ $\log ft = 3,9$. Интересен тот факт, что уровень со структурой $[\pi g_{9/2} \nu g_{7/2}]_{1^+} \pi d_{5/2}$ расположен в полумагическом ядре так низко. В соседнем чётно-чётном ядре ^{116}Sn первые дырочно-частичные возбуждения протонной оболочки наблюдаются на высоте $3,6 \text{ МэВ}/19$. Опускание трехчастичного уровня можно объяснить, если учесть остаточное протон-нейтронное взаимодействие, которое именно в конфигурации $[\pi g_{9/2} \nu g_{7/2}]_{1^+}$ должно быть особенно сильным. По существу это - давно известное сильное правило Нордгейма.

Желательно было бы проверить данные по распаду ^{116}Sb с применением германиевого детектора, а также попытаться возбудить уровни этого рода в реакции $^{118}\text{In}(\text{ }^8\text{He}, \text{p})$.

5. З а к л ю ч е н и е

При анализе разрешенных, незадержанных бета-переходов в сферических ядрах имеется возможность извлекать больше информации о структуре уровней, между которыми происходит переход, чем это обычно делается.

Обсуждение было обосновано на следующих предположениях:

1) в рассмотренных переходах вкладом фермиевских матричных элементов можно пренебречь;

2) разрешенные, незадержанные переходы типа Гамова-Теллера всегда связывают члены спин-орбитального дублета;

3) при сравнении переходов подобной природы, кроме поправок на сверхтекучесть, нужно учитывать влияние статистических факторов. Это особенно важно, если в переходе участвуют двух- или трехчастичные уровни.

Особую роль, которую, по-видимому, играют нейтрон-протонные пары типа $[\pi(\ell+1/2)\nu(\ell-1/2)]_{1+}$ в разрешенных переходах на высоко возбужденные уровни, стоит изучать более тщательно.

Приложение

Расчёт факторов R и S в модели квазичастиц

Оператор бета-распада в формализме сверхтекучей модели имеет общий вид /20/:

$$G_{\beta} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{j j'} (j' m' j \bar{m} | 1 \bar{\mu}) \langle j || \sigma || j' \rangle \{ U_j U_{j'} (-1)^{j-m'} a_{j m}^+ a_{j' m'}^+ + \\ + V_j U_{j'} (-1)^{j-m+j'-m'} a_{j-m} a_{j' m'} + U_j V_{j'} a_{j m}^+ a_{j' -m}^+ + \\ + V_j V_{j'} (-1)^{j-m} a_{j-m} a_{j-m}^+ \} . \quad (1)$$

При этом $\langle j || \sigma || j' \rangle$ - приведенный матричный элемент разрешенного распада типа Гамова-Теллера между одночастичными уровнями $j' = \ell_{\pm} - 1/2$ и $j = \ell_{\pm} + 1/2$, $(j' m' j \bar{m} | 1 \bar{\mu})$ - коэффициент Клебша-Гордана. U, V - коэффициенты заполнения уровней.

Вероятность перехода между состояниями $\Psi_i(J')$ и $\Psi_f(J)$ исходного и конечного ядра определяется суммой квадратов матричных элементов с различными магнитными квантовыми числами:

$$(ft)^{-1} \sim (2J'+1)^{-1} \sum_{MM'} |\langle \Psi_f(JM) | G_\beta | \Psi_i(J'M') \rangle|^2. \quad (2)$$

Если предположить, что в рассмотренных здесь случаях только один из возможных приведенных матричных элементов в G_β дает вклад, то можно записать:

$$(ft)^{-1} \sim RS |\langle j || \sigma || j' \rangle|^2. \quad (3)$$

Поправку по парным корреляциям R мы получаем сразу из (1), определив вид волновых функций Ψ_i и Ψ_f . Например, для β^- -перехода с двухчастичного состояния нечётно-нечётного ядра

$$\Psi_i = (2J'+1)^{-1/2} \sum_{mm''} (j m j'' m'' | J' M') a_{jm}^+ a_{j''m''}^+ \quad (4)$$

(j = протон, j'' = нейтрон)

в двухнейтронное состояние

$$\Psi_f = (2J+1)^{-1/2} \sum_{m'm''} (j' m' j'' m'' | J M) a_{j'm'}^+ a_{j''m''}^+ \quad (5)$$

соседнего чётного ядра действует член с квазичастичными операторами

$a_{j-m}^+ a_{j'-m'}$ в (1); в результате имеем $R = V_j^2 V_{j'}^2$ и т.д.

Статистический фактор S вычисляется из коэффициентов векторного сложения, которые имеются в выражениях для операторов бета-распада и вол-

новых функций. Таким образом, получаем для одночастичного перехода:

$$S = (2j' + 1)^{-1} (1/3) \sum_{mm'} | (j' m' j \bar{m} | 1 \bar{\mu}) |^2 = (2j' + 1)^{-1}, \quad (6)$$

для перехода с протон-нейтронного двухчастичного состояния с $J' = 1^+$ в квазичастичный вакуум (основное состояние соседнего ядра): $(jj')_{1^+} \rightarrow 0$:

$$S = (1/9) \sum_M | \sum_{mm'} (j' m' j \bar{m} | 1 \bar{\mu}) (j' m' j m | 1 M) |^2 = 1/3, \quad (7)$$

а для обратного процесса $0 \rightarrow (jj')_{1^+}$,

$$S = 1. \quad (8)$$

Для переходов между двухчастичными состояниями имеем:

$$(j' j'')_{J'} \rightarrow (j j'')_J$$

$$S = (2J' + 1)^{-1} (1/3) \sum_{MM'} | \sum_m (j m j'' m'' | JM) (j' m' j \bar{m} | 1 \bar{\mu}) \times \\ \times (j' m' j'' m'' | J' M') (-)^{j' - m'} |^2 \\ = (2J + 1) [W(j j' J J'; 1 j'')]^2, \quad (9)$$

где W - коэффициент Рака. Эти выражения согласуются с формулами, которые дают Розе и Осборн^{/21/} для переходов между двухчастичными уровнями, если учесть другое определение приведенного матричного элемента $\langle j || \sigma || j' \rangle$.

Аналогичным путем получаем для перехода с одночастичного уровня на трехчастичный $j'' \rightarrow [(jj')_1 + j'']_J$,

$$S = \frac{2J+1}{3(2j''+1)}, \quad (10)$$

а в случае другой схемы связи $j'' \rightarrow [(j'j'')_{1''} j]_J$,

$$S = \frac{(2J+1)(2J''+1)}{2j''+1} - [W(jj'Jj''; 1J'')]^2. \quad (11)$$

Л и т е р а т у р а

1. H.Daniel, H.Schmitt, Nucl. Phys. 65 481 (1965).
2. J.Fujita, S.Fujii, K.Ikeda. Phys. Rev. 133, B 549 (1964).
3. J.Fujita, K.Ikeda. Nucl. Phys. 67, 145 (1965).
4. K.Ikeda, S.Fujii, J.I.Phys. Letters 8, 271 (1963).
5. I.Hamamoto. Nucl. Phys. 62, 49 (1965).
6. J.A.Halbleib, R.A.Sorensen, Preprint, R.A.Sorensen, Ark. Fysik 36, 657 (1967) (Proc. Lysekil Symp.)
7. L.Silverberg, A.Winther, Phys. Letters 3, 158 (1963)
8. M.Sakai, S.Yoshida. Nucl. Phys. 50 497 (1964)
9. C.M.Lederer, J.M.Hollander, I.Pearlman. Table of Isotopes, 6 Ed., New York 1967.
10. Е.И.Бирюков, В.Т.Новиков, Н.С.Шиманская. Изв. АН СССР, сер. физ. 27, 1408 (1963).
11. H.Nakayama, M.Fujoka, K.Hisatake. Preprint, to be publ. in J.Phys. Soc. Japan.
12. Р.Арльт и др. Препринт ОИЯИ Р6-3540, Дубна 1967. Программа и тезисы XVIII сов. по ядерной спектроскопии., Рига 1968, стр. 64.

13. R.Arviou. *Ann. Physique* 8, 407 (1963).
14. L.S.Kisslinger, R.A.Sorensen. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 32, Nr 9 (1960).
15. Я.Врэал и др. Программа и тезисы XVIII сов. по ядерной спектроскопии, Рига 1968, стр. 48, 50.
16. E.Eichler, G.Chilosi, N.R.Johnson. *Phys. Letters* 24B, 140 (1967).
17. M.Sehgal. *Phys. Rev.*, 125, 968 (1962).
18. E.J.Schneid, A.Prakash, B.L.Cohen. *Phys. Rev.*, 156, 1316 (1967).
19. M.Cornjeaud, S.Harar, J.Picard. *Phys. Letters.*, 23, 104 (1966).
20. Y.Futami, M.Sakai. *Nucl. Phys.*, A92, 91 (1967).
21. M.E.Rose, R.K.Osborn. *Phys. Rev.*, 93, 1326 (1954).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1968 года.