ИССЛЕДОВАНИЯ БЕТА-РАСПАДА ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМЕТРА ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ГАММА-ЛУЧЕЙ

А.А.Быков, В.Д.Витман

Введение

Силовая функция бета-распада $S_{\beta+}$ – это плотность приведенной вероятности бета-переходов в зависимости от энергии возбуждения дочернего ядра. Силовые функции могут быть вычислены теоретически как вероятность возбуждения ядра внешним полем заданной частоты. В силовых функциях ядер, удаленных от полосы стабильности, доминируют разрешенные переходы гамов-теллеровского типа, которым при теоретическом рассмотрении соответствует внешнее поле, имеющее спин и четность 1^+ и изоспин 1, что совпадает с квантовыми числами пиона в p-волне. Принципиальным является вопрос о том, имеет ли отклик ядра на такое поле резонансный характер или затухание колебаний столь велико, что силовые функции бесструктурны.

Систематические исследования $S_{\beta+}$ были начаты в ЛИЯФ в 1980 году. К тому времени в ЦЕРНе были уже измерены $S_{\beta+}$ большого числа ядер, и резонансной структуры обнаружено не было. Вывод о статистическом характере $S_{\beta+}$ считался одним из важнейших результатов, полученных на установке ISOLDE в 70-х годах. Существовала, однако, противоположная точка зрения, основанная на ряде косвенных данных, указывающих, что $S_{\beta+}$, возможно, имеют резонансный характер. Подробности дискуссии можно найти в обзоре [1]. Для экспериментального исследования $S_{\beta+}$ в ЛИЯФ был создан спектрометр полного поглощения гамма-лучей и была разработана методика обработки экспериментальных данных.

Метод прямого измерения вероятностей заселения уровней β-распадом был предложен в работе Рудстама (1972). Его принцип заключается в измерении γ-излучения большими кристаллами в геометрии, близкой к 4π. Когда эффективность полного поглощения каскада квантов велика, то амплитуда сигнала в спектрометре будет определяться суммарной энергией каскада, то есть энергией уровня, заселенного β-переходом. В последующих работах с помощью построенных спектрометров были измерены спектры ряда радиоактивных изотопов и определены силовые функции их β-распада. Однако, в силу ряда технических причин, в спектрометрах удалось получить телесный угол только 80% от 4π, что привело к резкой зависимости эффективности полного поглощения от числа квантов в каскаде. При обработке экспериментальных данных неизвестные схемы распада изотопов моделировались на ЭВМ в предположении статистического характера как β-распада, так и разрядки возбужденных состояний γ-переходами, что, естественно, не могло не сказаться на надежности результатов.

В 1979 году в ЛИЯФ совместно с НИИФ ЛГУ был спроектирован и построен спектрометр полного поглощения гамма-лучей со значительно лучшими характеристиками [2]. В процессе измерений регистрируется как спектр полного поглощения γ-лучей, так и он же в совпадении с позитронами. Это дает возможность разделить эффекты, связанные с электронным захватом и позитронным распадом.

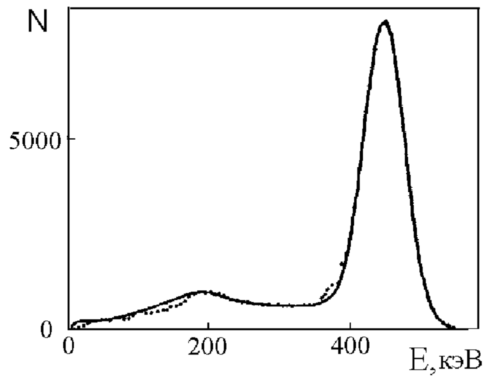

Рис.1. Экспериментальная (точки) и расчетная (кривая) функции отклика спектрометра полного поглощения.

Функция отклика спектрометра для квантов разной энергии рассчитывалась методом Монте Карло по специально созданной программе SIGMA [3] и определялась экспериментально при измерении калиброванных гамма-источников с простыми спектрами. Совпадение расчета и эксперимента в пике полного поглощения не хуже 1%, а в области непрерывного распределения не хуже 5%. Для примера на рис.1 приведены расчетная и экспериментальная функции отклика для квантов с энергией 478 кэВ, то есть в области энергий, наиболее сложной для моделирования.

Силовые функции бета-распада и перенормировка аксиально-векторной константы взаимодействия в тяжелых нейтронодефицитных ядрах

Открытие и исследование аналоговых резонансов стимулировало интерес к исследованию зарядово-обменных возбуждений в ядрах, в первую очередь коллективных возбуждений типа Гамова-Теллера. С точки зрения микроскопического подхода эти возбуждения представляют собой частично-дырочные состояния с изоспином τ=1, спином и четностью $\mathrm{I}^{\pi}=1^{+}$. Возможны три ветви гамов-теллеровских возбуждений с разными проекциями изоспина. Возбуждения типа (pn^{-1}) с $\mu_\tau = -1$ находятся в ядре Z+1, N–1; возбуждения типа (np^{-1}) с $\mu_\tau = +1$ находятся в ядре Z–1, N+1; возбуждения типа (nn^{-1}) и (pp^{-1}) с $\mu_\tau = 0$ – в том же ядре Z, N. Состояния с $\mu_\tau = -1$ возбуждаются в β^--распаде, однако резонанс Гамова-Теллера, в котором заключена большая часть силы этого коллективного возбуждения, расположен значительно выше энергии β^--распада. Он может быть возбужден в реакции (pn) или других реакциях перезарядки. Состояния с $\mu_\tau = +1$ возбуждаются в β^+-распаде. Вопрос о том, могут ли при этом проявляться относительно узкие резонансы коллективной природы, оставался открытым.

В работе [4] в рамках схематической модели были проведены расчеты положения главного максимума в $S_{\beta+}$ для нейтронодефицитных ядер с N>Z для области $20 < Z < 100$. Было показано, что этот максимум во многих случаях расположен ниже основного состояния распадающегося ядра, то есть может наблюдаться при β^+-распаде. Эти расчеты позволили выбрать область ядер для поиска резонансов в $S_{\beta+}$.

Основной экспериментальной задачей для спектрометра полного поглощения было исследование силовых функций β-распада нейтронодефицитных изотопов редкоземельной области, удаленных от полосы стабильности, с целью обнаружения резонанса Гамова-Теллера с μ_τ=+1 и определения его характеристик. Уже в первых экспериментах была обнаружена резонансная структура в S_{β^+} ряда изотопов [5]. Дальнейшие эксперименты подтвердили этот результат. Для определения зависимости положений и интенсивностей резонансов от массового числа были проведены исследования S_{β^+} для группы ядер с одним значением Z: Lu, Tm, Cs, Dy, Ho. Проводились также измерения вероятностей заселения уровней β-распадом для отдельных изотопов, представляющих интерес с физической или методической точек зрения.

Анализ всей совокупности полученных данных показывает, что при достаточном удалении от области стабильности резонансный характер S_{β^+} наблюдался практически всегда, то есть явление носит универсальный характер, причем для некоторых удаленных ядер наблюдаемые резонансы вбирают в себя большую часть силы ГТ-возбуждений $\mu_\tau = +1$. Результаты открытия этой компоненты ГТ-резонанса были доложены на 4-ой конференции по ядрам, удаленным от полосы стабильности [6]. На рис.2 приведена определенная экспериментально и рассчитанная нами теоретически в приближении RPA S_β^+ для изотопа туллия с массовым числом A=159. Формы двух графиков близки, но абсолютные значения расчетных вероятностей превышают экспериментальные почти в три раза. Аналогичная картина наблюдалась и для соседних изотопов туллия.

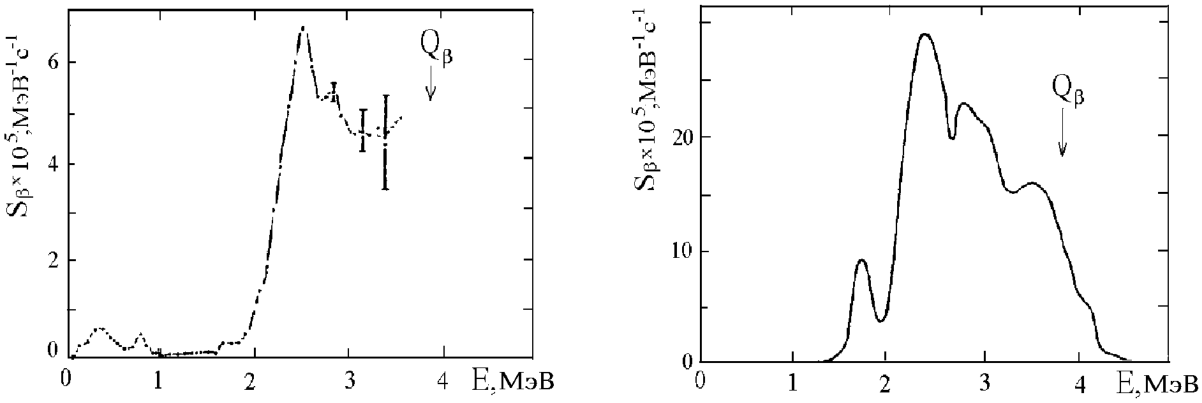

Рис.2. Сравнение экспериментальной и расчетной силовых функций β-распада ^{159}Tm.

Подавление полной силы ГТ-возбуждений в 2–3 раза наблюдается также и в реакциях (p,n), что может быть описано просто перенормировкой константы аксиально- векторного взаимодействия в ядерной материи. Обнаруженное нами подавление силы ГТ-возбуждений в β^+-распаде, очевидно, имеет ту же причину – перенормировку аксиально-векторной константы.

ГТ-резонанс в изотопах туллия достаточно широк, что связано с тем, что эти ядра являются деформированными. Высокоэнергетичная часть этого резонанса на опыте не наблюдается (рис.2), так как часть силы резонанса находится выше энергии распада и ее величину в расчете можно только оценить. Поэтому в [6] приведена лишь оценка эффективного значения аксиальной константы для изотопов Tm. Более узкие резонансы должны наблюдаться при распаде сферических ядер, близких к магическим. В области редких земель такие ядра расположены вблизи ядра с Z=64 и N=82. С этой целью был исследован один из таких резонансов в S_{β^+} изотопа диспрозия с массовым числом A=147 (Z=66, N=81). S_{β^+} этого изотопа представлена на рис.3. Главный максимум имеет ширину около 0.3 МэВ и расположен на 2.4 МэВ ниже энергии распада, что позволяет проследить поведение жесткого хвоста силовой функции и определить на опыте полную силу ГТ-возбуждений. В работе [7] к S_{β^+} ^{147m}Dy добавлены результаты измерений S_{β^+} еще двух изотопов диспрозия – ^{149}Dy и ^{151}Dy. Там же проведен теоретический анализ в рамках самосогласованной теории HF+RPA с силами Скирма с учетом континуума и спаривания как для нечетных изотопов диспрозия, так и для четных, данные о которых взяты из литературы. В целом получены следующие результаты :

1. При изменении числа нейтронов от 81 до 85 форма силовой функции меняется слабо, вероятность переходов падает, а энергия главного максимума приближается к основному состоянию материнского ядра.

2. Если в энергиях максимумов в дочерних ядрах наблюдаются большой скачок при переходе через оболочку N=82 и четно-нечетные эффекты, то энергии, отсчитанные от основного состояния материнского ядра, являются плавной функцией. Такое поведение предсказывается теорией и прекрасно согласуется с экспериментом.

3. Вероятности возбуждения резонансов в зависимости от массового числа в теории и в эксперименте подобны, однако, как и в случае с изотопами туллия, теория превышает эксперимент примерно в три раза. Для всех ядер были определены факторы подавления ГТ-возбуждений с использованием разных потенциалов Скирма и определено наиболее вероятное значение эффективной аксиальной константы: 0.75(8) для ядер с массовыми числами вблизи A=150.

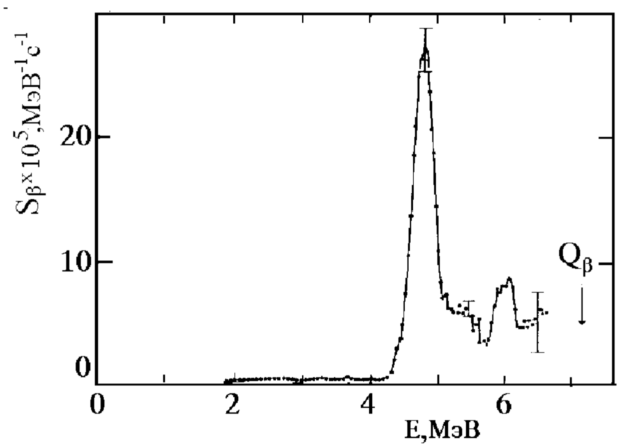

Рис.3. Силовая функция β-распада ^{147m}Dy.

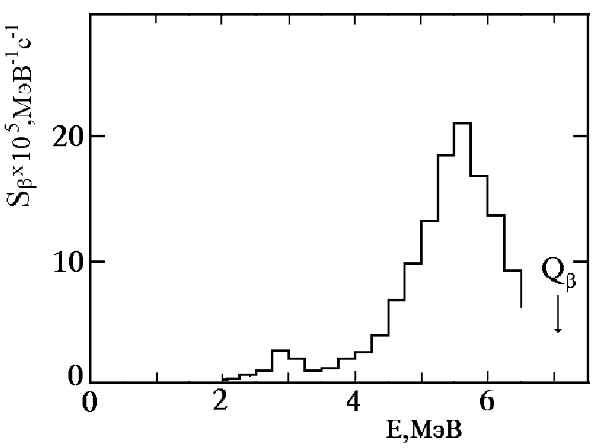

Рис.4. Силовая функция β-распада ^{100}Ag.

Используя спектрометр полного поглощения, построенный в ПИЯФ, мы исследовали бета-распад нечетно-нечетных изотопов ^{100}Ag и ^{100}In. Измерения проводились на масс-сепараторе GSI в линию с пучком тяжелых ионов UNILAC в рамках программы исследования ядер в области дважды магического ядра ^{100}Sn. Результаты подтвердили резонансный характер S_{β^+} (см. рис.4) и представляют возможность совместного анализа с использованием полученных ранее данных для четно-четных ядер.

Конкуренция между испусканием гамма-квантов и эмиссией запаздывающих частиц

Испускание частиц из состояний, возбуждаемых при β-распаде, является особенностью ядер, удаленных от области стабильности. Вероятность эмиссии частиц и их спектры зависят как от вероятности возбуждения уровней бета-переходами, так и от вероятности распада этих состояний по частичному и γ-каналам.

Запаздывающие протоны

Для исследований было выбрано ядро ^{147}Dy. Кремниевый детектор регистрировал запаздывающие протоны с геометрической эффективностью 20% от 4π и разрешением 30 кэВ, а NaI детектор регистрировал спектр полного поглощения. Такой режим позволял определять вероятности распада по каналам (βp), $(\beta\gamma)$ и $(\beta p\gamma)$ в зависимости от энергии возбуждения.

Были получены следующие результаты :

а. На рис.5 показан протонный спектр. Видно, что он не является статистическим – видны несколько достаточно острых пиков.

б. Протонная ветка при распаде основного состояния ^{147}Dy (I^{π}=1/2^{+}) равна 4.5(20)$\times10^{-4}$, а при распаде изомерного состояния (I^{π}=11/2^{-}) составляет менее 10^{-5}.

в. (γp)-совпадения в пределах погрешности не наблюдаются, таким образом вероятность протонных переходов на возбужденные состояния ^{146}Gd пренебрежимо мала (менее 1% от перехода на основное состояние).

По экспериментальным данным была определена энергетическая зависимость величины $I_p/I_\beta T_l$, где I_β – вероятность заселения при β-распаде уровней, лежащих в определенном энергетическом интервале, I_p – интенсивность протонов, испускаемых в соответствующем интервале, T_l – коэффициент трансмиссии, определяющий вероятность прохождения протона через потенциальный барьер. Эта же зависимость была рассчитана в рамках стандартного статистического подхода. Результаты расчета и эксперимента показаны на рис.6. Ни о каком согласии говорить нельзя. Как видно из рис.5, в протонном спектре видны несколько интенсивных линий. Самые сильные из них имеют энергии 2.0; 2.18; 2.54 и 3.26 МэВ. Расстояния между пиками кратны величине 0.18 МэВ. Наблюдающиеся в спектре протонов корреляции должны отражать корреляции энергий уровней интенсивно заселяемых β-распадом, то есть уровней, в волновых функциях которых велики компоненты ГТ-возбуждений. Аналогичные корреляции можно увидеть при бета-распаде и других ядер. Мы провели анализ литературных данных энергетических интервалов между уровнями, интенсивно заселяемых разрешенными ГТ-переходами в средних и тяжелых ядрах ($A > 20$). Рассматривались переходы типа $0^{+} \rightarrow 1^{+}$ при распаде четно-четных ядер и переходы $1^{+} \rightarrow 0^{+}$ при распаде нечетно-нечетных ядер. Выяснилась удивительная закономерность: эти интервалы в подавляющем числе случаев удовлетворяют соотношению: $E = 2h\omega/nA$, где A - массовое число, а $n = 1, 2, 3, 4$. Величина энергетического коэффициента $h\omega = 53(5)$ МэВ [8]. Заметим, что расстояния между линиями в протонном спектре соответствуют значению $h\omega$, также равному 53 МэВ. Обнаруженное явление не укладывается в рамки существующих феноменологических ядерных моделей.

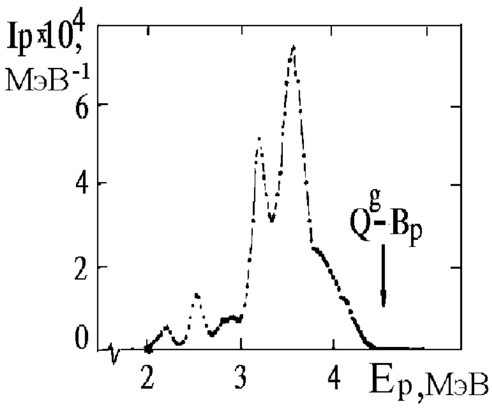

Рис.5. Спектр запаздывающих протонов ^{147}Dy.

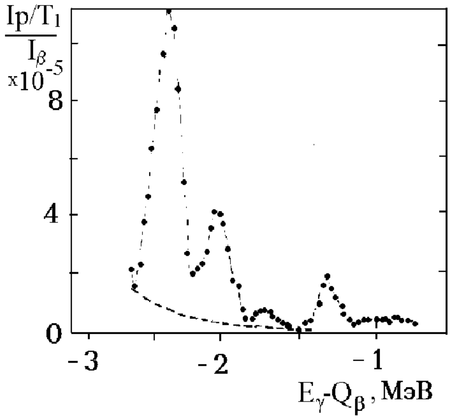

Рис.6. Сравнение экспериментальной энергетической зависимости величины $I_p/I_\beta T_l$ с рассчитанной по статистической модели.

Запаздывающие нейтроны

Для первых опытов по исследованию конкуренции между испусканием запаздывающих нейтронов и γ-квантов из состояний, лежащих выше энергии связи нейтрона, мы выбрали ядра рубидия с массовыми числами 92–94 по следующим соображениям:

а. Радиоактивные источники рубидия, получаемые при делении урана протонами выделяются масс-сепаратором с высокой эффективность и без всяких примесей, что очень важно при измерении малоинтенсивного хвоста спектра полного поглощения.

б. Распадные характеристики этих изотопов – период полураспада $T_{1/2}$, энергия распада Q_β и энергия отделения нейтрона B_n в дочерних ядрах и величина нейтронной ветки распада b_n хорошо известны. Их значения приведены в таблице.

в. Для изотопов ^{93}Rb и ^{94}Rb имеются хорошо измеренные нейтронные спектры, причем для ^{94}Rb измерены парциальные нейтронные спектры на возбужденные состояния дочернего ядра ^{93}Sr.

Таблица

Основные характеристики распада изотопов рубидия

A	I	$T_{1/2}$, с	Q_β, МэВ	B_n, МэВ	b_n, %
92	0	4.54(12)	8.111(12)	7.366(12)	0.0109(12)
93	5/2	5.83(3)	7.485(15)	5.237(6)	1.40(8)
94	3	2.702(5)	10.304(30)	6.785(14)	10.1(6)

Практически весь распад ^{92}Rb происходит на уровни ниже B_n. В окно Q_β–B_n попадает не более 0.01% распадов,идущих по каналу ($\beta\gamma$). Так как нейтронная ветка составляет 0.011% распадов, то отношение нейтронного канала к гамма-каналу в этом окне больше единицы.

Спектр полного поглощения γ-лучей ^{93}Rb показан на рис.7, а полученные из него вероятности распада ^{93}Rb по каналу ($\beta\gamma$) приведены на рис.8. Из рисунков видно, что заметное количество γ-лучей испускается с уровней с энергией возбуждения вплоть до энергии распада, что более чем на 2 МэВ превышает энергию отделения нейтрона. Максимум заселения приходится на уровни в районе 4 МэВ и суммарное заселение уровней при энергии выше B_n составляет около 3%.

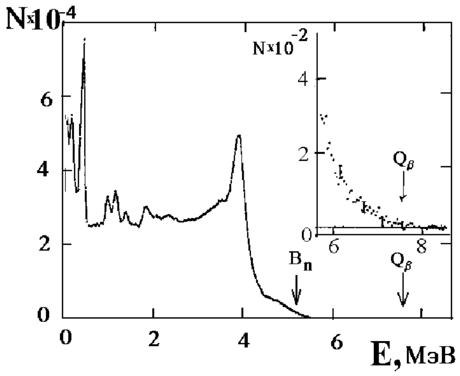

Рис.7. Спектр полного поглощения γ-лучей ^{93}Rb.

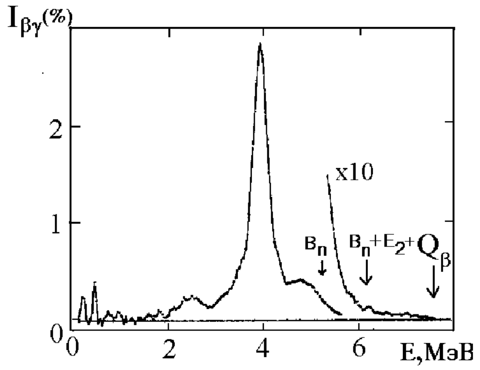

Рис.8. Вероятности распада ^{93}Rb по каналу $(\beta\gamma)$ в зависимости от энергии конечного состояния.

Спектр полного поглощения ^{94}Rb и соответствующие ему вероятности распада по каналу $(\beta\gamma)$ показаны на рис.9 и рис.10. Заметное число γ-лучей также испускается с уровней, на 2.5 МэВ превышающих энергию отделения нейтронов, но вблизи Q_β γ-спектр практически отсутствует.

Используя опубликованные данные по нейтронным спектрам, мы определили отношение вероятностей разрядки уровней по нейтронному ($I_{\beta n}$) и гамма ($I_{\beta\gamma}$) каналам $P(E) = I_{\beta n}/I_{\beta\gamma}$, усредненное по интервалам 0.2 МэВ, что близко к разрешению нашего спектрометра в области 5 МэВ. Неблагоприятным обстоятельством для ^{93}Rb является то, что для него имеются только измерения инклюзивного нейтронного спектра. Но так как на возбужденные состояния дочернего ^{92}Sr идет всего 14% нейтронов, то неопределенность в нейтронном спектре не сильно искажает $P(E)$ до энергии первого уровня в ^{92}Sr (0.8 МэВ). На рис.11 показана зависимость $P(E)$ для ^{93}Rb. Для ^{94}Rb имеются парциальные нейтронные спектры для распада на основное и три возбужденных состояния 213, 433 и 986 кэВ. Значения $P(E)$ для этих уровней показаны на рис.12. На этих же рисунках приведены результаты расчетов по статистической модели с двумя наборами параметров. Видно, что для изотопов рубидия в этом подходе получаются сильно заниженные интенсивности гамма-разрядки.

Парные корреляции сверхпроводящего типа в области Z=64, N=82

Ядра с магическими числами протонов и нейтронов важны для проверки различных ядерных моделей и теоретических подходов, поэтому сообщение о возможной магичности ядра ^{146}Gd привлекло внимание теоретиков и экспериментаторов к исследованию его свойств.

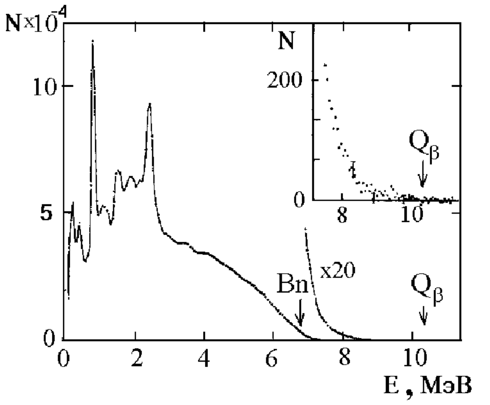

Рис.9. Спектр полного поглощения γ-лучей ^{94}Rb.

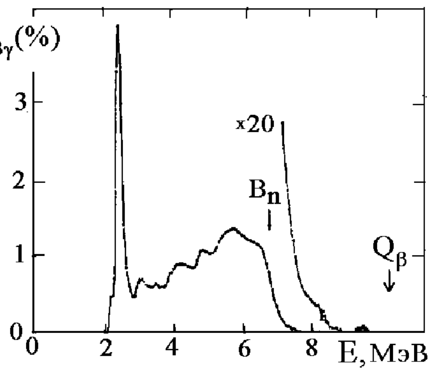

Рис.10. Вероятности распада ^{94}Rb по каналу ($\beta\gamma$) в зависимости от энергии конечного состояния (% на 57.3 кэВ).

С одной стороны, некоторые свойства этого ядра характерны для магических ядер. В частности, первым возбужденным состоянием ядра ^{146}Gd является сильно коллективизированный уровень I$^\pi$=3$^-$, как и в ядре ^{208}Pb. С другой стороны, эти свойства носят только качественный характер. Магические свойства ядер с замкнутыми оболочками обусловлены наличием большой энергетической щели, разделяющей оболочки, что приводит к значительному подавлению парных корреляций. Поэтому для ответа на вопрос, является ли ядро ^{146}Gd дважды магическим, нужно было определить в нем величину парных корреляций. С этой целью мы провели исследование S_{β^+} ядра ^{147m}Tb, для которого четно-четным остовом является система Z=64, N=82, то есть можно было предположить, что это ядро имеет дважды магический остов плюс протон в состоянии $h_{11/2}$, так как у ^{147m}Tb I$^\pi$=11/2$^-$. В этом предположении в S_{β^+} должен наблюдаться только один интенсивный пик, соответствующий одночастичному переходу $\pi(h_{11/2}) \rightarrow \nu(h_{9/2})$. Существенно, что в случае распада ^{147m}Tb ГТ-переходы между другими орбиталями запрещены принципом Паули. При наличии парных корреляций оказываются возможными переходы с разрывом куперовской пары, находящейся на уровне $h_{11/2}$, в результате чего появится второй резонанс, связанный с переходами на состояния типа $\pi h_{11/2}[\nu h_{9/2}, \pi h_{11/2}]I^+$. Отношение интенсивностей этих резонансов определяется вероятностью обнаружить куперовскую пару на орбитали $h_{11/2}$, а их энергетическое расщепление определяется величиной спаривательной щели.

Полученная в результате обработки S_{β^+} для ^{147m}Tb показана на рис.13. Пик при энергии 1.4 МэВ соответствует одночастичному переходу, а широкой максимум при энергии около 3 МэВ трехчастичным переходам с разрывом пары протонов на уровне $h_{11/2}$. Для определения параметров парных корреляций были проведены расчеты S_{β^+} в приближении RPA+BCS со стандартным набором параметров модели. Из сравнения расчета и эксперимента получены значения парной корреляционной функции Δ=1.0(2) МэВ и вероятности найти пару протонов на уровне $h_{11/2}$, V^2 =0.12 – 0.14. Следует добавить, что при распаде ^{145}Gd (Z=64, N=81) так же наблюдается резонанс с энергией 4.7 МэВ и малым значением logft , который можно объяснить только разрывом пары на уровне $h_{11/2}$. Таким образом, мы приходим к заключению, что если ядро ^{146}Gd в основном состоянии можно с определенными оговорками считать дважды магическим, то добавление к нему всего одного нуклона приводит к появлению существенных парных корреляций и к утрате этих свойств.

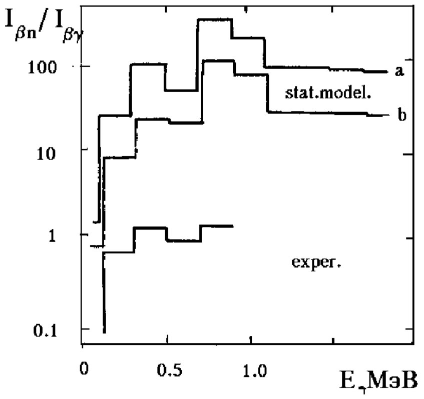

Рис.11. Отношение интенсивностей распада ^{93}Rb по каналам (βn) и $(\beta\gamma)$ на основное состояние ^{92}Sr.

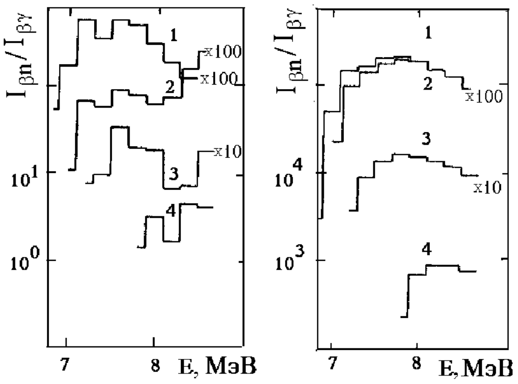

Рис.12. Отношение интенсивностей распада ^{94}Rb по каналам (βn) и $(\beta\gamma)$ на основное состояние (1) и на возбужденные уровни ^{92}Sr 213(2), 433(3) и 986(4) кэВ.

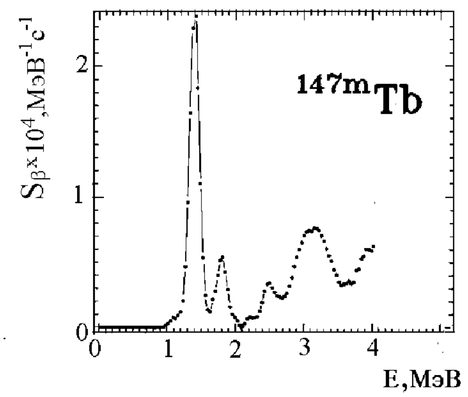

Рис.13. Силовая функция бета-распада ядра ^{147m}Tb.

Измерение энергий бета-распада

Масса является одной из фундаментальных характеристик атомных ядер, поэтому изучение ядерной массовой поверхности есть одна из основных задач ядерной физики. В области, удаленной от полосы стабильности, экспериментальные значения масс ядер получают в основном из определений энергий их альфа- или бета-распада. Естественно, что α-распад пригоден только для определения масс тяжелых ядер (N>84). Определение энергий β-распада является универсальным методом исследования массовой поверхности в области удаленных от полосы стабильности ядер.

Поскольку распад удаленных ядер происходит, как правило, на много уровней, то использование стандартных методов определения Q_β может привести к большим погрешностям. Нами был предложен принципиально новый метод измерений энергий β-распада, свободный от методических ошибок стандартных методов. Принцип метода состоит в следующем. При больших энергиях возбуждения в тяжелых ядрах (A>100) плотность уровней, на которые возможен β-распад, достигает сотен и даже тысяч на 1 МэВ. Разрядка этих состояний происходит каскадами γ-квантов. Спектрометр полного поглощения суммирует энергию квантов каскада, поэтому граница γ-спектра будет определяться энергией последнего уровня, заселяемого β-распадом (ϵ-захватом), то есть энергией распада исследуемого ядра с точностью до флуктуаций расстояний между уровнями. Для определения Q_β по границе спектра необходимо анализировать форму спектра вблизи граничной энергии. Плотность заселения уровней β-распадом определяется выражением:

$$I(E) = S_{\beta^+}(E) T_{1/2} f(Q_\beta - E),$$

где S_{β^+} – силовая функция β-распада, $T_{1/2}$ -период полураспада, $f(Q_\beta - E)$ – функция Ферми. Если S_{β^+} известна, то можно получить Q_β фитируя экспериментальные заселенности, так как $f(Q_\beta - E)$ хорошо известна, а $T_{1/2}$ определяется в этом же эксперименте. Однако S_{β^+} обычно неизвестна. При разумных предположениях о форме S_{β^+} вблизи Q_β, основанных на результатах эксперимента, ошибка нашего метода в Q_β обычно не превышает 80–100 кэВ.

При измерении нейтронодефицитных ядер энергия распада может быть определена как по границе γ-спектра, так и по энергетической зависимости отношения вероятностей ϵ-захвата и β^+-распада. При этом не играет роли ни форма S_{β^+}, ни сложность разрядки возбужденных состояний. Погрешность определяется в основном статистикой и конечным разрешением спектрометра, и в лучших опытах составляет около 30 кэВ. В работе [9] приведено 64 значения Q_β , измеренных нами, из них 32 определены впервые. Сравнение 32 ранее измеренных значений Q_β с приведенными в обзоре Вапстра и Ауди (1985) данными показало, что, за исключением одного случая (^{141}Eu), они совпадают в пределах однократной погрешности. Это служит подтверждением эффективности предложенного метода.

Заключение

Подведем основные итоги наших исследований.

1. Разработан новый метод исследования структуры ядер, основанный на регистрации каскадов γ-квантов в 4π-геометрии детектором с высокой эффективностью полного поглощения. Применение этого метода к исследованию β-распада ядер, удаленных от области стабильности, позволило в прямых измерениях доказать существование резонансной структуры S_{β^+} как универсального свойства атомных ядер.

2. Разработаны методы теоретического расчета структуры S_{β^+}, которые очень хорошо описывают положения и интенсивности резонансов без использования каких-либо свободно варьируемых параметров, кроме одного – эффективной константы слабого аксиально-векторного лептон-нуклонного взаимодействия.

Естественно возникает вопрос – является ли существующая теория лишь способом описания большого числа экспериментальных данных относительно малым числом параметров, то есть является просто хорошей феноменологической моделью, или же теория способна и на большее. В частности, способна ли теория описывать распад наблюдаемых резонансов по различным каналам? Оказалось, что в рамках существующих моделей мы не можем в ряде случаев даже качественно описать распад резонансов ни по одному из наблюдаемых каналов распада (протоны, нейтроны, гамма-кванты). Расхождение эксперимента и расчета доходит до нескольких порядков, причем в экспериментальных данных проявляются определенные закономерности, которые не укладываются в рамки существующих представлений о структуре ядра. Данные по корреляционной "тонкой структуре" приведенные в работе [8], фактически указывают на существование каких-то не учитываемых в моделях правил отбора, следовательно, должны существовать и какие-то специфические квантовые числа, сохранение которых, с одной стороны, проявляется в резонансной структуре силовых функций, а, с другой стороны, приводит к усилению либо к подавлению распада этих резонансов по различным каналам.

Мы видим, что исследования распада гамов-теллеровских резонансов, возбуждаемых в бета-распаде удаленных ядер ставят серьезную задачу – необходимо сформулировать теорию ядра, основанную на фундаментальных симметриях и не использующую феноменологических потенциалов типа спин-орбитального в эффективном среднем поле. Важность получения новых экспериментальных данных о возбуждении и распаде ГТ-резонансов не вызывает сомнения.

Список литературы

[1] *Ю.В.Наумов, А.А.Быков, И.Н.Изосимов.* // ЭЧАЯ,1983. Т.14. С.420.

[2] *А.А.Быков, В.Д.Витман, Ф.В.Мороз, Ю.В.Наумов.* // Изв. АН СССР, сер.физ.,1980. Т.44. С.918.

[3] *Л.Х.Батист, А.А.Быков, В.Д.Витман, В.В.Яновский.* Препринт ЛИЯФ–1547, Гатчина, 1989. 42с.

[4] *А.А.Быков, Ю.В.Наумов.* // Изв. АН СССР, сер.физ., 1978. Т.42. С.1911.

[5] *Г.Д.Алхазов, А.А.Быков, В.Д.Витман, Ю.В.Наумов, С.Ю.Орлов.* // Письма в ЖЭТФ, 1980. Т.32. С.68.

[6] *G.D.Alkhazov, A.A.Bykov, V.D.Vitman, Yu.V.Naumov, S.Yu.Orlov.* Proc. 4th Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability, Helsingor, CERN 80-09, 1981, P.238–245.

[7] *Г.Д.Алхазов, А.А.Быков, В.Д.Витман, Ф.В.Мороз, С.Ю.Орлов, В.К.Стародубский, В.К.Тарасов.* // Ядерная физика, 1985. Т.43. С.1313.

[8] *Г.Д.Алхазов, Л.Х.Батист, А.А.Быков, В.Д.Витман, С.Ю.Орлов.* // Письма в ЖЭТФ, 1987. Т.45. С.271.

[9] *G.D.Alkhazov, L.H.Batist, A.A.Bykov, F.V.Moroz, S.Yu.Orlov, V.K.Tarasov, V.D.Wittmann.* // Z.Phys., 1993. V.A344. P.425.