ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2011. Т. 42. ВЫП. 6

ТОНКАЯ СТРУКТУРА СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ БЕТА-РАСПАДА АТОМНЫХ ЯДЕР

И. Н. Изосимов[*], *В. Г. Калинников, А. А. Солнышкин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ 1805

СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ β-РАСПАДА $S_\beta(E)$ 1807

- Функция Ферми 1813
- Периоды полураспада 1816
- Полнота схем распада 1818
- Влияние структуры $S_\beta(E)$ на вероятность запаздывающих процессов 1819

ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ 1821

- Силовые функции β^-- и β^+/EC-распадов и запаздывающее деление актинидных ядер 1822
- Силовые функции β^-- и β^+/EC-распадов и запаздывающее деление доактинидных ядер 1826

ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПРОТОНЫ 1828

ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ НЕЙТРОНЫ 1829

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ $S_\beta(E)$ 1831

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ $S_\beta(E)$ 1837

ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ $S_\beta(E)$ С ПОМОЩЬЮ TAGS 1839

ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ $S_\beta(E)$ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ 1846

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 1857

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ 1858

[*]E-mail: izig@mail.ru

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2011. Т. 42. ВЫП. 6

ТОНКАЯ СТРУКТУРА СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ БЕТА-РАСПАДА АТОМНЫХ ЯДЕР

И. Н. Изосимов[*], *В. Г. Калинников, А. А. Солнышкин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Силовая функция β-переходов $S_\beta(E)$ представляет собой распределение квадратов модулей матричных элементов β-распадного типа по энергиям возбуждения ядра. $S_\beta(E)$ определяет характеристики β-распада, спектры сопутствующих излучений и вероятности запаздывающих процессов, сопровождающих β-распад. До недавнего времени для экспериментальных исследований структуры $S_\beta(E)$ широко использовались спектрометры полного поглощения гамма-излучения и методы спектроскопии полного поглощения γ-лучей (TAGS), не обладающие высоким энергетическим разрешением.

Развитие экспериментальной техники позволяет применять методы ядерной спектроскопии с высоким энергетическим разрешением для изучения тонкой структуры $S_\beta(E)$. Наиболее полно такие исследования проведены для ряда ядер, полученных на комплексе ЯСНАПП-2 в Дубне.

В обзоре проанализированы работы, посвященные измерению тонкой структуры $S_\beta(E)$ в сферических и деформированных ядрах. Применение современных методов ядерной спектроскопии позволило выявить связанное с деформацией ядра расщепление пиков в $S_\beta(E)$ для переходов типа Гамова–Теллера (GT). Экспериментально доказан резонансный характер $S_\beta(E)$ для переходов первого порядка запрета (FF-переходов) как для сферических, так и для деформированных ядер. Показано, что при некоторых значениях энергий возбуждения в ядрах FF-переходы по интенсивности могут быть соизмеримы с GT-переходами. Рассмотрены критерии проверки полноты схем распада атомных ядер. Проведено сравнение $S_\beta(E)$, полученных методом TAGS и с помощью методов спектроскопии высокого разрешения.

The β-decay strength function $S_\beta(E)$ is a distribution of the modules squared of the β-decay-type matrix elements in nuclear excitation energies E. The $S_\beta(E)$ defines the characteristics of β decay, spectra of radiation accompanying the β decay, and probabilities of delayed processes following the β decay. Until recently total absorption γ spectrometers and total absorption γ rays spectroscopy (TAGS) having low energy resolution were used for experimental studies of the $S_\beta(E)$ structure.

Development of experimental technique allows application of methods of nuclear spectroscopy with high energy resolution for studying $S_\beta(E)$ fine structure. The most thorough study was performed for a series of nuclei produced on a YASNAPP-2 complex in Dubna.

In this review the $S_\beta(E)$ fine structure research in spherical and deformed nuclei was analyzed. The use of modern methods of nuclear spectroscopy allowed us to detect splitting of peaks in $S_\beta(E)$ for the Gamow–Teller (GT) transitions in deformed nuclei. This splitting can be associated with anisotropy of oscillation of the isovector nuclear density component. The resonance nature of $S_\beta(E)$ for the first-forbidden β transitions (FF transitions) for both spherical and deformed nuclei was proved experimentally. It was shown that at some values of excitation energy in nuclei the intensities of

[*]E-mail: izig@mail.ru

FF transitions can be comparable with those of GT transitions. Criteria for testing the completeness nuclear decay schemes were considered. The $S_\beta(E)$ obtained by the TAGS method and those obtained with the use of high-resolution spectroscopy were compared.

PACS: 23.40.-s; 29.30.kV

ВВЕДЕНИЕ

Бета-распад атомных ядер является зарядово-обменным процессом, в котором состояния ядер с большой долей зарядово-обменных конфигураций заселяются наиболее интенсивно.

Вероятность β-перехода пропорциональна произведению лептонной части, описываемой функцией Ферми $f(Q_\beta - E)$, и нуклонной части, описываемой силовой функцией β-распада $S_\beta(E)$. Поскольку функция Ферми быстро убывает с ростом E, интенсивность β-переходов при энергиях возбуждения E, превышающих 2–3 МэВ, в средних и тяжелых ядрах, как правило, мала. Однако с точки зрения структуры ядра и описания β-распада наибольший интерес представляет характер $S_\beta(E)$ при энергиях возбуждения, превышающих 2–3 МэВ. Именно начиная с энергий возбуждения $E > 2-3$ МэВ в $S_\beta(E)$ появляются резонансы, обусловленные структурой ядра и остаточным спин-изоспиновым взаимодействием.

$S_\beta(E)$ является одной из важнейших характеристик атомного ядра и представляет собой распределение квадратов модулей матричных элементов β-распадного типа по энергиям возбуждения ядра E. При энергиях возбуждения E до величины Q_β (полной энергии β-распада) $S_\beta(E)$ определяет характер β-распада и периоды полураспада ($T_{1/2}$) материнских ядер по ветке β-распада, спектры β-частиц и нейтрино, испускаемых при β-распаде этих ядер, спектры γ-лучей и электронов внутренней конверсии, возникающих в результате разрядки в дочерних ядрах возбужденных при β-распаде состояний, а также спектры запаздывающих частиц, сопровождающих β-распад [1–4]. При более высоких энергиях возбуждения, не достигаемых при β-распаде, $S_\beta(E)$ определяет сечения зарядово-обменных ядерных реакций, зависящих от ядерных матричных элементов β-распадного типа.

До недавнего времени в экспериментальных исследованиях структуры $S_\beta(E)$ как в России, так и за рубежом использовались спектрометры полного поглощения и методы спектроскопии полного поглощения гамма-излучения (TAGS) [2, 5–10]. Принцип TAGS (Total Absorption Gamma Spectroscopy) заключается в том, что сопровождающее β-распад γ-излучение суммируется при регистрации большими кристаллами NaI в 4π-геометрии. Если эффективность полного поглощения γ-квантов достаточно велика, то в спектрах удается идентифицировать пики полного поглощения, интенсивность которых определяется лишь вероятностью заселения уровней при β-распаде. Данным

методом удалось экспериментально доказать резонансную структуру $S_\beta(E)$ для β-переходов Гамова–Теллера (GT) [2, 11–16]. Было установлено, что резонансная структура $S_\beta(E)$ является характерной особенностью GT β-распада ядер, удаленных от полосы β-стабильности [2]. Господствовавшая до этих исследований статистическая модель предполагала отсутствие резонансов в $S_\beta(E)$, и считалось, что хорошим приближением для средних и тяжелых ядер при энергиях возбуждения $E > 2{-}3$ МэВ является $S_\beta(E) = \mathrm{const}$ или $S_\beta(E) \sim \rho(E)$, где $\rho(E)$ — плотность уровней дочернего ядра [17]. Исследования с использованием TAGS однозначно выявили нестатистический характер $S_\beta(E)$ для β-распада типа GT и стимулировали развитие микроскопических моделей, учитывающих структуру атомного ядра, для расчета $S_\beta(E)$ [2].

Однако методы TAGS имеют ряд недостатков, связанных с низким энергетическим разрешением спектрометров на базе NaI. В TAGS-спектрах удается определить один или два пика полного поглощения, часто возникают неопределенности, связанные с наличием изобарных примесей в анализируемом источнике, не представляется возможным разделить β-переходы Гамова–Теллера и первого запрета и измерить тонкую структуру $S_\beta(E)$, часто возникают трудности в обработке спектров, в частности при учете внутренней конверсии γ-излучения и идентификации пиков полного поглощения.

Поэтому представляется весьма актуальным измерить $S_\beta(E)$ с помощью методов γ-спектроскопии высокого разрешения. Данная задача весьма трудоемка, и до недавнего времени подобные измерения не проводились. В последнее десятилетие, в связи с большим прогрессом в области получения моноизотопных радиоактивных препаратов и появления полупроводниковых HPGe-детекторов γ-излучения, сочетающих в себе высокое энергетическое разрешение с приемлемой эффективностью, стало возможным проводить измерения $S_\beta(E)$ с высокой достоверностью и высоким энергетическим разрешением. Это позволяет на качественно новом уровне детально исследовать $S_\beta(E)$.

В ОИЯИ (Дубна) впервые была решена задача достаточно полного определения $S_\beta(E)$ и ее тонкой структуры с помощью методов ядерной спектроскопии высокого разрешения. Указанная задача требует больших трудозатрат и решена лишь для β^+/EC-распада сферического ядра ^{147g}Tb ($T_{1/2} = 1{,}6$ ч, $Q_{\mathrm{EC}} = 4{,}6$ МэВ), деформированного ядра ^{160g}Ho ($T_{1/2} = 25{,}6$ мин, $Q_{\mathrm{EC}} = 3{,}3$ МэВ) и изомера ^{160m}Ho ($T_{1/2} = 5{,}02$ ч, $Q_{\mathrm{EC}} = 3346$ кэВ) [18–21]. Указанные ядра были выбраны в качестве объектов исследования вследствие относительно большой величины Q_{EC}, подходящих периодов полураспада $T_{1/2}$ и существующей в ОИЯИ возможности эффективного получения моноизотопных радиоактивных источников высокой чистоты для данных ядер.

С помощью методов ядерной спектроскопии высокого разрешения было однозначно доказано наличие резонансной структуры $S_\beta(E)$ не только для

переходов типа Гамова–Теллера (GT-переходов), но и для β-переходов первого порядка запрета (FF-переходов) [21]. Было экспериментально показано, что для некоторых значений энергии возбуждения дочерних ядер вероятность β^+/EC-переходов первого порядка запрета сравнима с вероятностью β^+/EC-переходов Гамова–Теллера. Для FF-переходов резонансная структура $S_\beta(E)$ была выявлена впервые именно благодаря методам спектроскопии высокого разрешения [20, 21].

Использование методов ядерной спектроскопии высокого разрешения позволило обнаружить расщепление резонанса в $S_\beta(E)$ на два компонента для β^+/EC-распада деформированного ядра ^{160g}Ho. Данное расщепление связывается с анизотропией колебаний изовекторной плотности в деформированных ядрах [20].

В обзоре рассматриваются методы исследования структуры силовых функций β-распада ядер, приводятся и обсуждаются результаты измерений $S_\beta(E)$ с помощью методов TAGS и методов ядерной спектроскопии высокого разрешения. Особое внимание уделяется исследованиям тонкой структуры $S_\beta(E)$.

1. СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ β-РАСПАДА $S_\beta(E)$

Длины волн лептонов, испускаемых при бета-распаде атомных ядер, обычно велики по сравнению с размерами ядра, поэтому в ряде случаев можно считать, что амплитуда бета-переходов не зависит от положения и скорости нуклонов [22, 23]. Переходы, которые можно рассматривать в таком приближении, называются разрешенными. Четность ядерных состояний при разрешенных переходах не изменяется. Разрешенные бета-переходы можно разбить на два типа — переходы Ферми (F) и переходы Гамова–Теллера (GT). Для переходов Ферми оператор перехода не зависит от спина нуклона, а для переходов Гамова–Теллера — пропорционален оператору спина распадающегося нуклона. Оператор перехода типа Ферми представляет собой составляющую полного изоспина, и матричный элемент перехода зависит только от изоспиновых квантовых чисел начального и конечного состояний ядер. При переходах Ферми не происходит обмена угловыми моментами между нуклонами и лептонами, а при переходах Гамова–Теллера передается единичный угловой момент. Таким образом, правила отбора по спину ядра $\Delta I = 0$ для F-переходов и $\Delta I = 0{,}1$ ($0{-}0$-переходы запрещены) для GT-переходов.

Для бета-распада с изменением четности ядерных состояний или с изменением спина ядра больше чем на единицу разрешенные матричные элементы равны нулю, и поэтому необходимо учитывать зависимость операторов бета-переходов от пространственных координат и скоростей нуклонов. Такие бета-переходы называются запрещенными, и их принято классифицировать по порядку их запрещенности n, т. е. по сумме степеней координат и ско-

ростей нуклонов, которые фигурируют в операторе бета-перехода. При этом изменение четности ядерных состояний π всегда равно $\pi = (-1)^n$. Переходы, для которых мультипольность перехода $\lambda = n + 1$, называются уникальными n-запрещенными переходами.

При бета-распаде ядер часто кулоновская энергия электрона внутри ядра велика по сравнению с энергией перехода ΔE и массой покоя электрона (ξ-приближение). Кулоновскую энергию представляют безразмерным параметром ξ:

$$\xi = \frac{Ze^2}{2Rm_ec^2} \approx 1{,}2ZA^{-1/3}, \tag{1}$$

зависящим от радиуса ядра R, заряда Z, и условия ξ-приближения (или кулоновского приближения) записываются в виде

$$\xi \gg \frac{\Delta E}{m_ec^2}, \quad \xi \gg 1. \tag{2}$$

Вероятность бета-перехода при распаде ядра можно представить в виде произведения лептонной части, описываемой функцией Ферми, и ядерной части, описываемой силовой функцией [2, 3, 22, 23], т. е. выделить силовую функцию бета-переходов $S_\beta(E)$ лишь в следующих случаях:

1) для разрешенных бета-переходов;

2) для переходов первого порядка запрета в ξ-приближении;

3) для уникальных n-запрещенных переходов.

Силовая функция $S_\beta(E)$ определяет распределение по энергии возбуждения ядра E элементарных зарядово-обменных возбуждений и их комбинаций типа протон-частица (πp) – нейтронная дырка (νh), связанных в момент J^π: $[\pi p \otimes \nu h]_{J^\pi}$, и нейтрон-частица ($\nu p$) – протонная дырка ($\pi h$), связанных в момент J^π: $[\nu p \otimes \pi h]_{J^\pi}$. Силовая функция β-переходов Ферми учитывает возбуждения $[\pi p \otimes \nu h]_{0^+}$ или $[\nu p \otimes \pi h]_{0^+}$. Ввиду того, что изоспин является достаточно хорошим квантовым числом, сила переходов Ферми сосредоточена в области изобар-аналогового резонанса (IAR). Силовая функция β-переходов Гамова–Теллера описывает возбуждения $[\pi p \otimes \nu h]_{1^+}$ или $[\nu p \otimes \pi h]_{1^+}$. Для β-переходов первого запрета (FF-переходов) в кулоновском приближении (ξ-приближении) существенны конфигурации $[\pi p \otimes \nu h]_{0^-,1^-}$ или $[\nu p \otimes \pi h]_{0^-,1^-}$. Остаточное взаимодействие может вызывать коллективизацию данных конфигураций и появление резонансов в $S_\beta(E)$. Расчет положения и интенсивности резонансов в $S_\beta(E)$ производится с использованием различных микроскопических моделей [2, 3, 7, 24–31].

Для β-переходов Гамова–Теллера, первого запрета в ξ-приближении (кулоновское приближение) и уникальных переходов первого запрета приведенные вероятности $B(\mathrm{GT})$, $[B(\lambda\pi = 0^-) + B(\lambda\pi = 1^-)]$, $[B(\lambda\pi = 2^-)]$, период

полураспада $T_{1/2}$, заселенности уровней $I(E)$, силовая функция $S_\beta(E)$ и величины ft связаны следующим образом [2, 18, 20]:

$$\frac{d(I(E))}{dE} = S_\beta(E) T_{1/2} f(Q_\beta - E), \tag{3}$$

$$(T_{1/2})^{-1} = \int S_\beta(E)\, f(Q_\beta - E) dE, \tag{4}$$

$$\int\limits_{\Delta E} S_\beta(E)\, dE = \sum_{\Delta E} \frac{1}{ft}, \tag{5}$$

$$B(\mathrm{GT}, E) = \frac{D(g_V^2/4\pi)}{ft}, \tag{6}$$

$$B(\mathrm{GT}, E) = \frac{g_A^2}{4\pi} \frac{\left|\left\langle I_f \middle\| \Sigma t_\pm(k) \sigma_\mu(k) \middle\| I_i \right\rangle\right|^2}{2I_i + 1}, \tag{7}$$

$$[B(\lambda\pi = 2^-)] = \frac{3}{4} \frac{D g_V^2/4\pi}{ft}, \tag{8}$$

$$[B(\lambda\pi = 0^-) + B(\lambda\pi = 1^-)] = \frac{D g_V^2/4\pi}{ft}, \tag{9}$$

где Q_β — полная энергия β-распада; $f(Q_\beta - E)$ — функция Ферми; t — парциальный период β-распада на уровень с энергией возбуждения E; $|\langle I_f \| \Sigma t_\pm(k) \sigma_\mu(k) \| I_i \rangle|$ — приведенный ядерный матричный элемент для перехода Гамова–Теллера; I_i — спин материнского ядра; I_f — спин уровня дочернего ядра; $D = (6147 \pm 7)$ с. Измерив заселенности уровней при β-распаде, можно определить приведенные вероятности и силовую функцию бета-распада. Приведенные вероятности бета-распада пропорциональны квадратам ядерных матричных элементов и отражают тонкую структуру силовых функций бета-распада.

Схемы состояний, существенных при анализе силовых функций переходов Гамова–Теллера, представлены на рис. 1 и в табл. 1. При β^+/EC-распаде ядер с $N > Z$ имеется только одно значение изоспина $T_0 + 1$ при связывании изоспина ($\tau = 1$, $\mu_\tau = +1$) конфигураций типа протонная дырка – нейтрон-частица $[\nu p \otimes \pi h]_{1^+}$ с изоспином нейтронного избытка T_0. Наиболее коллективное состояние, образующееся из возбуждений типа $[\nu p \otimes \pi h]_{1^+}$, имеющих изоспин $\tau = 1$ и проекцию изоспина $\mu_\tau = +1$, также называется [2] резонансом Гамова–Теллера с $\mu_\tau = +1$. И если для β^--распада ядер с $N > Z$ резонанс Гамова–Теллера ($\tau = 1$, $\mu_\tau = -1$) находится (рис. 1) при энергиях возбуждения, превышающих Q_β, и энергетически не доступен для заселения при β^--распаде, то резонанс Гамова–Теллера с $\mu_\tau = +1$ может заселяться при β^+/EC-распаде [2]. В настоящее время не существует теории, адекватно опи-

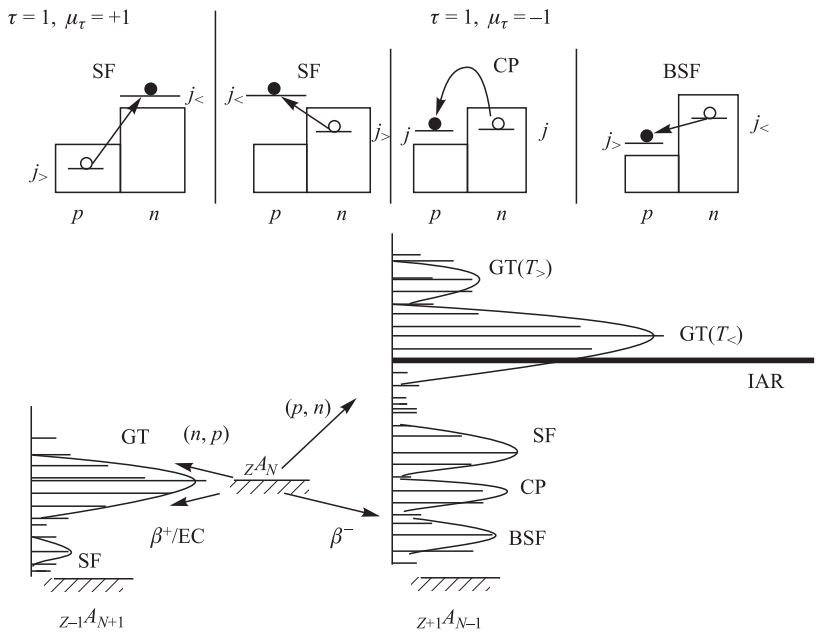
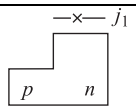
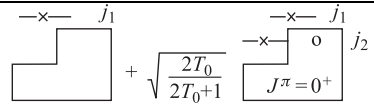
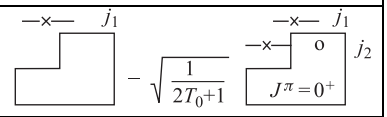
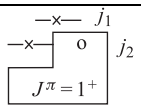
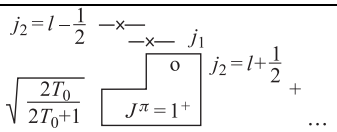
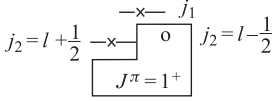


Рис. 1. Схемы силовых функций β-переходов Гамова–Теллера и конфигураций, формирующих резонансы в $S_\beta(E)$ для GT-переходов. Сила переходов Ферми сосредоточена в области изобар-аналогового резонанса (IAR)

сывающей силовые функции β-распада деформированных ядер. Теория позволяет делать достаточно корректные расчеты для положения и относительных интенсивностей пиков в силовых функциях переходов Гамова–Теллера для сферических и слабодеформированных ядер [7, 29, 32]. Для абсолютных интенсивностей пиков силовых функций расхождение между экспериментом и теорией в сферических ядрах достигает от десятков до сотен процентов. Теория предсказывает более интенсивные пики в силовых функциях, чем наблюдаемые в эксперименте [7, 15, 16, 33, 34]. Коллективные возбуждения Гамова–Теллера с макроскопической точки зрения представляют собой колебания спин-изоспиновой плотности без изменения формы ядра, поэтому положение максимума в силовой функции в сферическом пределе должно примерно соответствовать центру тяжести силовой функции деформированного ядра [2]. Наличие резонансной структуры у силовых функций β-переходов Гамова–Теллера связано с остаточным спин-изоспиновым взаимодействием и частичной $SU(4)$ спин-изоспиновой симметрией в ядрах [2, 3, 35].

Для β^+/EC-переходов первого запрета (FF-переходов) в ξ-приближении существенны конфигурации типа протонная дырка – нейтрон-частица, связанные в момент 0^- или 1^-: $[\nu p \otimes \pi h]_{0^-,1^-}$. Вопрос о наличии или отсутствии

Таблица 1. **Схемы конфигураций, существенных при рассмотрении $S_\beta(E)$ для β-переходов Ферми (F) и Гамова–Теллера (GT)**

Материнское состояние (Parent state, PS)	
Аналоговое состояние. Изобар-аналоговый резонанс (Analogue state, Isobar Analogue Resonance, IAR)	
Антианалоговое состояние (Anti-analogue state, AIAS)	
Поляризация остова (Core-polarised state, CP)	
Спин-флип (Spin-flip state, SF)	
Обратный спин-флип (Back-spin-flip state, BSF)	

резонансной структуры у силовой функции для β^-- или β^+/EC-переходов первого запрета до недавнего времени оставался открытым.

Сильное смешивание конфигураций при высоких энергиях возбуждения и плотностях уровней должно приводить к исчезновению резонансной структуры в силовых функциях $S_\beta(E)$. Наличие приближенной симметрии ядерного взаимодействия препятствует смешиванию ряда конфигураций. Для конфигураций, заселяемых при β^+/EC-переходах Гамова–Теллера, смешивание более слабое вследствие частичной $SU(4)$ спин-изоспиновой симметрии взаимодействия в ядре [2, 3, 34]. Для β^+/EC-переходов первого запрета также наблюдается резонансная структура в силовой функции $S_\beta(E)$ [21]. Наличие резонансной структуры в силовой функции β^+/EC-переходов первого запрета может свидетельствовать о существовании соответствующей первому запрету частичной симметрии взаимодействия в ядре. Это означает, что конфигурации, заселяемые при переходах первого запрета, также выделены по приближенным квантовым числам среди соседних уровней дочернего ядра и сильного смешивания конфигураций не происходит.

Силовые функции для β^-- и β^+-переходов качественно различны, что проявляется, прежде всего, в полной сумме β^-- и β^+-переходов. Существует правило сумм [36, 37], которое связывает полные суммы S_- и S_+ следующим соотношением:

$$S_- - S_+ \approx 3(N - Z), \tag{10}$$

где

$$S_\pm = \sum_i B_\pm(\mathrm{GT}, E_i), \tag{11}$$

а величина $B_\pm$ связана с $S_\beta(E)$ соотношениями (5)–(9).

Величины $S_\pm$ называют интегральной силой возбуждений Гамова–Теллера (GT) в каналах β^-- или β^+-распадов. Из (10) следует, что в ядрах с $N > Z$ полная сумма β^--переходов существенно больше, чем полная сумма β^+-переходов. Однако это не означает, естественно, что величины приведенных периодов полураспада $\log ft$ для β^-- и β^+-переходов между низколежащими состояниями должны сильно различаться. На данном этапе наших рассуждений о физической значимости величины $S_\pm$ удобнее всего употребить широко известную схему силовых функций β-распада для ядер с $N > Z$, изображенную на рис. 1. Из указанной схемы видно, что при β-распаде в энергетическое окно $E < Q_\beta$ попадают далеко не все состояния, дающие вклад в полную сумму $S_\pm$. Известно [2, 3], что для ядер с $N > Z$ более 90 % полной силы β^--переходов Гамова–Теллера сосредоточены в резонансе Гамова–Теллера, который по энергии возбуждения находится значительно выше энергии β-распада Q_β (рис. 1), а это означает, что величины сил, соответствующих полным суммам S_- и S_+, в области низких энергий возбуждения могут быть сравнимы.

Как видно из рис. 1, в $S_\beta(E)$ для β^--переходов основной максимум (GT) расположен в области изобар-аналогового состояния (IAR). Основной максимум в $S_\beta(E)$ для β^+/EC-распада способен достаточно сильно изменять свое местоположение при переходе от ядра к ядру. Однако если основной максимум в $S_\beta(E)$ для β^--переходов ($\mu_\tau = -1$) в принципе нереализуем при β^--распаде ядер с $N > Z$, то резонанс Гамова–Теллера с проекцией изоспина $\mu_\tau = +1$ в отдельных ядрах может опускаться ниже полной энергии β-распада Q_β [2, 3, 7] и должен наблюдаться при β^+/EC-распадах ядер.

В ядрах с $Z > N$ ситуация с β^-- и β^+-распадами меняется на противоположную.

Различия в S_{β^+} и S_{β^-} мало сказываются на вероятностях β^-- и β^+-переходов в ядрах вблизи полосы β-стабильности. Эти различия проявляются более сильно при удалении от полосы β-стабильности и возрастании полной энергии β-распада Q_β.

В настоящее время микроскопические расчеты $S_\beta(E)$ проводятся без надлежащего учета деформации атомных ядер. Развитие микроскопических

моделей с учетом деформации ядер является актуальной, но пока должным образом не решенной задачей.

Информация о структуре $S_\beta(E)$ важна для многих областей ядерной физики [2–4]. Для предсказания периодов полураспада ядер, удаленных от полосы β-стабильности, проверки полноты схем распада, расчетов энерговыделения от распада продуктов деления в ядерных реакторах, расчетов спектров запаздывающих частиц, расчетов вероятности запаздывающего деления и оценки барьеров деления для ядер, удаленных от полосы β-стабильности, расчетов образования различных изотопов в астрофизических процессах, развития микроскопических моделей расчетов $S_\beta(E)$, особенно в деформированных ядрах, необходимо иметь надежные экспериментальные данные о структуре $S_\beta(E)$.

1.1. Функция Ферми. Надежные расчеты функции Ферми необходимы для анализа экспериментальных данных по бета-распаду ядер и проведения сравнения теории с экспериментом. Существуют обширные таблицы и программы для расчета функции Ферми [22, 38].

Анализ β-распада ядер основан на существовании двух малых параметров: скорость нуклона в ядре меньше скорости света ($v/c \leqslant 0{,}2$) и радиус ядра R меньше длины волны де Бройля λ вылетевших из ядра частиц. При увеличении на единицу орбитального момента, уносимого частицей, вероятность перехода снижается в $\sim (R/\lambda)^2$ раз. Поэтому испускание электрона и антинейтрино, уносящих орбитальный момент $\ell = 1\hbar$, имеет вероятность в среднем в $10^2{-}10^3$ раз меньшую по сравнению со случаем, когда частицы не уносят орбитального момента [22]. Все бета-переходы разделяются на группы разрешенных и запрещенных переходов. Группа наиболее вероятных, т. е. разрешенных, переходов соответствует изменению спина ядра $\Delta I = 0, \pm 1$ без изменения четности, причем легкие частицы не уносят орбитального момента, т. е. $\ell = 0$. Для разрешенных β-переходов можно пренебречь изменением лептонных волновых функций внутри ядра и зависимостью вероятности перехода от положения нуклона. В данном приближении вероятность β-перехода можно представить в виде произведения лептонной и ядерной части. Ядерную часть характеризуют либо с помощью $S_\beta(E)$, либо с помощью величин ft, где t — парциальный период по ветке бета-распада, f — интегральная функция Ферми [22, 23], характеризующая фазовое пространство для лептонов. Функция f — это интегралы по спектрам электронов, и при их вычислении необходимо рассматривать движение электронов в кулоновском поле ядра и атомных электронов [22, 23, 26]. При прецизионном анализе необходимо помнить о сделанных допущениях, а именно: вклад релятивистских матричных элементов, которые отброшены в обычном приближении, может составлять 0,25 % на интервал энергии $1m_ec^2 \sim 511$ кэВ. Возможное изменение лептонной части волновой функции внутри ядра может давать эффект в несколько десятых процента на интервал энергии $1m_ec^2$. Величина полной поправки

к вероятности бета-перехода менее 1 % для легких ядер и может доходить до 5 % для тяжелых ядер [22].

Вероятность β-перехода в единицу времени записывается как [22, 26]

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar}|H_{fi}|^2 \frac{dk_e\, dk_\nu}{(2\pi)^6}\delta(E_0 - \varepsilon_e - E_\nu), \tag{12}$$

где E_0 — полная энергия β-распада; $|H_{fi}|$ — матричный элемент β-перехода из начального состояния (i) в конечное состояние (f); k_e, ε_e — волновой вектор и энергия электрона; k_ν, E_ν — волновой вектор и энергия антинейтрино. Матричный элемент $|H_{fi}|$ содержит произведение ядерного матричного элемента $|M_{fi}|$ и плотности состояний для электрона и антинейтрино. В результате имеем распределение электронов по энергии [22, 26]:

$$\begin{gathered}\frac{dW_{fi}}{d\varepsilon} = \frac{m_e c^2}{\hbar}\frac{\Gamma^2}{\pi^3}\rho(\varepsilon, Z, R)|M_{fi}|^2(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^{1/2}, \\ \varepsilon = \frac{E_e}{m_e c^2}, \quad \varepsilon_0 = \frac{E_0}{m_e c^2}, \quad B \equiv \frac{\hbar}{m_e c^2}\frac{2\pi^3 \ln 2}{\Gamma^2} = 4131 \text{ с}.\end{gathered} \tag{13}$$

Функция $\rho(\varepsilon, Z, R)$ описывает влияние электрического поля атома на распределение β-частиц по энергиям. В случае разрешенных β-переходов, при интегрировании по энергии электронов, можно разделить ядерную и лептонную части в выражении для полной вероятности β-переходов W_{fi}, которая в данном случае записывается как

$$W_{fi} = \frac{m_e c^2}{\hbar}\frac{\Gamma^2}{2\pi^3}|M_{fi}|^2 f(Z, R, \varepsilon_0), \tag{14}$$

где

$$f(Z, R, \varepsilon_0) = \int_1^{\varepsilon_0} \rho(Z, \varepsilon, R)(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^{1/2} d\varepsilon \tag{15}$$

— интегральная функция Ферми.

Для периода полураспада в случае разрешенных β-переходов имеем [22, 26]:

$$\begin{aligned}T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\sum W_{fi}} = \frac{\hbar}{m_0 c^2}\frac{2\pi^3 \ln 2}{\Gamma^2}\Big\{\sum |M_{fi}|^2 f(Z, R, \varepsilon_0)\Big\}^{-1} = \\ = \Big\{\sum S_\beta(E_f) f(Z, R, \varepsilon_0)\Big\}^{-1},\end{aligned} \tag{16}$$

где $S_\beta(E) = \dfrac{|M_{fi}|^2}{B}$, $B \equiv 4213$ с $\equiv D\dfrac{g_V^2}{g_A^2} \equiv \dfrac{2\pi^3 \ln 2}{m_0 c^2 \Gamma^2}$, $D \equiv \dfrac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{g_V^2 m_0^5 c^4}$.

Вышеприведенные формулы применимы как для β^--, так и для β^+-распадов. Для электронного захвата формулы несколько модифицируются [22, 26]. Соотношение между β^+-распадом и электронным захватом зависит от энергии перехода. Для полных энергий электронного захвата E_0^{EC} и β^+-распада $E_0^{\beta^+}$ справедливо соотношение

$$E_0^{\mathrm{EC}} = E_0^{\beta^+} + 2m_0c^2 - B_e, \tag{17}$$

где B_e — энергия связи электрона, т. е. электронный захват может иметь место, когда β^+-распад энергетически запрещен.

Вероятность электронного захвата с K-оболочки:

$$dW_{fi}^{(k)} = \frac{2\pi}{\hbar}|H_{fi}^{(k)}|^2\frac{dk_\nu}{(2\pi)^3}\delta(E_0 - E_\nu), \tag{18}$$

$$W_{fi}^{(k)} = \frac{m_ec^2}{\hbar}\frac{\Gamma^2}{\pi}\left(\frac{\hbar}{m_ec}\right)^3\rho_k(Z,\varepsilon,P)|M_{fi}|^2\varepsilon_\nu^2, \tag{19}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\sum(W_{fi}^{\beta} + W_{fi}^{(k)})}. \tag{20}$$

Помимо K-захвата часто (например, при описании процесса запаздывающего деления) возникает необходимость учитывать захват электронов с L-оболочки. При учете захвата с L_1-подоболочки (q_{L1} — энергия, уносимая нейтрино):

$$W_{fi}^{k+L_1} = \frac{m_ec^2\Gamma^2}{\pi}|M_{fi}|^2\frac{1}{4\pi}(g_{-1,k}^2q_k^2 - g_{-1,L_1}^2q_{L_1}^2), \tag{21}$$

$$W_f^{k+L_1} = \frac{m_ec^2\Gamma^2}{2\pi^3}|M_{fi}|^2f_{fi}^{k+L_1}(Z,R,\varepsilon), \tag{22}$$

$$f_{fi}^{k+L_1}(Z,R,\varepsilon) = \frac{\pi}{2}(g_{-1,k}^2q_k^2 - g_{-1,L_1}^2q_{L_1}^2). \tag{23}$$

Для функций f и g составлены разнообразные таблицы [22, 38].

Различные варианты расчета интегральной функции Ферми $f(\varepsilon, Z, R)$ отличаются, как правило, на несколько процентов, и лишь в редких случаях ($Q_\beta > 10$ МэВ и $Z > 80$) различия могут доходить до 20 %.

Интегральную функцию Ферми удобно разбить на два множителя:

$$f(E,Z,R) = \Phi(E)F_0(E,Z,R), \tag{24}$$

где E — полная энергия β-частицы, включая массу покоя в единицах m_ec^2,

$$\Phi(E) = (E^2-1)^{1/2}(2E^4 + 9E^2 - 8)/60 + E\ln[E + (E^2-1)^{1/2}]. \tag{25}$$

Функция $\Phi(E)$ довольно сильно зависит от энергии и вычисляется аналитически, а функция $F_0(E, Z, R)$ рассчитывается численно и удобна для интерполяции. В таблицах часто приводят именно функцию $F_0(E, Z, R)$.

1.2. Периоды полураспада. Учет структуры $S_\beta(E)$ важен при анализе периодов полураспада $T_{1/2}$ по ветке β-распада атомных ядер. Актуальной задачей является основанное на структурной $S_\beta(E)$ предсказание $T_{1/2}$ для ядер, удаленных от полосы β-стабильности. Данные о величинах $T_{1/2}$ необходимы для планирования экспериментов, для расчета ряда астрофизических процессов [2–4, 29], для различных технологических применений [34, 39–41].

Значение $T_{1/2}$ по ветке β-распада связано с $S_\beta(E)$ следующим образом:

$$T_{1/2} = \sum_n \int S_\beta^n(E)\, f_n(Z, Q_\beta - E) dE, \quad 0 \leqslant E \leqslant Q_\beta, \tag{26}$$

где n — порядок запрета β-распада.

Расхождение между теоретическими и экспериментальными данными в несколько раз — это типичная ситуация для существующих в настоящее время модельных расчетов. В отдельных случаях расхождения между теорией и экспериментом могут доходить до 2–3 порядков величины. Примеры расчета $T_{1/2}$ в QRPA-модели [26] приведены на рис. 2, 3. Как видно из рис. 2 и 3, наибольшие расхождения между теоретическими и экспериментальными значениями наблюдаются при малых Q_β и больших $T_{1/2}$. Данное обстоятельство связано с тем, что при малых Q_β имеется наибольшая чувствительность к точности расчетов положения и интенсивности пиков $S_\beta(E)$. Малым значениям Q_β соответствуют малые значения $f_n(Z, Q_\beta - E)$ и большие значения $T_{1/2}$.

Использование CQRPA-модели [29, 42] улучшает согласие с экспериментом, однако возможность расхождения теоретических расчетов с эксперимен-

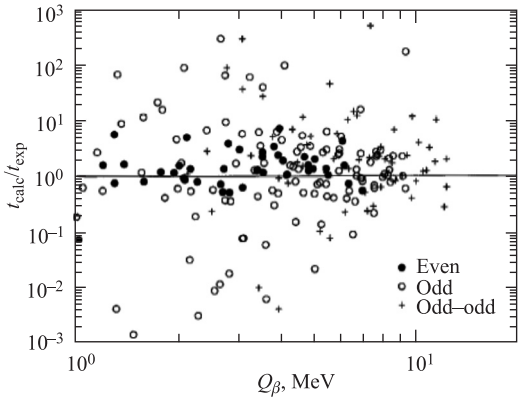


Рис. 2. Отношение рассчитанных ($t_{\rm calc}$) и измеренных ($t_{\rm exp}$) значений $T_{1/2}$ по ветке β^+/EC-распада в зависимости от полной энергии β-распада Q_β (QRPA-модель) [26]

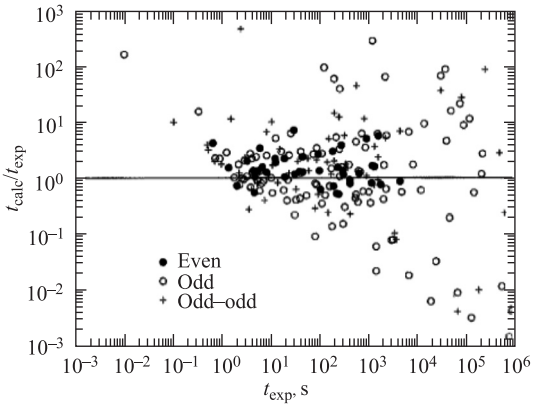


Рис. 3. Отношение рассчитанных ($t_{\rm calc}$) и измеренных ($t_{\rm exp}$) значений $T_{1/2}$ по ветке $\beta^+/{\rm EC}$-распада в зависимости от экспериментального ($t_{\rm exp}$) значения $T_{1/2}$ (QRPA-модель) [26]

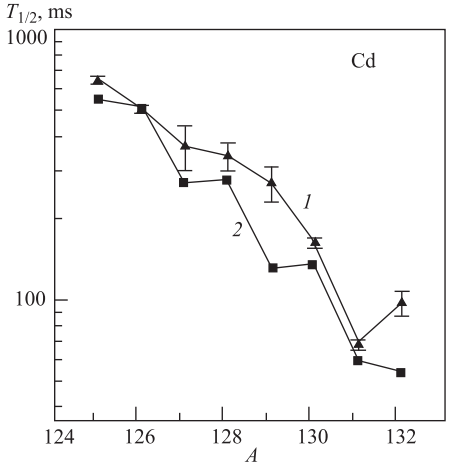


Рис. 4. Теоретические и экспериментальные значения $T_{1/2}$ для β^--распада изотопов кадмия [29, 42]. *1* — экспериментальные данные; *2* — расчет по CQRPA-модели, учтены GT- и FF-переходы

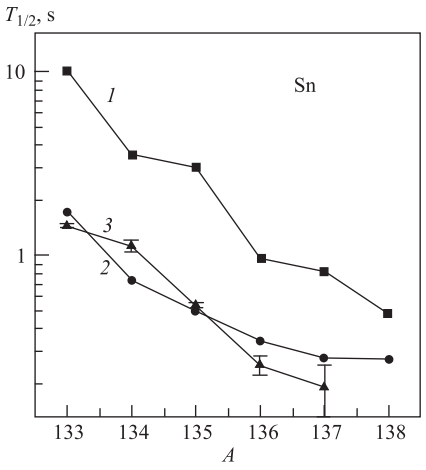


Рис. 5. Теоретические и экспериментальные значения $T_{1/2}$ для β^--распада изотопов олова [29, 42]. *1* — расчет по RPA-модели, учтены только GT-переходы; *2* — расчет по CQRPA-модели, учтены GT- и FF-переходы; *3* — экспериментальные данные

тальными данными в несколько раз также свойственна данной модели (рис. 4 и 5). В области кадмия учет FF-переходов уменьшает $T_{1/2}$ не более чем в 1,5–2 раза. В области олова учет FF-переходов радикальным образом улучшает

согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными [29, 42]. Учет FF-переходов особенно важен при расчетах, когда интенсивность GT-переходов мала при небольших энергиях возбуждения, и в низкоэнергетической области.

1.3. Полнота схем распада. Для решения многих задач как фундаментального, так и прикладного характера необходимо иметь достаточно полные схемы распада атомных ядер. Особенно это касается задач расчета энерговыделения при распаде ядер, включая распад продуктов деления, образующихся в атомных реакторах [40, 41, 43–45]. Существуют расхождения между экспериментальными данными и расчетом энерговыделения от радиоактивного распада продуктов деления [40, 41, 43–45]. Пример такого расхождения для γ-распада продуктов деления ^{239}Pu показан на рис. 6. Аналогичные расхождения имеются для β-распада продуктов деления ^{239}Pu и распада продуктов деления ^{233,235,238}U [40, 41, 43, 44]. Указанные расхождения связываются с неполнотой схем распада и погрешностями в определении Q_β [40, 41, 43–45].

В [39] с помощью TAGS было показано, что более 50 % интенсивности β^--переходов может быть не отображено в схемах распада продуктов деления. Ситуация с неполнотой схем распада типична [45] как для β^--, так и для β^+/EC-распадов ядер с $T_{1/2} < 1$ ч. Для получения наиболее хорошего согласия между расчетными и экспериментальными данными по энерговыделению необходимо иметь более полные схемы распада ядер и метод оценки полноты схем распада. Комбинация методов TAGS с методами ядерной спек-

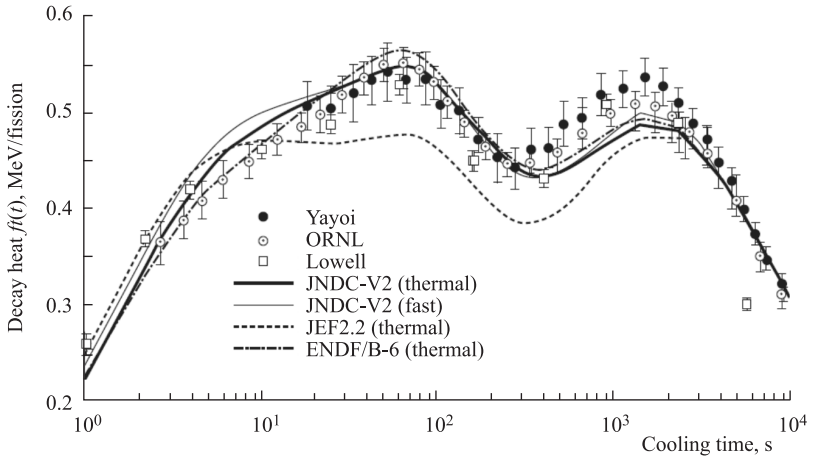


Рис. 6. Зависимость функции $ft(t)$ от t для γ-распада продуктов деления ^{239}Pu, где $f(t)$ — энерговыделение, t — время после деления [43], экспериментальные и расчетные данные. Расчеты проведены с использованием различных баз данных [43]. Заметно различие между расчетными и экспериментальными данными в области от 300 до 3000 с

троскопии высокого разрешения позволяет эффективно выявлять степень неполноты схем распада [34, 45–47] и проводить измерения Q_β с точностью до 20 кэВ [48]. Критерием достаточной полноты схемы распада является совпадение, в пределах экспериментальных погрешностей, силовых функций $S_\beta(E)$, полученных с помощью TAGS-методов и методов ядерной спектроскопии высокого разрешения [34, 45, 47].

1.4. Влияние структуры $S_\beta(E)$ на вероятность запаздывающих процессов. Вероятность β-запаздывающих процессов $P_{\beta d}$ определяется следующим образом [2, 49–51]:

$$P_{\beta d} = \frac{\int\limits_0^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Q_\beta - E) \Gamma_d(E)/\Gamma_{\rm tot}(E)\, dE}{\int\limits_0^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Q_\beta - E)\, dE}, \tag{27}$$

где $\Gamma_d(E)$ — ширина запаздывающего процесса; $\Gamma_{\rm tot}(E)$ — полная ширина.

Поскольку для расчетов величины $P_{\beta d}$ необходимо знать энергии и относительные интенсивности пиков в $S_\beta(E)$, во многих случаях теория дает достаточно корректные значения $P_{\beta d}$. Однако в случае, когда в энергетически разрешенную область Q_β попадает лишь «хвост» от пика $S_\beta(E)$, расчет дает корректный результат только при учете тонкой структуры $S_\beta(E)$ [52]. При этом особенно существенна область энергий возбуждения в дочернем ядре [52] $\delta = Q_\beta - E_{\rm th}$, где $E_{\rm th} = E_{\rm II}$ для запаздывающего деления, $E_{\rm th} = B_n$ для запаздывающих нейтронов, $E_{\rm th} = B_p + (E_{p0}) + q$ для запаздывающих протонов, $E_{\rm II}$ — энергия минимума во второй потенциальной яме для двугорбого барьера деления, B_n — энергия связи нейтрона, B_p — энергия связи протона, E_{p0} — энергия возбуждения, при которой вероятность испускания протона сравнима с вероятностью гамма-излучения, $q \approx 1{-}2$ МэВ. Итак,

$$P_{\beta d} \approx \frac{\int\limits_{E_{\rm th}}^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Q_\beta - E) \Gamma_d(E)/\Gamma_{\rm tot}(E)\, dE}{\int\limits_0^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Q_\beta - E)\, dE}. \tag{28}$$

Для вероятности запаздывающего деления, запаздывающих протонов и альфа-частиц чрезвычайно существенна структура $S_\beta(E)$ в области энергий возбуждения $\delta = Q_\beta - E_{\rm th}$. Для вероятности испускания запаздывающих нейтронов существенно интегральное значение $S_\beta(E)$ в области $Q_\beta - E_{\rm th}$. Естественно, при анализе спектров запаздывающих частиц во всех случаях существенна структура $S_\beta(E)$.

В случае, когда пик $S_\beta(E)$ расположен вблизи Q_β (рис. 7, *а*) или $E_{\rm th}$ (рис. 7, *б*), весьма важна информация о тонкой структуре $S_\beta(E)$ для корректного вычисления величины $P_{\beta d}$.

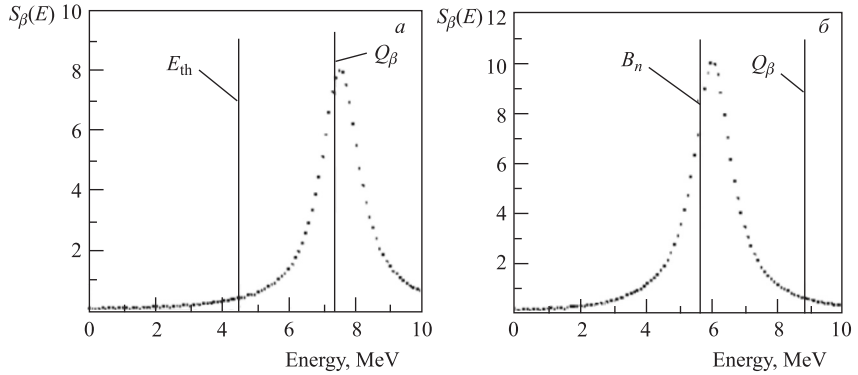


Рис. 7. Различные варианты положения пика $S_\beta(E)$ в области энергий $\delta = Q_\beta - E_{\rm th}$ [52]

Для процессов испускания запаздывающих протонов, запаздывающих альфа-частиц, запаздывающего деления (27), (28), когда энергетическая зависимость функции $\Gamma_d(E)/\Gamma_{\rm tot}(E)$ более сильная, чем энергетическая зависимость функции $f(Q_\beta - E)$, значение $P_{\beta d}$ увеличивается, когда пик в $S_\beta(E)$ находится в области энергий $Q_{\rm EC}$ для $\beta^+/{\rm EC}$-распада или Q_β (рис. 7, *а*) для β^--распада. В этом случае статистическая теория [52], в которой полагается, что $S_\beta(E) \sim \rho(E)$, где $\rho(E)$ — плотность уровней дочернего ядра, может случайно давать достаточно хорошо совпадающие с экспериментальными значения $P_{\beta d}$. Разумеется, для корректного расчета $P_{\beta d}$ необходимо применять нестатистические подходы, учитывающие структуру $S_\beta(E)$.

Для испускания запаздывающих нейтронов при $E > B_n$ зависимость от энергии функции $f(Q_\beta - E)$ может оказаться более сильной, чем функции $\Gamma_d(E)/\Gamma_{\rm tot}(E)$, и величина $P_{\beta d}$ увеличится при смещении пика $S_\beta(E)$ в область энергий $E \sim B_n$ (рис. 7, *б*).

Для GT β^--распада нейтронно-избыточных ядер два типа пиков в $S_\beta(E)$ играют существенную роль. Один тип связан с конфигурациями типа обратный спин-флип (BSF, рис. 1, табл. 1), второй — с конфигурациями типа поляризация остова (CP, рис. 1, табл. 1). CP-пик соответствует ситуации, изображенной на рис. 7, *а*, BSF-пик соответствует ситуации на рис. 7, *б*.

Запаздывающее деление, т. е. деление ядер после β-распада, является уникальным средством изучения барьеров деления для ядер, удаленных от полосы β-стабильности. Однако для того чтобы получить информацию о барьере деления, необходимо знать форму $S_\beta(E)$ [1].

Помимо $S_\beta(E)$ вероятность запаздывающего процесса определяется отношением ширин $\Gamma_d(E)/\Gamma_{\rm tot}(E)$. Спектр запаздывающих частиц зависит от структуры состояний ядер, заселяемых при β-распаде, и структуры состояний, заселяемых после запаздывающего процесса [2, 3]. Спектры запаздывающих

частиц определяются как формой и структурой силовой функции β-переходов $S_\beta(E)$, так и вероятностью испускания запаздывающих частиц из заселенных состояний или отношением $\Gamma_d(E)/\Gamma_{\rm tot}(E)$. Например, при GT β^--распаде ядра ^{135}Sb заселяются трехквазичастичные состояния в ядре ^{135}Te. Переход в основное состояние четно-четного ядра ^{134}Te с испусканием запаздывающих нейтронов из трехквазичастичных состояний ^{135}Te запрещен, если полагать основное состояние ядра ^{134}Te квазичастичным вакуумом [2, 53]. В то же время испускание запаздывающих нейтронов с возбуждением 2^+-состояния в ^{134}Te разрешено вследствие различной структуры основного и возбужденного состояний. Данный вывод подтверждается экспериментально: для всех состояний, заселяемых при β^--распаде ^{135}Sb, нейтронный распад на основное состояние ^{134}Te запрещен в 30–40 раз. Поэтому применение статистических методов к расчету отношения ширин $\Gamma_d(E)/\Gamma_{\rm tot}(E)$ в формуле (28) можно использовать лишь в качестве некоего приближения [2, 3].

Обычно при исследовании запаздывающих процессов учитывается резонансный характер $S_\beta(E)$ для переходов Гамова–Теллера. Однако в последние годы появились экспериментальные данные о резонансном характере $S_\beta(E)$ для переходов первого порядка запрета [21]. Влияние резонансного характера $S_\beta(E)$ бета-переходов первого порядка запрета на вероятность запаздывающих процессов остается малоисследованной областью.

2. ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ

Схема запаздывающего деления (деления после β-распада [49]) приведена на рис. 8. При изучении запаздывающего деления можно получать информацию о барьерах деления ядер, достаточно удаленных от полосы стабильности. Вероятность запаздывающего деления (27), (28) существенным образом зависит от структуры силовой функции β-переходов.

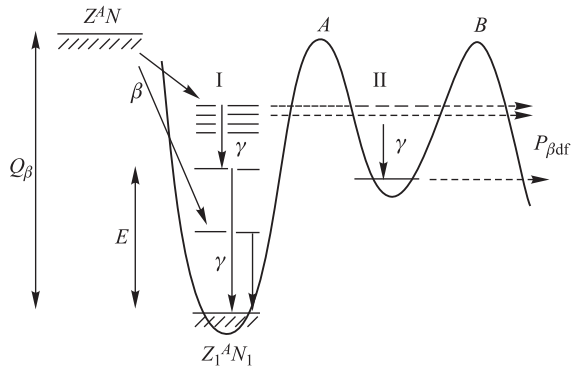


Рис. 8. Схема β-запаздывающего деления (βdf) ядер. Указаны высоты внутреннего (*A*) и внешнего (*B*) барьеров деления дочернего ядра

Первые исследования влияния структуры силовой функции β-переходов на вероятность запаздывающего деления были проведены в работе [1]. Затем развитый в работе [1] метод описания запаздывающих процессов с учетом структуры $S_\beta(E)$ был применен к анализу запаздывающего деления широкого круга ядер [2–4, 54–60].

2.1. Силовые функции β^-- и β^+/EC-распадов и запаздывающее деление актинидных ядер. Именно учет структуры $S_\beta(E)$ позволил впервые корректно описать процесс запаздывающего деления для ^{236,238}U [1], ^{232}Pu, ^{240}Cm, ^{244,248}Cf, ^{248}Fm [2, 55] и ряда других ядер [56–60].

Запаздывающее деление ^{236,238}U [61–63] происходит после β-распада ^{236,238}Pa. Расчет $S_\beta(E)$ для ^{236,238}Pa проведен [1] в рамках оболочечной модели с учетом остаточного взаимодействия Гамова–Теллера в приближении Тамма–Данкова (TDA-модель). Основная сила β-переходов (рис. 1 и 9) сосредоточена в гигантском резонансе Гамова–Теллера, расположенном вблизи изобар-аналогового состояния. При энергиях на 7–8 МэВ ниже аналога в ядрах ^{236}U и ^{238}U наблюдается второй максимум, обусловленный переходами типа спин-флип и поляризация остова. При энергиях примерно на 18 МэВ ниже аналога появляется максимум, обусловленный переходами типа обратный спин-флип (рис. 1, табл. 1, рис. 9), они и вносят основной вклад в вероятность запаздывающего деления ^{236,238}U.

В табл. 2 приведены рассчитанные значения [1] вероятностей запаздывающего деления $P_{\beta\mathrm{df}}$ при различных предположениях о $S_\beta(E)$ и экспериментальные данные [61–63]. Расчет $P_{\beta\mathrm{df}}$ при использовании статистических моделей для силовой функции β-распада $S_\beta(E) = \mathrm{const}$ приводит к значениям $P_{\beta\mathrm{df}}$, на 2–3 порядка превышающим экспериментальные величины, а в случае пропорциональности силовой функции плотности уровней ядра $S_\beta(E) \sim \rho(E)$ превышение составляет 5–6 порядков для ^{236}U и ^{238}U.

Таким образом, для запаздывающего деления ^{236}U и ^{238}U предположения, используемые в статистических моделях: $S_\beta(E) = \mathrm{const}$ и $S_\beta(E) \sim \rho(E)$, дают значения $P_{\beta\mathrm{df}}$, значительно превышающие экспериментальные данные, в то время как при использовании нестатистической $S_\beta(E)$, в которой должным

Таблица 2. **Вероятности запаздывающего деления $P_{\beta\mathrm{df}}$ для ^{236}U, ^{238}U: экспериментальные значения и рассчитанные при различных предположениях о силовых функциях β-распада**

Ядро	$P_{\beta\mathrm{df}}$ при различном выборе S_β			Эксперимент
	$S_\beta = \mathrm{const}$	$S_\beta \sim \rho(E)$	TDA-модель	
^{236}U	$6 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-4}$	10^{-12}	10^{-9}
^{238}U	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{-2}	10^{-8}	10^{-8}

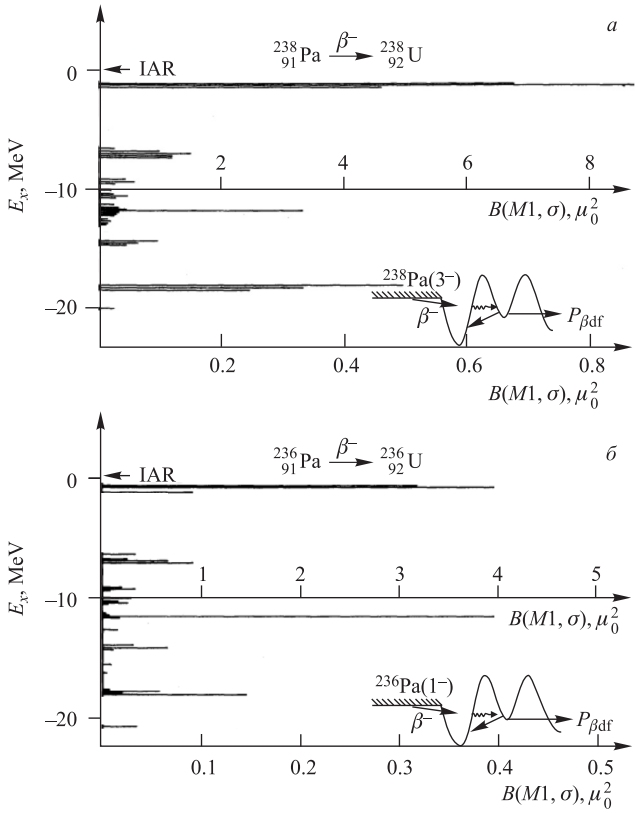


Рис. 9. Силовая функция $S_\beta(E)$ для β^--распада ^{238}Pa (*а*), ^{236}Pa (*б*) и барьеры деления ^{236,238}U. $B(M1,\sigma) = 11000/[(T+3/2)ft] = \mathrm{const}\, S_\beta(E)$, где T — изоспин основного состояния дочернего ядра, $B(M1,\sigma)$ в единицах μ_0^2 (μ_0 — ядерный магнетон), ft в секундах

образом отражены эффекты структуры атомного ядра, наблюдается хорошее согласие с экспериментом для ^{238}U. Расчет предсказывает уменьшение $P_{\beta\mathrm{df}}$ при переходе от ^{238}U к ^{236}U, что также соответствует экспериментальным данным.

В работе [64] исследовано запаздывающее деление ^{256}Fm после β^--распада ^{256m}Es. Экспериментально установлено, что запаздывающее деление главным образом происходит после β^--распада на уровень с энергией возбуждения $E = 1425$ кэВ, т. е. экспериментально обнаружено проявление резонансной структуры $S_\beta(E)$ в запаздывающем делении. Расчеты [3] также предсказывают наличие резонанса в $S_\beta(E)$ при энергии возбуждения около 1,5 МэВ.

Данные [65, 66] по запаздывающему делению ^{232}Pu после $\beta^+/$EC-распада ^{232}Am были использованы в [66] для определения внутреннего барьера (барьера A на рис. 8) деления ядра ^{232}Pu. Результаты работы [66] при использовании $S_\beta(E) = \mathrm{const}$ дали значение величины барьера деления на 2 МэВ выше, чем предсказывали расчеты по методу Струтинского [67]. На основании этого в работе [66] делался вывод о несоответствии «экспериментального» и теоретического значений барьеров деления для ^{232}Pu. Однако, как

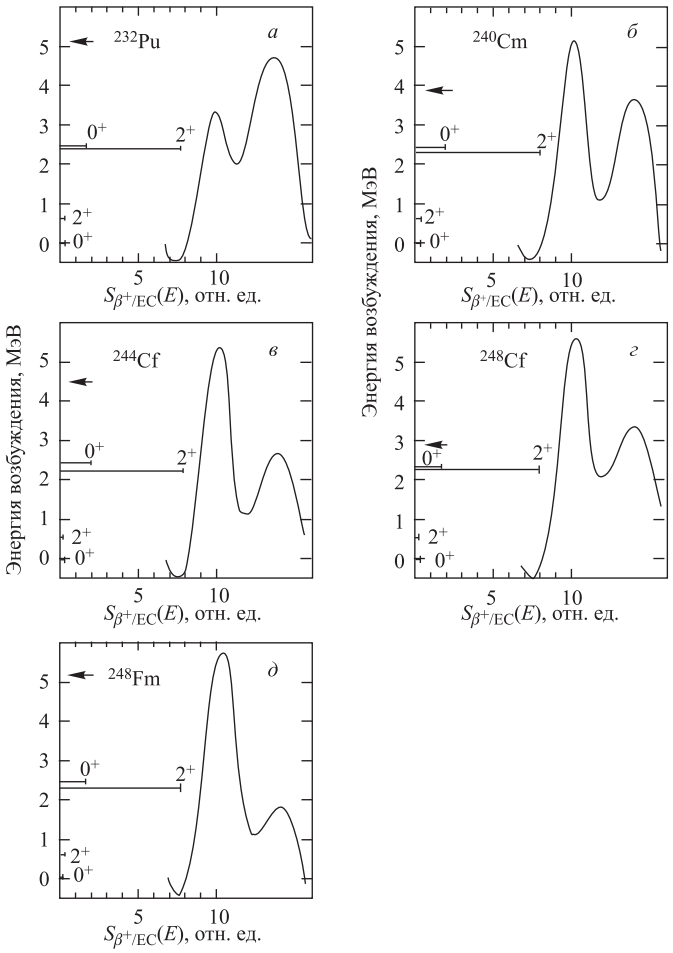


Рис. 10. Структура силовых функций $\beta^+/$EC-распада ^{232}Am, ^{240}Bk, ^{244,248}Es, ^{248}Md и барьеры деления ^{232}Pu (*а*), ^{240}Cm (*б*), ^{244}Cf (*в*), ^{248}Cf (*г*), ^{248}Fm (*д*). Значения полных энергий EC-распада вычислены с использованием массовых формул Гарви–Келсона [70] и указаны стрелкой

Таблица 3. **Экспериментальные и теоретические значения вероятностей запаздывающего деления $P_{\beta\mathrm{df}}$ для ядер ^{232}Pu, ^{244,248}Cf, ^{248}Fm, ^{240}Cm**

Ядро	E_A(S), МэВ	E_B(S), МэВ	ω_A, МэВ	ω_B, МэВ	Q_β, МэВ	$P^{\mathrm{exp}}_{\beta\mathrm{df}}$	$P^{\mathrm{th}}_{\beta\mathrm{df}}$
^{232}Pu	4,0	4,2	0,9	0,6	5,2	$13^{+4}_{-0,8}\cdot 10^{-2}$	$5\cdot 10^{-2}$
^{244}Cf	5,3	2,8	0,9	0,6	4,5	$5\cdot 10^{-4}$	$4\cdot 10^{-4}$
^{248}Fm	5,7	1,8	0,9	0,6	5,2	$3\cdot 10^{-3}$	$2\cdot 10^{-3}$
^{248}Cf	5,7	3,3	0,9	0,6	2,9	$<10^{-7}$	$2\cdot 10^{-7}$
^{240}Cm	5,2	3,7	0,9	0,6	3,9	10^{-5}	$9\cdot 10^{-7}$

Примечание. Барьеры деления рассчитаны по методу Струтинского (S). При вычислении $P_{\beta\mathrm{df}}$ использовались нестатистические силовые функции β^+/EC-распада, рассчитанные в TDA-модели.

было показано в [55], выбор $S_\beta(E)=\mathrm{const}$ не обоснован и не отражает специфику β^+/EC-распада в конкретном случае ядра ^{232}Am. Расчет структуры $S_\beta(E)$ для β^+/EC-распада ^{232}Am, основанный на представлениях о зарядово-обменных возбуждениях Гамова–Теллера, проведен в [55]. Результаты расчета представлены на рис. 10. Нестатистические эффекты, приводящие к наличию резонансной структуры $S_\beta(E)$, вносят существенные изменения в анализ величин $P_{\beta\mathrm{df}}$. На основе $S_\beta(E)$, в которой учтены эффекты структуры ядра, и экспериментальных данных о величине $P_{\beta\mathrm{df}}$ в работе [55] получены значения барьера деления ядра ^{232}Pu, согласующиеся с барьером деления ^{232}Pu, рассчитанным по методу Струтинского (табл. 3). Таким образом, нет оснований утверждать, что барьеры деления, рассчитанные по методу Струтинского, не позволяют описывать эксперименты по запаздывающему делению, как это делается в [66].

В области актинидов процесс запаздывающего деления, сопровождающего β^+/EC-распад, исследован [64, 66, 68, 69] также для:

$$\begin{aligned}
^{240}\mathrm{Bk} &\xrightarrow{\beta^+/\mathrm{EC}} {}^{240}\mathrm{Cm}\to\beta\mathrm{df},\\
^{244,248}\mathrm{Es} &\xrightarrow{\beta^+/\mathrm{EC}} {}^{244,248}\mathrm{Cf}\to\beta\mathrm{df},\\
^{248}\mathrm{Md} &\xrightarrow{\beta^+/\mathrm{EC}} {}^{248}\mathrm{Fm}\to\beta\mathrm{df},\\
^{234}\mathrm{Am} &\xrightarrow{\beta^+/\mathrm{EC}} {}^{234}\mathrm{Pu}\to\beta\mathrm{df}.
\end{aligned}\qquad(29)$$

На рис. 10 и в табл. 3 приведены результаты расчетов $S_\beta(E)$, $P^{\mathrm{th}}_{\beta\mathrm{df}}$ и экспериментальные значения $P^{\mathrm{exp}}_{\beta\mathrm{df}}$. При расчете [55] $P_{\beta\mathrm{df}}$ пики в $S_\beta(E)$ аппроксимировались гауссианом с шириной на половине высоты FWHM = 1 МэВ.

Как видно из табл. 3, данные расчета $S_\beta(E)$, $P^{\rm th}_{\beta{\rm df}}$ вместе с рассчитанными по методу Струтинского барьерами деления позволяют неплохо описывать экспериментальные значения $P^{\rm exp}_{\beta{\rm df}}$.

2.2. Силовые функции β^-- и $\beta^+/{\rm EC}$-распадов и запаздывающее деление доактинидных ядер. Большие возможности β-запаздывающего деления связаны с областью доактинидных ядер, где экспериментальные данные о вероятностях и механизме деления холодных ядер очень скудны.

В работе [71] сообщается о наблюдении $\beta^+/{\rm EC}$-запаздывающего деления в области ^{180}Hg. В [56–58] произведен расчет запаздывающего деления

$$^{180}{\rm Tl} \xrightarrow{\beta^+/{\rm EC}} {}^{180}{\rm Hg} \xrightarrow{\rm fission} \beta{\rm df}. \tag{30}$$

Интегральная функция Ферми $f(E,Z)$ для $\beta^+/{\rm EC}$-распада ^{180}Tl выбиралась в виде

$$f(E,Z) = f_{\beta^+}(E) + f_K(E) + f_{L_1}(E) + \ldots \tag{31}$$

Слагаемые соответствуют вкладам от β^+-распада, K-захвата, L_1-захвата.

Для $\beta^+/{\rm EC}$-распада ^{180}Tl на уровень с энергией возбуждения E в ^{180}Hg вклад β^+-перехода составляет около 10 % при $Q_{\rm EC} - E = 3$ МэВ, становится сравнимым с вкладом от K-захвата при $Q_{\rm EC} - E = 5$ МэВ и в два раза превышает долю K-захвата при $Q_{\rm EC} - E = 6{,}5$ МэВ. Учет L_1-захвата может быть существенен при энергиях возбуждения вблизи $Q_{\rm EC}$, где вероятность деления особенно велика.

Расчеты [56] $S_\beta(E)$, выполненные с учетом остаточного взаимодействия Гамова–Теллера в TDA-приближении, показывают, что $S_\beta(E)$ в данном случае может быть представлена в виде двух гауссианов с ширинами FWHM ~ 1 МэВ и сравнимыми интенсивностями $(1 : 1{,}9)$. Расчеты [57] $S_\beta(E)$, выполненные в QRPA, дают $S_\beta(E)$ (интенсивные пики в области энергий возбуждения 2–4 МэВ и 6–8 МэВ), качественно согласующиеся с TDA-расчетами. Различия в $S_\beta(E)$, полученные в QRPA- и TDA-расчетах, в данном случае несущественны при вычислениях $P_{\beta{\rm df}}$, поскольку $P_{\beta{\rm df}}$ определяется пиками в области 6–8 МэВ и нужно знать $S_\beta(E)$ с точностью до константы [59]. Экспериментальное значение величины вероятности запаздывающего деления для ^{180}Hg по данным работы [71] составляет $P_{\beta{\rm df}} = 3{\cdot}10^{-(7\pm1)}$. Оценки барьера деления по методу Струтинского для ядер, удаленных от полосы β-стабильности, дают значения высоты барьера, отличающиеся на несколько МэВ за счет макроскопической части [72]. Оценки [73] величины $Q_{\rm EC}$ дают значение $Q_{\rm EC} \approx 10{,}9$ МэВ для ^{180}Hg. Запаздывающее деление ^{180}Hg можно неплохо описать при высоте барьера $B_f \approx 11$ МэВ и кривизне барьера $\omega_f \approx 1$ МэВ [56, 57, 59, 71]. При указанных выше параметрах барьера деления и $Q_{\rm EC}$ расчеты с использованием QRPA дают значение $P_{\beta{\rm df}} = 10^{-8}$ [57], а с использованием TDA-модели $P_{\beta{\rm df}} = 10^{-7}$ [56], т. е.

довольно неплохо воспроизводят экспериментальные данные [71] по запаздывающему делению ^{180}Hg. Полученное таким образом значение высоты барьера деления ядра ^{180}Hg превышает примерно на 1 МэВ расчетное значение барьера, приведенное в [74].

В работе [75] также проделаны измерения вероятности запаздывающего деления ^{180}Hg, но уже с использованием сепарированного пучка ^{180}Tl. Получено значение $P_{\beta\mathrm{df}} = 3{,}6(7) \cdot 10^{-5}$, имеющее более хорошее согласие с расчетами [74] барьера деления ^{180}Hg.

Запаздывающее деление ряда доактинидных ядер можно использовать как тест для проверки различных моделей расчета $S_\beta(E)$ или барьеров деления ядер. В данном случае весьма показательны исследования запаздывающего деления [58, 60]:

$$^{232}\mathrm{Fr} \xrightarrow{\beta^-} {}^{232}\mathrm{Ra} \xrightarrow{\text{fission}} \beta\mathrm{df}. \tag{32}$$

Экспериментальная оценка $P^{\exp}_{\beta\mathrm{df}} < 2 \cdot 10^{-6}$ для ^{232}Ra [76] резко противоречит сделанной до проведения экспериментов теоретической оценке $P^{\mathrm{th}}_{\beta\mathrm{df}} \approx 0{,}3$ [77].

Расчеты величины $P_{\beta\mathrm{df}}$ очень чувствительны к таким параметрам, как Q_β — полная энергия β-распада, B_f — высота барьера деления и его кривизна ω_f, структура $S_\beta(E)$. Расчеты [58, 60] показали, что для β^--распада ^{232}Fr $S_\beta(E)$ имеет максимум при энергии возбуждения $E \approx 5{,}5$ МэВ и может быть аппроксимирована гауссианом с шириной FWHM ≈ 1 МэВ. Величину Q_β выбирали согласно [78]: $Q_\beta = (5{,}7 \pm 0{,}7)$ МэВ. Если выбрать параметр эффективно-одногорбого барьера деления ^{232}Ra $\omega_f = 1$ МэВ, то экспериментальной оценке $P^{\exp}_{\beta\mathrm{df}} < 2 \cdot 10^{-6}$ соответствует высота барьера $B_f > 7{,}7$ МэВ. Теоретические расчеты [79, 80] показывают, что барьеры деления для ^{228}Ra и ^{232}Ra примерно одинаковы. Экспериментальные данные по эффективно-одногорбому барьеру деления ^{228}Ra [81, 82] составляют $B_f \approx 7{,}8$ МэВ, $\omega_f \approx 0{,}9$ МэВ и $B_f = (8{,}7 \pm 0{,}4)$ МэВ. Таким образом, оценка $B_f > 7{,}7$ МэВ [58, 60] барьера в ^{232}Ra согласуется с рядом теоретических и экспериментальных результатов. Слишком большое значение $P^{\mathrm{th}}_{\beta\mathrm{df}} \approx 0{,}3$, полученное в [77], может быть связано с некорректным выбором параметров барьера деления.

Таким образом, для ядер, удаленных от полосы β-стабильности, расчеты $P_{\beta\mathrm{df}}$ могут давать сильно расходящиеся результаты, если энергетические параметры (Q_β, B_f, $S_\beta(E)$) известны недостаточно хорошо. В то же время решение обратной задачи, т. е. оценка параметров барьера деления из данных по запаздывающему делению, может дать ценную информацию. Однако в этом случае необходимо иметь сведения о структуре силовой функции β-переходов.

3. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПРОТОНЫ

Схематически процесс испускания запаздывающих частиц показан на рис. 11. Спектр запаздывающих протонов [50] имеет характерную форму колокола, полуширина которого обычно составляет 2–3 МэВ. Поэтому спектр запаздывающих протонов позволяет просмотреть довольно узкий интервал энергий в $S_\beta(E)$ и получать информацию о структуре $S_\beta(E)$. Если в данный интервал энергий не попадает пик от $S_\beta(E)$, то отмечается неплохое согласие формы спектра запаздывающих протонов со статистической моделью. Если в энергетический интервал, определяющий испускание запаздывающих протонов, попадает пик $S_\beta(E)$, то никакими вариациями параметров, без учета структуры $S_\beta(E)$, не удается воспроизвести форму спектра запаздывающих протонов для широкого круга ядер [2].

Иллюстрацией первого варианта является спектр запаздывающих протонов для ^{69}Se [83]. В этом случае (рис. 12) расчет по статистической модели с $S_\beta(E) = \text{const}$ неплохо воспроизводит форму спектра.

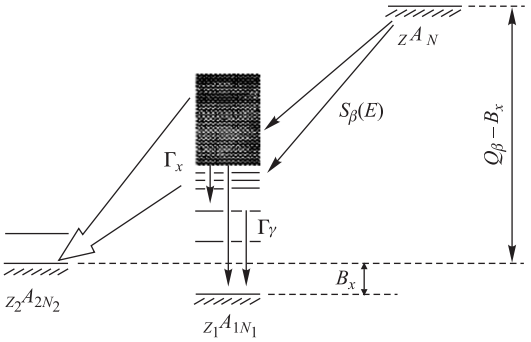


Рис. 11. Энергетические соотношения при испускании запаздывающих частиц. B_x — энергия связи испущенной после β-распада частицы; Q_β — полная энергия β-распада; Γ_x — ширина для канала распада с испусканием запаздывающей частицы

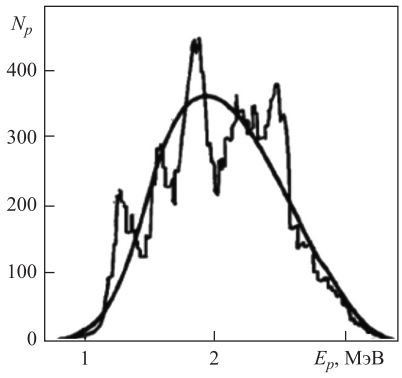


Рис. 12. Спектр запаздывающих протонов для ^{69}Se [83]. Гладкая кривая — расчет по статистической модели с $S_\beta(E) = \text{const}$

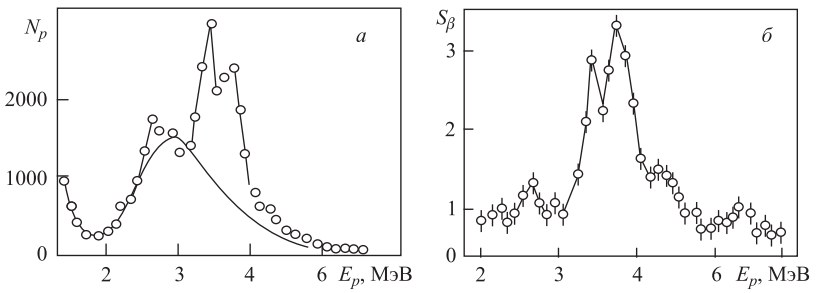


Рис. 13. Спектр запаздывающих протонов [84] для распада ^{109}Te (*а*) и полученная из него $S_\beta(E)$ (*б*)

Ярким примером второго варианта является спектр запаздывающих протонов для ^{109}Te [84]. В этом случае только при учете резонансной структуры $S_\beta(E)$ удается описать спектр запаздывающих протонов (рис. 13).

Отметим, что в статистических расчетах, с моделированием различного рода флуктуаций, в принципе, можно получить «пики» в спектрах запаздывающих частиц, но невозможно описать закономерности в интенсивностях и положениях пиков при рассмотрении различных ядер [2, 85].

Адекватное описание резонансной структуры $S_\beta(E)$ позволяет объяснить экспериментальные данные по форме спектров запаздывающих протонов для большого набора ядер [2, 3].

4. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ НЕЙТРОНЫ

Исследование запаздывающих нейтронов позволяет получать более детальную информацию о структуре $S_\beta(E)$ в более широком энергетическом окне, чем исследование запаздывающих протонов, вследствие отсутствия кулоновского барьера.

Проявления резонансной структуры $S_\beta(E)$ в спектрах запаздывающих нейтронов наблюдались для многих ядер [86, 87]. Пример силовой функции β^--распада ^{95}Rb, полученной из анализа спектра запаздывающих нейтронов [88], приведен на рис. 14, там же даны результаты расчетов $S_\beta(E)$ в различных моделях. Из сравнения экспериментальных и теоретических данных [53, 88–90] видно, что только с учетом нестатистических эффектов в $S_\beta(E)$ можно корректно описывать спектр запаздывающих нейтронов ^{95}Sr.

Часто приводятся данные лишь о вероятностях испускания запаздывающих нейтронов P_n, т. е. вероятности испускания запаздывающего нейтрона

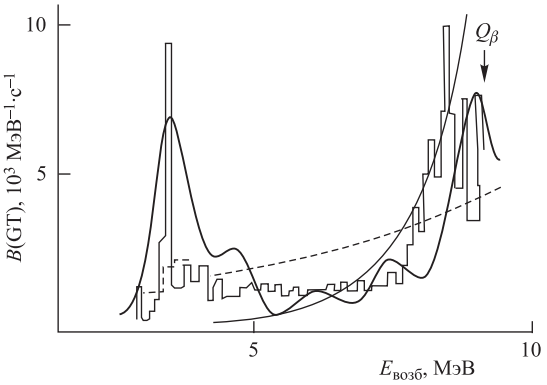


Рис. 14. Силовая функция β^--распада ^{95}Rb. Гистограмма — $S_\beta(E)$ из обработки спектра запаздывающих нейтронов ^{95}Sr; штриховая кривая — расчет по гросс-теории; кривая с резонансными структурами (жирная сплошная) — расчет $S_\beta(E)$ по микроскопической модели с учетом остаточного взаимодействия Гамова–Теллера; плавная кривая без резонансных структур (тонкая сплошная) — расчет по статистической модели $S_\beta(E) \sim \rho(E)$

на один акт β^--распада:

$$P_n = \frac{\int\limits_{B_n}^{Q_\beta} S_\beta(E)\, f(Q_\beta - E) \dfrac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}} dE}{\int\limits_{B_n}^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Q_\beta - E)\, dE}, \tag{33}$$

где $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ — отношение нейтронной и полной ширин для распада уровня с энергией возбуждения E.

Величины P_n колеблются от долей процента до десятков процентов [26, 91–93] и чувствительны к форме $S_\beta(E)$. Только с учетом структуры $S_\beta(E)$ удается описывать значения P_n для широкого набора ядер [2–4].

Однако детального совпадения теоретических и экспериментальных значений P_n и спектральных характеристик запаздывающих нейтронов не всегда удается достичь. Это связано с тем, что необходимо использовать $S_\beta(E)$ с реальными ширинами пиков, причем надежный расчет ширин довольно проблематичен. Кроме того, в расчетах используются статистические подходы к расчету величин Γ_n и Γ_{tot}, что является неким приближением [3].

Сделаем еще одно замечание, являющееся общим для вычисления характеристик запаздывающих процессов, а именно: расчеты имеют довольно низкую надежность, если плохо известны параметры, определяющие энергетику запаздывающих процессов (Q_β, B_x и т. д.). Особенно это сказывается на расчетах, когда в $S_\beta(E)$ имеются пики вблизи Q_β или B_x. Поэтому сле-

дует осторожно относиться к предсказаниям характеристик запаздывающих процессов в области ядер, сильно удаленных от полосы β-стабильности [3].

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ $S_\beta(E)$

Экспериментальные данные о структуре $S_\beta(E)$ в широком диапазоне энергий возбуждения ядер, в том числе и при энергиях, превышающих полную энергию бета-распада Q_β, получают из измерений сечений зарядово-обменных ядерных реакций [94]. Однако круг исследуемых ядер ограничен набором имеющихся мишеней и пучков.

В данном обзоре мы остановимся на экспериментальных методах получения информации о структуре $S_\beta(E)$ для ядер, испытывающих β^-- или β^+/EC-распад, т. е. при энергиях возбуждения дочерних ядер, не превышающих Q_β.

Качественные данные о структуре $S_\beta(E)$ в ряде случаев можно получить из спектров запаздывающих частиц [50, 85–87].

$S_\beta(E)$ связана с экспериментально измеряемой плотностью вероятности заселения уровней дочернего ядра $I(E)$ и записывается следующим образом [2]:

$$S_\beta(E) = \frac{I(E)}{T_{1/2} f(Q_\beta - E)}, \tag{34}$$

где $T_{1/2}$ — период полураспада материнского ядра; $f(Q_\beta - E)$ — функция Ферми; $Q_\beta - E$ — энергия β-перехода.

Количественные данные о структуре $S_\beta(E)$ в настоящее время получают с помощью методов гамма-спектроскопии, исследуя разрядку состояний, заселяемых при β-распаде [2–16, 18–21].

До недавнего времени в экспериментальных исследованиях структуры $S_\beta(E)$ как в России, так и за рубежом в основном использовались спектрометры полного поглощения гамма-излучения и методы спектроскопии полного поглощения (TAGS) [2–16]. Данным методом удалось экспериментально доказать резонансную структуру $S_\beta(E)$ для β-переходов Гамова–Теллера. Принцип TAGS заключается в том, что сопровождающее β-распад γ-излучение регистрируется большими кристаллами NaI в геометрии, близкой к 4π. Если эффективность полного поглощения γ-квантов достаточно велика, то амплитуда импульса в таком спектрометре определяется суммарной энергией γ-квантов в каскаде, т. е. энергией уровня в дочернем ядре, заселяемого β-переходом, а интенсивность пика полного поглощения определяется вероятностью заселения этого уровня при β-распаде. При этом следует принять меры для защиты кристаллов от попадания в них β-частиц.

В первых спектрометрах полного поглощения [95] удалось получить телесный угол $\Omega \sim 80\,\%$ от 4π и эффективность полного поглощения энергии

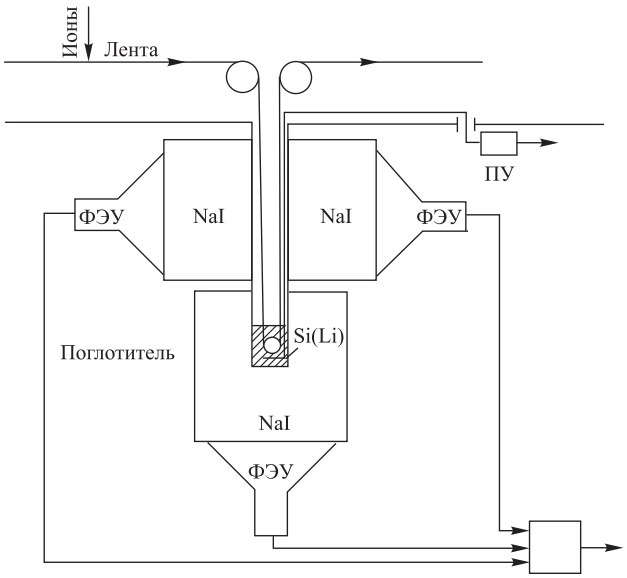


Рис. 15. Схема спектрометра полного поглощения [2, 5], обеспечивающего телесный угол $\Omega \sim 4\pi$. Si(Li)-детектор используется для регистрации β-частиц

каскада γ-квантов оказалась довольно сильно (как $(\Omega/4\pi)^n$) зависящей от числа γ-квантов в каскаде n, т. е. от схемы распада возбужденных состояний. Ввиду принципиальной важности прямых измерений силовых функций β-распада в [2, 5] сформулированы условия, при которых спектрометр полного поглощения можно использовать для получения силовых функций β-переходов в широком интервале энергий возбуждения.

На основании проведенного анализа был построен спектрометр (рис. 15), обладающий практически 4π-геометрией и с успехом применявшийся для доказательства резонансной структуры $S_\beta(E)$ [2, 5, 11–16].

К настоящему времени существует несколько спектрометров полного поглощения, функционирующих в ряде ведущих ядерно-физических центров мира. Все эти спектрометры объединяет наличие в них NaI-кристаллов достаточно большого объема. Отличием являются лишь форма, количество и размеры используемых кристаллов в том или ином спектрометре, а также некоторые особенности в конструкциях последних. В табл. 4 приведены современные спектрометры полного поглощения γ-лучей.

В наших исследованиях мы использовали спектрометр полного поглощения γ-лучей [7], созданный в коллаборации Радиевый институт им. В. Г. Хлопина – ОИЯИ. Схемы детектирующей части и электронной системы, обеспечивающих работу этого спектрометра, представлены на рис. 16 и 17.

Таблица 4. **Спектрометры полного поглощения γ-лучей**

Спектрометр	Конструкция	Ссылка
ЛИЯФ	Три NaI(Tl)-кристалла, $\varnothing$ 200 мм $\times$ h 200 мм $\varnothing$ 200 мм $\times$ h 100 мм $\varnothing$ 200 мм $\times$ h 100 мм	[2, 5]
РИ–ОИЯИ	Два NaI(Tl)-кристалла, $\varnothing$ 200 мм $\times$ h 110 мм $\varnothing$ 210 мм $\times$ h 140 мм	[7]
США	Один NaI(Tl)-кристалл, $\varnothing$ 254 мм $\times$ h 305 мм	[6]
GSI	Один NaI(Tl)-кристалл, $\varnothing$ 356 мм $\times$ h 356 мм	[8]
«Lucrecia», CERN	Один NaI(Tl)-кристалл, $\varnothing$ 380 мм $\times$ h 380 мм	[9]

Конструкция спектрометра обеспечивает 4π-геометрию. NaI-кристаллы защищены от попадания в них β-частиц тонким слоем бериллия. Исследуемый радиоактивный источник устанавливается (рис. 16) по центру в нижней части колодца автоматически с помощью ленты или вручную. Спектрометр позволяет измерять спектры γ-излучения при β-распаде ядер как в совпадениях с β-частицами, так и без совпадений.

Калибровка спектрометра по энергии и эффективности полного поглощения γ-лучей $\varepsilon_{\mathrm{tot}}$ осуществлялась с помощью набора специально приготовленных радиоактивных источников с заранее известными активностями (^{137}Cs, ^{54}Mn, ^{88}Y, ^{60}Co, ^{22}Na и ^{24}Na). Было установлено, что для нашего спектрометра энергетическое разрешение составляет 12 % при энергии 1 МэВ, а эффективность регистрации γ-лучей по пику полного поглощения γ-лучей — 46 % и при этом в диапазоне энергий 0,1–4,5 МэВ экспоненциально зависит от суммарной энергии γ-переходов в каскаде E_γ:

$$\varepsilon_{\mathrm{tot}} = \exp\left(-\alpha E_\gamma\right), \quad \alpha = 0{,}78(3)\ \text{МэВ}^{-1}. \tag{35}$$

Если соотношение (35) выполняется, то интенсивность пика полного поглощения γ-лучей в каскаде пропорциональна вероятности заселения конкретного уровня в дочернем ядре при β-распаде и не зависит от схемы распада.

Действительно, если мы имеем некую схему разрядки уровня с энергией E, заселяемого при β-распаде, то при выполнении соотношения (35) эффективность регистрации для пика полного поглощения для каскада из n

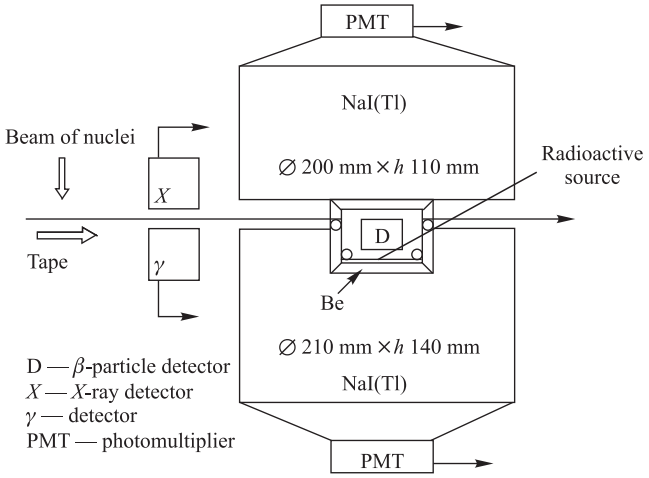


Рис. 16. Общая схема детектирующей части спектрометра полного поглощения γ-лучей [7] РИ–ОИЯИ для исследования силовых функций β-распада. D-детектор используется для регистрации β-частиц

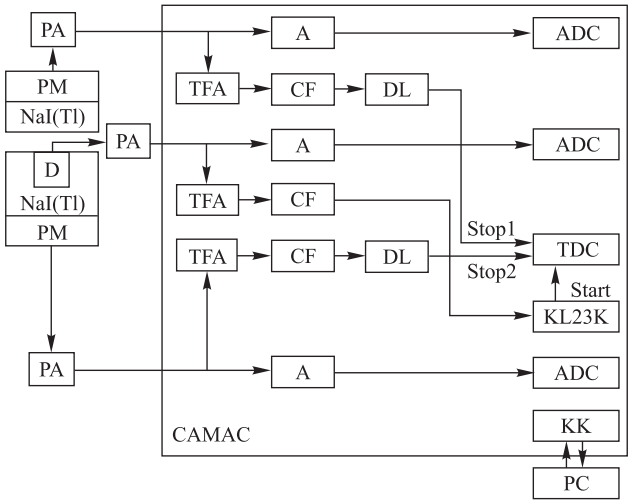


Рис. 17. Общая схема электронной системы спектрометра полного поглощения γ-лучей РИ–ОИЯИ для исследования силовых функций β-распада, где PM — фотоэлектронные умножители; D — Si(Au)-детектор; PA — предусилители; A — усилители; TFA — быстрые усилители; CF — временные дискриминаторы; DL — линии задержки; ADC — аналого-цифровые преобразователи; TDC — времяцифровой преобразователь; KL23K — блок управления; KK — крейт-контроллер

γ-квантов с полной энергией $E = E_{\gamma 1} + \ldots + E_{\gamma n}$ определяется следующим образом:

$$\varepsilon_{\mathrm{tot}}(E) = \exp(-\alpha E_{\gamma 1}) \cdots \exp(-\alpha E_{\gamma n}) = \\ = \exp(-\alpha(E_{\gamma 1} + \ldots + E_{\gamma n})) = \exp(-\alpha E) \quad (36)$$

и не зависит от схемы γ-переходов. Наличие конверсии γ-излучения вносит систематическую ошибку в анализ спектров полного поглощения. Учет данной ошибки может быть затруднен.

Выполнение соотношения (35) является существенным для спектрометра полного поглощения и требует экспериментальной проверки в диапазоне энергий до значений Q_β. Также следует обратить внимание на важность соблюдения 4π-геометрии TAGS-спектрометра. Действительно, если для каскада из n γ-квантов мы будем иметь телесный угол регистрации Ω, отличный от 4π, то для эффективности полного поглощения вместо (36) получим

$$\varepsilon_{\mathrm{tot}}(E) = (\Omega/4\pi)^n \exp(-\alpha E), \quad (37)$$

т. е. сильную зависимость эффективности полного поглощения от схемы распада.

Процедура анализа и обработки измеренных нами спектров сводилась к выявлению пиков полного поглощения γ-лучей и определению распределения их интенсивностей $I(E)$ в зависимости от энергии. И затем уже из полученных данных об $I(E)$ строилась силовая функция β-распада $S_\beta(E)$ с использованием соотношения (34).

Методы TAGS имеют ряд недостатков, связанных с низким энергетическим разрешением спектрометров на базе NaI. Поэтому представляют большой интерес исследования $S_\beta(E)$ с помощью методов γ-спектроскопии высокого разрешения.

Определение $S_\beta(E)$, основанное на регистрации γ-квантов с помощью полупроводниковых HPGe-детекторов, позволяет получать качественно новую информацию о структуре $S_\beta(E)$. Стандартное энергетическое разрешение HPGe-детекторов, используемых для измерения спектров γ-лучей, составляет величину не хуже 0,2 %. С использованием измеренных спектров γ-квантов, матриц $\gamma\gamma t$-совпадений и спектров электронов внутренней конверсии (ЭВК) строились схемы распада исследуемых ядер. Из данных о схеме распада определялись величины ft, и с помощью соотношения

$$\int_{\Delta E} S_\beta(E)\, dE = \sum_{\Delta E} 1/(ft) \quad (38)$$

извлекалась информация о силовой функции $S_\beta(E)$.

Нами впервые была решена задача определения $S_\beta(E)$ и ее тонкой структуры с помощью методов ядерной спектроскопии высокого разрешения для β^+/EC-распада сферического ядра ^{147g}Tb ($T_{1/2} = 1{,}6$ ч, $Q_{\mathrm{EC}} = 4{,}6$ МэВ), деформированного ядра ^{160g}Ho ($T_{1/2} = 25{,}6$ мин, $Q_{\mathrm{EC}} = 3{,}3$ МэВ) и изомера ^{160m}Ho (2^-; 5,02 ч, $Q_{\mathrm{EC}} = 3346$ кэВ). Указанные ядра были выбраны в качестве объектов исследования вследствие достаточно большой величины Q_{EC}, достаточно больших периодов полураспада $T_{1/2}$ и существующей в ОИЯИ (Дубна) возможности эффективного получения моноизотопных радиоактивных источников высокой чистоты для данных ядер на комплексе ЯСНАПП-2. В качестве источника в случае ^{160m,g}Ho использовался материнский ему изотоп ^{160}Er ($T_{1/2} = 28{,}6$ ч).

Ниже приведены основные сведения о способах получения исследуемых радиоактивных источников и характеристиках используемых в этих измерениях спектрометров.

Получение радиоактивных источников

Фазотрон	$I_p = 2{,}5$ мкА, $E_p = 660$ МэВ
Мишень	Ta, масса 5 г
Реакция	Глубокого расщепления $\mathrm{Ta} + p$
Химия	Выделение фракции ($\Delta t \sim 2$ ч)
Масс-сепарация	Разделение фракции по изотопам ($\Delta t \sim 30$ мин) на комплексе ЯСНАПП-2

Используемые спектрометры

	Для спектров γ-лучей и $\gamma\gamma t$-совпадений
HPGe (19 %)	$\Delta E_\gamma = 1{,}8$ кэВ (^{60}Co)
HPGe (28 %)	$\Delta E_\gamma = 1{,}9$ кэВ (^{60}Co)
HPGe (50 %)	$\Delta E_\gamma = 2{,}0$ кэВ (^{60}Co)
HPGe (2 см^3)	$\Delta E_\gamma = 580$ эВ на $\gamma 120$ кэВ.
	Для спектров ЭВК
«Мини-апельсин»	$\Delta E_e = 2{,}3$ кэВ (^{207}Bi)
β-спектрографы	$\Delta E_e = 0{,}03{-}0{,}05$ %.

Здесь необходимо отметить, что для достижения исчерпывающего и достоверного результата в определении $S_\beta(E)$ методами γ-спектроскопии высокого разрешения полученные данные о схеме распада должны обладать предельной полнотой.

Комбинация спектроскопии полного поглощения γ-лучей с методами ядерной спектроскопии высокого разрешения позволяет делать заключения о полноте схем распада и выявлять области энергий возбуждения ядер, где схема распада не полна. Для достаточно полной схемы распада соотношение (38) должно выполняться в пределах погрешностей экспериментальных данных.

6. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ $S_\beta(E)$

Теоретическое описание структуры силовых функций β-переходов на микроскопическом уровне тесно связано с задачами анализа астрофизических и термоядерных процессов, описанием величин $\log ft$ для β-переходов между низколежащими состояниями атомных ядер, анализом запаздывающих процессов, изучением зарядово-обменных реакций и рядом других задач ядерной физики [1–3].

Введение остаточного взаимодействия типа

$$V_{\tau\tau} = \frac{1}{2} G_\tau (\tau_1 \tau_2), \tag{39}$$

где τ_i — оператор изоспина, позволило обосновать существование коллективного состояния — изотопического аналога (или изобар-аналогового резонанса, IAR, рис. 1) основного состояния материнского ядра, вбирающего в себя основную силу β-переходов типа Ферми, и как следствие — значительное ($\sim 10^4$ раз) подавление $0^+ \to 0^+$ β-переходов [96, 97].

Матричные элементы GT на низколежащие состояния ядер также оказываются подавленными в 10–100 раз по сравнению с одночастичными оценками. Для объяснения подавления GT-переходов было введено остаточное взаимодействие [36, 98, 99]:

$$V_{\tau\tau\sigma\sigma} = \frac{1}{2} G_{\tau\sigma} (\tau_1 \tau_2)(\sigma_1 \sigma_2), \tag{40}$$

где σ_i — спиновый оператор.

Один из первых микроскопических расчетов структуры $S_\beta(E)$ для β-переходов Гамова–Теллера с учетом оболочечных эффектов и остаточного взаимодействия (40), позволивший объяснить запаздывающее деление ^{236,238}U, был проведен в [1]. Расчеты проводились с использованием приближения Тамма–Данкова (TDA-модель). Остановимся подробнее на TDA-модели, поскольку основные принципы, использованные в [1] и заложенные в эту модель, используются во многих современных исследованиях [2–4, 26, 27]. Гамильтониан системы (H) представлялся в виде суммы одночастичной части $(H_{\rm sp})$ модели оболочек и зарядово-обменных остаточных взаимодействий (V):

$$H = H_{\rm sp} + V, \tag{41}$$

где $V = V_{\tau\tau} + V_{\tau\tau\sigma\sigma}$. В качестве базисных функций (рис. 1, табл. 1) выбирают состояния, получающиеся из материнского состояния $|\Psi_0\rangle$ под действием оператора β-распада Гамова–Теллера [2]. Тогда матричные элементы остаточного взаимодействия V представляются в факторизованном виде:

$$\langle f|V|f'\rangle = \frac{G}{2} V_f V_{f'}, \tag{42}$$

где V_f пропорциональны [2] амплитудам β-переходов на базисные состояния $|f\rangle$, имеющие энергию возбуждения E_f.

Так, для β^--распада Гамова–Теллера N-нечетного ядра базисные состояния включают одночастичные протонные $|j_{p1}\rangle$ состояния и трехквазичастичные состояния $|[j_{n1} \otimes (j_p \otimes j_{n^-})]_J\rangle$ со спином $J = j_{n1}$, $j_{n1} \pm 1$.

Для β^+/EC-распада Z-нечетного ядра с нечетным протоном $|j_{p1}\rangle$ базисные состояния включают одночастичные нейтронные $|j_{n1}\rangle$ и трехквазичастичные состояния $|[j_{p1} \otimes (j_n \otimes j_{p^-})]_J\rangle$, $J = j_{p1}$, $j_{p1} \pm 1$.

Диагонализация матрицы

$$H_{ff'} = E_f \delta_{ff'} + G_{\tau\sigma} V_f V_{f'} \tag{43}$$

дает энергии и волновые функции состояний дочернего ядра, заселяемых при β-переходах Гамова–Теллера, и позволяет определить $S_\beta(E)$ [2].

В характере $S_\beta(E)$ для β^+- и β^--распадов имеется принципиальное различие. В силовых функциях β^--распада основной максимум расположен (рис. 1, табл. 1) вблизи изобар-аналогового резонанса (IAR). В $S_\beta(E)$ для β^+-распада положение максимума нельзя связывать с положением аналога [2], так как в ядрах с $T_Z > 0$ ($N > Z$) нет аналогового состояния по отношению к β^+-распаду. Главное отличие состоит в том, что энергии возбуждения базисных состояний отсчитываются от основного состояния дочернего ядра, и результаты расчета $S_\beta(E)$ для β^+-распада более чувствительны к выбору среднего поля и учету различного рода корреляций [2–4].

В последние годы широкое распространение при расчетах $S_\beta(E)$ получили модели с использованием QRPA-приближения [100]. В подходах, использующих QRPA-приближение, волновые функции строятся на основе той или иной одночастичной модели со спариванием и остаточным взаимодействием зарядово-обменного типа, которое трактуется в приближении случайных фаз [101].

Модель оболочек в сочетании с QRPA дает возможность надлежащим образом учитывать структуру ядра и рассчитывать смешивание конфигураций, что позволяет описывать структуру $S_\beta(E)$. В BCS + RPA модели [102, 103] не учитывается динамическое спаривание (эффективное взаимодействие в канале частица–частица, которое называют еще протон-нейтронным спариванием с $T = 0$). Учет pp-взаимодействия необходим для корректного описания $S_\beta(E)$. В полных уравнениях QRPA динамическое $T = 0$ спаривание всегда присутствует, а изотриплетное $T = 1$ спаривание включено на уровне BCS.

Учет непрерывного спектра для зарядово-обменных возбуждений в сверхтекучих ядрах выполнен в рамках континуум-QRPA-модели (CQRPA-модели). Расчет характеристик бета-распада в рамках CQRPA с учетом спаривания и эффективных спин-изоспиновых взаимодействий в каналах частица–частица (pp), частица–дырка (ph) для широкого круга ядер проделан в [29, 42, 104].

Для корректного описания $S_\beta(E)$ с учетом спин-изоспинового взаимодействия в ph- и pp-каналах должен соблюдаться необходимый баланс отталкивательных и притягательных компонент взаимодействия, не приводящий к неустойчивости QRPA.

Одним из наиболее последовательных подходов с использованием сепарабельных ph- и pp-взаимодействий является квазичастично-фононная модель [105], учитывающая вклад сложных конфигураций в волновой функции ядра. Данный тип моделей (QPM, MQPM) существенно развит в последнее время и дает возможность расчета в больших базисных пространствах [7, 24].

Особенно актуальной в настоящее время является задача адекватного учета деформации атомных ядер в расчетах $S_\beta(E)$ [20, 21]. Недавно развитый подход [106, 107], учитывающий эффекты ангармоничности (pnMAVA) в сочетании с QRPA, позволяет проводить расчеты $S_\beta(E)$ для переходных и слабодеформированных ядер.

Следует отметить, что существующие модели расчета $S_\beta(E)$ не претендуют на полное и исчерпывающее описание β-процесса. Однако с их помощью можно достаточно неплохо описывать положения и относительные интенсивности пиков в $S_\beta(E)$. Несомненно, что экспериментальные данные по $S_\beta(E)$, особенно по тонкой структуре $S_\beta(E)$, стимулируют дальнейшее развитие подходов к расчетам силовых функций β-переходов.

7. ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ $S_\beta(E)$ С ПОМОЩЬЮ TAGS

В последние годы спектрометры полного поглощения гамма-излучения (TAGS) широко применялись для исследования структуры $S_\beta(E)$ [2–16].

Использование TAGS позволило надежно доказать резонансную структуру $S_\beta(E)$. Однако измерение $S_\beta(E)$ с помощью TAGS-спектрометров на базе NaI-кристаллов позволяет определить характеристики лишь одного или двух пиков в $S_\beta(E)$ и при обработке спектров очень часто возникают неопределенности [7, 20, 21].

Для детального изучения $S_\beta(E)$ необходимо применять методы ядерной спектроскопии высокого разрешения. Методы ядерной спектроскопии используются для построения детальной схемы распада атомного ядра и последующего построения детальной силовой функции бета-распада. Методы TAGS используются для контроля полноты схем распада. Совпадение в пределах погрешностей $S_\beta(E)$, измеренной с помощью TAGS и с помощью методов ядерной спектроскопии высокого разрешения, свидетельствует о полноте построенных схем распада. Возможность построения детальных схем распада вплоть до энергий возбуждения 4–5 МэВ появилась в последние годы благодаря увеличению эффективности HPGe-детекторов γ-излучения и развитию методики получения моноизотопных источников исследуемых ядер.

Использование TAGS-спектрометров в сочетании с методами ядерной спектроскопии высокого разрешения, развиваемое в ОИЯИ, является новым подходом к исследованию свойств распада атомных ядер [20, 21, 46, 47].

Спектрометр полного поглощения, созданный в коллаборации РИ–ОИЯИ, был с успехом использован для исследования структуры силовых функций в сочетании с методами ядерной спектроскопии высокого разрешения [7, 18–21, 34, 45–48] на комплексе ЯСНАПП-2 в Дубне.

Схема TAGS-спектрометра приведена на рис. 16. Эффективность регистрации γ-лучей $\varepsilon_{\rm tot}$ в исследуемом нами диапазоне энергий возбуждения в дочерних ядрах ^{147}Gd (0,1–4,6 МэВ) по пику полного поглощения экспоненциально зависит от суммарной энергии снимающих это возбуждение γ-переходов E_γ (см. выражение (35)). Известно [2], что в такой ситуации интенсивность пика полного поглощения γ-излучения пропорциональна вероятности заселения уровня при β-распаде и не зависит от схемы распада. Поэтому анализ измеренных нами спектров сводился к выявлению пиков полного поглощения γ-лучей и определению их интенсивностей. Далее на основании полученных данных об интенсивностях пиков полного поглощения γ-лучей строилась силовая функция $\beta^+/$EC-распада ^{147g}Tb с использованием соотношения (34).

Спектры γ-излучения, измеренные нами с помощью спектрометра полного поглощения в совпадениях с β^+-частицами при $\beta^+/$EC-распаде ^{147g}Tb и без совпадений, приведены на рис. 18. Граничная энергия спектров полного поглощения определяется полной энергией электронного захвата $Q_{\rm EC}$. Пик с энергией $E_\gamma \approx 4$ МэВ в одиночном спектре и пик $E_\gamma \approx 3$ МэВ в спектре совпадений имеют максимальные энергии и идентифицируются как пики полного поглощения. Пику с $E'_\gamma \approx 3$ МэВ в спектре совпадений соответ-

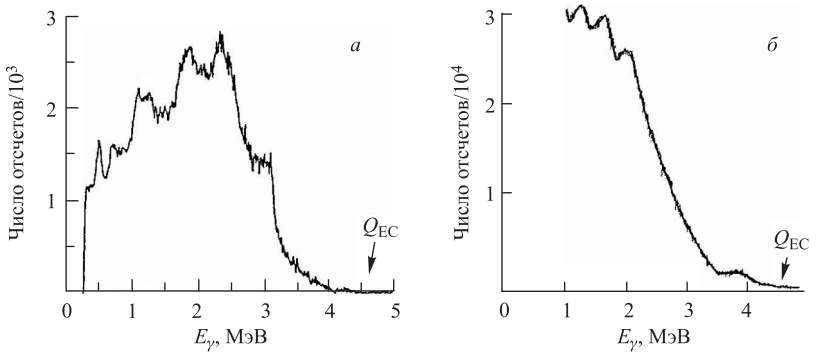


Рис. 18. Спектры γ-излучения при $\beta^+/$EC-распаде ^{147g}Tb, измеренные с помощью спектрометра полного поглощения в совпадениях с β^+-частицами (*а*) и без совпадений (*б*). Стрелкой указана полная энергия электронного захвата $Q_{\rm EC}$ для ^{147g}Tb

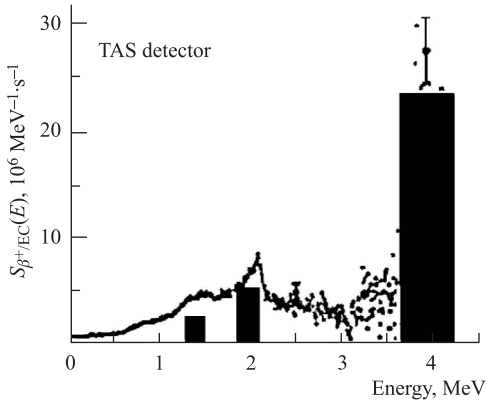


Рис. 19. Силовая функция $S_\beta(E)$ β^+/EC-распада ^{147g}Tb, полученная из анализа измеренных и представленных на рис. 8 спектров γ-излучения при β^+/EC-распаде ^{147g}Tb. Наиболее интенсивный пик в области энергии возбуждения $E \approx 4$ МэВ интерпретируется как резонанс Гамова–Теллера с $\mu_\tau = +1$

ствует пик с $E_\gamma \approx E'_\gamma - 2m_ec^2 \approx 2$ МэВ в одиночном спектре, где $2m_ec^2$ — энергия двух аннигиляционных квантов. Пик с энергией $E_\gamma \approx 2$ МэВ в одиночном спектре также является пиком полного поглощения. Таким образом, в силовой функции β^+/EC-распада ^{147g}Tb можно надежно идентифицировать два пика при энергиях 4 и 2 МэВ (рис. 18 и 19), причем для получения значений интенсивностей и энергий этих двух пиков при анализе γ-спектров полного поглощения не требуется информация о схеме распада. В $S_{\beta^+/\mathrm{EC}}(E)$ для ^{147g}Tb наблюдается третий пик при энергии $E \approx 1{,}4$ МэВ, однако из-за трудности идентификации пика полного поглощения в этой области энергий для получения надежной информации об интенсивности этого пика необходима информация о схеме разрядки возбужденных уровней ^{147}Gd. Заметим, что в TAGS-спектрах для β^+/EC-распада возможно идентифицировать два пика полного поглощения в случае, когда пик полного поглощения с наибольшей энергией попадает в энергетическое окно, доступное для электронного захвата, но не доступное для β^+-распада.

На рис. 19 интенсивность пика с энергией $E \approx 1{,}4$ МэВ в $S_\beta(E)$ получена из анализа спектров полного поглощения γ-лучей (рис. 6) в предположении, что разрядка уровней в области энергий возбуждения $E \approx 1{,}4$ МэВ происходит двумя γ-квантами с равной энергией. Таким образом, в силовой функции β^+/EC-распада ^{147g}Tb (рис. 19) удается надежно определить энергии и интенсивности двух пиков с энергиями $E \approx 4$ и 2 МэВ. Наиболее интенсивный пик в области энергии возбуждения $E \approx 4$ МэВ интерпретируется нами как основной резонанс Гамова–Теллера (GT) с $\mu_\tau = +1$ (согласно схеме для $S_\beta(E)$, рис. 1).

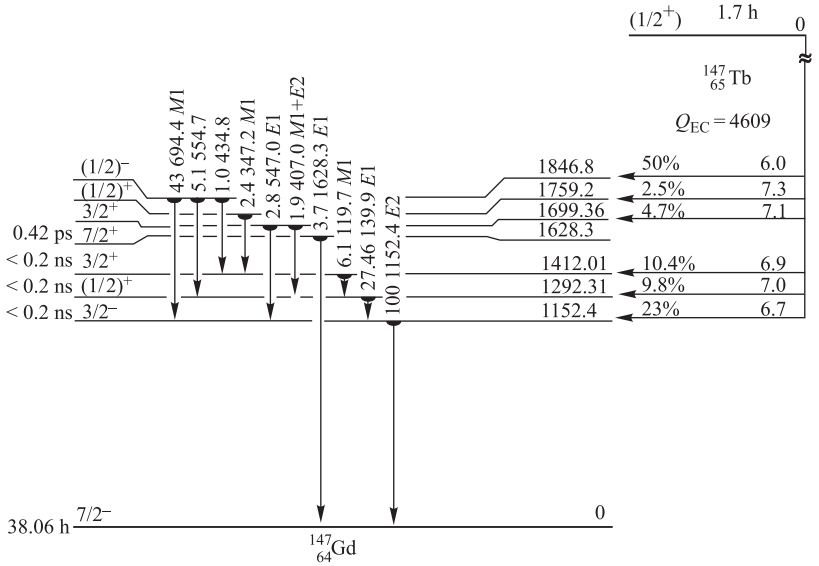


Рис. 20. Схема β^+/EC-распада ^{147g}Tb $\rightarrow$ ^{147}Gd из [108]

К началу наших измерений и получению силовой функции $S_\beta(E)$ β^+/EC-распада ^{147g}Tb методом TAGS была известна [108] схема распада ^{147g}Tb $\rightarrow$ ^{147}Gd, представленная на рис. 20. Полная энергия указанного распада составляет величину $Q_{\mathrm{EC}} = 4{,}6$ МэВ. Как видно из схемы распада (рис. 20), в ядре ^{147}Gd к тому времени было установлено лишь несколько возбужденных состояний. Энергия самого верхнего из них не превышает величину 2 МэВ, что значительно меньше полной энергии распада $Q_{\mathrm{EC}} = 4{,}6$ МэВ. Из полученных нами данных о силовой функции $S_\beta(E)$ методом TAGS (рис. 19) следовало наличие пика в $S_\beta(E)$ при энергиях возбуждения $E \approx 4$ МэВ в ^{147}Gd. Из наличия пика в $S_\beta(E)$ при $E \approx 4$ МэВ однозначно следует, что указанная на рис. 20 схема распада не полна и в энергетическом окне от $E = 2$ МэВ до $Q_{\mathrm{EC}} = 4{,}6$ МэВ в ядре ^{147}Gd существуют и другие возбужденные состояния, не отображенные на схеме распада (рис. 20).

Исходя из вышесказанного в работе [109] были выполнены новые эксперименты, в которых распад ^{147g}Tb достаточно детально и полно был исследован методами γ-спектроскопии высокого разрешения. Высокое качество и полнота полученных в этих исследованиях данных позволили нам извлечь силовую функцию $S_\beta(E)$ непосредственно из сведений о схеме β^+/EC-распада ^{147g}Tb $\rightarrow$ ^{147}Gd, а затем сравнить ее с $S_\beta(E)$ для ^{147g}Tb, полученной нами ранее (рис. 19) методом TAGS, а также с теоретическими расчетами [18].

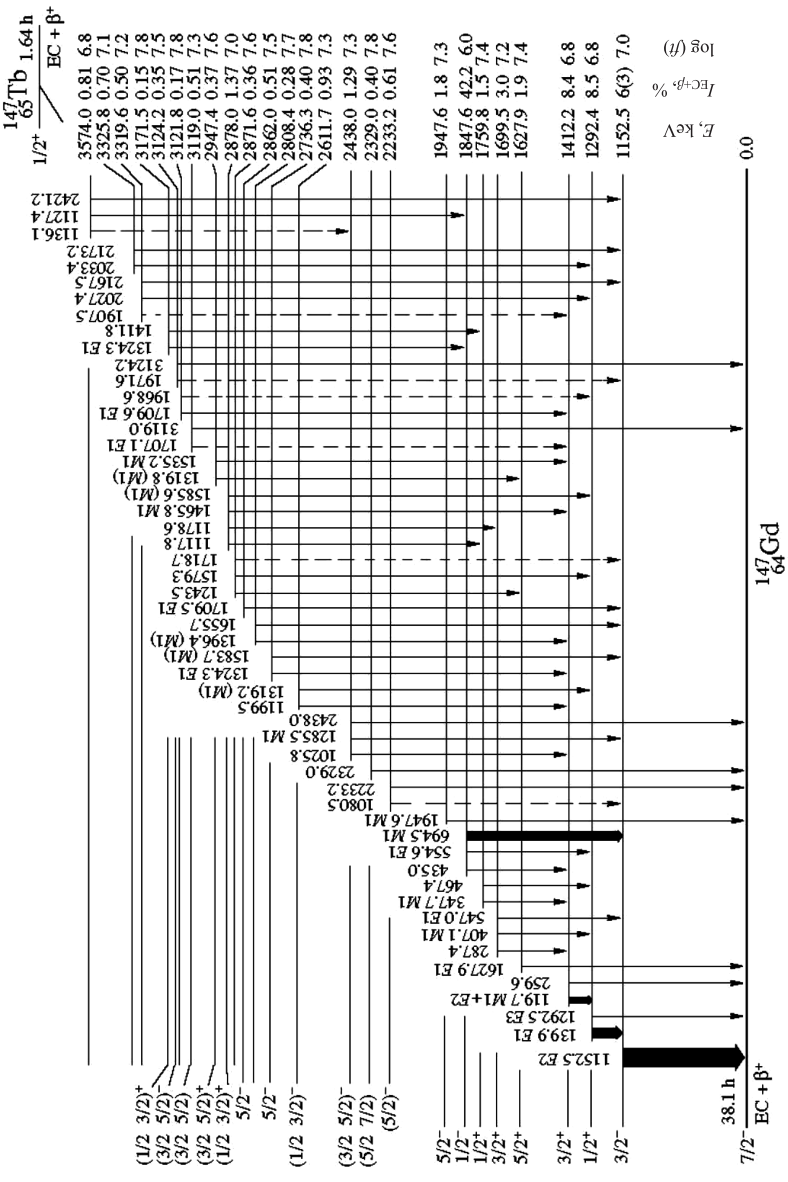


Рис. 21а. Схема β^+/EC-распада ^{147g}Tb $\rightarrow$ ^{147}Gd из работы [109] с возбужденными уровнями в ядре ^{147}Gd средних энергий до 3,5 МэВ

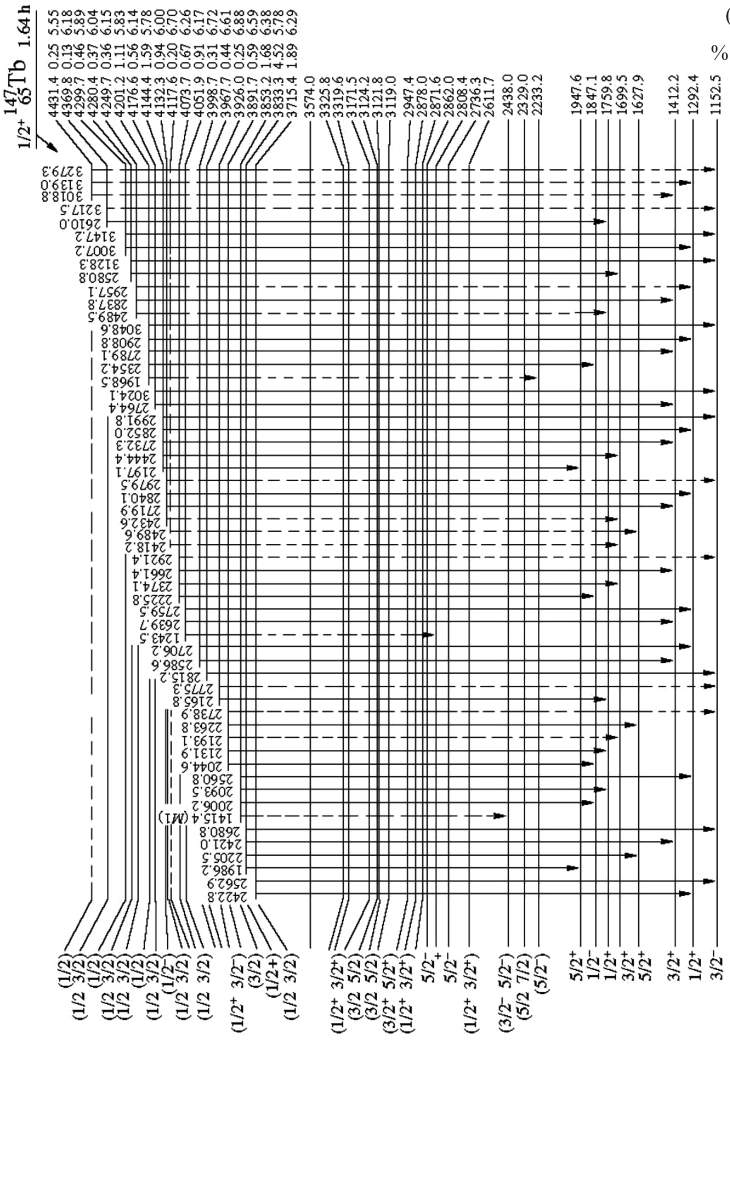


Рис. 21б. Схема β^+/EC-распада ^{147g}Tb $\rightarrow$ ^{147}Gd из работы [109] с возбужденными уровнями в ядре ^{147}Gd более высоких энергий — до 4,5 МэВ

На рис. 21а и 21б представлена схема β^+/EC-распада $^{147g}\mathrm{Tb} \to {}^{147}\mathrm{Gd}$, взятая из работы [109]. Полученная из анализа более полной схемы распада (рис. 21а и 21б) $S_\beta(E)$ приведена на рис. 22.

Как видно из рис. 19 и 22, функции $S_{\beta^+/\mathrm{EC}}(E)$, полученные двумя различными методами, хорошо согласуются друг с другом. В обоих случаях наблюдаются пики в области энергий $E \approx 4$ МэВ. Более того, хорошо согласуются и интенсивности этих пиков. Оцененные нами экспериментальные значения величин $B(\mathrm{GT})$ для пика $E \approx 4$ МэВ для ^{147g}Tb по данным TAGS $B(\mathrm{GT})_{\mathrm{TAGS}}$ (рис. 19) и по данным [109] из схемы распада $B(\mathrm{GT})_{\mathrm{DS}}$ (рис. 22, *а*) дали отношение $B(\mathrm{GT})_{\mathrm{TAGS}}/B(\mathrm{GT})_{\mathrm{DS}}$, в пределах погрешности эксперимента не отличающееся от единицы [18, 47]. Данное согласие величин $B(\mathrm{GT})$ свидетельствует о достаточной полноте предложенной в [109] схемы распада и о корректности измерения $S_\beta(E)$ с помощью TAGS-метода [7]. Выполненные теоретические расчеты [18] в рамках MQPM-модели с использованием QRPA-приближения (рис. 22, *б*), так же как и в эксперименте, выявили наличие наиболее интенсивного пика в $S_\beta(E)$ (резонанса Гамова–Теллера (GT) с $\mu_\tau = +1$) в области энергии возбуждения дочернего ядра ^{147}Gd $E \approx 4$ МэВ. Это позволяет сделать положительный вывод о применимости указанной модели для описания $S_\beta(E)$ сферических ядер, к которым принадлежит исследуемое нами ядро ^{147g}Tb и дочернее ему ядро ^{147}Gd. Вместе с тем следует отметить, что, как видно из рис. 22, теоретические расчеты (рис. 22, *б*) дают завышенное в несколько раз значение интенсивности основного резонанса с энергией $E \approx 4$ МэВ по сравнению с экспериментом (рис. 22, *а*). Данное превышение можно связать с тем, что мы в эксперименте можем наблюдать лишь часть резонанса, попадающую в доступную для

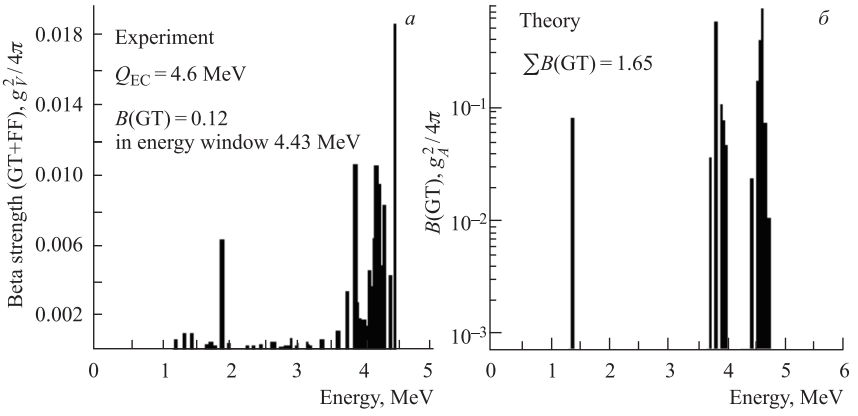


Рис. 22. Сравнение экспериментальных и теоретических данных для тонкой структуры силовой функции для β^+/EC-распада ^{147g}Tb: *а*) полученных из анализа схемы распада; *б*) рассчитанных в рамках MQPM-модели для GT-переходов [18, 47]

электронного захвата по энергии область. Очевидно, что экспериментальные данные, полученные методами γ-спектроскопии высокого разрешения (рис. 22, *а*), позволяют выявить тонкую структуру силовой функции ^{147g}Tb и, в частности, резонанса Гамова–Теллера с $\mu_\tau = +1$ в области энергий $E \approx 4$ МэВ.

Таким образом, методы TAGS позволяют выявить резонансный характер $S_\beta(E)$ и получить данные о структуре $S_\beta(E)$, когда в TAGS-спектре удается надежно идентифицировать пики полного поглощения. Для $S_\beta(E)$ β^--распада удается, как правило, идентифицировать один пик полного поглощения, а для $\beta^+/$EC-распада — два пика. Для получения информации о более детальной структуре $S_\beta(E)$ необходимо привлекать методы ядерной спектроскопии с высоким энергетическим разрешением.

8. ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ $S_\beta(E)$ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Применение методов ядерной спектроскопии с высоким энергетическим разрешением позволяет получать детальную информацию о структуре $S_\beta(E)$ для всех пиков с энергией, не превышающей Q_β. Также появляется возможность получать качественно новую информацию о тонкой структуре $S_\beta(E)$ как для переходов Гамова–Теллера (GT-переходов), так и для переходов первого запрета (FF-переходов).

В экспериментах [7, 109, 110] для наработки радиоактивных препаратов использовали реакцию глубокого расщепления ядер тантала при взаимодействии с протонами, имеющими энергию 660 МэВ, от фазотрона ЛЯП ОИЯИ. Для этого с помощью специального устройства без нарушения вакуума в камеру фазотрона устанавливалась мишень массой 5 г, приготовленная из металлического тантала. Затем проводилось облучение указанной мишени пучком протонов в течение некоторого промежутка времени, определяемого периодом полураспада и требуемым количеством того или иного радионуклида, распад которого мы собирались исследовать. В наших экспериментах время облучения варьировалось от нескольких десятков минут до нескольких часов. При этом во всех сериях облучения энергия протонов составляла $E_p = 660$ МэВ, а интенсивность $I_p = 2$ мкА.

После облучения мишень извлекалась из камеры ускорителя и доставлялась в специальную лабораторию, где подвергалась радиохимической обработке. Выделенные редкоземельные элементы — продукты реакций хроматографическим методом [111] разделялись на отдельные фракции. При этом время от снятия мишени до конца разделения в общей сложности не превышало 2 ч.

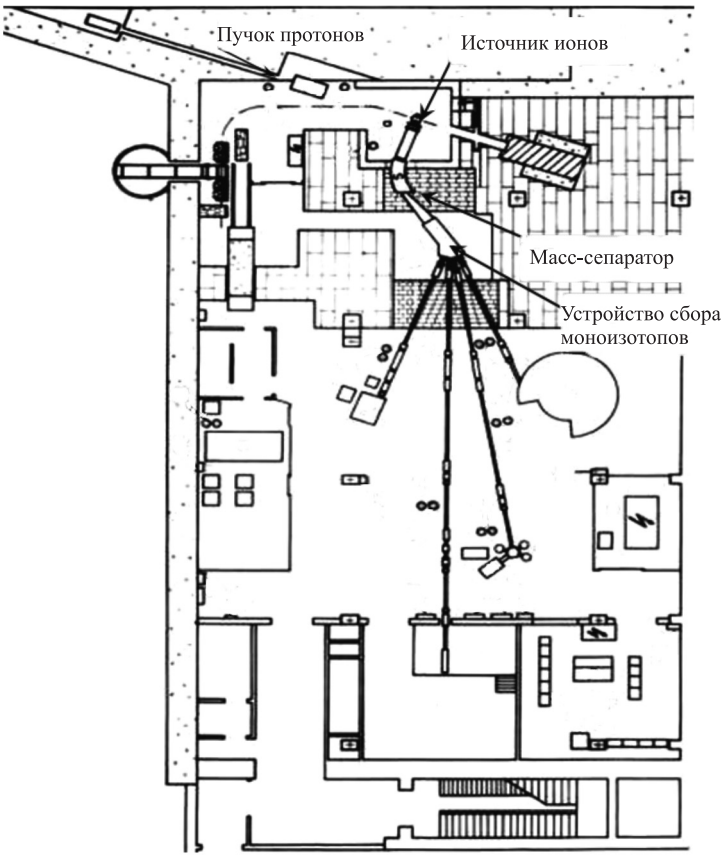


Рис. 23. Общий вид комплекса ЯСНАПП-2 ЛЯП ОИЯИ

Одна из таких фракций (Tb, Er) помещалась в специальную ампулу источника ионов электромагнитного масс-сепаратора (рис. 23) комплекса ЯСНАПП-2 [112] и подвергалась разделению на отдельные изобары. В специальном устройстве сбора моноизотопы в виде ионов высаживались (каждый в своем месте) на алюминиевую ленту. Лента извлекалась из устройства, из нее затем вырезались отдельные фрагменты размером ~ 1 см^2, содержащие тот или иной моноизотоп. Впоследствии эти фрагменты использовались в качестве радиоактивных источников для измерений на наших спектрометрах. Весь процесс масс-сепарирования занимал не более 1 ч.

Далее проводилось измерение спектров γ-лучей и матриц $\gamma\gamma t$-совпадений при β-распаде исследуемых нами ядер. Дополнительно измерялись спектры электронов внутренней конверсии (ЭВК). Из измеренных спектров определялись энергии и интенсивности γ-лучей и ЭВК, а на основе данных

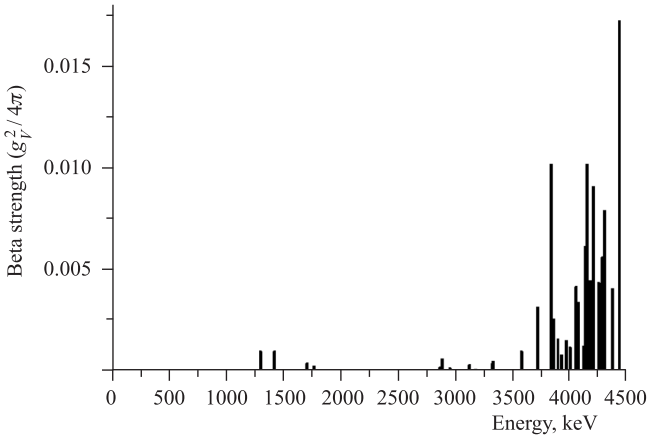


Рис. 24. $S_\beta(E)$ для переходов Гамова–Теллера при β^+/EC-распаде сферического ядра ^{147g}Tb ($T_{1/2} = 1{,}6$ ч, $Q_{\mathrm{EC}} = 4{,}6$ МэВ) [113]

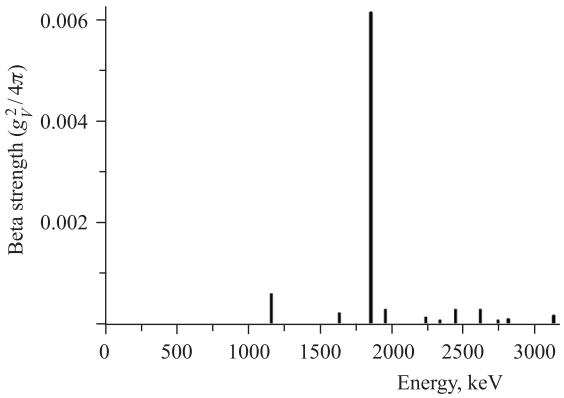


Рис. 25. $S_\beta(E)$ для переходов первого запрета при β^+/EC-распаде сферического ядра ^{147g}Tb ($T_{1/2} = 1{,}6$ ч, $Q_{\mathrm{EC}} = 4{,}6$ МэВ) [113]

о $\gamma\gamma t$-совпадениях устанавливались их конкретные местоположения между возбужденными состояниями, и тем самым строилась схема распада. Затем из баланса интенсивностей приходящих и уходящих γ-переходов для каждого из энергетических уровней определялись интенсивности их заселенностей непосредственно по ветке β-распада и вычислялись величины приведенных периодов полураспада ft, входящих в выражения (3)–(9) для функции $S_\beta(E)$.

На рис. 21 приведены характеристики уровней ^{147}Gd, заселяемых при β^+/EC-распаде сферического ядра ^{147g}Tb ($T_{1/2}$=1,6 ч, Q_{EC}=4,6 МэВ) [109].

С помощью соотношений (3)–(9) и данных [109] были построены $S_\beta(E)$ для GT-переходов (рис. 24) и FF-переходов (рис. 25).

$S_\beta(E)$ для переходов Гамова–Теллера при β^+/EC-распаде сферического ядра ^{147g}Tb ($T_{1/2} = 1{,}6$ ч, $Q_{\mathrm{EC}} = 4{,}6$ МэВ) [18, 47, 113] имеет четко выраженный резонанс при энергии возбуждения в области 4 МэВ. Теоретические расчеты [18] правильно описывают энергию, но дают в несколько раз большую интенсивность резонанса (рис. 22, *б*). Данная ситуация типична для большого числа ядер, исследованных TAGS-методом [33]. В случае β^+/EC-распада ^{147g}Tb превышение теоретического значения интенсивности резонанса над экспериментально наблюдаемой связано с тем, что в [7, 18, 47] наблюдался лишь «хвост» пика в $S_\beta(E)$. Таким образом, использование методов ядерной спектроскопии высокого разрешения, так же как и TAGS, дает убедительные доказательства резонансной структуры $S_\beta(E)$ для GT-переходов в сферических ядрах.

До недавнего времени вопрос о резонансной структуре $S_\beta(E)$ для FF-переходов оставался открытым. В [21] впервые было экспериментально доказано наличие резонансов в $S_\beta(E)$ для FF-переходов при β^+/EC-распаде деформированного ядра ^{160g}Ho (25,6 мин). Из рис. 25 следует, что для β^+/EC-распада сферического ядра ^{147g}Tb $S_\beta(E)$ для FF-переходов также проявляется резонансный характер. Кроме того, следует отметить, что в области энергий возбуждения около 2 МэВ для β^+/EC-распада ^{147g}Tb интенсивность β^+/EC-переходов первого запрета превосходит интенсивности переходов Гамова–Теллера.

Измерения спектров γ-излучения ^{160m,g}Ho авторы [110] проводили в «цепочке» распадов ^{160}Er (28,6 ч) $\rightarrow$ ^{160m,g}Ho $\rightarrow$ ^{160}Dy (рис. 26). Материнский изотоп ^{160}Er имеет небольшую энергию распада $Q_{\mathrm{EC}} = (336 \pm 32)$ кэВ, поэтому его присутствие в «цепочке» затрудняло идентификацию γ-переходов лишь мягких энергий. Для вычисления приведенных вероятно-

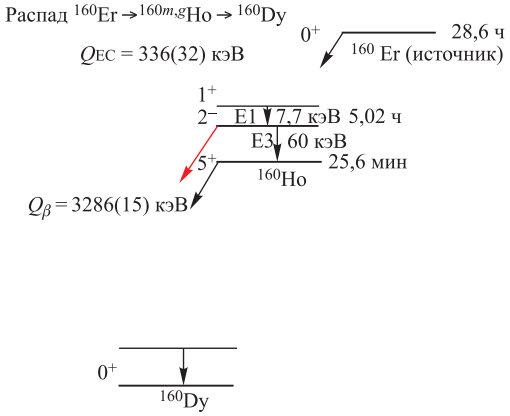


Рис. 26. Распад ^{160}Er $\rightarrow$ ^{160m,g}Ho $\rightarrow$ ^{160}Dy

стей бета-переходов ^{160g,m}Ho (величин $\log ft$) необходимо было установить парциальный период по ветке β^+/EC-распада ^{160g,m}Ho. При данных вычислениях [21] коэффициент ветвления [114] для распада изомера ^{160m}Ho $\varepsilon = (\mathrm{EC}/\beta^+)/\mathrm{tot}.$ принимался равным $0{,}27(3)$.

На основании данных, приведенных в табл. 5, построены $S_\beta(E)$ для GT-переходов (рис. 27) и FF-переходов [20, 113] (рис. 28) при β^+/EC-распаде деформированного ядра ^{160g}Ho (25,6 мин).

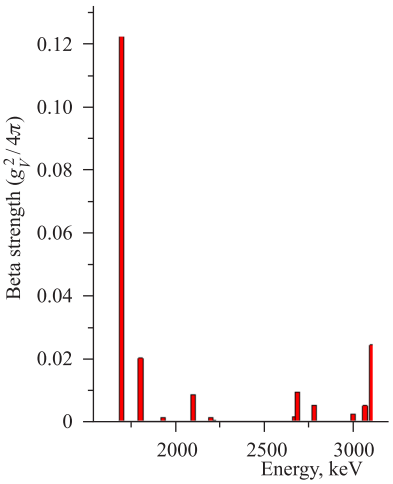


Рис. 27. $S_\beta(E)$ для переходов Гамова–Теллера при β^+/EC-распаде деформированного ядра ^{160g}Ho (25,6 мин) [20]

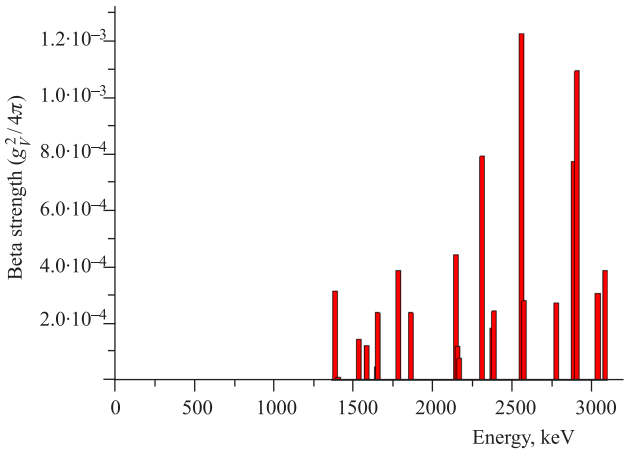


Рис. 28. $S_\beta(E)$ для переходов первого запрета при β^+/EC-распаде деформированного ядра ^{160g}Ho (25,6 мин) [20]

Таблица 5. **Уровни ^{160}Dy, заселяемые при β^+/EC-распаде ^{160g}Ho (25,6 мин)**

Энергия уровня, кэВ	Квантовые характеристики $(I^\pi K)$	Заселение из β^+/EC-распада, %	$\log ft$
1386,46(2)	4^-	0,27(3)	7,32(5)
1438,57(3)	6^+	0,2(1)	7,4(2)
1535,14(2)	4^-	0,11 (2)	7,63(8)
1603,77(8)	4^+	0,07(2)	7,8(1)
1606,9(1)	6^+	0,10(1)	7,63(5)
1607,9(1)	4^+S	0,08(2)	7,7(1)
1650,87(4)	5^-	0,02(1)	8,3(2)
1652,1(1)	$(4,5,6)$	0,16(2)	7,41(6)
1694,36(2)	4^+4	74(5)	4,72(3)
1802,24(2)	5^+4	10,8(9)	5,49(4)
1860,1(1)	5^-4	0,11(1)	7,44(4)
1929,19(2)	6^+4	0,62(7)	6,65(5)
2096,87(2)	4^+4	2,9(2)	5,86(3)
2143,7(1)	(4^-)	0,13(2)	7,17(7)
2155,3(2)	(4^-)	0,035(3)	7,73(4)
2187,0(1)	(5,6)	0,09(1)	7,30(5)
2194,43(3)	5^+4	0,43(3)	6,61(4)
2208,4(1)	4^+	0,20(3)	6,93(7)
2374,5(1)	(4^-)	0,036(5)	7,52(7)
2556,8(1)	5^-	0,14(2)	6,73(7)
2572,4(1)	(4)	0,032(3)	7,35(5)
2681,9(1)	5^+	0,8(1)	5,80(6)
2727,2(1)	(4)	0,037(5)	7,06(7)
2755,0(2)	(4^-)	0,027(4)	7,15(7)
2757,1(1)	(4,5)	0,040(7)	6,97(8)
2763,0(1)	(4,5)	0,07(1)	6,72(7)
2777,6(1)	$(4)^+$	0,29(2)	6,07(5)
2853,6(1)	5^-	0,055(6)	6,64(6)
2941,7(1)	(4,5,6)	0,023(2)	6,79(6)
2969,9(1)	(4,5)	0,06(2)	6,3(2)
2977,5(1)	(4,5)	0,021(5)	6,7(1)
3033,7(2)	$(4,5)^-$	0,0031(9)	7,3(2)
3081,4(2)	(4,5,6)	0,0024(7)	7,2(2)

В настоящее время не существует теории, адекватно описывающей силовые функции β-распада деформированных ядер. Коллективные возбуждения Гамова–Теллера с макроскопической точки зрения представляют собой коле-

бания спин-изоспиновой плотности без изменения формы ядра, поэтому положение максимума в силовой функции в сферическом пределе должно примерно соответствовать центру тяжести силовой функции деформированного ядра [2]. Для β^+/EC-переходов Гамова–Теллера при распаде ядра ^{160g}Ho (25,6 мин) ярко выражена резонансная структура силовой функции (рис. 27). Наиболее сильный пик в области 2–3 МэВ отождествляется с $\mu_\tau = +1$ резонансом Гамова–Теллера, поскольку оценки, проведенные по модели, изложенной в [2], предсказывают наличие такого резонанса в области 2–4 МэВ, а значение величины ft для уровня с энергией 1694 кэВ (табл. 1) типично для $\mu_\tau = +1$ резонанса Гамова–Теллера [2]. На рис. 27 наблюдается расщепление пика для переходов Гамова–Теллера на две компоненты, одна из которых расположена в области 1700–2200 кэВ, вторая в области 2680–3100 кэВ. Данное расщепление, по аналогии с расщеплением пика $E1$ гигантского резонанса в деформированных ядрах, можно связать с анизотропией колебаний компоненты $\rho_{\tau,\mu=1,1}$ изовекторной плотности.

Для β^+/EC-распада Гамова–Теллера сферического ядра ^{147g}Tb такого расщепления не наблюдается (рис. 24).

Зарядово-обменные частично-дырочные возбуждения (рис. 1), заселяемые при β-распаде, связаны с колебанием компонент $\mu_\tau = \pm 1$ изовекторной плотности [23] $\rho_{\tau=1,\mu\tau}$:

$$\rho_{\tau=1,\mu\tau}(r) = \sum_k 2t_{\mu\tau}(k)\delta(r - r_k), \tag{44}$$

где суммирование ведется по всем нуклонам k, $t_{\mu\tau}$ — сферическая компонента изоспина нуклона t:

$$t_{\mu\tau} = \begin{cases} 1/\sqrt{2}(t_x - it_y), & \mu_\tau = -1, \\ t_z, & \mu_\tau = 0, \\ 1/\sqrt{2}(t_x + it_y), & \mu_\tau = +1. \end{cases} \tag{45}$$

Колебания с $\tau = 0$ соответствуют колебаниям изоскалярной (полной) плотности. Колебания с $\tau = 1$, $\mu_\tau = 0$, $I^\pi = 1^-$ соответствуют колебанию компоненты $\rho_{\tau=1,0}$ изовекторной плотности и описывают колебания протонов и нейтронов, движущихся в противофазе, — $E1$ гигантский дипольный резонанс (ГДР). Амплитуды колебаний изовекторной плотности являются тензорами в изопространстве и орбитальном пространстве, что приводит к расщеплению $E1$-резонанса в деформированных ядрах [115].

Колебания с $\tau = 1$, $\mu_\tau = \pm 1$ описывают β^+/EC- и β^--распады, и в деформированных ядрах пики в силовых функциях также должны быть расщеплены. Колебания компоненты изовекторной плотности $\rho_{\tau,\mu=1,0}$ соответствуют колебаниям протонов относительно нейтронов, а плотности $\rho_{\tau,\mu=1,1}$ — колебаниям протонных дырок относительно нейтронов.

Расщепление пика в силовой функции β^+/EC-распада Гамова–Теллера деформированного ядра ^{160g}Ho свидетельствует об анизотропии колебаний компоненты изовекторной плотности $\rho_{\tau,\mu=1,1}$ [20].

Для FF-переходов при β^+/EC-распаде деформированного ядра ^{160g}Ho (25,6 мин) также наблюдается резонансная структура в $S_\beta(E)$ [113]. В области энергий около 2,5 МэВ FF-переходы более интенсивны, чем GT-переходы.

В табл. 6 приведены данные о характеристиках уровней ^{160}Dy, заселяемых при β^+/EC-распаде деформированного ядра изомера ^{160m}Ho (2^-; 5,02 ч, $Q_{\mathrm{EC}} = 3346$ кэВ).

Таблица 6. **Уровни ^{160}Dy, заселяемые при β^+/EC-распаде ^{160m}Ho (5,02(5) ч)**

Энергия уровня, кэВ	Квантовые характеристики $(I^\pi K)$	Заселение из β^+/EC-распада, %	$\log ft$
86,788(5)	2^+0	1,0(2)*	8,9
966,17(1)	2^+2	<0,3	>9
1049,12(1)	3^+2	<0,9	>8,6
1264,77(1)	2^-2	<0,2	>9
1285,62(2)	1^-1	4,2(5)	7,9
1286,71(2)	3^-2	1,2(3)	8,4
1358,67(2)	2^-1	4,4(9)	7,8
1398,98(2)	3^-1	1,5(3)	8,2
1489,49(3)	1^-0	0,4(2)	8,8
1643,3(1)	3^-0	0,6(1)	8,5
1653,7(1)	(2,3)	0,11(8)	9,2
1756,88(4)	$(2)^+$	0,3(2)	8,8
1804,70(2)	1^+1	0,4(3)	8,6
1869,54(3)	2^+1	0,6(2)	8,4
2009,5(1)	$(1,2)^-$	0,07(4)	9,2
2012,72(8)	2^+0	<0,01	>10
2068,09(4)	1^-	1,1(1)	8,0
2077,36(4)	3^-3	0,41(9)	8,4
2088,8(1)	(2^-)	0,07(4)	9,2
2090,9(1)	$(2,3)^-$	0,16(3)	8,8
2126,43(7)	3^-	0,33(8)	8,5
2130,6(1)	3^-	1,4(2)	7,8
2138,22(4)	$(2)^+$	0,1(1)	> 9
2140,2(1)	(3)	0,6(1)	8,2
2141,7(1)	(3)	0,09(2)	9,0
2144,5(1)	(2^-)	0,11(1)	8,9

Продолжение табл. 6

Энергия уровня, кэВ	Квантовые характеристики $(I^\pi K)$	Заселение из β^+/EC-распада, %	$\log ft$
2149,9(1)	(1,2)	0,09(3)	9,0
2191,0(1)	(3^-)	0,037(6)	9,4
2230,5(1)	(2)	0,17(2)	8,7
2245,0(1)	3^+	$<$0,004	$>$10
2255,7(1)	$(1,2^+)$	0,19(4)	8,6
2267,0(1)	3^-	0,7(3)	8,0
2271,27(4)	2^-	2,4(3)	7,5
2279,0(1)	(3^-)	0,051(9)	9,2
2297,5(1)	$(2)^+$	0,7(1)	8,0
2323,2(1)	$(1,2)^+$	1,0(1)	7,8
2325,3(1)	$(1,2)^+$	0,07(1)	9,0
2327,7(1)	(2^+)	0,20(3)	8,5
2354,6(1)	2^+	1,6(2)	7,6
2367,5(1)	3^+	1,3(2)	7,7
2386,9(1)	$(3)^+$	0,9(1)	7,8
2393,5(1)	(2,3)	0,6(1)	8,0
2396,9(1)	(1,2)	0,030(5)	9,3
2450,22(5)	(1^-)	0,37(6)	8,1
2469,7(2)	$(3)^-$	0, 7(1)	7,8
2474,9(1)	(3)	0,09(2)	8,7
2503,8(1)	2^+	0,04(2)	9,0
2553,6(1)	(3^-)	0,06(3)	8,8
2574,4(1)	$(1,2,3)^-$	0,32(5)	8,1
2602,67(5)	$(1,2)^-$	0,44(6)	7,9
2610,0(1)	(2^+)	0,27(4)	8,1
2630,3(1)	$(1,2)^+$	0,24(4)	8,1
2630,76(2)	1^-	20(2)	6,2
2634,7(1)	$(1,2,3)^+$	0,37(4)	7,9
2645,9(1)	3^-	0,7(1)	7,6
2661,50(2)	2^-	10(1)	6,5
2674,72(3)	1^-	7,8(9)	6,6
2696,5(1)	$(2,3)^-$	1,6(3)	7,2
2697,8(1)	2^+	3,3(4)	6,9
2701,09(2)	1^-	7,9(9)	6,5
2704,25(3)	2^-	3,8(4)	6,8
2717,25(3)	2^+	2,0(3)	7,1
2718,91(7)	2^-	3,9(5)	6,8

Окончание табл. 6

Энергия уровня, кэВ	Квантовые характеристики $(I^\pi K)$	Заселение из β^+/EC-распада, %	$\log ft$
2720,6(1)	3^-	1,0(1)	7,4
2729,82(4)	2^-	2,0(2)	7,1
2734,72(3)	1^-	3,4(4)	6,8
2756,3(3)	(2^-)	0,11(1)	8,3
2760,5(1)	(1,2)	0,6(1)	7,5
2767,7(1)	1^-	0,9(1)	7,4
2822,2(2)	1^+	0,015(4)	9,0
2851,70(4)	1^-	1,5(2)	7,0
2858,1(1)	3^-	0,14(3)	8,0
2861,1(1)	1^+	0,45(6)	7,5
2877,10(4)	1^-	0,22(4)	7,8
2879,4(1)	(2)	0,23(4)	7,7
2885,6(1)	$(2,3)^-$	0,25(4)	7,7
2896,3(1)	2^+	0,9(1)	7,1
2958,5(1)	3^-	0,31(5)	7,4
2969,0(2)	(1,2)	0,03(1)	8,4
3004,4(1)	(1,2)	0,004(1)	9,2
3024,5(1)	(1,2)	0,015(2)	8,6
3061,93(5)	$(1,2^+)$	0,26(4)	7,2

Примечание. При расчете величин $\log ft$ использовалась величина парциального периода по ветке β^+/EC-распада изомера ^{160m}Ho $T_{1/2} = 19(2)$ ч, $\varepsilon = (\mathrm{EC}+\beta^+)/\mathrm{tot.} = 0{,}27(3)$.

*В предположении, что β^+-компонента с $E_{\text{тр}} = (2280 \pm 50)$ кэВ, $J_{\beta^+} = 0{,}04(1)\,\%$ относится к распаду ^{160m}Ho и заселяет уровень $(2^+, 0)$.

Расчет величин ft для β^+/EC-распада изомера ^{160m}Ho можно проводить двумя способами. В первом случае берется величина полного периода полураспада изомера ^{160m}Ho $T^{\mathrm{tot}}_{1/2} = 5{,}02(5)$ ч, а суммарная заселенность уровней в дочернем ядре ^{160}Dy, связанная с β^+/EC-распадом изомера ^{160m}Ho, нормируется на величину $\varepsilon \cdot 100\,\% = 27(3)\,\%$. Во втором случае берется парциальный период по ветке β^+/EC-распада изомера ^{160m}Ho $T_{1/2} = 19(2)$ ч, определяемый как $T_{1/2} = T^{\mathrm{tot}}_{1/2}/\varepsilon$. Суммарная заселенность уровней в дочернем ядре ^{160}Dy, связанная с β^+/EC-распадом изомера ^{160m}Ho, для данного случая нормируется уже на величину $100\,\%$. Естественно, в обоих случаях мы должны получить одни и те же значения ft. В табл. 6 приведены данные для расчета по второму варианту, поскольку для него более просто оценивать погрешность, связанную с погрешностью значения $\varepsilon = (\mathrm{EC}/\beta^+)/\mathrm{tot.}$, и проводить округления.

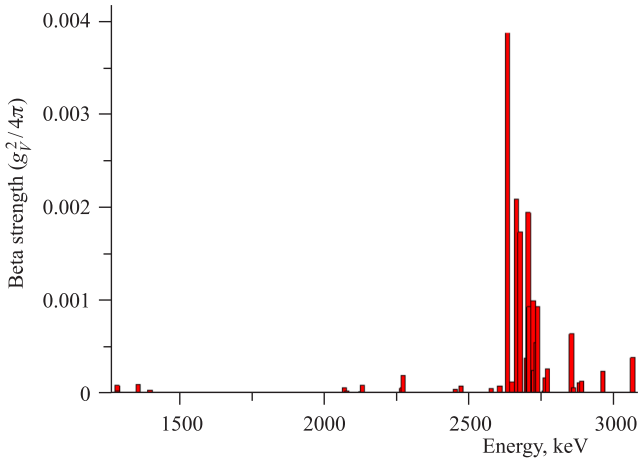


Рис. 29. $S_\beta(E)$ для переходов Гамова–Теллера при β^+/EC-распаде деформированного ядра изомера ^{160m}Ho (5,02 ч) [21]

В случае β^+/EC-распада Гамова–Теллера изомера ^{160m}Ho $S_\beta(E)$ имеет ярко выраженную резонансную структуру. Основной пик в $S_\beta(E)$ находится при энергии возбуждения 2630 кэВ дочернего ядра ^{160}Dy, что примерно на 1 МэВ больше, чем для распада ^{160g}Ho. Поэтому вторая компонента пика в $S_\beta(E)$ для распада изомера ^{160m}Ho может иметь энергию больше, чем $Q_{\mathrm{EC}} = 3346$ кэВ, и не проявляться при β^+/EC-распаде ^{160m}Ho, и в данном случае (рис. 29) мы можем наблюдать лишь фрагменты «хвоста» второй компоненты расщепленного пика для $S_\beta(E)$.

Для β^+/EC-распада Гамова–Теллера деформированного ядра ^{160m}Ho основной пик (рис. 29) в $S_\beta(E)$ имеет меньшую амплитуду по сравнению с основным пиком [21] в $S_\beta(E)$ для распада ^{160g}Ho, что связано с запретом по асимптотическим квантовым числам для β^+/EC-распада Гамова–Теллера изомера ^{160m}Ho.

Для β^+/EC-распадов первого запрета изомера ^{160m}Ho обнаружено (рис. 30) проявление резонансной структуры в силовой функции $S_\beta(E)$.

Сильное смешивание конфигураций при высоких энергиях возбуждения и плотностях уровней должно приводить к исчезновению резонансной структуры в силовых функциях $S_\beta(E)$. Наличие приближенной симметрии ядерного взаимодействия препятствует смешиванию ряда конфигураций. Для конфигураций, заселяемых при β^+/EC-переходах Гамова–Теллера, смешивание более слабое вследствие частичной $SU(4)$ спин-изоспиновой симметрии взаимодействия в ядре [3, 20, 21]. Для β^+/EC-переходов первого запрета также наблюдается резонансная структура в силовой функции $S_\beta(E)$ (рис. 25, 28, 30). Наличие резонансной структуры в силовой функции β^+/EC-

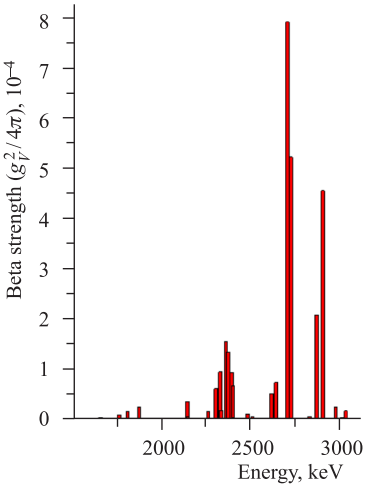


Рис. 30. $S_\beta(E)$ для переходов первого запрета при β^+/EC-распаде деформированного ядра изомера ^{160m}Ho (5,02 ч) [21]

переходов первого запрета может свидетельствовать о существовании соответствующей первому запрету частичной симметрии взаимодействия в ядре. Это означает, что конфигурации, заселяемые при переходах первого запрета, также выделены по приближенным квантовым числам среди соседних уровней дочернего ядра и сильного смешивания конфигураций не происходит.

В статистической модели полагают [17] $S_\beta(E) = \mathrm{const}$ или $S_\beta(E) \approx \rho(E)$, где $\rho(E)$ — плотность уровней дочернего ядра. Полученные экспериментальные данные [7, 18, 20, 21, 47] однозначно свидетельствуют о неприменимости статистической модели для расчета $S_\beta(E)$ как для GT-переходов, так и FF-переходов.

Таким образом, использование методов ядерной спектроскопии высокого разрешения, так же как и TAGS, дает убедительные доказательства резонансной структуры $S_\beta(E)$ для GT-переходов как в сферических, так и в деформированных ядрах. С помощью методов ядерной спектроскопии высокого разрешения удалось экспериментально доказать резонансный характер $S_\beta(E)$ для переходов первого запрета (FF-переходов).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие экспериментальной техники позволяет в настоящее время применять методы ядерной спектроскопии, обладающие высоким энергетическим разрешением, для исследования тонкой структуры $S_\beta(E)$. Наиболее

полно такие исследования проведены для ряда ядер, полученных на комплексе ЯСНАПП-2 в Дубне.

Применение методов ядерной спектроскопии высокого разрешения, так же как и методов спектроскопии полного поглощения (TAGS), дает убедительные доказательства резонансной структуры $S_\beta(E)$ для GT-переходов как в сферических, так и в деформированных ядрах. С помощью методов ядерной спектроскопии высокого разрешения удалось экспериментально доказать резонансный характер $S_\beta(E)$ для FF-переходов и выявить расщепление пика в силовой функции β^+/EC-распада Гамова–Теллера деформированного ядра ^{160g}Ho на две компоненты. Данное расщепление свидетельствует об анизотропии колебаний компоненты изовекторной плотности $\rho_{\tau,\mu=1,1}$.

Методы ядерной спектроскопии высокого разрешения в сочетании с TAGS-методами позволяют эффективно выявлять неполноту схем распада атомных ядер. Использование методов ядерной спектроскопии высокого разрешения позволяет определять области энергий возбуждения ядер, где интенсивность β^+/EC-переходов первого запрета сравнима или даже превосходит интенсивности переходов Гамова–Теллера.

В настоящее время особенно актуальным представляется развитие теоретических моделей и методов расчета $S_\beta(E)$ с учетом деформации атомных ядер. Получение экспериментальных данных о структуре силовых функций как для переходов Гамова–Теллера, так и для переходов первого порядка запрета в сферических и деформированных ядрах чрезвычайно важно для дальнейшего совершенствования теоретических подходов к расчету $S_\beta(E)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Izosimov I. N., Naumov Yu. V.* Influence of the Strength Function of β-transitions on the Probability of Delayed Fission of ^{236}U and ^{238}U // Bull. of the Acad. of Sci. USSR. Phys. Ser. 1978. V. 42, No. 11. P. 25–32 (in English, translated by AIP).
2. *Naumov Yu. V., Bykov A. A., Izosimov I. N.* Structure of β-Decay Strength Functions // Sov. J. Part. Nucl. 1983. V. 14, No. 2. P. 175–200 (in English, translated by AIP).
3. *Изосимов И. Н.* Проявление нестатистических эффектов в атомных ядрах // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30, № 2. С. 320–379.
4. *Klapdor H. V., Wene C. O.* Structure in the Beta Strength Function and Consequences for Nuclear Physics and Astrophysics // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1980. V. 6. P. 1061–1104.
5. *Быков А. А. и др.* Спектрометр полного поглощения γ-лучей для измерения силовых функций β-распада // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. С. 918–926.
6. *Greenwood R. C. et al.* Total Absorption Gamma-Ray Spectrometer for Measurement of Beta-Decay Intensity Distributions for Fission Product Radionuclides // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 314. P. 514–540.

7. *Izosimov I. N. et al.* Structure of the β^+(EC) Decay Strength Function of ^{147g}Tb ($T_{1/2} \approx 1.6$ h). JINR Preprint E6-96-454. Dubna, 1996. 23 p.; J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1998. V. 24. P. 831–845.
8. *Karny M. et al.* Coupling a Total Absorption Spectrometer to the GSI On-Line Mass Separator // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 126. P. 411–415.
9. *Rubio B., Gelletly W.* Total Absorption Spectroscopy // Rom. Rep. Phys. 2007. V. 59(2). P. 635–654.
10. *Rubio B. et al.* Beta Decay Studies with the Total Absorption Technique: Past, Present and Future // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2005. V. 31. P. S1477–S1483.
11. *Быков А. А. и др.* Силовые функции β^+/EC-распада изотопов цезия $A = 128-120$. Препринт ЛИЯФ № 748. Л., 1982. 25 с.
12. *Быков А. А. и др.* Силовые функции β-распада нейтронодефицитных изотопов лютеция ($A = 162-172$) // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45, № 5. С. 874–891.
13. *Быков А. А. и др.* Силовые функции β-распада нейтронодефицитных изотопов Tm ($A = 157-163$) // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46, № 11. С. 2230–2238.
14. *Быков А. А. и др.* Резонанс гамов-теллеровского типа в β^+/EC-распаде ^{147}Dy. Препринт ЛИЯФ № 833. Л., 1984. 20 с.
15. *Алхазов Г. Д. и др.* Подавление силы спин-изоспиновых возбуждений в β^+-распаде ^{147m,149,151}Dy // ЯФ. 1985. Т. 42, № 6. С. 1313–1324.
16. *Alkhazov G. D. et al.* Gamow–Teller Resonance in β^+-Decay of ^{147m}Dy and Spin-Izospin Current Renormalization // Nucl. Phys. A. 1985. V. 438, No. 2. P. 482–492.
17. *Hansen P. G.* The Beta Strength Function // Advanced in Nuclear Physics. N. Y.: Acad. Press, 1974. V. 7. P. 159–170.
18. *Izosimov I. N. et al.* Fine Structure of the $M_T = +1$ Gamow–Teller Resonanse in $^{147g}\mathrm{Tb} \to {}^{147}\mathrm{Gd}$ β^+/EC Decay // Part. Nucl., Lett. 2000. No. 4[101]. P. 40–45.
19. *Izosimov I. N. et al.* Fine Structure of the ^{147g}Tb (1.6 h), ^{149}Tb (4.15 h) and ^{151}Tb (17.6 h) β^+/EC Decay Strength Functions // Czech. J. Phys. 2001. V. 51, Suppl. A. P. A277–A281.
20. *Izosimov I. N., Kalinnikov V. G., Solnyshkin A. A.* Fine Structure of Strength Function for β^+/EC Decay of ^{160g}Ho (25.6 min). JINR Preprint E6-2008-12. Dubna, 2008. 12 p.; Part. Nucl., Lett. 2008. V. 5, No. 5(147). P. 720–727.
21. *Izosimov I. N., Kalinnikov V. G., Solnyshkin A. A.* Fine Structure of the Strength Function for the β^+/EC-Decay of the ^{160m}Ho (5.02 h) Isomer. JINR Preprint E6-2010-53. Dubna, 2010. 14 p.; Part. Nucl., Lett. 2011. V. 8, No. 1(164). P. 41–52.
22. *Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н., Суслов Ю. П.* Бета-процессы. Л.: Наука, 1972.
23. *Bohr A., Mottelson B.* Nuclear Structure. V. 1. N. Y.: Benjamin, 1969.
24. *Kuzmin V. A., Soloviev V. G.* Gamow–Teller β^+ Decays and Strength Function of (n, p) Transitions in Spherical Nuclei // Nucl. Phys. A. 1988. V. 486. P. 118–132.
25. *Staudt A. et al.* Second-Generation Microscopic Predictions of Beta-Decay Half-Lives of Neutron-Rich Nuclei // At. Data Nucl. Data Tables. 1990. V. 44. P. 79–132.
26. *Moller P., Randrup J.* New Development in the Calculation of β-Strength Functions. Preprint LBL-27504. Berkeley, 1989; Nucl. Phys. A. 1990. V. 514. P. 1–48.

27. *Frisk F., Hamamoto I., Zhang X. Z.* Gamow–Teller β^+ Decay of Deformed Nuclei near the Proton Drip Line // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 2468–2474.
28. *Борзов И. Н., Трыков Е. Л., Фаянс С. А.* Силовые функции гамов-теллеровских возбуждений стабильных и нейтронно-дефицитных ядер // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 985–1003.
29. *Borzov I. N., Goriely S.* Microscopic Nuclear Models and Nuclear Data for Astrophysics // Part. Nucl. 2003. V. 34(6). P. 1375–1435.
30. *Urin M. H.* Particle-Hole Optical Model for Giant-Resonance Strength Functions // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Structure and Related Topics. Dubna, June 30 – July 4, 2009. V. 2. Dubna, 2009. P. 155–162.
31. *Nabi J.-U., Klapdor-Kleingrothaus H. V.* Weak Interaction Rates of sd-Shell Nuclei in Stellar Environments Calculated in the Proton–Neutron Quasiparticle Random Phase Approximation // At. Data Nucl. Data Tables. 1999. V. 71. P. 149–345.
32. *Suhonen J.* Calculation of Allowed and First-forbidden Beta-Decay Transitions of Odd–Odd Nuclei // Nucl. Phys. A. 1993. V. 563. P. 205–224.
33. *Исаков В. И., Новиков Ю. Н.* Эффективные константы аксиально-векторного тока, пион-нуклонного взаимодействия и РСАС в ядре // Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ по физике атомного ядра и элементарных частиц. Л., 1985. С. 81–118.
34. *Izosimov I. N.* Decay Schemes of Nuclei Far from Stability // Proc. of the Intern. Conf. «EXON-2004», Peterhof, Russia, 2004. P. 503–510.
35. *Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С.* Гигантский гамов-теллеровский резонанс в нейтронно-избыточных ядрах // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 1403–1417.
36. *Ikeda K.* Collective Excitation of Unlike Pair States in Heavier Nuclear // Prog. Theor. Phys. 1964. V. 31. P. 434–451.
37. *Bohr A., Mottelson B.* Nuclear Structure V. 2. N. Y.: Benjamin, 1974.
38. *Gove N. B., Martin M. J.* Log-f Tables for Beta Decay // At. Data. Nucl. Data Tables. 1971. V. 10. P. 205–219.
39. *Greenwood R. C. et al.* Measurement of β^--Decay Intensity Distributions of Several Fission-Product Isotopes Using a Total Absorption γ-Ray Spectrometer // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 390. P. 95–154.
40. *Yoshida T., Wakasugi Yu., Hagura N.* Pandemonium Problem in Fission-Product Decay Heat Calculations Revisited // J. Nucl. Sci. Techn. 2008. V. 45(8). P. 713–717.
41. *Tain J. L.* Beta-Decay Total Absorption Measurements for Nuclear Technology and Astrophysics // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, April 22–27, 2007. P. 81–84.
42. *Борзов И. Н.* Бета-распад нейтронно-избыточных ядер и астрофизический нуклеосинтез. Дис. ... д-ра физ-мат. наук. Дубна, 2004.
43. *Yoshida T. et al.* Possible Origin of the Gamma-Ray Discrepancy in the Summation Calculations of Fission Product Decay Heat // J. Nucl. Sci. Techn. 1999. V. 36. P. 135–142.
44. *Algora A. et al.* β-Decay Data for Reactor Decay-Heat Calculations: Confirmation of a Possible Source of the γ Discrepancy in the 300–3000 s Cooling Period. JYFL-177 Proposal. Finland, 2002.

45. *Izosimov I. N.* Decay Schemes Completeness Testing for Nuclei by Using the Total Absorption Gamma-Ray Spectroscopy // Proc. of the XI Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-11), Dubna, May 28–31, 2003. Dubna: JINR, 2004. P. 84–91.
46. *Izosimov I. N. et al.* Applications of the Total Absorption γ-Ray Spectroscopy for β-Decay Study // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66(9). P. 1636–1638.
47. *Izosimov I. N. et al.* Beta-Decay Strength Measurements, Total Beta-Decay Energy Determination, and Decay-Scheme Completeness Testing by Total Absorption γ-Ray Spectroscopy // Phys. At. Nucl. 2004. V. 67(10). P. 1876–1883.
48. *Izosimov I. N. et al.* Determination of the Total Energy Q_{EC} for ^{156}Ho ($T_{1/2} \sim 56$ min) β^+/EC Decay Using the Total Absorption γ-Ray Spectrometer // Part. Nucl., Lett. 2002. No. 2[111]. P. 36–38.
49. *Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.* Спонтанно делящийся нейтронно-дефицитный изотоп нептуния с периодом полураспада 60 сек // ЯФ. 1966. Т. 4. С. 279–281.
50. *Карнаухов В. А., Петров Л. А.* Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. М.: Энергоиздат, 1981.
51. *Rudolph W., Kratz K.-L.* Attempt to Calculation of Delayed Neutron Emission Probabilities Using Simple Statistical Model Considerations // Z. Phys. A. 1977. V. 281. P. 269–275.
52. *Izosimov I. N. et al.* Fine Structure of the Beta-Decay Strength Functions // Proc. of the XII Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-12), Dubna, May 26–29, 2004. Dubna: JINR, 2004. P. 65–70.
53. *Petrov B. F., Naumov Yu. V., Klapdor H. V.* Structure in the Beta Strength Function of Very Neutron-Rich Rb-Isotopes // Z. Phys. A. 1979. V. 292. P. 73–77.
54. *Klapdor H. V. et al.* The Structure of the Beta Strength Function in Heavy Nuclei and Its Influence on β-Delayed Fission // Phys. Lett. B. 1978. V. 78. P. 20.
55. *Klapdor H. V. et al.* Determination of Fission Barrier Heights from β-Delayed Fission // Z. Phys. A. 1979. V. 292. P. 249.
56. *Изосимов И. Н., Явшиц С. Г., Егоров С. А.* Структура силовой функции β^+/EC-распада и бета-запаздывающее деление в области ^{180}Hg // Материалы междунар. школы-семинара по физике тяжелых ионов, Дубна, 3–12 окт. 1989 г. Дубна: ОИЯИ, 1990. С. 287–293.
57. *Klapdor-Kleingrothaus H. V.* Topical Problems of Nuclear Beta Decay Far from Stability // Proc. of the Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Oct. 3–12, 1989. Dubna: JINR, 1990. P. 440–461.
58. *Изосимов И. Н.* Структура силовой функции β^--распада и запаздывающее деление ^{232}Fr // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1992. Т. 56. С. 39–42.
59. *Изосимов И. Н.* Структура силовой функции β^+/EC распада и запаздывающее деление доактинидных ядер // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. С. 29–32.
60. *Izosimov I. N.* Structure of the Beta Decay Strength Function and Beta-Delayed Fission of ^{232}Fr // Proc. of the Intern. Conf. on Exotic Nuclei, Foros, Crimea, Oct. 1–5, 1991. P. 214–218.
61. *Белов Л. Г. и др.* Запаздывающее деление ^{238}Pa. Препринт ОИЯИ Р15-9795. Дубна, 1976.

62. *Гангерский Ю. П. и др.* Запаздывающее деление нейтронно-избыточных изотопов протактиния // ЯФ. 1978. Т. 27. С. 894–899.
63. *Батист Л. Х. и др.* Запаздывающее деление ^{236}Ра. Препринт ЛИЯФ № 363. Л., 1977. 12 с.
64. *Hall H. L. et al.* β-Delayed Fission from ^{256}Es^{m} and the Level Scheme of ^{256}Fm // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 1866–1875.
65. *Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.* Изучение спонтанно делящихся продуктов в ядерных реакциях ^{230}Th $+ ^{10}$B и ^{230}Th $+ ^{11}$B // ЯФ. 1967. Т. 5. С. 271–273.
66. *Habs D. et al.* Determination of the Fission Barrier of ^{232}Pu from β-Delayed Fission and the Problem of the First Barrier // Z. Phys. A. 1978. V. 285. P. 53–57.
67. *Strutinsky V. M.* Shell Effects in Nuclear Masses and Deformation Energies // Nucl. Phys. A. 1967. V. 95. P. 420–442.
68. *Гангерский Ю. П. и др.* Исследования запаздывающего деления изотопов Bk, Es, Md // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 306–317.
69. *Hall H. L. et al.* Electron-Capture-Delayed Fission Properties of ^{234}Am // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 618–630.
70. *Myers W. D.* Development of the Semiempirical Droplet Model // At. Nucl. Data Tables. 1976. V. 17, No. 5–6.
71. *Lazarev Yu. A. et al.* Observation of Delayed Nuclear Fission in the Region of ^{180}Hg // Eur. Phys. Lett. 1987. V. 4. P. 893–897.
72. *Oganessian Yu. Ts., Lazarev Yu. A.* // Treatise on Heavy Ion Science / Ed. D. A. Bromley. N. Y.: Plenum Press, 1985. V. 4. P. 1–251.
73. *Wapstra A. H., Audi G., Hoekstra R.* Atomic Masses from (Mainly) Experimental Data // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 281–287.
74. *Moller P. et al.* Heavy-Element Fission Barriers // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 064304.
75. *Andreyev A. N. et al.* New Type of Asymmetric Fission in Proton-Rich Nuclei // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 252502.
76. *Мезилев К. А. и др.* Поиск запаздывающего деления в нейтронно-избыточных нуклидах и космохронология // Материалы междунар. школы-семинара по физике тяжелых ионов, Дубна, 3–12 окт. 1989 г. Дубна: ОИЯИ, 1990. С. 199–207.
77. *Thielemann F. K., Metzinger J., Klapdor H. V.* Beta-Delayed Fission and Neutron Emission: Consequences for the Astrophysical r-Process and the Age of the Galaxy // Z. Phys. A. 1983. V. 309. P. 301–317.
78. *Moller P., Nix J. R.* Atomic Masses and Nuclear Ground-State Deformations Calculated with a New Macroscopic-Microscopic Model // At. Data Nucl. Data Tables. 1981. V. 26. P. 165–196.
79. *Барашенков В. С., Жериги Ф. Г.* Систематика барьеров деления. Препринт ОИЯИ Р4-10781. Дубна, 1977.
80. *Larson S. E., Leander G.* Fission Barriers for Heavy Elements with Quadrupole Hexadecapole and Axially Asymmetric Distorations Taken into Account Simultaneously // Phys. Chem. Fission. Rochester, 1973; IEAE. Vienna, 1974. V. 1. P. 177–202.

81. *Егоров С. А., Рубченя В. А., Хлебников С. В.* Самосогласованное описание вероятности деления Ba и Ac в широком диапазоне энергий при учете особенностей спектров переходных состояний // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 60–65.
82. *Weber J. et al.* Fission of ^{228}Ra // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 2413–2420.
83. *Hardy J. C.* From Peaks to Continua: The Study of Delayed Proton Decay among Light Nuclei ($A \leqslant 100$). CERN Report 76-13. Geneva, 1976; Proc. of the 3rd Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability, Cargese, Corsica, France, May 19–26, 1976. P. 267–276.
84. *Богданов Д. Д., Карнаухов В. А., Петров Л. А.* Запаздывающие протоны и силовая функция β-распада ^{109}Te // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 3–11.
85. *Hardy J.* Beta Delayed Proton Emission // Proc. of the First Intern. Symp. Proton-Emitting Nuclei: «PROCON'99», Oak Ridge, TN, USA, Oct. 7–9, 1999.
86. *Kratz K.-L. et al.* Investigation of Beta Strength Functions by Neutron and Gamma Ray Spectroscopy. Inst. fur Kernchemie der Univ. Mainz. Mainz, 1978.
87. *Kratz K.-L. et al.* Investigation of Beta Strength Functions by Neutron and Gamma Ray Spectroscopy. The Decay of ^{87}Br, ^{137}I, ^{85}As and ^{135}Sb // Nucl. Phys. A. 1979. V. 317. P. 335–362.
88. *Kratz K.-L. et al.* The Beta-Decay of ^{95}Rb and ^{97}Rb // Z. Phys. A. 1983. V. 312. P. 43–57.
89. *Kratz K.-L.* Beta Minus Strength Function Phenomena of Exotic Nuclei — A Critical Examination of the Significance of Nuclear Model Predictions // Nucl. Phys. A. 1984. V. 417. P. 447–476.
90. *Klapdor H. V.* Beta Decay Far from Stability and Its Role in Nuclear Physics and Astrophysics // Fortschr. Phys. 1985. V. 33. P. 1–55.
91. *Hosmer P. et al.* Half-Lives and Branching for β-Delayed Neutron Emission for Neutron-Rich Co–Cu Isotopes in the r-Process // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 025806.
92. *Pfeiffer B., Kratz K.-L., Moller P.* Status of Delayed Neutrons Precursor Data Half-Lives and Neutron Emission Probabilities. nucl-ex/0106020v1.
93. *Pereira J. et al.* Beta-Decay Half-Lives and Beta-Delayed Neutrons Emission Probabilities of Nuclei in the Region below $A = 110$, Relevant for the r-Process // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 035806.
94. *Fujita Y.* Gamow–Teller Strengths from (^{3}He, t) Charge-Exchange Reaction // J. Phys.: Conf. Ser. 2006. V. 49. P. 29–34.
95. *Duke C. L. et al.* Strength Function Phenomena in Electron-Capture Beta Decay // Nucl. Phys. A. 1970. V. 151. P. 609–633.
96. *Наумов Ю. В., Крафт О. Е.* Изоспин в ядерной физике. М.; Л.: Наука, 1972.
97. *Наумов Ю. В., Крафт О. Е.* Гамма-распад аналоговых резонансов // ЭЧАЯ. 1975. Т. 6, вып. 4. С. 892–970.
98. *Fujita J., Fujii S., Ikeda K.* Nuclear Core Polarization Effect on Beta Decay // Phys. Rev. 1964. V. 133, No. 3B. P. B549–B555.
99. *Fujita J., Ikeda K.* Existence of Isobaric States and Beta Decay of Heavier Nuclei // Nucl. Phys. 1965. V. 67. P. 145–177.

100. *Hirsch M., Staudt A., Klapdor-Kleingrothaus H. V.* Prediction of Average β and γ Energies and Probabilities of β-Delayed Neutron Emission in the Region of Fission Products // At. Data Nucl. Data Tables. 1992. V. 51. P. 243–271.
101. *Engel J. et al.* β Decay Rates of r-Process Waiting-Point Nuclei in a Self-Consistent Approach // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 014302.
102. *Krumlinde J., Moller P.* Calculation of Gamow–Teller β-Strength Functions in the Rubidium Region in the RPA Approximation with Nilsson-Model Wave Functions // Nucl. Phys. A. 1984. V. 417. P. 419–446.
103. *Moller P., Nix J. R., Kratz K.-L.* Tables of Beta Decay Characteristics for Astrophysical and Radioactive Beam Applications // At. Data Nucl. Data Tables. 1997. V. 66. P. 131–211.
104. *Borzov I. N.* Gamow–Teller and First-Forbidden Decays near the r-Process Paths at $N = 50, 82, 126$ // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 025802.
105. *Soloviev V. G.* Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons. Bristol: Inst. of Phys. Publ., 1992.
106. *Kotila J., Suhonen J., Delion D. S.* Two-Neutrino Double-Beta Decay of ^{76}Ge in an Anharmonic Vibrator Approach // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2009. V. 36. P. 045106.
107. *Kotila J., Suhonen J., Delion D. S.* Description of the Two-Neutrino $\beta\beta$ Decay ^{100}Mo by pnMAVA // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2009. V. 37. P. 015101.
108. Table of Isotopes. 8th Ed. / Eds.: R. B. Firestone and V. S. Shirley. N. Y.: John Wiley & Sons, 1996.
109. *Wawryszczuk J. et al.* Low-Spin States of ^{147}Gd in the β-Decay of ^{147g}Tb // Z. Phys. A. 1997. V. 357. P. 39–45.
110. *Адам И. и др.* Исследование радиоактивного распада ядер $^{160}\mathrm{Er} \to {}^{160m,g}\mathrm{Ho} \to {}^{160}\mathrm{Dy}$ // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66, № 10. С. 1384–1446.
111. *Молнар Ф., Халкин В. А., Херрман Э.* Получение высокорадиоактивных препаратов нейтронодефицитных изотопов редкоземельных элементов для целей ядерной спектроскопии // ЭЧАЯ. 1973. Т. 4. С. 1077–1155.
112. *Kalinnikov V. G. et al.* Experimental Complex to Study Nuclei Far from the Beta-Stability Line — ISOL-Facility YASNAPP-2 // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V. 70. P. 62–68.
113. *Izosimov I. N., Kalinnikov V. G., Solnyshkin A. A.* Resonance Structure of the First Forbidden β^+/EC Decay Strength Functions // Proc. of the LXI Conf. on Nucl. Phys. «Nucleus 2011», Sarov, Russia, 2011 (submitted).
114. *Adam J. et al.* Determination of It/Total Branching in Decay of ^{160m}Ho (5.02 h) Isomer // Bulg. J. Phys. 2005. V. 32, No. 4. P. 287–291.
115. *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* Полумикроскопическое описание гигантского дипольного резонанса // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38, № 2. С. 460–497.