

СТРУКТУРА СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ БЕТА-ПЕРЕХОДОВ

Ю. В. Наумов, А. А. Быков, И. Н. Изосимов

Научно-исследовательский институт физики ЛГУ, Ленинград

Дан обзор экспериментальных и теоретических данных по структуре силовых функций гамов-теллеровских β -переходов. Рассмотрены такие процессы, как $M1$ — γ -распад аналоговых состояний, эмиссия запаздывающих протонов, нейтронов и α -частиц, запаздывающее деление, (p, n) -реакции при энергии протонов 100—200 МэВ. Анализируются результаты измерений силовых функций методом полного поглощения γ -квантов. Показано, что в β^+ -распаде ядер, удаленных от полосы стабильности, проявляется новый тип коллективных зарядо-вообменных возбуждений — резонанс Гамова — Теллера с $\mu_{\tau} = +1$.

A review is given of the experimental and theoretical studies of Gamov-Teller β decay strength functions (v_{β}). Such processes as delay p -, α -, n -emission, delay fission and (p, n) -reaction at $E_p = 100$ —200 MeV are in question. The special attention is paid for total absorption measurements of S_{β} and for new types of giant isobaric states which was discovered recently.

ВВЕДЕНИЕ

Силовая функция β -переходов S_{β} — одна из важнейших характеристик структуры атомного ядра. Силовая функция S_{β} представляет собой распределение по энергии возбуждения квадратов матричных элементов β -распадного типа, например, фермиевского, гамов-теллеровского и др. Можно говорить о распределении сил β -переходов, усредненных по какому-то энергетическому интервалу, и без усреднения. В настоящее время имеются экспериментальные данные и теоретические работы по поведению S_{β} до энергии возбуждения, равной примерно 20 МэВ. При низких энергиях возбуждения (до величины Q_{β} — энергии β -распада) силовая функция определяет характер β -распада радиоактивного ядра и период полураспада. При больших энергиях возбуждения, недостижимых при β -распаде, S_{β} определяет сечения различных ядерных реакций, которые зависят от матричных элементов β -распадного типа. Такими процессами являются зарядообменные (p, n) -реакции, $M1$ — γ -распад аналоговых резонансов, радиационный захват мезонов.

До недавнего времени господствовала статистическая точка зрения на силовые функции β -переходов [1]. Согласно этой точке зрения β -распад не чувствует структуры конечного состояния, силовая функция — плавная функция энергии возбуждения и описывается выражением $S_{\beta} = \text{const}$ или $S_{\beta} \sim \rho(E)$, где $\rho(E)$ — плотность уровней. Эта точка зрения была основана на экспериментах по изме-

рению силовых функций методом полного поглощения γ -квантов, которые были проведены недостаточно аккуратно (см. разд. 3).

Первые экспериментальные данные, свидетельствующие о резонансном характере силовых функций, были получены из $M1$ - γ -распада аналоговых резонансов [2—4]. Затем появились противоречащие статистической интерпретации эксперименты по запаздывающим протонам [5], (p , n)-реакции [6], запаздывающим нейтронам [7], прямые измерения силовых функций методом полного поглощения γ -квантов [8—10]. Дискуссия со сторонниками статистического подхода продолжалась до недавнего времени.

Энергетическая структура S_β определяется изовекторными частями эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия. Для анализа резонансной структуры полезно представление об элементарных модах ядерных возбуждений [11]. Зарядовообменные элементарные возбуждения, которые образуют структуру в S_β , составляют особый класс элементарных мод. Они характеризуются изоспином $\tau = 1$ и проекцией изоспина $\mu_\tau = \pm 1$. Иными словами, эти элементарные возбуждения находятся не в тех ядрах, где расположено основное состояние, а в соседних. Обычные элементарные возбуждения ($\mu_\tau = 0$), например низколежащие фононные состояния или мультипольные гигантские резонансы, находятся в том же ядре, где и основное состояние.

С точки зрения микроскопического подхода к образованию коллективных состояний зарядовообменные возбуждения представляют собой когерентную суперпозицию частично-дырочных возбуждений разных сортов, например протонная частица и нейтронная дырка. Схема состояний, которые необходимо рассматривать при анализе силовых функций, представлена на рис. 1, а на рис. 2 — основные конфигурации, которые образуют данное коллективное состояние. Материнское состояние с $N > Z$ (четно-четное) имеет изоспин T_0 и проекцию изоспина $T_Z = T_0$. Семейство частично-дырочных зарядовообменных возбуждений типа (p , n^{-1}) расположено в соседнем ядре, основное состояние которого имеет $T = T_0 - 1$ и $T_Z = T_0 - 1$. Это возбуждения с $\tau = 1$, $\mu_\tau = -1$. В другом соседнем ядре может быть расположено состояние со структурой (n , p^{-1}). Это ядро имеет изоспин $T = T_0 + 1$ и $T_Z = T_0 + 1$, а характеристика элементарного возбуждения $\tau = 1$, $\mu_\tau = +1$. Возбуждения с $\tau = 0, 1$; $\mu_\tau = 0$ находятся в материнском ядре.

Для фермиевских β -переходов в простой модели существует только одно состояние, вбирающее всю силу перехода. Это аналоговое состояние IAS со спином 0^+ , изоспином $T = T_0$ и $T_Z = T_0 - 1$ и конфигурацией (p , n^{-1}) $_{0^+}$ (см., например, [12]). Типичная силовая функция для фермиевских переходов изображена на рис. 3.

Для гамма-теллеровских β -переходов ситуация более сложная. Детальный анализ был проделан в связи с задачей о $M1$ -распаде аналоговых резонансов [13, 14, 3]. Основную силу β -переходов несет резонанс Гамова — Теллера $J^\pi = 1^+$, $T = T_0 - 1$, $T_Z = T_0 - 1$

($\tau = 1; \mu_\tau = -1$). Это состояние имеет основную конфигурацию типа спин-флип, т. е. $(p, n)^{-1}_{1+}, j_p = l - 1/2, j_n = l + 1/2$, и расположено вблизи аналогового резонанса. При энергиях, меньших на энергию

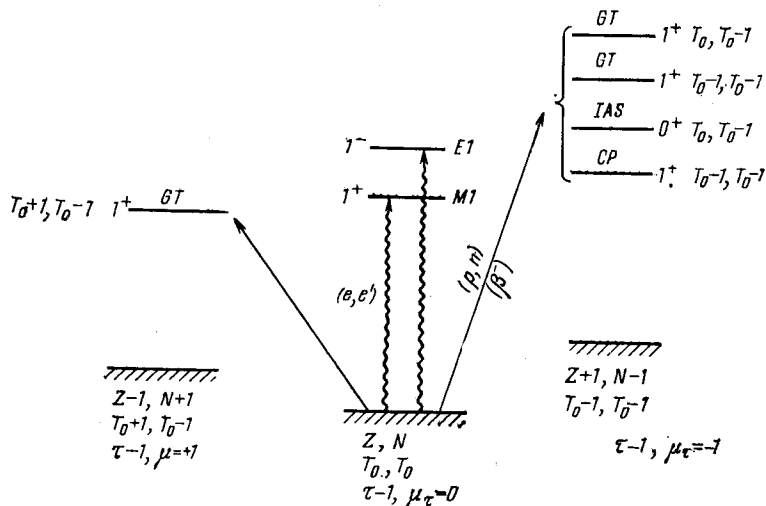


Рис. 1. Состояния, существенные при анализе силовых функций β -переходов:

IAS — аналоговое состояние; GT — гамма-тепловские резонансы; CP — состояния типа поляризации остова

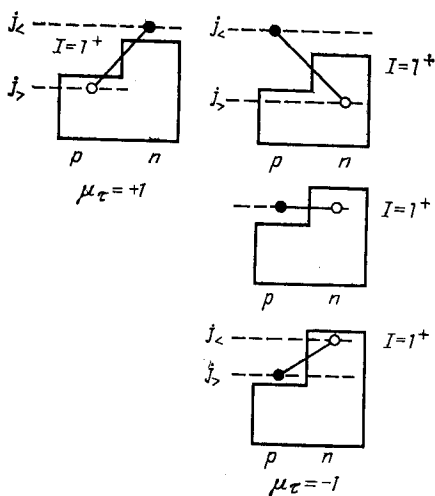


Рис. 2. Основные конфигурации, образующие зарядообменные возбуждения с $J^\pi = 1^+$

спин-орбитального расщепления, расположено состояние типа поляризации остова $J^\pi = 1^+, (p, n^{-1})_{1+}, j_p = j_n$. При еще более низких энергиях расположены конфигурации типа «обратный спин-флип», существенные при анализе β -распада: $J^\pi = 1^+, (p, n^{-1})_{1+}, j_p = l + 1/2, j_n = l - 1/2$. Изоспин состояний типа поляризации остова и «обратный спин-флип» нормальные, т. е. $T = T_0 - 1, T_Z = T_0 - 1$.

Поскольку конфигурация типа спин-флин не обладает определенным изоспином, имеется $T_>$ ($T = T_0$, $T_Z = T_0 - 1$) компонента резонанса GT , расположенная на несколько мегаэлектрон-вольт выше основного ($T_<$) резонанса.

Для β^+ -распада в простой модели имеется только одно состояние $J^\pi = 1^+$, $(n, p^{-1})_{1^+}$. Оно имеет $T = T_0 + 1$, $T_Z = T_0 + 1$ ($\tau = 1$;

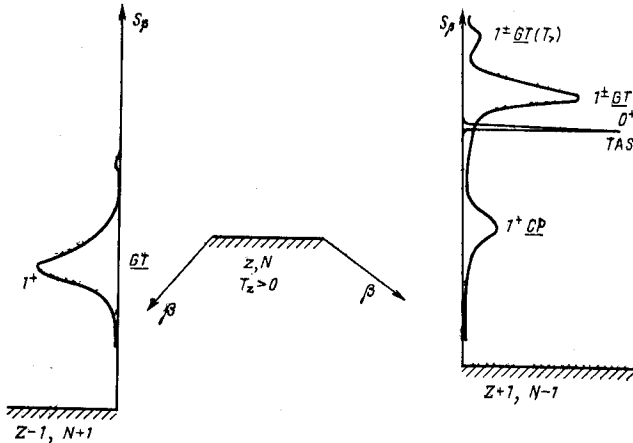


Рис. 3. Схема типичных силовых функций β -переходов Гамова — Теллера: для сравнения приведена силовая функция переходов Ферми, сконцентрированная в аналоговом состоянии

$\mu_\tau = +1$) и также называется резонансом Гамова — Теллера с $\mu_\tau = +1$. Его энергия может сильно меняться от ядра к ядру.

Заметим, что с точки зрения феноменологического подхода резонанс GT ($\mu_\tau = -1$), $M1$ ($\mu_\tau = 0$), гигантский резонанс и резонанс GT ($\mu_\tau = +1$) представляют собой изобарический триплет 1^+ -состояний. Однако с микроскопической точки зрения эти состояния нельзя назвать изобарическими триплетами, так как конфигурации, образующие эти состояния, не переходят одна в другую при действии операторов T_- или T_+ .

Состояния, которые обсуждаются в настоящей работе, расположены при больших энергиях возбуждения (до 20 МэВ в тяжелых ядрах). При таких энергиях возбуждения относительно простые конфигурации распределяются по нескольким ядерным состояниям со сложной структурой и проявляются в различных процессах как силовая функция [15] или промежуточная структура. Ширины образующихся гигантских резонансов зависят от силы взаимодействия простых конфигураций со сложными. С феноменологической точки зрения наличие узких гигантских резонансов свидетельствует о сохранении симметрии определенного типа. Так, малая ширина аналогового резонанса свидетельствует об изотопической симметрии ядерного взаимодействия. Существование резонанса Гамова — Тел-

лера можно связать с супермультиплетной симметрией [16, 17]. Согласно имеющимся экспериментальным данным ширины максимумов в силовой функции β -переходов равны примерно 1 МэВ при энергии возбуждения 3—4 МэВ. Ширины резонанса GT составляют 2—4 МэВ. Иными словами, концентрация силы фермиевских β -переходов в аналоговом состоянии приводит к сильному (на три-четыре порядка) торможению β -переходов между низколежащими состояниями. Концентрация переходов Гамова — Теллера менее сильная, что приводит к менее сильному (на один-два порядка) торможению переходов между низколежащими состояниями.

Представления о резонансной структуре силовых функций β -переходов оказались существенными для самых различных областей ядерной физики. В традиционной ядерной спектроскопии радиоактивных изотопов $lg ft$ иногда используют для приписания уровням определенных конфигураций. Ясно, однако, что такое приписание можно сделать только после детального расчета всей силовой функции с учетом всех конфигураций, существенных для данного ядра.

Спектры запаздывающих протонов и α -частиц определяются как формой силовой функции β -переходов, так и вероятностью протонного или α -распада заселившихся состояний. Анализ таких спектров дает сведения о распределении силы переходов Гамова — Теллера с $\mu_{\tau} = +1$. Из анализа спектров запаздывающих нейтронов можно получить информацию о силовых функциях β -переходов, т. е. о распределении силы переходов Гамова — Теллера с $\mu_{\tau} = -1$. Практически неисследованной областью является спектроскопия запаздывающих частиц и анализ вероятностей испускания частиц из состояний с конфигурациями гамов-теллеровского типа.

Запаздывающее деление, т. е. деление после β -распада, может оказаться уникальным средством изучения барьеров деления для ядер, удаленных от полосы стабильности. Однако, чтобы получить информацию о барьере деления, необходимо сделать определенные предположения о форме силовых функций β -переходов.

Актуальной задачей в настоящее время является предсказание периодов полураспада удаленных от полосы стабильности ядер, основанное на структурной силовой функции. Такие данные необходимы для планирования различных экспериментов с удаленными ядрами, для расчетов разнообразных астрофизических процессов [18], для различных технологических применений.

Экспериментальные данные по $M1$ -распаду аналоговых резонансов, по спектрам нейтронов в (p, n) -реакции при больших энергиях протонов, по различным зарядовообменным (${}^3\text{He}, t$)-, (${}^6\text{Li}, {}^6\text{He}$)-реакциям и т. п., по реакциям с мезонами, с одной стороны, дают сведения о силовых функциях β -переходов, а с другой — требуют для интерпретации развитых представлений о структуре последней.

Резонанс Гамова — Теллера расположен в области вблизи аналогового резонанса. Оба резонанса могут наблюдаться как промежуточные структуры в протонных резонансах. Первое эксперименталь-

ное наблюдение GT -резонанса как промежуточной структуры проведено в (p, γ) -реакции [19]. Дальнейшее исследование зарядовообменных входных состояний является новой областью.

Теория возбуждений гамов-теллеровского типа находится на начальном этапе развития. Поэтому можно надеяться на выработку качественно новых фактов и представлений о структуре ядра, как обычно бывает при исследовании новых явлений.

1. РЕЗОНАНСНЫЙ ХАРАКТЕР СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ β -ПЕРЕХОДОВ

Несмотря на то, что резонансный характер силовых функций S_β кажется вполне естественным с физической точки зрения, статистический подход, пренебрегающий в первоначальном варианте всякой структурой, получил широкое распространение. Поэтому в настоящем разделе приведем основные экспериментальные факты, свидетельствующие о резонансном характере S_β .

Определение S_β . Силовая функция S_β находится из экспериментальных данных следующим образом. Если измеряется плотность вероятности заселения уровней дочернего ядра $I(E)$, то

$$S_\beta(E) = I(E) / [t_{1/2} f(Q_\beta - E)], \quad (1)$$

где $t_{1/2}$ — период полураспада; $f(Q - E)$ — функция Ферми; Q_β — энергия распада. Этой величине соответствует теоретическое значение $S_\beta(E)$:

$$S_\beta(E) = \frac{1}{D(g_V^2/g_A^2)} B'(GT, E) \rho(E), \quad (2)$$

здесь $D = 6260 \pm 60$ с; $\rho(E)$ — плотность уровней в конечном ядре;

$$B'(GT, E) = \frac{1}{2I_i + 1} \left\langle KI_f \left\| \sum_k t_-(k) \sigma_\mu(k) \right\| I_i \right\rangle = \frac{4\pi}{g_A^2} B(GT) \quad (3)$$

в обозначениях [15]. Вычисленное по какой-либо модели распределение $B'(GT, E)$ позволяет найти $S_\beta(E)$ и период полураспада

$$t_{1/2}^{-1} = \int_0^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Q_\beta - E) dE. \quad (4)$$

Если речь идет о дискретных ядерных состояниях, то в [1] $I(E_i)$ имеет смысл интенсивности заселения уровня i при β -распаде, а $S_\beta(E_i)$ определяется иначе:

$$S_\beta(E_i) = \frac{1}{D(g_V^2/g_A^2)} B'(GT, E_i). \quad (5)$$

Такое же определение S_β будем в дальнейшем использовать при нестатистической интерпретации экспериментальных данных и расчетах. До недавнего времени практически все эксперименты, свя-

занные с запаздывающими процессами, все расчеты периодов распада для удаленных ядер [20] были проанализированы с упрощенными предположениями о силовой функции $S_\beta = \text{const}$ или $S_\beta \sim \sim \rho(E)$. В последних вариантах модели были искусственно включены представления о резонансе Гамова — Теллера и учтены одночастичные переходы. В настоящее время ясно, что необходим детальный расчет S_β , основанный на микроскопическом подходе с использованием мощных современных теоретических методов расчета гигантских резонансов. Современные экспериментальные данные также недвусмысленно доказывают существование разветвленной резонансной структуры.

Сравнение силовых функций β^- - β^+ -переходов. Силовые функции S_β для β^- - и β^+ -переходов в микроскопическом подходе качественно различна, что проявляется прежде всего в полной сумме β^+ - и β^- -переходов. Существует правило сумм [11], которое связывает полные суммы S_+ и S_- :

$$S_- - S_+ \approx 3(N - Z), \quad (6)$$

где $S_\mp = \sum_i B_\mp(GT, E_i)$. Это означает, что в ядрах с $N > Z$ полная сумма β^- -переходов существенно больше, чем β^+ -переходов. Однако это не означает, естественно, что $\lg ft_{\beta^-}$ - и β^+ -переходов между низколежащими состояниями должны сильно отличаться. Поскольку более 90% полной силы β^- -переходов сосредоточено в резонансе Гамова — Теллера, то силы в области низких энергий возбуждения могут быть сравнимы.

В S_β для β^- -переходов всегда имеется основной максимум, который расположен в области аналогового состояния. Вопрос о существовании основного максимума в S_β для β^+ -переходов не столь очевиден [21]. Как правило, степень коллективизации резонанса GT ($\mu_\tau = +1$) меньше, чем для $\mu_\tau = -1$. Может сложиться и такая ситуация, что переход на какое-либо одночастичное состояние окажется более сильным, чем на резонанс GT ($\mu_\tau = +1$). По-видимому, и ширина основного максимума в β^+ -распаде будет больше, чем ширина резонанса GT ($\mu_\tau = -1$). Наконец, основное отличие заключается в том, что энергия возбуждения, при которой расположен основной максимум в S_{β^+} , может сильно меняться при изменении $N - Z$, в то время как максимум в S_{β^-} мало меняет свое положение. В частности, если резонанс GT ($\mu_\tau = -1$) в принципе недостижим при β^- -распаде в средних и тяжелых ядрах, то резонанс GT ($\mu_\tau = +1$) в определенных ядрах может опуститься ниже Q_{β^+} [21].

При относительно небольших энергиях возбуждения в силовых функциях β^+ -переходов следует ожидать максимумов, связанных в основном с одночастичными переходами. Для β^- -распада могут наблюдаться и другие максимумы: состояния типа поляризации остова и «обратный спин-флип».

Несмотря на качественные отличия S_β для β^+ - и β^- -переходов, эти отличия мало сказываются на вероятностях β -переходов между низколежащими состояниями в ядрах вблизи полосы стабильности. При переходе к исследованию ядер, удаленных от полосы стабильности, можно измерять непосредственно S_β . В этом случае проявление различий гораздо более вероятно.

$M1$ -распад аналоговых резонансов и состояния типа поляризации остова [3]. Первые экспериментальные доказательства резонансной структуры силовых функций S_β получены при исследовании на первый взгляд совсем непохожего на β -распад процесса — $M1$ — γ -распада аналоговых резонансов. Однако $M1$ -оператор γ -распада аналоговых резонансов ($\Delta T = 1$) похож на оператор β -распада Гамова — Теллера. Поэтому вероятности β^- -переходов на данное конечное состояние и вероятности $M1$ -распада соответствующего аналогового состояния оказываются связанными. Можно получить следующее выражение, связывающее матричные элементы для двух процессов:

$$\langle f | \sum_i \sigma_i \tau_{-}(i) | i_0 \rangle = -\sqrt{2T_0} \langle f | \sum_i \sigma_i t_z(i) | i \rangle, \quad (7)$$

где $|i_0\rangle$ — материнское состояние; $|i\rangle$ — соответствующее аналоговое состояние; $|f\rangle$ — конечное состояние. В левой части стоит оператор β -распада Гамова — Теллера, в правой — спиновая часть изовекторного $M1$ -перехода. Таким образом, изучая силовую функцию $M1$ -переходов с аналога, можно получить сведения о силовой функции β -переходов.

Поскольку структура аналога $(pn^{-1})_{0+}$, а состояний типа поляризации остова $(pn^{-1})_{1+}$, то ясно, что между этими состояниями должен наблюдаться сильный $M1$ -переход. Детальный анализ показывает, что присутствие l -части в $M1$ -операторе γ -перехода усиливает переходы на состояния типа поляризации остова. Поэтому в распределении $B(M1)$ для переходов с аналогов эти состояния появляются в виде хорошо выраженных максимумов. Впервые эти состояния наблюдались и соответствующим образом были интерпретированы в [2]. В [3] собраны экспериментальные данные о состояниях типа поляризации остова, которые имелись к 1975 г. В [4] показано, что наблюдается линейная зависимость расстояния аналог — состояние типа поляризации остова от изоспина материнского ядра, что подтверждает интерпретацию. Некоторые типичные распределения $B(M1)$ для распада аналогов в области $A \approx 50$ приведены на рис. 4. Подтверждением существования состояний типа поляризации остова являются и результаты по (p, n) -реакции (см. разд. 8). В спектрах нейтронов из (p, n) -реакции под углом 0° на легких ядрах видны сильные пики, расположенные ниже аналогов. Это и есть состояния типа поляризации остова. В тяжелых ядрах из-за взаимодействия между конфигурациями типа спин-флип и типа поляризации остова сила переходов перекачивается в наиболее высоколежащие состояния

(резонанс Гамова — Теллера), и заселение состояний типа поляризации остова трудно наблюдать.

Силовые функции S_β из спектров запаздывающих нейтронов. Обнаружение состояний типа поляризации остова при $M1$ -распаде аналогов стимулировало работы по нестатистической интерпретации S_β , полученных из спектров запаздывающих нейтронов.

До недавнего времени спектры запаздывающих нейтронов интерпретировались на основе предположений $S_\beta = \text{const}$ или $S_\beta \sim \rho(E)$. Полученные с недостаточно хорошим разрешением данные допускали такую интерпретацию. Однако первые же измерения спектров запаздывающих нейтронов, выполненные с высоким разрешением [7], выявили отчетливую энергетическую структуру S_β для β^- -переходов. Пример силовых функций S_β для изотопов Rb, полученных частично из спектров запаздывающих нейтронов, частично из анализа схем распада изотопов, приведен на рис. 5. Интерпретация этих силовых функций на основе микроскопических расчетов дана в [22]. Отметим обстоятельство, которое, с одной стороны, подтверждает микроскопическую интерпретацию, а с другой — указывает на случайный характер появления максимумов в S_β . Положение максимумов закономерно меняется при переходе от одного ядра к другому. Фактически наблюдается та же линейная зависимость энергии максимумов, отсчитанной от энергии материнского состояния, от $N - Z$, как и для состояний типа поляризации остова.

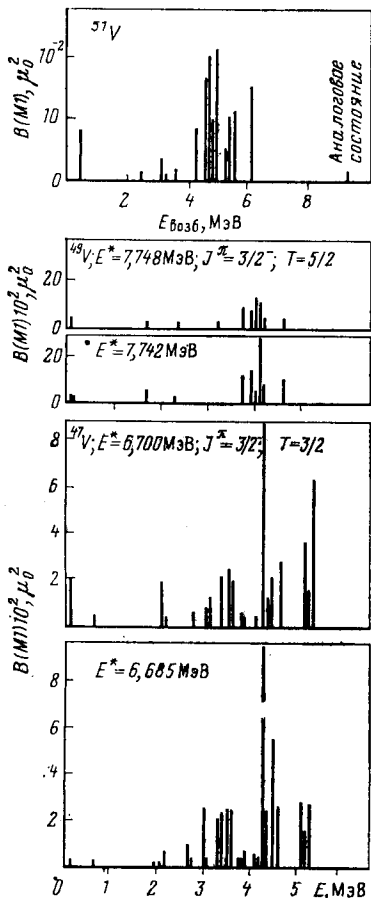


Рис. 4. Распределения приведенных вероятностей $B(M1)$ для γ -распада аналоговых состояний изотопов ванадия [3]

Резонанс Гамова—Теллера $\mu_{\tau} = -1$ из (p, n) -реакций. В то время, когда были обнаружены состояния типа поляризации остова (1969 г.), никаких сведений о существовании резонанса Гамова — Теллера не было. Первые результаты появились в 1975 г., когда резонанс Гамова — Теллера наблюдался в спектре нейтронов из (p, n) -реакции [6]. В 1980 г. появилась целая серия данных из (p, n) -реакции

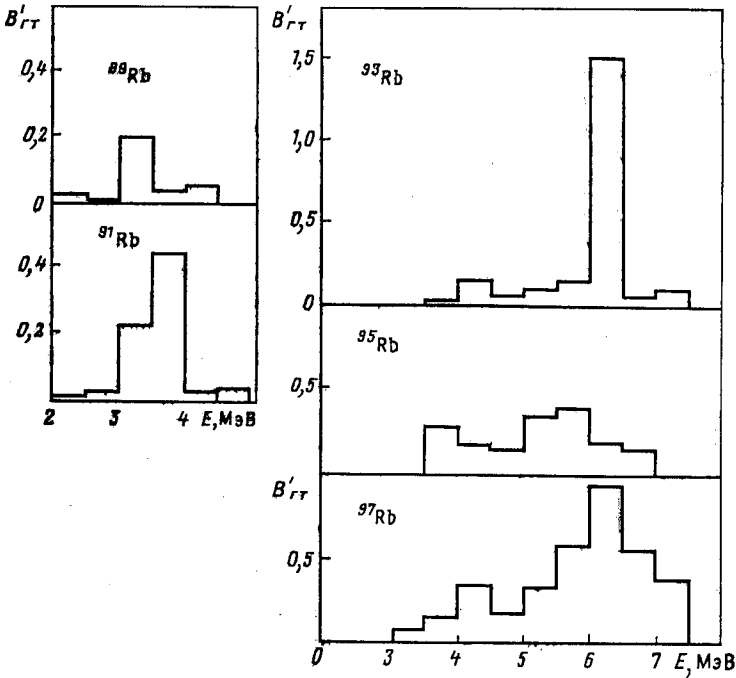


Рис. 5. Силовые функции β -переходов для распада изотопов рубидия: приведенные вероятности получены из экспериментальных значений ft [7] по формуле (3) с учетом перенормировки ядерного спинового тока [5, 6]

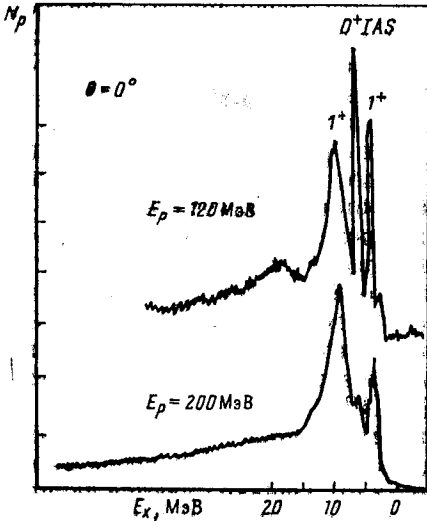


Рис. 6. Спектр нейтронов из реакции $^{89}\text{Y}(p, n)$ [23]

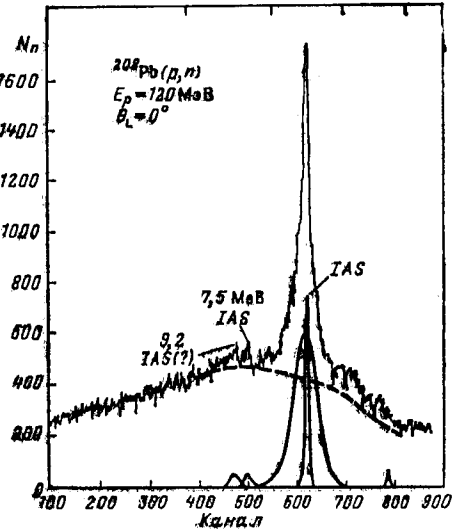


Рис. 7. Спектр нейтронов из реакции $^{208}\text{Pb}(p, n)$ [24]

под углом 0° при энергии протонов от 120 до 200 МэВ. В настоящее время опубликованы первые результаты для различных ядер от ^{26}Mg до ^{208}Pb . Подробно эти данные будут обсуждаться в разд. 8. Здесь же приведем типичный результат для $^{89}\text{Y}(p, n)$ [23] и $^{208}\text{Pb}(p, n)$ [24] (рис. 6, 7). Из рисунков видно, что в спектрах нейтронов под 0° , кроме аналогового состояния, виден резонанс GT ($\mu_\tau = -1$), расположенный выше последнего и состояния типа поляризации остова. Таким образом, факт резонансной структуры S_β для β^- -переходов в настоящее время надежно установлен на основании самых различных независимых экспериментов.

Прямые измерения S_β для β^+ -переходов. Первые попытки измерения S_β прямым методом полного поглощения γ -квантов были предприняты несколько лет назад [1]. Однако параметры установки и метод обработки не соответствовали поставленной задаче. Результат, который был получен при этом, заключался в том, что S_β представляет собой гладкую функцию без каких-либо максимумов и хорошо описывается в статистических предположениях. Эти эксперименты и явились основанием для применения упрощенных представлений о S_β .

Измерения, описанные в [8—10], показали, что силовые функции S_β для распада нейтронodefицитных ядер обладают хорошо

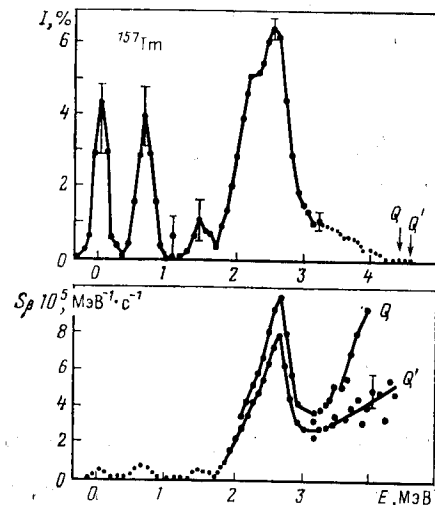


Рис. 8. Зависимость $S_{\beta+}$ для распада ^{157}Tm от энергии возбуждения и энергии распада Q

(Q' взято по данным систематики масс ядер [10], а Q — граничная энергия спектра полного поглощения)

выраженной структурой (рис. 8). Интерпретация полученных экспериментальных максимумов должна быть основана на достаточно реалистических расчетах. Необходимо иметь оценки положения максимумов, полной суммы и интенсивностей заселения максимумов. Оценки положения основного максимума в S_β проведены в [21]. Реалистические оценки интенсивностей заселения сделаны в [8]. Сравнение рассчитанных и экспериментальных S_β позволило идентифицировать резонанс Гамова — Теллера $\mu_\tau = +1$ [10].

Величина S_β при измерениях запаздывающих протонов. Большинство измерений спектров запаздывающих протонов после обработки дает гладкую силовую функцию S_β [5]. Однако имеются данные определенно указывающие на существование максимума в S_β . Одним из первых случаев является ^{109}Te . На рис. 9 приведена S_β для ^{114}Cs [25].

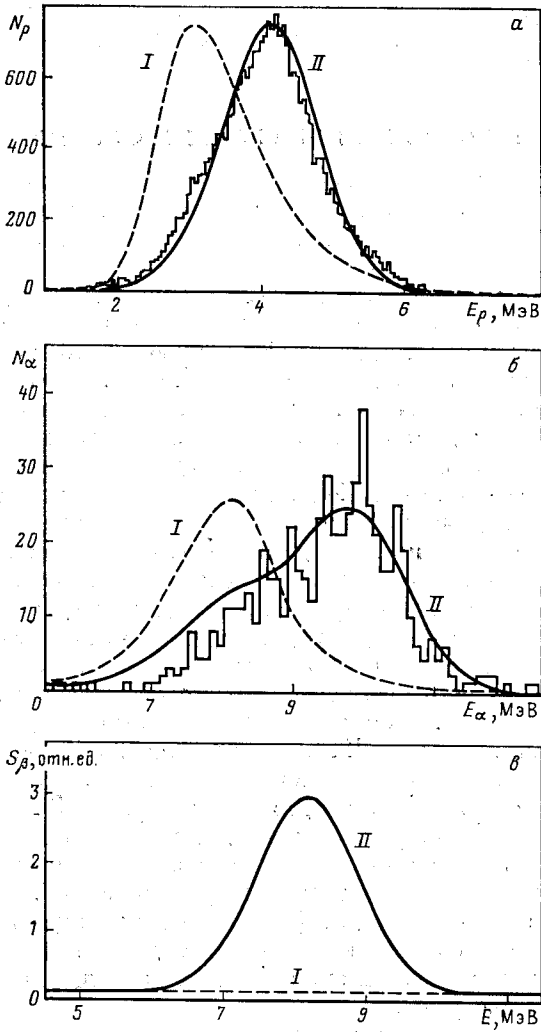


Рис. 9. Энергетическая зависимость $S_{\beta+}$ для ^{114}Cs , полученная в [25], из анализа спектров запаздывающих протонов и α -частиц.

Поскольку из спектров запаздывающих протонов можно получить сведения о S_β только в узком интервале энергий возбуждения, идентификация основного максимума должна быть основана на сравнении с надежными теоретическими расчетами. Расчеты, проведенные нами, позволяют утверждать, что для ^{114}Cs наблюдается основной максимум в S_β .

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ β -ПЕРЕХОДОВ

Проблема микроскопического описания силовых функций β -переходов тесно связана с задачами теоретического анализа $\lg ft$ для β -переходов между низколежащими состояниями, $M1$ - γ -распада аналогов и свойств резонанса GT .

Известно, что гамов-теллеровские β -переходы между низколежащими состояниями заторможены по сравнению с одночастичной оценкой. Учет парных корреляций улучшает согласие теоретических и экспериментальных значений $\lg ft$ [26]. Расчеты вероятностей β -переходов, основанные на представлениях о коллективных зарядовообменных возбуждениях, впервые были проведены в [27]. Уравнения метода случайной фазы для зарядовообменных возбуждений получены для сферических [28] и деформированных ядер [29]. Систематические исследования гамов-теллеровского резонанса и других коллективных состояний проведены в [17, 30]. Положение резонанса GT с учетом однопионного обмена рассчитано в [31].

Для расчетов силовых функций S_β для широкого круга ядер использовали схематическую модель, учитывающую изоспин-изоспиновое и спин-изоспиновое остаточное взаимодействие [14]. Модель первоначально использовалась для анализа $M1$ -распада аналоговых резонансов [14, 4, 32], силовых функций β -переходов из спектров запаздывающих нейтронов [22], интенсивности запаздывающего деления [33]. Во всех случаях рассчитывали S_β для β -переходов: для изотопов Cu, Sc и V в [14, 4], для изотопов As в [32], для Rb в [22] и для Pa в [33]. В [86] S_β рассчитаны для широкого круга ядер с $A = 250 \div 266$, $N = 165 \div 175$. В всех этих случаях рассчитывали положения и интенсивности заселения резонанса GT . В [8, 21] модель применяли для расчета S_β для β -распада и положения резонанса GT с $\mu_\tau = +1$ в связи с экспериментальными данными по S_β из распада нейтронодефицитных изотопов. В [9] дано обобщение модели в духе метода случайной фазы.

Роль остаточного гамов-теллеровского взаимодействия. Введение понятия изоспина позволило объяснить очень сильное (примерно $\sim 10^4$) замедление фермиевских $0^+ \rightarrow 0^+$ β -переходов в ядрах с нейтронным избытком. Этот эффект был связан с существованием коллективного состояния — изотопического аналога основного состояния материнского ядра, вбирающего в себя основную силу фермиевских β -переходов и расположенного выше основного состояния распадающегося ядра. С микроскопической точки зрения коллектив-

зация аналога связана с существованием остаточного взаимодействия вида

$$V_{\tau\tau} = G_{\tau\tau} (\tau_1 \tau_2), \quad (8)$$

которое восстанавливает зарядовую симметрию, нарушенную на микроскопическом уровне.

Матричные элементы гамов-теллеровских β -переходов на низколежащие состояния также оказываются подавленными в 10—100 раз по сравнению с одночастичными оценками. Аналогично тому, как подавление ферми-переходов [оператор $\beta_F^\pm = \sum_k \tau^\pm(k)$] можно объяснить, учитывая остаточное взаимодействие типа (8), для объяснения подавления переходов Гамова — Теллера [оператор $\beta_{GT}^\pm = \sum_k \tau_\pm(k) \sigma(k)$] в [27] было введено остаточное взаимодействие вида

$$V_{\tau\tau\sigma\sigma} = G_{\tau\sigma} (\tau_1 \tau_2) (\sigma_1 \sigma_2). \quad (9)$$

Модель для расчета силовых функций. Гамильтониан системы представляется в виде суммы одночастичной части и зарядовообменных остаточных взаимодействий (8) и (9):

$$H = H_{SP} + V_{\tau\tau} + V_{\tau\tau\sigma\sigma}. \quad (10)$$

В качестве базисных функций выбирают состояния, получающиеся из материнского состояния $|\Psi_0\rangle$ действием оператора β -распада, тогда матричные элементы гамов-теллеровского взаимодействия (9) представляются в факторизованном виде

$$\langle f | V_{\tau\tau\sigma\sigma} | f' \rangle = G_{\tau\sigma} V_f V_{f'}, \quad (11)$$

где V_f пропорциональны амплитудам β -переходов на соответствующие состояния $|f\rangle$ выбранного базиса.

В частности, для β -распада Z -нечетного ядра имеем: базисные состояния включают одночастичные нейтронные и трехчастичные состояния типа $p_0 (pn^{-1})_{1+}$ с моментом $I = j_{p_0}$, $j_{p_0} \pm 1$:

$$\left. \begin{aligned} V_{j_{n_0}} &= \frac{v_{j_{p_0}} v_{j_{n_0}}}{\sqrt{2j_{n_0} + 1}} \langle j_{n_0} || \sigma || j_{p_0} \rangle \text{ для состояний } |j_{n_0}\rangle; \\ V_{j_{p_0} j_p j_n} &= \frac{u_{j_p} u_{j_n}}{\sqrt{3}} \langle j_p || \sigma || j_n \rangle \text{ для } |j_{p_0} (j_p j_n)_{1+} + I\rangle; \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$B'_{GT} = \frac{2I_f + 1}{2j_{p_0} + 1} V_f^2; \quad ft = \frac{6260 (g_V^2/g_A^2)}{B'_{GT}}. \quad (13)$$

Для β^- -распада энергии удобно отсчитывать от аналога. Тогда одночастичные энергии:

$$\left. \begin{aligned} E_{j_{n_0}} &= E_{j_{p_0}}(j_p j_n)_{1+} = -2G_{\tau\tau}T_0; j_{p_0} = j_{n_0}; j_p = j_n; \\ E_{j_{n_0}} &= -2G_{\tau\tau}T_0 \pm E_{l_s}(p_0); j_{n_0} = j_{p_0} \pm 1; \\ E_{j_{p_0}}(j_p j_n)_{1+} &= -2G_{\tau\tau}T_0 \pm E_{l_s}(p); j_n = j_p \pm 1, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где E_{l_s} — энергия спин-орбитального расщепления, которую можно выбрать, например $E_{l_s} = (10 \div 14)(2l + 1)A^{2/3}$. Поскольку энергия возбуждения в β^- -распаде достаточно высокая, влияние парных корреляций можно не учитывать.

Диагонализация матрицы $H_{ff'} = E_f \delta_{ff'} + G_{\tau\alpha} V_f V_{f'}$ дает энергии и волновые функции состояний дочернего ядра и позволяет определить вероятность переходов B_{GT} . В качестве примера приведем результаты расчетов силовых функций для распада изотопов Te. В табл. 1 даны волновые функции для распада ^{135}Te .

Таблица 1. Волновые функции состояний ^{135}Te для $I^\pi = 7/2^+$

E, МэВ	I^π	Состояние					B_{GT}	
		КП	1	2	3	4		5
14,3	7/2 ⁺	0,54	0,47	0,30	0,55	0,19	0,23	33,22 0,08 0,08 0,19 0,39 0,11
3,6	7/2 ⁺	0,10	0,65	0,10	-0,74	0,10	0,03	
2,6	7/2 ⁺	0,14	-0,41	0,21	-0,20	0,84	0,04	
2,1	7/2 ⁺	0,26	-0,34	0,74	-0,22	-0,46	0,07	
0,9	7/2 ⁺	0,74	-0,25	-0,55	-0,20	-0,16	0,14	
-1,8	7/2 ⁺	-0,26	-0,06	-0,06	-0,05	-0,03	-0,96	

Примечание. Конфигурации ^{135}Te :

$$\text{КП} - \left\{ \begin{aligned} &|g_{7/2} p (d_{5/2} p d_{5/2} n)_{1+} I > && 1 - |g_{7/2} p (g_{7/2} p g_{9/2} n)_{1+} I > \\ &|g_{7/2} p (g_{7/2} p g_{7/2} n)_{1+} I > && 2 - |g_{7/2} p (d_{3/2} p d_{5/2} n)_{1+} I > \\ &|g_{7/2} p (s_{1/2} p s_{1/2} n)_{1+} I > && 3 - |g_{7/2} p (h_{9/2} p h_{11/2} n)_{1+} I > \\ &|g_{7/2} p (d_{3/2} p d_{3/2} n)_{1+} I > && 4 - |g_{7/2} p (f_{5/2} p f_{7/2} n)_{1+} I > \\ &|g_{7/2} p (h_{11/2} p h_{11/2} n)_{1+} I > && 5 - |g_{7/2} p (d_{5/2} p d_{3/2} n)_{1+} I > \\ &|g_{7/2} p (f_{7/2} p f_{7/2} n)_{1+} I > \end{aligned} \right.$$

Теоретическое описание силовых функций β^+ -распада. В общем характере силовых функций β^+ - и β^- -распада имеется принципиальное отличие: если в силовых функциях β^- -распада главные максимумы расположены в области аналога, т. е. примерно на $\Delta E_{\text{кул}}$ выше основного состояния распадающегося ядра, в силовых функциях β^+ -распада положение максимума нельзя связать с положением аналога, так как в ядрах с $T_2 > 0$ нет аналогового состояния по отношению к β^+ -распаду.

Чтобы выяснить энергетическое положение основного максимума силовой функции для различных ядер и оценки областей ядер, для которых этот максимум доступен для изучения при β^+ -распаде нейтрондефицитных ядер, удаленных от полосы стабильности, в рамках изложенной выше модели [21] были проведены расчеты силовых функций β^+ -распада четно-четных и нечетных ядер. Отметим некоторые особенности расчета силовых функций β^+ -распада. Главное отличие от β^- -распада состоит в том, что энергии возбуждения состояний отсчитываются от основного состояния дочернего ядра, и результаты расчетов для β^+ -распада более чувствительны к выбору среднего поля. Оказывается, что в некоторых ядрах максимум в силовой функции расположен при сравнительно малых энергиях — 2—3 МэВ, поэтому влияние парных корреляций на его положение существенно. В [21] для упрощения расчетов предполагалось, что в нечетных ядрах трехчастичные возбуждения отделены от одночастичных щелью шириной Δ , и этот параметр варьировался при расчетах. Такое предположение вполне оправдано в схематической модели, поскольку корректный учет эффектов спаривания в зарядовообменных возбуждениях — задача очень сложная.

Для β^+ -распада выражения (12), (13) принимают вид:

$$V_f = \frac{\zeta_{pn}}{\sqrt{2I_f + 1}} \langle n || \sigma || p \rangle,$$

где $\zeta_{pn} = v_p u_n$; $E_f = E_p + E_n + \Delta$ — для распада четно-четных ядер и для переходов на трехчастичные состояния в нечетных ядрах; $\zeta_{pn} = v_p v_n$; $E_f = E_{p_0}$ — для одночастичных переходов в распаде N -нечетных ядер; $\zeta_{pn} = u_p u_n$; $E_f = E_{n_0}$ — для одночастичных переходов в распаде Z -нечетных ядер; $B'_{GT} = (2I_f + 1) V_f^2 / (2I_i + 1)$, здесь I_i — спин материнского ядра; I_f — спин конечных состояний; $I_f = I_i, I_i \pm 1$; $I_f > 0$.

Остаточное взаимодействие приводит к смешиванию состояний, к перераспределению силы переходов и к сдвигу энергии возбуждения состояний. Энергии и вероятности переходов получаются из диагонализации матрицы (12). Результаты расчетов для нечетных A представлены в табл. 2. Рассмотрены ядра с $T_Z > 0$, $B_p > 0$.

1. Ядра $f_{7/2}$ -оболочки $22 \leq Z \leq 28$. При β^+ -распаде всех ядер этой области главный максимум силовой функции выше основного состояния материнского ядра. При заполнении оболочки $f_{7/2}$ как по протонам, так и по нейтронам энергия максимума понижается.

2. Ядра $f-p$ -оболочки $29 \leq Z \leq 38$. Для $Z \leq 32$ основное состояние z -нечетных ядер $p_{3/2}$. Для N -нечетных ядер возможны конфигурации $f_{5/2}$ и $p_{3/2}$. При отсутствии экспериментальных данных расчеты проводились при двух возможных значениях спинов основных состояний. Положение максимума малочувствительно к выбранному значению. Во всех случаях максимум лежит выше Q и не может заселяться при β -распаде.

Таблица 2. Положение основного максимума в силовых функциях β^+ -распада [21]

Нуклид	E, МэВ	Нуклид	E, МэВ	Нуклид	E, МэВ
²² Ti ²³	7,7	Mo ⁴⁷	7,3	Te ⁶⁵	2,6
²³ V ²⁴	8,2	Mo ⁴⁹	7,3	⁵⁹ I ⁵⁶	6,0
²⁴ Cr ²⁵	8,4	⁴⁸ Tc ⁴⁴	7,5*	I ⁵⁸	5,7
²⁵ Mn ²⁶	7,3	Tc ⁴⁶	7,5*	I ⁶⁰	5,3
²⁶ Fe ²⁷	8,9	Tc ⁴⁸	7,5	I ⁶²	4,9
²⁷ Co ²⁸	4,1	Tc ⁵⁰	2,0*	I ⁶⁴	2,7
Co ³⁰	4,0	⁴⁴ Ru ⁴⁵	8,1*	I ⁶⁶	1,2*
²⁸ Ni ²⁹	3,6	Ru ⁴⁷	8,0	⁵⁵ Xe ⁵⁷	5,9*
²⁹ Cu ³⁰	9,0	Ru ⁴⁹	7,5	Xe ⁵⁹	5,5*
Cu ³²	8,1	Ru ⁵¹	1,8*	Xe ⁶¹	5,1*
³⁰ Zn ³¹	8,2	⁴⁵ Rh ⁴⁶	8,3*	Xe ⁶³	4,8*
Zn ³³	7,6	Rh ⁴⁸	8,1*	Xe ⁶⁵	2,7*
Zn ³⁵	7,1	Rh ⁵⁰	2,3*	Xe ⁶⁷	1,2*
³¹ Ga ³²	8,0	Rh ⁵²	2,0*	⁵⁶ Cs ⁵⁸	6,0*
Ga ³⁴	7,1	Rh ⁵⁴	1,7*	Cs ⁶⁰	5,4*
³² Ge ³³	7,7	⁴⁶ Pd ⁴⁷	7,8*	Cs ⁶²	5,0*
Ge ³⁵	7,3	Pd ⁴⁹	7,4*	Cs ⁶⁴	2,9*
³³ As ³⁴	6,8	Pd ⁵¹	2,6*	Cs ⁶⁶ *	1,4*
As ³⁶	6,0	Pd ⁵³	2,2*	⁵⁶ Ba ⁵⁹	5,6*
As ³⁸	2,3	⁴⁷ Ag ⁴⁸	8,4*	Ba ⁶¹	5,2*
³⁴ Se ³⁵	8,2	Ag ⁵⁰	2,5*	Ba ⁶³	4,9*
Se ³⁷	6,4	Ag ⁵²	2,2*	Ba ⁶⁵	2,8*
Se ³⁹	2,6	Ag ⁵⁴	1,9*	Ba ⁶⁷ 1	1,3*
³⁵ Br ³⁶	6,4*	Ag ⁵⁶	1,8*	⁵⁷ La ⁶²	5,0*
Br ³⁸	3,2*	⁴⁸ Cd ⁴⁹	8,0*	La ⁶⁴	2,9*
Br ⁴⁰	2,3*	Cd ⁵¹	3,0*	La ⁶⁶ 1	1,5*
³⁶ Kr ³⁷	7,5	Cd ⁵³	2,6*	⁵⁸ Ce ⁴³	4,8*
Kr ³⁹	3,0*	Cd ⁵⁵	2,2	Ce ⁶⁵ 1	1,5*
³⁷ Rb ³⁸	2,3*	Cd ⁵⁷	2,0	⁵⁹ Pr ⁶⁴	1,8*
Rb ⁴⁰	2,3*	⁴⁹ In ⁵⁰	3,3	Pr ⁶⁶ 1	1,7*
Rb ⁴²	2,3*	In ⁵²	3,0	⁶⁰ Nd ⁶⁷ 1	1,6*
Rb ⁴⁴	2,3	In ⁵⁴	2,5	Nd ⁶⁹ 2	1,5*
³⁸ Sr ³⁹	2,7*	In ⁵⁶	2,8	⁶¹ Pm ⁶⁶ 2	1,8*
Sr ⁴¹	2,6*	In ⁵⁸	2,0	⁶² Sm ⁶⁹ 2	1,7*
Sr ⁴³	2,4*	In ⁶⁰	1,6	⁶³ Eu ⁶⁸ 2	1,8*
Sr ⁴⁵	2,3	⁵⁰ Sn ⁵³	2,5	⁶⁴ Gd ⁷¹ 2	1,7*
³⁹ Y ⁴⁰	5,3*	Sn ⁵⁵	2,2	⁶⁵ Tb ⁷⁴	6,0*
Y ⁴²	5,3*	Sn ⁵⁷	2,0	Tb ⁷⁶	6,0*
Y ⁴⁴	5,3	Sn ⁵⁹	1,8	Tb ⁷⁸	6,0*
Y ⁴⁶	5,3	⁵¹ Sb ⁵²	6,8	Tb ⁸⁰ 3	2,0*
⁴⁰ Zr ⁴¹	6,4*	Sb ⁵⁴	6,3	⁶⁶ Dy ⁷³	7,4*
Zr ⁴³	6,4*	Sb ⁵⁶	6,0	Dy ⁷⁵	7,4*
Zr ⁴⁵	6,5	Sb ⁵⁸	5,7	Dy ⁷⁷	7,4*
Zr ⁴⁷	6,5	Sb ⁶⁰	5,3	Dy ⁷⁹	7,4*
⁴¹ Nb ⁴²	7,0*	Sb ⁶²	4,9	Dy ⁸¹	7,4*
Nb ⁴⁴	7,0*	⁵² Te ⁵⁵	6,2	Dy ⁸³ 3	1,4*
Nb ⁴⁶	7,0	Te ⁵⁷	5,9	⁶⁷ Ho ⁷⁶	7,6*
Nb ⁴⁸	7,0	Te ⁵⁹	5,5		
⁴² Mo ⁴³	7,4*	Te ⁶¹	5,1		
Mo ⁴⁵	7,3*	Te ⁶³	4,8		

Продолжение табл. 2

Нуклид	E , МэВ	Нуклид	E , МэВ	Нуклид	E , МэВ
Ho ⁷⁸	7,6*	Er ⁸¹	7,8*	Tm ^{82 3}	3,0*
Ho ⁸⁰	7,6*	Er ^{83 3}	2,7*	⁷⁰ Yb ⁸¹	7,7*
Ho ^{82 3}	2,5*	⁶⁹ Tm ⁷⁸	7,9*	Yb ^{83 3}	2,7*
⁶⁸ Er ⁷⁹	7,8*	Tm ⁸⁰	7,9*		

Примечания: 1. При дальнейшем увеличении N вплоть до выхода на линию стабильности энергия максимума остается в пределах 1–1,5 МэВ.

2. При дальнейшем увеличении N вплоть до $N = 80$ энергия максимума остается в пределах 1–1,5 МэВ.

3. При распаде ядер с $N \geq 82$ энергия максимума остается в пределах 1,5–2,5 МэВ.

* Максимум расположен ниже Q и может заселяться при β^+ -распаде.

Для ядер с $Z = 33 \div 38$ предполагалось, что уровень $p_{1/2}$ заполняется после уровня $g_{9/2}$. Расчеты проведены в предположении, что основные состояния характеризуются конфигурациями $p_{3/2}$ или $f_{5/2}$ при $N \leq 38$ и $p_{1/2}$ или $g_{9/2}$ для $N > 38$. При распаде легких изотопов Вг, Sr, Rb возможно наблюдение основного максимума силовой функции. В табл. 2 приведены данные для $9/2^+$ -основного или изомерного состояний.

3. Ядра $g_{9/2}$ -оболочки. При расчетах предполагалось, что уровень $p_{1/2}$ заполняется после уровня $g_{9/2}$. Нейтронные уровни $d_{5/2}$ и $g_{7/2}$ считались вырожденными. При N и $Z < 50$ расчеты проведены для двух значений спинов материнских состояний. В табл. 2 даны значения для $I_i^\pi = 9/2^+$. Для ядер с $N < 50$ силовые функции имеют два максимума: локальный с энергией около 3 МэВ и основной $E \approx 7$ МэВ. При $N > 50$ основной максимум оказывается при небольшой энергии возбуждения.

4. Ядра $g_{7/2} - d_{5/2}$ оболочки $51 \leq Z \leq 64$. При $N < 64$ силовые функции имеют два максимума: локальный с энергией 3 МэВ, связанный с переходом $d_{5/2} - d_{3/2}$, и главный с энергией около 5 МэВ, связанный с переходом $g_{9/2} \rightarrow g_{7/2}$. При $N > 64$ максимум, связанный с переходом $g_{9/2} \rightarrow g_{7/2}$, исчезает, а первый максимум опускается до энергий 1–2 МэВ.

5. Ядра $h_{11/2}$ -оболочки $65 \leq Z \leq 70$ деформированы при $N > 90$. Для более легких изотопов применим расчет в сферическом пределе. При расчетах предполагалось, что нейтронные $s_{1/2}$, $d_{3/2}$, $h_{11/2}$ состояния вырождены. Для большинства изотопов основной максимум лежит ниже Q . Для самых легких изотопов он расположен на высоте 6–8 МэВ. При $N > 82$ основной максимум силовой функции расположен при энергии 2–3 МэВ.

6. Ядра с $Z = 71 \div 81$. Положение основного максимума слабо зависит от N и Z . Для ядер с $Z = 71 \div 76$ энергия возбуждения равна 2–3 МэВ, для ядер с $Z = 77 \div 78$ максимум расположен при энергии 1–2 МэВ.

Как показывают результаты этих расчетов, силовые функции β^+ - и β^- -распада имеют качественно различный характер. В силовых функциях β^+ -распада положение максимума и, следовательно, форма силовой функции могут сильно меняться от ядра к ядру. Степень коллективизации резонанса увеличивается с уменьшением A и T_z , однако в самых легких ядрах с $T_z > 0$ максимум находится, по-видимому, выше основного состояния материнского ядра. Для многих нейтронодефицитных изотопов в области $35 < Z$ возможно заселение этого максимума в β^+ -распаде.

Влияние деформации на силовые функции β^- -распада. Коллективные гамов-теллеровские возбуждения с макроскопической точки зрения представляют собой колебания спин-изоспиновой плотности без изменения формы ядра, поэтому положение максимума в сферическом пределе должно примерно соответствовать центру тяжести силовой функции деформированного ядра. Обобщение изложенной выше модели для деформированных ядер дано в [8] для описания

Таблица 3. Силовая функция β^+ -распада ^{165}Lu [8]

K	E	B	Конфигурация
5/2	2,06	0,75	$p_0 404 \downarrow - p_0 523 \uparrow + n 523 \downarrow$
9/2	2,06	0,75	$p_0 404 \downarrow + p_0 523 \uparrow - n 523 \downarrow$
5/2	2,90	0,11	$p_0 404 \downarrow - p_0 523 \uparrow + n 512 \uparrow$
9/2	2,90	0,11	$p_0 404 \downarrow + p_0 523 \uparrow - n 512 \uparrow$
5/2	3,10	0,05	$p_0 404 \downarrow - p_0 532 \uparrow + n 521 \uparrow$
9/2	3,10	0,05	$p_0 404 \downarrow + p_0 532 \uparrow - n 521 \uparrow$
7/2	3,16	0,18	$p_0 404 \downarrow + p_0 532 \uparrow - n 523 \downarrow$
7/2	3,78	0,26	$p_0 404 \downarrow + p_0 523 \uparrow - n 514 \downarrow$
7/2	4,10	0,04	$p_0 404 \downarrow + p_0 541 \uparrow - n 521 \uparrow$
7/2	4,18	0,04	$p_0 404 \downarrow + p_0 532 \uparrow - n 512 \uparrow$
5/2	4,21	0,24	$p_0 404 \downarrow + p_0 541 \uparrow - n 523 \downarrow$
9/2	4,21	0,24	$p_0 404 \downarrow - p_0 541 \uparrow + n 523 \downarrow$
5/2	4,77	0,05	$p_0 404 \downarrow - p_0 514 \uparrow + n 514 \downarrow$
9/2	4,77	0,05	$p_0 404 \downarrow + p_0 514 \uparrow - n 514 \downarrow$
5/2	4,86	0,01	$p_0 404 \downarrow + p_0 532 \uparrow - n 514 \downarrow$
9/2	4,86	0,01	$p_0 404 \downarrow - p_0 532 \uparrow + n 514 \downarrow$
5/2	4,94	0,20	$p_0 404 \downarrow - p_0 541 \uparrow + n 521 \downarrow$
9/2	4,94	0,20	$p_0 404 \downarrow + p_0 541 \uparrow - n 521 \downarrow$
5/2	5,50	0,25	$p_0 404 \downarrow - p_0 550 \uparrow - n 521 \downarrow$
7/2	5,50	0,13	$p_0 404 \downarrow + p_0 550 \uparrow - n 521 \downarrow$
9/2	5,50	0,25	$p_0 404 \downarrow + p_0 550 \uparrow + n 521 \downarrow$
5/2	6,96	0,22	$p_0 404 \downarrow - p_0 541 \uparrow + n 530 \uparrow$
9/2	6,96	0,22	$p_0 404 \downarrow + p_0 541 \uparrow - n 530 \uparrow$
7/2	7,40	0,16	$p_0 404 \downarrow + p_0 541 \uparrow - n 512 \downarrow$

силовых функций β^+ -распада изотопов Lu. В β^+ -распаде существенный вклад в силовую функцию дают переходы между состояниями, расположенными вблизи поверхности Ферми, поэтому для деформированных ядер необходимо учитывать парные корреляции. Подробные формулы для распада нечетно-нечетных ядер даны в [8].

Результаты расчетов для распада ^{165}Lu приведены на рис. 10 и в табл. 3. Из сравнения с экспериментальными данными, полученными методом полного поглощения [8], видно, что расчеты хорошо воспроизводят положения и относительные интенсивности максимумов, однако абсолютные значения вероятностей переходов оказались завышены почти на порядок. Одна из причин этого — пренебрежение корреляциями в основном состоянии, связанными с взаимодействием зарядовообменных мод с $\mu_\tau = \pm 1$

в использованном в этих работах методе. Корреляцию в основном состоянии можно учесть, используя приближение случайных фаз [RPA].

Решения уравнений RPA для нечетных изотопов Tm получены в [10]. Расчеты проводили в деформированном потенциале Саксона —

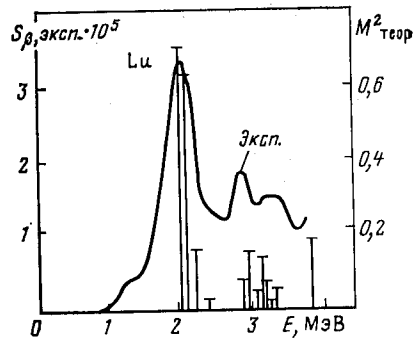


Рис. 10. Энергетическая зависимость S_{β^+} для распада ^{165}Lu , полученная в [8] методом полного поглощения γ -квантов

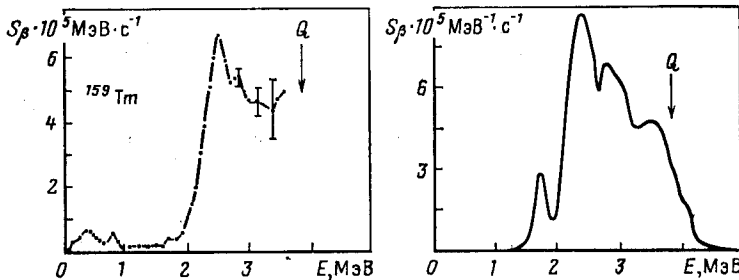


Рис. 11. Энергетическая зависимость S_{β^+} для распада ^{159}Tm . Эксперимент и расчет по [10]

Вудса, константа взаимодействия $G_{\tau\sigma} = 50/A$. На рис. 11 дано сравнение результатов расчета с экспериментальными данными, полученными методом полного поглощения [10]. Из сравнения экспериментальных и расчетных данных видно, что учет корреляций в основном состоянии по месту RPA позволяет получить абсолютные значения S_β , близкие к экспериментальным. В расчетах учитывали мезонную перенормировку ядерного спинового тока на основании результатов работы [56]. Эта перенормировка приводит к уменьшению

вероятностей переходов в 3,1 раза. Из результатов расчетов следует, что в изотопах Tm с $A \leq 159$ более 80% полной силы β^+ -переходов приходится на интервал энергий возбуждения от 0 до Q . Следовательно, в этом случае имеет место заселение резонанса Гамова — Теллера с $\mu_{\tau} = +1$ β -распадом.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ β -РАСПАДА МЕТОДОМ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ γ -КВАНТОВ

Для ядер, близких к полосе стабильности, вероятности заселения уровней дочернего ядра при β -распаде можно определить из балансировки схем распада, однако наиболее интересный с точки зрения изучения силовых функций случай представляет распад нуклидов с большой энергией распада Q , т. е. максимально удаленных от полосы стабильности. Традиционные спектрометрические методы основаны на использовании спектрометров с высоким разрешением и низкой эффективностью, и, следовательно, требуются источники большой интенсивности и длительное время измерения. При увеличении энергии распада число переходов возрастает катастрофически, и для нуклидов с $Q \approx 4 \div 5$ МэВ для $A > 100$ в схемах распада, содержащих сотни переходов, оказывается размещено лишь 20—50% полной интенсивности β -переходов. Поэтому данные о S_{β} , полученные из балансировки подобных схем распада, представляются малонадежными.

Метод прямого измерения вероятностей заселения уровней при β -распаде был предложен в [37—40]. Принцип этого метода заключается в том, что сопровождающее распад γ -излучение регистрируется большим кристаллом NaI в геометрии, близкой к 4л. 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, заселенного β -переходом. При этом следует принять специальные меры для защиты кристаллов от попадания в них β -частиц.

В спектрометрах, рассмотренных в [37—40], источник помещался между двумя кристаллами NaI, сигналы с которых суммировались. Для защиты от искажений, вызванных попаданиями β -частиц в кристаллы, в [37], где измеряли силовые функции β^- -переходов, использовали совпадения с электронами, вылетающими в зазор между кристаллами, а при измерении силовых функций β^+ -распада [38] кристаллы защищались тонким (примерно 2,5 мм) слоем сцинтилляционного пластика, сигналы с которого подавались на схему анти-совпадений, т. е. измеряли силовые функции ϵ -захвата. Необходимость подобной защиты не позволила получить телесный угол 4л. Для этих спектрометров он составлял 80% 4л, и эффективность полного поглощения энергии каскада γ -квантов оказалась довольно сильно зависящей от числа квантов в каскаде, т. е. от схемы распада возбужденных состояний (рис. 12). Поэтому для получения S_{β}

при обработке экспериментальных спектров проводили моделирование схемы распада методом Монте-Карло [40], причем предполагали, что как β -распад, так и γ -разрядка уровней имеют статистический характер. Полученные таким образом силовые функции β^+ - и β^- -распада приведены на рис. 13 и 14. Изображенные в логарифмическом масштабе, они действительно имеют монотонный характер — заселение отдельных групп уровней если и проявляется, то лишь в некоторой «волнистости» полученных кривых. Эти данные обычно приводились как прямое подтверждение статистической модели β -распада. Однако предположение о статистическом характере распада было аргюи и заложено в метод обработки. Неопределенность полученных результатов может быть очень велика. Отметим, что авторы не приводят даже оценок экспериментальных погрешностей для силовых функций.

Учитывая принципиальную важность прямых измерений силовых функций β -распада, в [41] сформулировали условия, при которых спектрометр полного поглощения можно использовать для получения в силовых функциях β -переходов в широком интервале энергий возбуждения. Приведем основные результаты этой работы.

Обычно для характеристики сцинтилляционных и полупроводниковых спектрометров γ -излучения вводят понятие фотоэффективности ϵ_f , т. е. отношения числа импульсов в пике полного поглощения к числу γ -квантов, падающих на кристалл. Принцип действия спектрометра полного поглощения основан на суммировании энергий каскадных квантов при геометрии, близкой к 4π . Разрешающее время спектрометра примерно 1 мкс, что много больше времени жизни ядерных уровней. Основным параметром, характеризующим работу такого спектрометра, является не фотоэффективность, а отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу β -переходов, заселяющих этот уровень. Назовем эту величину эффективностью полного поглощения каскада $\epsilon_{п.п}$ и сформулируем условия, при которых она не зависит от схемы разрядки возбужденных состояний, т. е. от числа квантов в каскаде и от их энергий.

Если $\epsilon_{п.п} = 1$, то экспериментальный спектр независимо от способа разрядки возбужденных состояний представляет собой плотность вероятности возбуждения уровней дочернего ядра и не требует никакой дальнейшей обработки, кроме введения поправок на конечное энергетическое разрешение прибора. Из $\epsilon_{п.п} = 1$ сле-

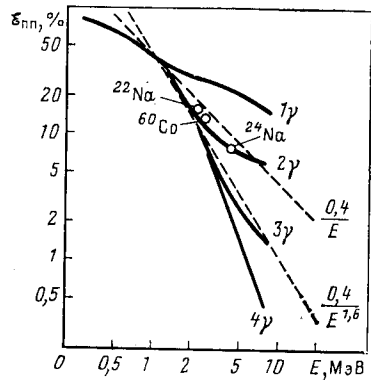


Рис. 12. Эффективности полного поглощения каскада γ -переходов для спектрометра, использованного в ЦЕРН [39]

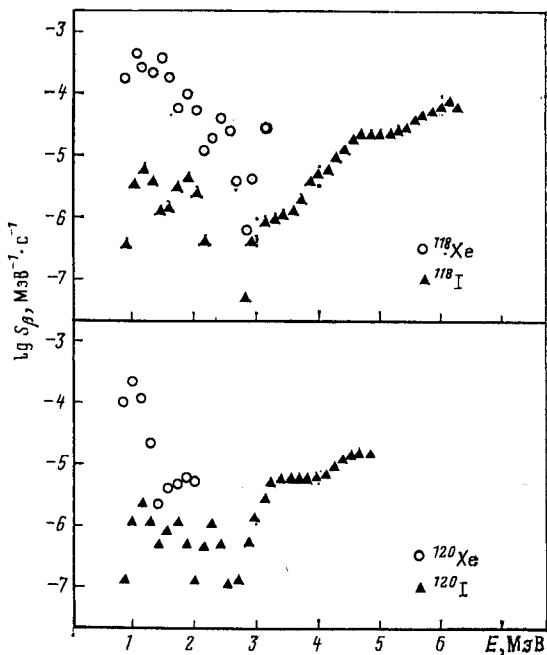


Рис. 13. Силовые функции β^+ -распада [38]

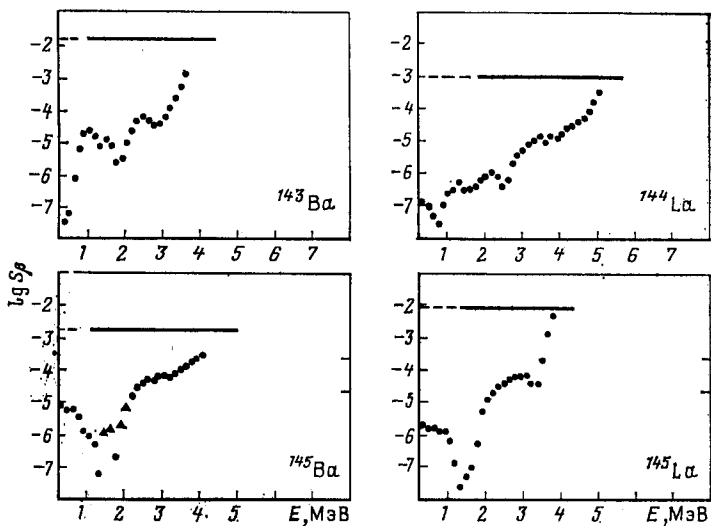


Рис. 14. Силовые функции β^- -распада [37]

дует, что $\epsilon_{\phi} = 1$, а телесный угол $\Omega = 4\pi$. Для кристаллов NaI доступных размеров условие $\epsilon_{\phi} \approx 1$ выполняется лишь для энергий порядка нескольких сотен килоэлектрон-вольт. Для больших энергий $\epsilon_{\phi} < 1$, и $\epsilon_{п.п}$ может зависеть от схемы разрядки уровней. Для того чтобы $\epsilon_{п.п}$ не зависело от числа квантов в каскаде, необходимо $\Omega = 4\pi$, а ϵ_{ϕ} , удовлетворяющее функциональному уравнению:

$$\epsilon_{\phi} \left(\sum_{i=1}^N E_i \right) = \prod_{i=1}^N \epsilon_{\phi} (E_i), \quad (15)$$

где E_i — энергии квантов в каскаде; N — число переходов в каскаде.

Это уравнение имеет решение

$$\epsilon_{\phi} (E) = \exp(-\alpha E). \quad (16)$$

Тогда для $\epsilon_{п.п}$ имеем

$$\epsilon_{п.п} (E) = (\Omega/4\pi)^N \exp(-\alpha E). \quad (17)$$

Если $\Omega < 4\pi$, то даже при выполнении условия (16) сохраняется сильная зависимость от множественности каскада.

При росте энергии возбужденного уровня увеличиваются энергии переходов, а вероятность регистрации квантов уменьшается. Этот эффект можно характеризовать параметром ϵ_T , равным отношению числа зарегистрированных импульсов к полному числу β -переходов, заселяющих соответствующий уровень дочернего ядра, т. е. ϵ_T — это полная эффективность спектрометра.

На основании приведенного выше анализа был создан [41] спектрометр полного поглощения, позволяющий измерять вероятности заселения уровней β -распадом в широком интервале энергий возбуждения. В этом спектрометре использован один основной кристалл NaI размерами $\phi 200 \times 200$ мм с колодцем $\phi 40 \times 100$ мм, в который помещается источник, и два дополнительных кристалла размерами $\phi 200 \times 100$ мм, служащих для увеличения эффективности. При работе в режиме в линию с масс-сепаратором для транспортировки активности используется лентопротяжное устройство. Внутри колодца помещен тонкий Si (Li)-детектор, что позволяет измерять спектры полного поглощения в совпадении с позитронами. Для защиты от попадания β -частиц в кристалл NaI источник окружен поглотителем из оргстекла (рис. 15). Зависимость эффективности полного поглощения каскада γ -квантов для этого спектрометра приведена на рис. 16. Эффективность определялась по источникам, откалиброванным по абсолютной активности. Были использованы нуклиды ^{137}Cs , ^{54}Mn и ^{65}Zn , у которых возбужденный уровень разряжается одним прямым переходом, и ^{60}Co , ^{88}Y , ^{24}Na с кратностью каскада 2 и ^{22}Na с кратностью 3. Из рисунка видно, что в полулогарифмическом масштабе все точки в пределах экспериментальных погрешностей лежат на одной прямой, т. е. $\epsilon_{п.п}$ не зависит от числа

переходов в каскаде. В нижней части рисунка приведена зависимость ϵ_T от энергии для прямых переходов. Для каскадных переходов ϵ_T определяется как сумма вероятностей независимых событий и, следовательно, даже для $N=2$ практически равна 100%. Для сравнения на рис. 12 приведена зависимость $\epsilon_{п.п}$ от энергии для спектрометра без колодца [37, 38], полученная численным моделированием методом Монте-Карло [40]. Из рисунка видно, что нарушение условия (16) приводит к очень сильной зависимости $\epsilon_{п.п}$ от кратности каскада.

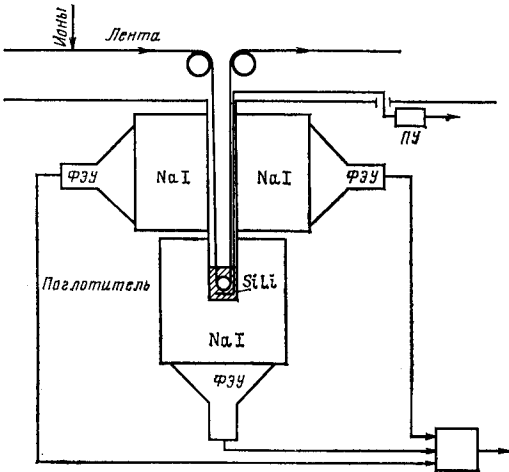


Рис. 15. Спектрометр полного поглощения, обеспечивающий телесный угол $\Omega = 4\pi$: Si (Li) — детектор используется для регистрации β -частиц; ПУ — предварительный усилитель; Σ — суммирующий усилитель [41]

Метод обработки спектров полного поглощения. Пусть \mathcal{E}_m — энергия m -го уровня, который заселяется при β -распаде с вероятностью $F(\mathcal{E}_m)$. Тогда счет в i -м канале можно записать как

$$S(E_i) = \sum_m \tilde{R}_{im} \tilde{F}(\mathcal{E}_m), \tag{18}$$

где \tilde{R} — функция отклика — матрица, m -й столбец которой представляет собой спектр, соответствующий разрядке m -го уровня

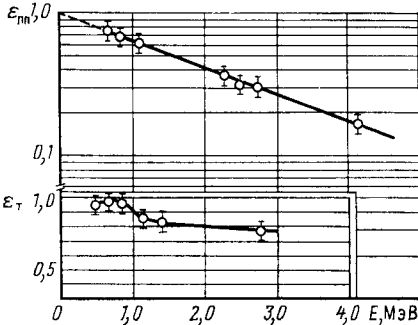


Рис. 16. Эффективность полного поглощения каскада γ -переходов $\epsilon_{п.п}$ и эффективность регистрации γ -кванта для спектрометра полного поглощения [41]

Поскольку энергетическое разрешение практически не зависит от способа разрядки уровня, матрицу \tilde{R} можно записать в виде произведения двух матриц, одна из которых не зависит от разрешения,

если расстояние между уровнями больше энергетического разрешения, или близко расположенным уровням соответствуют мало отличающиеся столбцы матрицы R :

$$\tilde{R}_{im} = \sum_k R_{ik} \eta_{km},$$

где R — функция отклика в пределе бесконечно высокого разрешения; η — оператор, учитывающий конечное разрешение прибора.

Уравнение (18) тогда можно переписать в виде:

$$S(E_i) = \sum_k R_{ik} F(F_k); \quad (19)$$

$$F(E_k) = \sum_m \eta_{mk} \tilde{F}(E_m) \quad (20)$$

и решать уравнение (18) в два этапа — сначала из (19) найти $F(E_k)$, т. е. плотность вероятности при конечном разрешении, а затем из (20) — распределение $\tilde{F}(E_m)$.

Чтобы решить уравнение (19), необходимо знать матрицу R_{ik} . Это треугольная матрица, размерность которой равна числу каналов анализатора. Из определения функции отклика следует, что

$$\sum_i \tilde{R}_{ih} = \sum_i R_{ih} = \varepsilon_T(E_h) \approx 1. \quad (21)$$

Диагональные элементы

$$R_{kh} = \varepsilon_{п.п}(E_k) \quad (22)$$

и для спектрометра с колодцем не зависят от схемы разрядки уровня. Недиagonальные матричные элементы соответствуют неполному поглощению энергии каскада в кристалле и могут зависеть от схемы распада, поэтому при решении системы уравнений (18) приходится использовать какие-либо предположения о способе разрядки уровней, однако условия (21) и (22) означают, что от способа разрядки может зависеть лишь форма, но не площадь непрерывного распределения, описываемого недиагональными матричными элементами матрицы R . Поэтому при неправильной оценке недиагональных матричных элементов в обработанных спектрах появляются участки с отрицательной площадью. Так как матрица R треугольная, вклад неопределенности недиагональных матричных элементов в погрешность решения уравнения (18) возрастает с уменьшением энергии уровней. Поэтому если выполнены условия независимости $\varepsilon_{п.п}$ от способа разрядки, то влияние недиагональных на неопределенность вероятностей заселения уровней будет наибольшим в интервале энергий от 0 до $E_{\max}/2$, где E_{\max} — энергия максимума в плотности вероятностей заселения уровней, и, следовательно, слабо сказывается на S_β . При обработке спектров полного поглощения в [8] проведено сравнение нескольких способов моделирования непре-

рывного распределения, и различие в результатах было использовано для оценки погрешностей. Для главного максимума и для уровней большей энергии результаты обработки в пределах менее 10% не зависят от способа разрядки. В области ниже главного максимума расхождения могут достигать 100% для отдельных уровней, но суммарная заселенность низкоэнергетических уровней при этом также в пределах 10% остается неизменной, т. е. суммарный вклад этих уровней в силовую функцию практически не меняется.

При использовании силовых функций β^+ -распада очень важно учитывать регистрацию аннигиляционного излучения. Если уровень с энергией E_0 заселяется как электронным захватом, так и

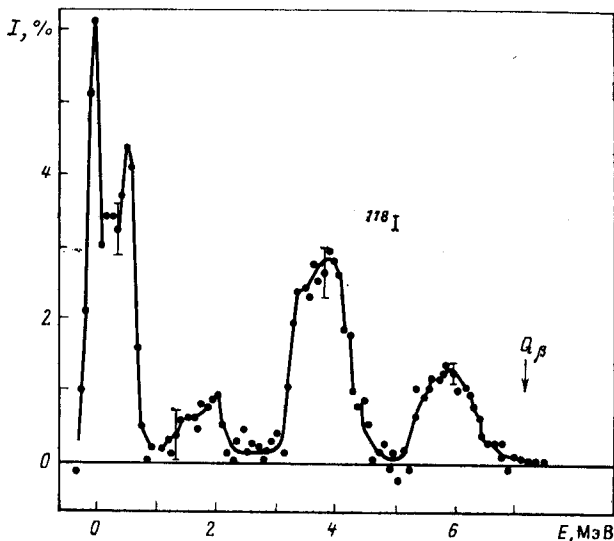


Рис. 17. Вероятности заселения уровней при распаде ^{118}I , измеренные в [9] методом полного поглощения

β^+ -распадом, то в обработанном спектре ему соответствуют два пика с энергиями E_0 и $E_0 + 2m_e c^2$, отношение их интенсивностей равно отношению вероятностей ϵ/β^+ . Введение поправок на регистрацию аннигиляционного излучения сводится к решению системы линейных уравнений с двухдиагональной матрицей [8]. Для повышения точности ее решения в области $\epsilon/\beta^+ \approx 1$ можно использовать совпадения с позитронами [10].

Дополнительные искажения силовых функций вблизи Q связаны с влиянием конечного разрешения спектрометра и с наличием случайного суммирования импульсов от различных ядер [8].

Измерения вероятностей заселения уровней в β^+ -распаде на спектрометре полного поглощения большого объема в 4 π -геометрии [9] показали, что силовые функции β^+ -распада имеют отчетливый

резонансный характер. Полученная в этой работе вероятность заселения уровней ^{148}Xe при распаде ^{148}I приведена на рис. 17. Сравнение с рис. 13 дает, что «волнистости» силовой функции на самом

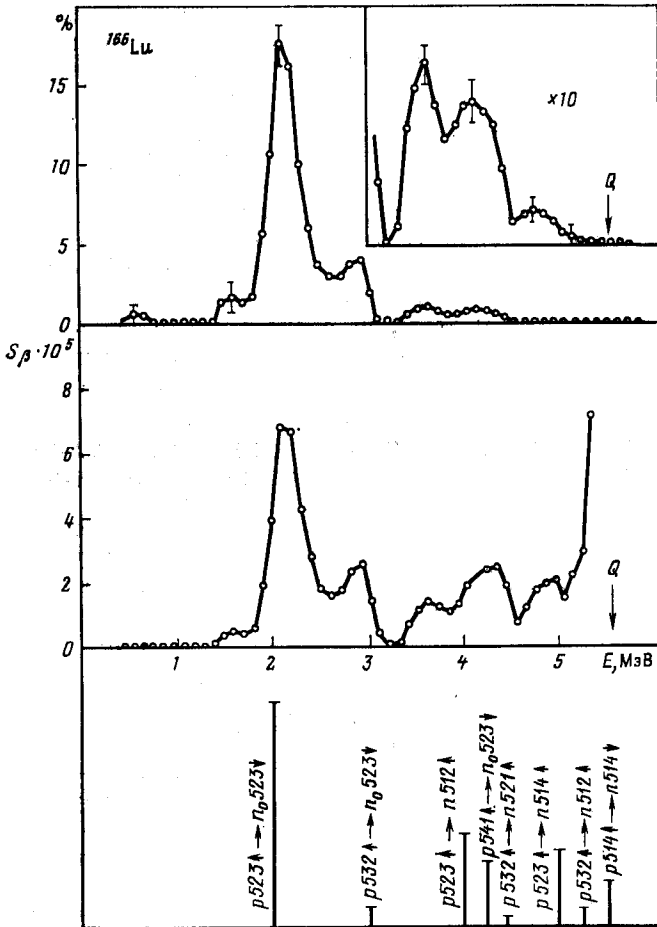


Рис. 18. Вероятности заселения уровней и S_{β^+} для распада ^{166}Lu , полученные методом полного поглощения в [8]:

в нижней части рисунка приведены результаты расчета вероятностей β^+ -переходов, вычисленные в приближении Тамма-Данкова с гамма-теллеровским остаточным взаимодействием

деле соответствуют два изолированных максимума — 3,8 МэВ ($\lg ft = 5,3$) и 5,9 МэВ ($\lg ft = 4,4$) с шириной меньше 1 МэВ при аппаратном разрешении 10%.

В [8, 10] приведены результаты исследования силовых функций β^+ -распада деформированных ядер (изотопы Lu и Tm). Вероятности заселения уровней в процентах распадов на один канал и силовая

функция β^+ -распада ^{166}Lu даны на рис. 18. В нижней части рисунка приведены результаты теоретических расчетов в приближении Тамма — Данкова с деформированным потенциалом Саксона — Вудса. В спектре выделяется целый ряд максимумов, полуширина которых лишь слегка превышает аппаратную. Расчеты позволяют интерпретировать структуру всех максимумов в силовой функции, за исключением пика 3,5 МэВ [8]. На рис. 11 приведена силовая функция β^+ -распада ^{159}Tm . В нижней части рисунка дана теоретическая силовая функция, полученная в приближении хаотичных фаз [10], «размытая» нормальным распределением с полушириной 15%, что близко к аппаратному разрешению. Как видно из рисунка, силовая функция ^{159}Tm имеет структуру типа гигантского резонанса — основная сила гамов-теллеровских β^+ -переходов оказалась сосредоточенной в интервале шириной примерно 2 МэВ, причем более 80% всей силы переходов оказывается приходящимся на интервал энергий от 0 до Q , и, следовательно, силовая функция ^{159}Tm — первый случай прямого наблюдения гигантского резонанса Гамова — Теллера с $\mu_\tau = +1$ в β -распаде ядер с $N > Z$.

4. ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ БЕТА-ПЕРЕХОДОВ НА СПЕКТРЫ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ И АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Если энергия уровня E_i , заселяемого β -переходом, превышает энергию отделения протона или α -частицы, то этот уровень может разряжаться, испуская протоны или α -частицы. Энергии запаздывающих частиц определяются соотношением

$$E_i = B_x + E_f + \frac{A}{A - M_x} E_x; \quad x \equiv \begin{cases} p; \\ \alpha; \end{cases} \quad (23)$$

$$M_p = 1; \quad M_\alpha = 4,$$

где B_x — энергия связи; E_x — энергия частицы; E_i — энергия начального возбужденного состояния; E_f — энергия возбуждения после испускания частицы. К настоящему времени обнаружено более 30 излучателей запаздывающих протонов и α -частиц с $T_z > 0$ [5, 42—44].

Рассмотрим связь формы спектра запаздывающих протонов с S_β . Число протонов с энергией E_p , испущенных в единицу времени:

$$I_p(E_p) = \sum_f I_\beta(E_i) \Gamma_p^{if} / \Gamma^i, \quad (24)$$

где энергия уровня i определена соотношением (22); I_β — вероятность β -перехода на этот уровень; Γ_p^{if} / Γ^i — вероятность испускания протона (Γ_p — протонная ширина уровня; $\Gamma^i = \Gamma_p^i + \Gamma_\gamma^i$ — полная ширина уровня). Величина I_β определяется матричным элементом β -перехода, т. е. силовой функцией

$$I_\beta(E_i) = C\eta(J_i) M_{GT}^2(E_i) f(Q - E_i). \quad (25)$$

здесь C — нормировочный множитель; $\eta (J_i)$ — статистический множитель (J_i — спин уровня i); M_{GT} — приведенный матричный элемент; f — функция Ферми.

В уравнение (24), кроме S_β , входит еще одна неизвестная величина Γ_p^{ij}/Γ^i , и для извлечения информации о S_β из спектров запаздывающих протонов обычно делают следующие предположения:

1. Конечное состояние f при измерении формы протонных спектров не фиксируется, между тем в протонном распаде заселяются уровни с энергией до 1 МэВ [44]. Считается, что на интервале около 1 МэВ изменением S_β можно пренебречь. Это позволяет исключить суммирование по f в (27).

2. Отношение Γ_p/Γ считается некоррелированным с вероятностью β -перехода, заселяющего этот уровень. Предполагается, что Γ и Γ_p зависят только от энергии и от плотности уровней и их можно рассчитать в статистической модели [43, 44]. Фактически предполагается, что процесс (β^+ , p) идет через компаунд-состояния. Тогда (24) можно записать в виде

$$I_p(E_p) \approx \text{const } S_\beta(E_i) f(Q - E_i) G(E_p), \quad (26)$$

где $G(E_p) = \langle \Gamma_p(E_p)/\Gamma(E_i) \rangle$ — среднестатистическое значение величины $\Gamma_p(E_p)/\Gamma(E_i)$. Отметим, что предположение 1 не подтверждается экспериментально, а предположение 2 представляется весьма сомнительным.

Функция f в (26) убывает как $(Q - E_p)^{-2}$ при $E_p \rightarrow Q$, а функция G убывает экспоненциально при $E_i \rightarrow B_p$, и спектр запаздывающих протонов имеет характерную форму колокола, полуширина которого обычно составляет 2—3 МэВ. Поэтому спектр запаздывающих протонов позволяет просматривать довольно узкий интервал S_β .

Аналогичный вид имеет спектр запаздывающих α -частиц, но его максимум сдвинут в сторону меньших энергий $E_i = E_x + B_x$ из-за различия в энергиях отделения B_p и B_α .

Из соотношения (24) можно оценить S_β :

$$S_\beta(E_i) = \text{const} \frac{I_x(E_x + B_x)}{f(Q - E_i) G(E_x)} = I_x(E_i)/R(E_x), \quad (27)$$

численное значение константы в (27) зависит от вероятностей β -распада на уровне, лежащем ниже B_x , и обычно не известно. Функция G очень сильно зависит от параметров модели (плотность уровней, предположения о мультипольности γ -переходов, выбор спина материнского ядра, параметры оптического потенциала), но это выражение можно использовать как качественную оценку S_β ; если максимум в S_β попадает в интервал от B_x до Q , то это должно отразиться на форме спектра запаздывающих частиц. В настоящее время такой анализ дан для 15 излучателей в области $A = 70 \div 180$ (табл. 4). Примерно в половине случаев авторы отмечают прекрасное согласие со статистической моделью $S_\beta = \text{const}$, но в некоторых случаях расхождение очень велико — ^{100}Te , ^{114}Cs . Проследим, как

Таблица 4. Излучатели запаздывающих протонов и α -частиц

Нуклид	$T_{1/2}$, с	b_p , %	B_p , МэВ	Q , МэВ	E_m , МэВ	Форма спектра	Литература
^{78}Kr	25,9(6)	0,68(12)	2,0	6,9	6,1	Статистическая	[45]
^{96m}Pd	14(1)	0,74(19)	—	8,5	5,5+E	—	[46]
^{108}Te	4,2(2)	—	1,5	8,6	5,9	Нестатистическая	[47]
^{111}Te	19,0(7)	—	2,3	7,4	6,1	—	[48]
^{113}Xe	2,8(2)	—	—	8,5	5,6	—	[49]
^{115}Xe	18(4)	0,34(6)	1,7	7,5	5,1	Нестатистическая	[50]
^{117}Xe	65(6)	0,29(6)	2,0	6,1	4,8	То же	[50]
^{114}Cs	0,57	7(2)	3,3	12,0	7,9	» »	[25]
^{116}Cs	3,5(2)	0,66	4,1	10,5	7,5	—	[42]
	0,65	0,28	—	—	—	—	—
^{118}Cs	16,4(12)	$4,2 \cdot 10^{-2}$	4,9	9,6	7,1	Статистическая	[51]
^{120}Cs	58,3(19)	$7 \cdot 10^{-6}$	5,6	8,9	6,6	То же	[44]
^{117}Ba	1,9(2)	—	—	8,9	5,0	Нестатистическая	[52]
^{119}Ba	5,4(3)	—	1,4	7,6	4,7	То же	[51]
^{121}Ba	29,7(15)	—	2,3	6,9	4,5	» »	[51]
^{129}Nd	6(3)	—	—	—	2,5	—	—
^{131}Nd	24(3)	—	—	—	2,5	—	—
^{133}Sm	3,2(4)	—	1,4	8,3	2,7	Статистическая	[52]
^{135}Sm	10(2)	—	2,0	7,5	2,7	То же	—
^{179}Hg	1,09(4)	0,28	—	8,2	2,2	—	—
^{181}Hg	3,6(4)	$2 \cdot 10^{-2}$	1,31	—	3,3	Статистическая	[45]
^{183}Hg	8,8(5)	$3 \cdot 10^{-4}$	1,85	—	3,3	То же	—
^{76}Rb	—	$4 \cdot 10^{-7}$	4,0	9,7	5,0	—	—
^{114}Cs	0,57	0,16	-2,8	12,0	7,9	Нестатистическая	—
^{116}Cs	3,5(2)	$3 \cdot 10^{-5}$	-2,0	10,5	7,5	То же	—
	0,65	$5 \cdot 10^{-4}$	—	—	—	—	—
^{118}Cs	16,4(12)	$2,5 \cdot 10^{-3}$	-1,5	9,6	7,1	Статистическая	—
^{120}Cs	58,3(19)	$2,0 \cdot 10^{-5}$	-1,0	8,3	6,6	То же	—
^{181}Hg	3,6(3)	$1,2 \cdot 10^{-5}$	-5,76	7,5	3,3	—	—

связана форма спектров запаздывающих частиц с теоретическими оценками положения максимумов в S_β [21]. β^+ -Распад нуклидов с $T_z = \frac{1}{2}$. Ядра с $T_z = \frac{1}{2}$ — самые легкие излучатели запаздывающих протонов с $T_z > 0$. К настоящему времени измерены спектры протонов для распада ^{65}Ge , ^{69}Se , ^{73}Kr , ^{77}Sr [43]. Форма спектра ^{77}Sr оказывается статистической. Согласно расчетам энергия максимума 3 МэВ, т. е. ниже B_p , и, следовательно, наличие максимума не влияет на форму протонного спектра. Спектры ^{73}Kr , ^{69}Se , ^{65}Ge имеют форму, близкую к статистической, однако

в спектрах проявляются узкие резонансы с шириной около 0,2 МэВ (рис. 19). Расчеты дают для этих ядер положение главного максимума при энергии $Q = \pm 1$ МэВ. Следовательно, главный максимум не заселяется при β^+ -распаде и не влияет на спектр протонов. Ниже Q в S_β имеются локальные максимумы, которые, видимо, и проявляются в виде резонансов в спектре протонов.

Ядра $d_{5/2} - g_{7/2}$ оболочки. Подавляющее число работ по изучению излучателей запаздывающих частиц относится к этой области. Выводы разных работ оказываются часто противоречивыми в отношении характера силовой функции даже для одного и того же излучателя — многие спектры имеют явно нестатистический характер (^{109}Te , ^{114}Cs , $^{116}\text{Cs}(\alpha)$, ^{121}Ba , рис. 20—22). Однако ^{118}Cs имеет статистический спектр протонов, у ^{116}Cs спектр протонов статистический, а спектр α -частиц — нестатистический. У нуклидов ксенона ^{115}Xe , ^{117}Xe заселение уровней в области 6 МэВ заметно меньше, чем в области 4—5 МэВ, но форма спектра близка к статистической. Как отмечалось выше, форма статистического спектра очень сильно зависит от параметров модели (см. рис. 22), и авторы обычно варьи-

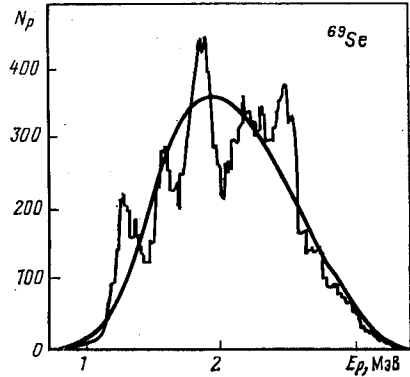


Рис. 19. Спектр запаздывающих протонов для излучателя ^{69}Se (гистограмма) в сравнении с предсказаниями статистической модели $S_\beta = \text{const}$

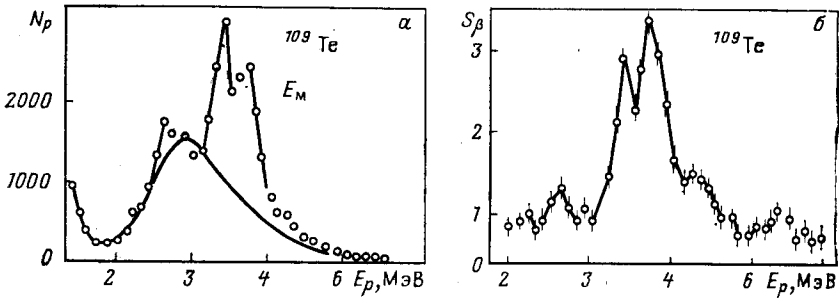


Рис. 20. Спектр запаздывающих протонов для распада ^{109}Te (а) и полученная из него по (47) S_β (б) [47]

руют параметрами, добиваясь наилучшего согласия с экспериментом, однако для ^{109}Te , ^{121}Ba , ^{114}Cs никаким варьированием параметров описать экспериментальные спектры в предположении статистической модели $S_\beta = \text{const}$ не удастся. Рассмотрим, как связана форма

спектров с положением максимума S_β , рассчитанным в [21]. В ядрах с $Z = 51 \div 64$ главный максимум связан с возбуждением состояний $(n_{g7/2} - p_{g5/2}^{-1})$ и $(n_{d3/2} - p_{d5/2}^{-1})$ и имеет энергию возбуждения 4–8 МэВ в дочернем ядре. В табл. 4 для всех излучателей приведены значения энергии распада Q , энергии отделения B_p , B_α и рассчитанное положение максимума $E_{\text{макс}}$. Стрелкой на рис. 19–22 отмечена энергия максимума $E_{\text{макс}}$. Из сравнения приведенных экспериментальных и расчетных данных следует, что форма спектра оказывается

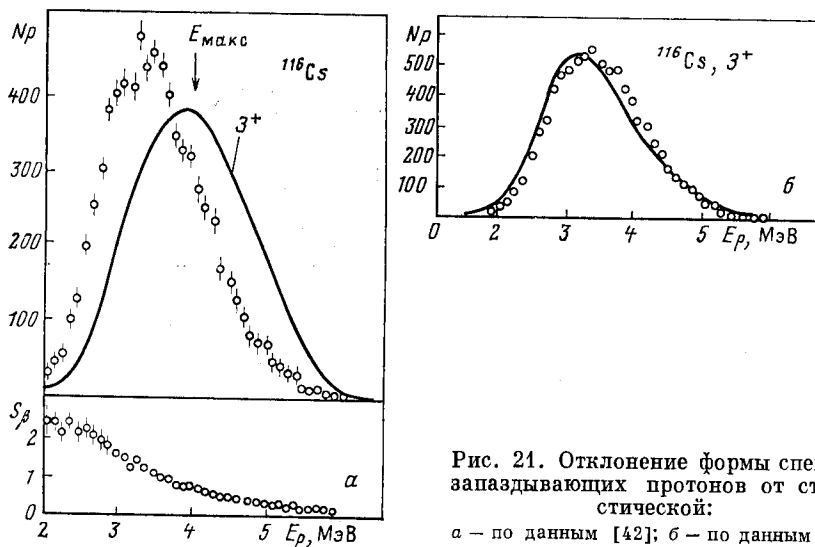


Рис. 21. Отклонение формы спектра запаздывающих протонов от статистической:

а — по данным [42]; б — по данным [44]

нестатистической, если максимум в S_β попадает на склон функции R . Именно такая ситуация и имеет место для ^{109}Te , ^{114}Cs , ^{121}Ba . Если же максимум попадает на «хвост» функции R , например ^{118}Cs , то форма спектра близка к статической. Ширина функции R обычно мала; 1–2 МэВ, т. е. сравнима с шириной максимума в S_β , поэтому если положение максимума в S совпадает с максимумом в R , то форма спектра опять близка к статической ^{118}Cs (α), ^{120}Cs (α).

Рассмотрим влияние структуры S_β на абсолютные вероятности испускания запаздывающих частиц на примере ^{114}Cs , имеющего энергию распада 12 МэВ. Спектры запаздывающих частиц приведены на рис. 9. Предположение $S_\beta = \text{const}$ (пунктирная кривая) резко противоречит экспериментальным данным. Авторы предположили, что S_β имеет вид «константа + гауссов пик», и, определив параметры модели методом наименьших квадратов, получили

$$S_\beta = 0,1 + 5 (0,7 \sqrt{2\pi})^{-1} \exp [-(E - 8,15)^2 / 2 \cdot 072]. \quad (28)$$

Эта функция изображена на рис. 9, в. Для абсолютных значений вероятностей испускания запаздывающих протонов и α -частиц были получены значения, приведенные в табл. 5 [25].

Как видно из табл. 5 и рис. 9, для $S_\beta \neq \text{const}$ не удается воспроизвести экспериментальные значения b_p и b_α , но удается правильно описать форму спектров. Для $S_\beta = \text{const}$ можно правильно описать вероятности, но форма спектров очень сильно отличается от наблюдаемой. Для того чтобы выяснить причину такого расхождения, нами были проведены расчеты силовой функции гамов-теллеровских β -переходов для распада ^{114}Cs с использованием деформированного потенциала Саксона — Вудса ($\beta_{20} = 0,25$ и $\beta_{40} = -0,01$) в приближении хаотичных фаз. Результаты представлены в табл. 6. Из сравнения рис. 9, в и г видно, что наши расчеты подтверждают предположение авторов [25] о резонансном характере S_β . Оценки, приведенные в табл. 5, сделаны в предположении, что нет β -переходов на основное состояние ^{114}Xe . По нашим расчетам основное состояние ^{114}Cs имеет конфигурацию $(p_0 [422] 3/2 - n_0 [413] 5/2)_{1+}$, и, следовательно, возможен интенсивный переход на основное состояние дочернего ядра. Приведенные вероятности переходов между основными состояниями, полученные в расчетах, сильно зависят от выбора параметров модели, однако, если использовать эксперимен-

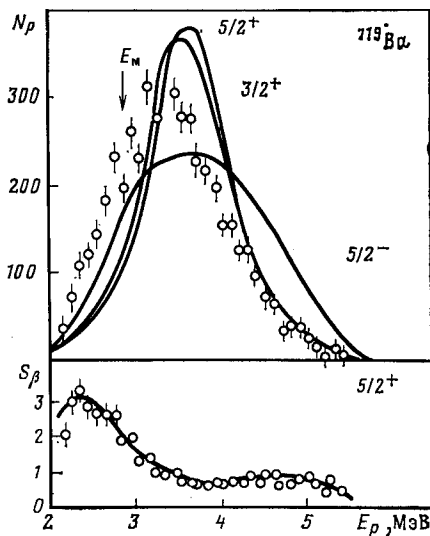


Рис. 22. Влияние предположений о квантовых числах основного состояния излучателя ^{110}Ba на форму функции R [51]

По нашим расчетам основное состояние ^{114}Cs имеет конфигурацию $(p_0 [422] 3/2 - n_0 [413] 5/2)_{1+}$, и, следовательно, возможен интенсивный переход на основное состояние дочернего ядра. Приведенные вероятности переходов между основными состояниями, полученные в расчетах, сильно зависят от выбора параметров модели, однако, если использовать эксперимен-

Таблица 5. Величина S_β для распада ^{114}Cs

I^π	$S_\beta = \text{const}$		$S_\beta \neq \text{const}^*$		Эксперимент	
	b_p	b_p/b_α	b_p	b_p/b_α	b_p	b_p/b_α
1^+	$4,1 \cdot 10^{-2}$	13	0,26	38	$7,2 \cdot 10^{-2}$	44 (20)
2^+	$4,2 \cdot 10^{-2}$	39	0,26	94	—	—
3^+	$3,9 \cdot 10^{-2}$	37	0,25	84	—	—

*. Формула (28) без переходов на основное состояние при β -распаде.

Таблица 6. Силовая функция для распада ^{114}Cs

E , МэВ	B (GT)	$\lg ft$	I , %	E , МэВ	B (GT)	$\lg ft$	I , %
2,8	0,05	5,4	3,8	8,6	1,0	4,1	0,53
5,0	0,20	4,8	4,1	9,3	0,2	4,8	0,05
6—7	0,20	4,8	1,8	10,0	0,5	4,4	—
7,9	2,2	3,7	2,7				

тальное значение периода полураспада ^{114}Cs ($T_{1/2} = 0,57$ с [25]) и расчетные значения приведенных вероятностей для распада на возбужденные состояния, то для перехода на основное состояние получается $I_{1+\rightarrow 0+} = 85\%$, $\lg ft = 5,0$, откуда имеем $b_p = 0,04$, что согласуется с экспериментом.

Проведенный анализ показывает, что расчеты резонансной структуры S_β позволяют объяснить практически все имеющиеся экспериментальные данные по спектрам запаздывающих частиц. Измерение спектров запаздывающих протонов и α -частиц в некоторых случаях позволяет получить качественную информацию о форме S_β . Чтобы получить количественные данные, необходимо выделять каналы протонного распада, приводящие к возбуждению различных уровней ядра $Z - 2$, $N + 1$, в противном случае энергетические искажения могут доходить до 1 МэВ, т. е. быть сравнимыми с шириной спектра запаздывающих частиц. Значительный интерес представляло бы одновременное измерение спектров запаздывающих частиц и спектров полного поглощения.

5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ β -РАСПАДА, ПОЛУЧЕННАЯ ИЗ СПЕКТРОВ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Главный максимум в силовой функции β -распада расположен много выше основного состояния материнского ядра и не может заселяться β -переходами — в этом состоит основное отличие запаздывающих нейтронов от запаздывающих протонов. Однако у ядер с достаточно большим нейтронным избытком состояния типа «обратный спин-флип» и состояния типа поляризации остова могут располагаться ниже основного состояния распадающегося ядра, и, следовательно, могут проявиться в спектрах запаздывающих нейтронов. Приведенные матричные элементы для гамов-теллеровских переходов на эти состояния достаточно велики: $B_{\text{ГТ}} \approx 1$.

Исследование спектров запаздывающих нейтронов позволяет получать более детальную структуру S_β , чем исследование запаздывающих протонов, по следующим причинам. Отсутствие кулоновского барьера приводит к тому, что вероятности испускания запаздывающих нейтронов при распаде нейтроноизбыточных ядер оказы-

ваются значительно выше, чем вероятности испускания запаздывающих протонов при распаде нейтронодефицитных ядер при тех же значениях величины $E_i - B_x$. Кроме того, отсутствие кулоновского барьера позволяет получать S_β во всем интервале энергий от B до Q . Нейтроноизбыточные нуклиды обычно получают в реакциях деления, что позволяет получать излучатели запаздывающих нейтронов в количествах, достаточных для построения нейтронных схем распада. Энергетическое разрешение при измерении нейтронных спектров составляет 12—40 кэВ.

К настоящему времени идентифицировано около 70 излучателей запаздывающих нейтронов [42, 53]. Возможности нейтронной спектроскопии приведены в табл. 7. Как видно из этой таблицы,

Таблица 7. Излучатели запаздывающих нейтронов

Нук- лид	$T_{1/2}$, с	Q , МэВ	B_n , МэВ	b_n , %	Нук- лид	$T_{1/2}$, с	Q , МэВ	B_n , МэВ	b_n , %
^{84}As	5,60	9,99	9,06	0,061 (32)	^{92}Rb	4,50	7,80	7,35	0,125 (15)
^{85}As	2,03	9,05	4,10	60 (42)	^{93}Rb	5,86	6,62	5,14	1,164 (81)
^{86}As	0,90	11,35	6,22	7,1 (31)	^{94}Rb	2,71	9,45	7,71	9,6 (8)
^{87}Se	5,60	7,27	6,40	0,18 (4)	^{95}Rb	0,38	7,87	4,64	8,4 (5)
^{88}Se	1,52	6,33	4,85	0,57 (28)	^{96}Rb	0,20	10,76	6,62	13,0 (14)
^{89}Se	0,41	8,63	6,15	5,0 (15)	^{97}Rb	0,17	9,03	3,92	27,2 (30)
^{87}Br	55,7	6,68	5,46	2,55 (51)	^{99}Y	0,8	6,51	4,44	1,2 (8)
^{88}Br	15,9	8,98	7,15	5,5 (6)	^{134}Sb	11,0	8,70	7,35	0,11 (2)
^{90}Br	4,55	8,04	5,22	13,8 (34)	^{135}Sb	1,70	7,52	3,86	19 (3)
^{90}Br	1,63	10,33	6,21	22,6 (31)	^{136}Te	20,9	4,47	4,02	0,76 (1)
^{91}Br	0,65	9,18	4,57	9,9 (20)	^{137}Te	3,5	6,48	5,63	1,3 (8)
^{92}Br	0,25	12,01	6,21	$16\frac{1}{3}$ ¹⁶	^{137}I	24,6	5,79	4,45	6,1 (8)
^{93}Kr	1,29	8,15	6,30	1,92 (14)	^{138}I	6,55	7,80	5,80	2,58 (22)

$\Delta = Q - B_n$, т. е. энергетический интервал, определяющий максимальную энергию нейтронов, для многих излучателей составляет несколько мегаэлектрон-вольт, а полные вероятности испускания нейтрона доходят до 20—60%, однако периоды полураспада таких нуклидов составляют доли секунды, и измерение их спектров представляет довольно сложную задачу. К настоящему времени вероятности заселения уровней β -распадом из измерения спектров запаздывающих нейтронов и γ -квантов получены для ^{85}As , ^{87}Br , ^{135}Sb , ^{137}I , $^{98-97}\text{Rb}$. Типичный пример спектра запаздывающих нейтронов (распад ^{85}As) приведен на рис. 23. Основная доля интенсивности нейтронных переходов проявляется в виде отчетливых пиков, что указывает на избирательный характер β -распада. Для сравнения на том же рисунке приведена форма нейтронного спектра для $S_\beta = \text{const}$ и для $S_\beta \sim \rho(E)$. Достаточно высокое разрешение позволяет построить схему распада возбужденных состояний через нейтронный канал.

Если при β -распаде излучателя N, Z возбуждается уровень i дочернего ядра $N - 1, Z + 1$, а после испускания нейтрона уровни f ядра $N - 2, Z + 1$, то вероятность заселения уровня i

$$I_{\beta}^i = \sum_f \frac{\Gamma_f^i}{\Gamma_n^i} I_n(E_i - B_n - E_f), \quad (29)$$

где Γ_n — нейтронная ширина уровня; $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_{\gamma}$ — полная ширина уровня; $I_n(E)$ — интенсивность линии в спектре запаздывающих

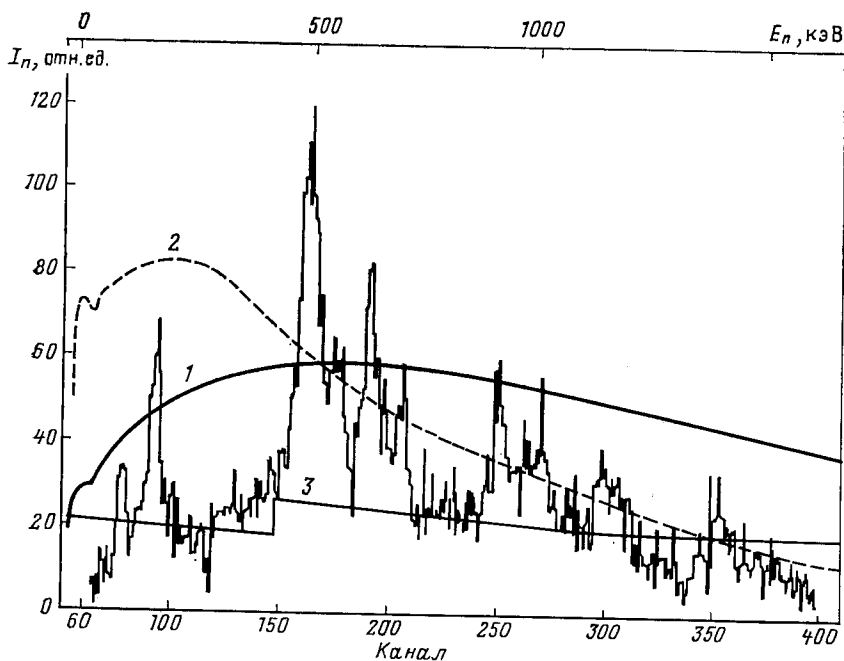


Рис. 23. Спектр запаздывающих нейтронов (после коррекции на энергетическую зависимость эффективности детектора) для излучателя ^{85}As :

1, 2 и 3 — форма спектра в статистической модели $S_{\beta} \sim \rho(E)$ для различных параметризаций плотности уровней $\rho(E)$ [7]

нейтронов. Величина Γ_n/Γ неизвестна, поэтому предполагают, что для всех уровней $\Gamma_n^i/\Gamma^i \sim < \Gamma_n/\Gamma >$. Это среднее значение оценивают следующим образом. Из спектра γ -квантов оценивают интенсивности переходов с энергией $E_{\gamma} > B_n$. Тогда

$$\left\langle \frac{\Gamma}{\Gamma_n} \right\rangle = \left\langle \frac{\Gamma_n + \Gamma_{\gamma}}{\Gamma_n} \right\rangle \approx 1 + \frac{\langle \Gamma_{\gamma} \rangle}{\langle \Gamma_n \rangle} \approx 1 + \frac{\sum I_{\gamma}}{\sum I_n}.$$

Для распада As, например, было получено $\langle \Gamma_{\gamma}/\Gamma_n \rangle \geq 0,6$ для уровней с энергией от B_n до $B_n + 1,5$ МэВ [54]; для ^{135}Sb — $\langle \Gamma_{\gamma}/\Gamma_n \rangle \geq 0,7$ в интервале от B_n до $B_n + 2,5$ МэВ.

Если величина $\Delta = Q - B$ велика, то нейтронный распад может заселять возбужденные состояния ядра $N - 2, Z + 1$, и в этом случае нужно строить схему нейтронного распада. Уровни ядра $N - 1, Z + 1$ вводятся на основании энергий нейтронных переходов и баланса интенсивностей заселяющих уровень нейтронных переходов и разряжающих его γ -квантов. Данные по нейтронным переходам для распада возбужденных состояний $^{85}\text{Se} - \text{распад } ^{85}\text{As}$ приведены в табл. 8. Как видно из таблицы, энергии переходов хорошо укладываются в предложенную схему распада. В последнем столбце таблицы даны относительные интенсивности нейтронных переходов, полученные для оптического потенциала в предположении, что ядер-

Таблица 8. Данные о распаде ^{85}As [7]

E , МэВ	$E - B$, кэВ	I_i	l_n	I_f	E_n (баланс), кэВ	E_n , кэВ	I_n	
							эксперимент	Оптический потенциал
5,64	1518,6	5/2-	$p_{1/2}$ $p_{5/2}$	2_1^+ 0^+	63 1518	57 (1) 1524 (11)	16 20	\equiv 16
								73
6,51	2394 (3)	3/2-	$p_{1/2}$ $p_{1/2}$ $p_{3/2}$	2_2^+ 2_1^+ 0^+	272 939 2394	274 (2) 936 (4) —	15 73 1	24
								\equiv 73
								92
6,74	2623 (5)	1/2-	$p_{3/2}$ $p_{3/2}$ $p_{1/2}$	2_2^+ 2_1^+ 0^+	501 1168 2623	501 (3) 1168 (7) —	100 36 1	\equiv 100
								120
								108
6,77	2650 (4)	1/2-	$p_{3/2}$ $p_{3/2}$ $p_{1/2}$	2_2^+ 2_1^+ 0^+	528 1195 2650	522 (3) 1201 (8) —	87 34 1	\equiv 87
								103
								92
6,96	2840 (3)	5/2-	s $p_{1/2}$ $p_{1/2}$	3- 2_2^+ 2	140 718 1385	142 (3) 716 (3) —	41 51 5	17
								\equiv 51
								71
			$f_{5/2}$	0^+	2840	—	1	16
7,67	3553 (7)	3/2-	s $d_{3/2}$ $p_{1/2}$ $p_{1/2}$ $p_{3/2}$	2- 3- 2_2^+ 2_1^+ 0^+	254 853 1431 2038 3553	248 (6) — 1437 (7) — —	5 5 40 1 0,1	10
								4
								\equiv 40
								42
								40

ные матричные элементы не зависят от волновых функций конечных состояний, т. е. имеет место полное смешивание конфигураций, лежащее в основе статистической модели β -распада. Как видно из таблицы, наблюдается очень сильный, более чем в 100 раз, запрет переходов на основное состояние, что противоречит статистической модели. Объяснение этого эффекта дано в [22], в которой в рамках модели оболочек с учетом остаточного гамов-теллеровского взаимодействия вычислены волновые функции состояний ^{85}Se , ^{87}Kr и ^{135}Te , заселяемых при β -распаде излучателей ^{85}As , ^{87}Br и ^{135}Sb соответственно. Согласно этим расчетам при β^- -распаде ^{87}Br могут возбуждаться одночастичные нейтронные конфигурации $n_{p_{3/2}}$ и $n_{p_{1/2}}$, и, следовательно, нейтронный распад на основное состояние разрешен, что подтверждается экспериментальными данными [54]; практически весь нейтронный распад идет на основное состояние ^{86}Kr . При распаде ^{135}Sb заселяются только трехчастичные конфигурации, преимущественно состояние $\{p_{g_{7/2}}(n_{d_{3/2}}p_{d_{5/2}})_{1+}\}_J$. Тогда если полагать основное состояние четно-четного ^{134}Te квазичастичным вакуумом, соответствующий генеалогический коэффициент $\langle\{p_{g_{7/2}}(n_{d_{3/2}}p_{d_{5/2}})_{1+}\}_J \| a_n^+ \| 0\rangle$ равен нулю, в то время как для перехода на 2^+ -состояние

$$\langle\{p_{g_{7/2}}(n_{d_{3/2}}p_{d_{5/2}})_{1+}\}_J \| a_n^+ Q_2^+ \| 0\rangle = c^2 u_{d_{5/2}}^2 15 \begin{Bmatrix} 2 & 5/2 & 7/2 \\ 1 & J & 3/2 \end{Bmatrix},$$

где Q_2^+ — оператор рождения квадрупольного фонона; u — коэффициент преобразования Боголюбова; C^2 — вес конфигурации в волновой функции фонона. Экспериментальные данные подтверждают этот вывод: для всех уровней, заселяемых в β -распаде, нейтронный распад на основное состояние ^{134}Te запрещен, по меньшей мере, в 30—40 раз [54].

При β -распаде ^{85}As могут заселяться как одночастичные нейтронные состояния, так и трехчастичные [22]. Одночастичные состояния могут распадаться нейтронным распадом на основное состояние [74], а для трехчастичных состояний такой распад запрещен. Как видно из табл. 8, только для уровня 5,64 МэВ в ^{75}Se наблюдали интенсивный нейтронный переход на основное состояние. Расчеты предсказывают энергию одночастичного нейтронного состояния $n_{p_{1/2}}$ равной 5,5 МэВ, поэтому уровню 5,64 МэВ предпочтительней приписать спин 1/2, а не 5/2. При больших энергиях возбуждения находятся трехчастичные конфигурации, для которых распад на основное состояние запрещен. В экспериментальном спектре запрет доходит до $4 \cdot 10^2$ (уровень 7,62 МэВ).

Проведенный выше анализ позволяет сделать очень важный вывод — эмиссия запаздывающих нейтронов после β -распада является полупрямым процессом, весьма чувствительным к структуре распадающихся состояний, следовательно, может существовать сильная корреляция между величинами Γ_n , Γ_γ и Γ_β , и предположение,

что Γ^i/Γ_n^i в (29) можно заменить некоторым средним значением, противоречит экспериментальным данным, и данные об абсолютных вероятностях β -переходов, полученные из спектров запаздывающих нейтронов, следует рассматривать как полуколичественные. Однако спектры запаздывающих нейтронов позволяют изучать β -распад на уровне с энергией до 10 МэВ, что пока недоступно другим методам.

Силовые функции β -переходов излучателей запаздывающих нейтронов, полученные в [54] для ^{85}As , ^{87}Br , ^{135}Sb и ^{137}I и в [55] для изотопов Rb, приведены на рис. 5. Силовые функции изображены в линейном масштабе, лучше отображающем резонансную структуру. Интервал усреднения взят равным 0,5 МэВ, т. е. порядка полуширины резонансов. Вероятности β -переходов даны в единицах $B'_{GT} = 4\pi B_{GT} / G_A^2$ и пересчитаны для значения $G_A = 0,56 g_A$ [56], где g_A — значение константы слабого аксиально-векторного взаимодействия для свободного нуклона. В области ниже B_n силовые функции были получены из измерений спектров γ -квантов. При определении силовых функций величины B_n и Q брались как средние по различным полумпирическим формулам, что могло сильно исказить S_β в области больших энергий. Резкий подъем в S_β для Sb вблизи Q , видимо, связан с этой неопределенностью — изменение величины $Q - B_n$ на 0,5 МэВ приводит к изменению S_β в области 6,5 МэВ в 5—7 раз.

Особенность приведенных силовых функций — их резонансный характер. В S_β для изотопов рубидия наблюдается четкий максимум с энергией 3,5—4,5 МэВ. При увеличении энергии распада до 7 МэВ появляется второй максимум с энергией 6 МэВ, $B_{GT} = 1 \div 2$. Природа этих резонансов объяснена в [22], где даны результаты расчетов силовых функций гамов-теллеровских переходов для изотопов рубидия с $A = 89 \div 101$. Максимум с энергией 4 МэВ связан с переходами типа «обратный спин-флип», а максимум вблизи Q — с переходами на состояния типа поляризации остова. Сравнение результатов расчетов и экспериментальных данных приведено в табл. 9. Из таблицы видно, что теория правильно описывает основные особенности экспериментальных силовых функций. Примечательно, что ширины резонансов малы, и основной вклад в интенсивность максимума дает небольшое число уровней.

В настоящей работе проведен основанный на расчетах по микроскопической модели подход к анализу экспериментальных данных. Необходимо, однако, отметить, что в связи с интерпретацией данных по запаздывающим нейтронам появилась серия работ [57, 58], в которых предпринята попытка доказать, что спектры запаздывающих нейтронов подчиняются лишь статистическим закономерностям, и из них нельзя извлечь информацию о структуре ядра нестатистического характера. Авторы этих работ промоделировали методом Монте-Карло распад гипотетического ядра «пандемония», обладающего только статистическими свойствами. Показано, что спектр запаздывающих нейтронов при распаде пандемония содержит такие же пики,

Таблица 9. Сравнение экспериментальных и теоретических силовых функций для распада различных нуклидов [7, 22]

Нуклид	Эксперимент			Расчет	
	E	$Q - E$	B_{GT}	$Q - E$	B_{GT}
^{89}Rb	3,6	1,0	0,27	1,5	0,32
^{91}Rb	4,1	1,6	0,68	2,3	0,56
^{93}Rb	4,1 6,0	3,4 1,5	0,24 1,90	3,5 -0,2 -2,0	0,61 0,76 0,60
^{95}Rb	4,1 5,75	4,6 1,9	0,46 1,10	4,2 -0,1	0,69 0,70
^{97}Rb	4,2 6,15	5,3 3,4	0,72 3,10	4,9 1,5	0,72 0,63
^{87}Br	5,3 6,7	1,5 0,1	0,36 0,20	2,0 -0,1 -0,2	0,05 (одночастичное) 0,33 0,33
^{85}As	7,5	1,5	2,8	1,6 0,2 -0,5 -1,5	0,60 0,54 0,22 0,25
^{135}Sb	4,2 5,75 6,5	3,5 2,0 2,3	0,21 0,92 6,20	1,8 -0,9 -2,1	0,33 1,20 0,57
^{137}I	4,2 5,6	1,6 0,2	0,38 0,97	1,8 0,9 -2,1 -2,6 -3,6	0,33 1,2 0,57 0,24 0,24

как и спектры реальных ядер. Отсюда авторы делают вывод, что на основании пиков в спектрах запаздывающих нейтронов нельзя сделать вывод о нестатистическом характере β -распада. Детальная критика этих работ приводится в [7], здесь же отметим только одно обстоятельство, которое, на наш взгляд, является решающим аргументом в пользу нестатистической интерпретации. Действительно,

при распаде статистического ядра может возникнуть спектр, очень похожий по своей структуре на спектр «нестатистического» ядра. Могут появиться пики и структуры типа гигантских резонансов. Однако энергетические положения этих пиков и резонансов для «статистического» ядра случайны, никак не коррелированы с физическими характеристиками ядер. В чисто статистической модели не могут возникнуть и закономерности в энергетическом положении пиков при переходе от ядра к ядру. Экспериментальные же данные указывают на наличие закономерности в энергетических положениях максимумов в S_β как для запаздывающих нейтронов [22], так и для других явлений [4]. Таким образом, максимумы в S_β следует рассматривать как структуры типа гигантских резонансов, обусловленные ядерными свойствами нестатистического характера.

6. ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ β -ПЕРЕХОДОВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО ДЕЛЕНИЯ

Запаздывающее деление (деление после β -распада [59]) интенсивно изучалось в последнее время как в нашей стране, так и за рубежом. При изучении запаздывающего деления можно получать информацию о барьере деления ядер, достаточно удаленных от полосы β -стабильности, причем для ряда ядер этот способ оценки барьеров единствен в настоящее время. Поэтому представляет интерес обсудить ряд теоретических предположений, используемых для описания процесса запаздывающего деления.

Вероятность запаздывающего деления [60]

$$P_{\beta d f} = \frac{\sum_i f(E_i) S_\beta(E_i) \Gamma_f(E_i) / \Gamma(E_i)}{\sum_j f(E_j) S_\beta(E_j)}, \quad (30)$$

где $f(E) S_\beta(E)$ — вероятность β -распада на уровень с энергией

возбуждения E ; $f(E)$ — функция Ферми; $\Gamma_f(E)$ — делительная ширина этого уровня; $\Gamma(E)$ — полная ширина уровня. Энергетические соотношения показаны на рис. 24. Из выражения (30) видно, что для предсказания вероятностей запаздывающего деления необходимо сделать определенные предположения о форме силовой функции β -переходов S_β . При β -распаде заселяются достаточно простые конфигурации в дочернем ядре, которые в реальных ядрах фрагментированы по более сложным состояниям. Обычно считают, что фраг-

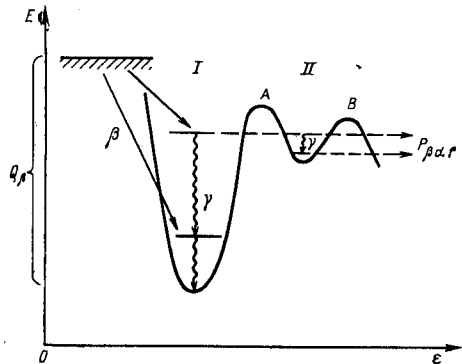


Рис. 24. Энергетические соотношения для запаздывающего деления

ментация довольно сильна, что приводит к сильному смешиванию состояний и исчезновению структуры силовой функции β -распада. В таком подходе полагают $S_\beta = \text{const}$ или $S_\beta \sim \rho(E)$, где $\rho(E)$ — плотность уровней дочернего ядра [61]. Однако ряд экспериментальных данных, обсуждаемых в настоящей работе, свидетельствует о наличии энергетической структуры у силовой функции. Как показано в [33, 62, 63], учет структуры силовой функции β -переходов весьма важен для анализа процесса запаздывающего деления. Для расчета S_β в [32, 62, 63] использовали модель, впервые предложенную в [27] и примененную в [14] для анализа $M1$ — γ -распада аналоговых резонансов.

Силовая функция электронного захвата и запаздывающее деление $^{232}\text{Am} \xrightarrow{e} ^{232}\text{Pu} \rightarrow f$. Ядро ^{232}Am с периодом полураспада 55 с распадается в ядро ^{232}Pu , которое делится. Экспериментальное значение вероятности запаздывающего деления [61] $P_{\beta df} = 1,3_{-0,8}^{+4} \cdot 10^{-2}$. Данные по делению после e -захвата ^{232}Am были использованы в [61] для определения внутреннего барьера (барьера A на рис. 24) деления ядра ^{232}Pu . Результаты этой работы, полученные в предположении $S_\beta = \text{const}$, приняли как доказательство большого несоответствия в величине барьера деления, извлеченного из данных по запаздывающему делению и рассчитанных по методу Струтинского. Однако выбор $S_\beta = \text{const}$ в [61] не обоснован, и он никак не отражает специфику e -захвата в конкретном случае ядра ^{232}Am . Расчет структуры силовой функции e -захвата, основанный на представлениях о зарядообменных возбуждениях гамов-теллеровского типа, проведен в [62]. Одночастичные состояния выбирали по данным [64]. Гамильтониан системы записывался в виде

$$H = H_{SP} + H_{\text{int}}, \quad (31)$$

здесь H_{SP} — гамильтониан модели независимых квазичастиц; H_{int} — остаточное взаимодействие:

$$\left. \begin{aligned} H_{\text{int}} &= G_{\tau\sigma}(\sigma\sigma)(\tau\tau); \\ G_{\tau\sigma} &= 50/A; \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

$G_{\tau\sigma}$ измеряется в МэВ; A — число нуклонов в ядре. В приближении Тамма — Данкова соответствующее диагонализации (31) секулярное уравнение будет

$$\sum_i \frac{A_i^2}{E - E_i} = \frac{1}{G_{\tau\sigma}}, \quad (33)$$

где A_i — амплитуды возбуждений; E_i — энергия np -возбуждения, причем предполагалось, что спин материнского ядра 1^+ . Решая это уравнение, находим энергию E . Тогда для силовой функции имеем

$$S_\beta(E_j) = \frac{2J_j + 1}{2J_i + 1} \left(G_{\tau\sigma} \sum_i \frac{A_i^2}{(E_j - E_i)^2} \right)^{-1}. \quad (34)$$

Результаты расчета даны в табл. 10.

Таблица 10. Силовая функция ε -захвата для ^{232}Am [62]

J^π	E , МэВ	B_{GT}
0^+	0	0,14
0^+	2,47	1,75
2^+	0,64	0,06
2^+	2,40	7,79

 Таблица 11. Результаты расчетов $P_{\beta df}$ [33]

Нуклиды	$P_{\beta df}$	
	Эксперимент	Теория
^{232}Pu	$1,3_{-0,8}^{+4} \cdot 10^{-2}$ [61]	$5 \cdot 10^{-3}$
^{244}Cm	$5 \cdot 10^{-4}$ [70]	$4 \cdot 10^{-4}$
^{248}Fm	$3 \cdot 10^{-3}$ [70]	$2 \cdot 10^{-3}$
^{240}Cm	10^{-5} [70]	$9 \cdot 10^{-7}$
^{248}Cf	10^{-7} [70]	$2 \cdot 10^{-7}$

Энергии в этой таблице отсчитаны от основного состояния дочернего ядра. При расчете $P_{\beta df}$ силовую функцию S_β достаточно знать с точностью до постоянного множителя, поскольку он сокращается, поэтому $S_\beta = \text{const } B_{GT}$.

Оценка барьеров деления ядер ^{232}Pu , ^{244}Cf , ^{248}Fm , ^{248}Cf , ^{240}Cm . Определение барьера для ^{232}Pu при $S_\beta = \text{const}$ проведено в [61]. В этой работе получено значительное несоответствие барьеров — теоретического, вычисленного по методу Струтинского, и извлеченного из данных по запаздывающему делению ^{232}Pu . В [62, 63] произведена оценка вероятности запаздывающего деления ^{232}Pu , $^{244, 248}\text{Cf}$, ^{248}Fm , ^{240}Cm с силовой функцией ε -захвата, учитывающей структуру ядра и состоящей из пиков гауссовой формы с центром на уровнях 0^+ и 2^+ (см. табл. 10) и полушириной 1 МэВ. Отношение «пика» к «фону» брали равным 100. Такая полуширина и фон соответствуют экспериментам по запаздывающим нейтронам. Для барьеров деления возьмем теоретические значения [65]. При вычислении вероятностей запаздывающего деления использовали программу, аналогичную применявшейся в [61]. Расчет процесса деления через двугорбый барьер проводили по модели, учитывающей частичное смешивание состояний в первой и второй ямах [66]. В результате для вероятности запаздывающего деления для ^{232}Pu получено $P_{\beta df} = 5 \times 10^{-3}$. Экспериментальное значение $P_{\beta df} = 1,3_{-0,8}^{+4} \cdot 10^{-2}$ [61]. Поскольку экспериментальное и теоретическое значения совпадают, можно сделать вывод: нет оснований утверждать, что барьеры деления, вычисленные по методу Струтинского, не соответствуют данным по запаздывающему делению ^{232}Pu . В [62, 63] были также сделаны оценки вероятности запаздывающего деления для нуклидов ^{244}Cf , ^{248}Cf , ^{240}Cm , ^{248}Fm , причем в силовой функции учитывали эффекты структуры ядра. Барьеры деления брали из [65]. Результаты расчетов [7] приведены в табл. 11 и на рис. 25.

Результаты расчетов [63], приведенные в табл. 11, хорошо согласуются с экспериментом, однако следует отметить, что в [63] при расчете форма ядер считалась сферической, и представляло бы большой интерес провести расчеты S_β с учетом деформации.

Сравнение различных моделей вычисления $P_{\beta df}$. В [63] для оценки вероятности запаздывающего деления использовали модель деления через двугорбый барьер, предполагающую частичное смешивание состояний в первой и во второй ямах [66]. Рассмотрим процесс запаздывающего деления через двугорбый барьер и сравним значения $P_{\beta df}$, полученные в различных моделях. Такое сравнение проведено в [67].

Метод расчета деления через двугорбый барьер зависит от соотношения между величинами D_I, D_{II}, W [68]; D_I — расстояние между уровнями, которые соответствуют внутренним неделимым степеням свободы; D_{II} — расстояние между уровнями делительной моды; W — ширина уровней класса II, определяется шириной распада через внутренний A и внешний B барьеры.

Процесс запаздывающего деления можно схематически представить следующим образом. После β -распада ядро находится в возбужденном состоянии. За счет примешивания делительной моды к внутренним модам (смешивание состояний класса I и класса II)

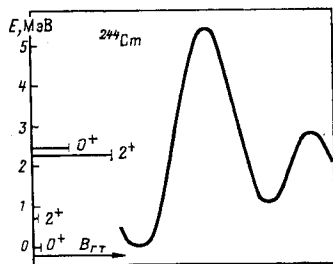


Рис. 25. Барьер деления и S_{β} для ^{244}Cm [63, 65]

ядро делится. Делительная мода может смешиваться с внутренними барьерами как в I, так и во II потенциальных ямах. Распад делительной моды во внутренние степени свободы во второй яме damping обеспечивается соответствующей мнимой добавкой в потенциал деления. При распаде делительной моды во внутренние могут возбуждаться ротационные состояния с разными значениями K , где K — проекция полного момента аксиально-симметричного ядра на ось симметрии. Учет такого смешивания по K важен при анализе углового распределения осколков деления, но не столь важен при расчете полной вероятности деления [68]. Следует отметить следующее обстоятельство [69]. При вычислении деления через барьер нужно рассчитывать отношения ширин различных процессов, например $\Gamma_f(E)/\{\Gamma_f(E) + \Gamma_{\gamma}(E)\}$, где $\Gamma_f(E)$ — делительная ширина при энергии E ; Γ_{γ} — ширина γ -распада. Вводя фактор усреднения F [69], можно записать:

$$\left\langle \frac{\Gamma_f(E)}{\Gamma_f(E) + \Gamma_{\gamma}(E)} \right\rangle = F \frac{\langle \Gamma_f(E) \rangle}{\langle \Gamma_f(E) \rangle + \langle \Gamma_{\gamma}(E) \rangle},$$

где скобки $\langle \rangle$ обозначают усреднение по энергетическому интервалу D_{II} . При расчетах с $S_{\beta} = \text{const}$ часто полагают $F = 1$ [68]. Оценки F приведены в [69], причем оказывается, что, полагая $F = 1$, можно получить неверный результат для барьера деления. Взяв экспериментальное значение вероятности запаздывающего деления для ^{232}Pu равным $P_{\beta df} = 5 \cdot 10^{-3}$, авторы работы [67] нашли значения

барьеров деления ^{232}Pu для разных моделей деления через двугорбый барьер и различных предположений о характере силовой функции β -распада.

Результаты приведены в табл. 12. Из сравнения данных, приведенных в табл. 12, можно сделать вывод, что для вычисления

Таблица 12. Барьер деления ^{232}Pu из данных по запаздывающему делению [33]

Высота барьера	$S_\beta = \text{const}$			$S_\beta \neq \text{const}$ [62]		
	а [61]	б	в	г [62]	д	е
E_A , МэВ	5,6	5,8	5,8	—	4,4	4,4
E'_A , МэВ	5,5	5,8	5,6	$E_A = 3,5$ МэВ $E_B = 4,2$ МэВ	$\leq 3,8$	$\leq 3,8$

Примечание. E_A — для внешнего барьера $E_B = 4,0$ МэВ; E'_A — для внешнего барьера $E_B = 4,5$ МэВ;

- а — $S_\beta = \text{const}$, частичное смешивание делительной и внутренней моды в первой и во второй яме;
 б — $S_\beta = \text{const}$, затухание делительной моды во второй потенциальной яме отсутствует, WKB — приближение для проницаемости барьера, фактор усреднения $F = 1$;
 в — $S_\beta = \text{const}$, затухание делительной моды во второй потенциальной яме отсутствует, WKB — приближение, фактор F вычислялся;
 г — S_β находят по модели с гамов-теллеровским остаточным взаимодействием, частичное смешивание делительной и внутренней моды в первой и второй потенциальных ямах;
 д — S_β из [62], полное затухание делительной моды во второй потенциальной яме;
 е — S_β из [62], затухание делительной моды во второй потенциальной яме отсутствует, проницаемость в приближении WKB .

вероятности запаздывающего деления ^{232}Pu форма силовой функции влияет на результат сильнее, чем модель, по которой рассчитывается процесс деления через барьер.

Силовая функция β^- -распада и запаздывающее деление $^{236}, ^{238}\text{Pa}$
 $\beta^- \rightarrow ^{236}, ^{238}\text{U} \rightarrow f$. Для β^+ -распада или ϵ -захвата гамильтониан (31) диагонализуются в базисе возбуждений типа нейтрон — частица — протонная дырка, связанные в момент 1^+ . В случае β^- -распада базисом являются возбуждения типа протон — частица — нейтронная дырка, связанные в момент 1^+ .

В [60, 70, 71] измерена вероятность запаздывающего деления ядер $^{236}, ^{238}\text{Pa}$. Для расчета $P_{\beta df}$ в [33] проводили вычисления силовой функции β^- -переходов для распада $^{236}, ^{238}\text{Pa}$. Базисные конфигурации включали двухчастичные конфигурации, состояния типа поляризации остова, спин-флип и «обратный спин-флип». Расчеты проводили в предположении, что ядра имеют сферическую форму. Далее

в [33] вычисляли вероятность запаздывающего деления при различных предположениях о форме силовой функции β -переходов и результаты расчетов сравнивали с экспериментальными значениями $P_{\beta df}$. Результаты приведены в табл. 13.

Из таблицы видно, что если предположить $S_{\beta} = \text{const}$ или $S_{\beta} \sim \rho(E)$, то для $P_{\beta df}$ получаются значения, значительно превы-

Таблица 13. Результаты расчета $P_{\beta df}$ для $^{236}, ^{238}\text{Pa}$

Ядро	$S_{\beta} = \text{const}$	$S_{\beta} \sim \rho(E)$	Модель [14]	Эксперимент
^{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}

шающие экспериментальные. При использовании S_{β} , которая вычислена по модели, приведенной в [14], значения $P_{\beta df}$ лучше согласуются с экспериментом. Качественный характер S_{β} не меняется при варьировании в небольших пределах параметров теории. Структура S_{β} имеет следующие особенности (рис. 26). Ниже основных состояний ^{236}Pa и ^{238}Pa находится малая доля полной силы β -переходов. Основной вклад в вероятность запаздывающего деления вносят состояния, энергии которых попадают в интервал от основного состояния материнского ядра до дна второй потенциальной ямы барьера деления.

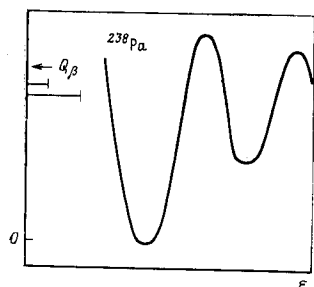


Рис. 26. Барьер деления и S_{β} для ^{238}Pa [33]

пада ^{238}Pa [33] приведена на рис. 26, на тех же рисунках приведены барьеры деления, использованные при расчетах. Следует отметить, что для ^{236}Pa , ^{238}Pa оба барьера A и B существенным образом влияют на вероятность запаздывающего деления в отличие от ^{232}Pu , и поэтому расчет $P_{\beta df}$ более чувствителен к выбору модели, по которой рассчитывается деление через двугорбый барьер. В [33] предложена простейшая модель деления через двугорбый барьер. При расчете $P_{\beta df}$ необходимо вычислить отношение $\Gamma_f(E)/\Gamma(E)$, где Γ_f — делительная ширина уровня; $\Gamma(E)$ — его полная ширина.

7. ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ β -ПЕРЕХОДОВ НА ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

Относительная распространенность ядер различных изотопов, встречающихся в нашей части Вселенной, обнаруживает ряд закономерностей, которые можно связать со свойствами астрофизических процессов, в которых синтезировались данные элементы. Тяжелые ядра, т. е. ядра тяжелее железа, по-видимому, образовались в результате захвата нейтронов и последующего β^- -распада [41]. Если захват нейтронов происходит быстрее, чем β^- -распад, то происходит образование нейтронноизбыточных ядер, заметная распространенность которых в Солнечной системе указывает на важную роль процесса быстрого захвата нейтронов (r -процесса) в эволюции материи во Вселенной [41]. После r -процесса, который может происходить, например, во время взрыва сверхновой [75], синтезированные нейтронноизбыточные ядра распадаются к дорожке β -стабильности, при этом количество ядер того или иного изотопа вблизи дорожки стабильности зависит от конкуренции следующих процессов: β^- -распада, испускания запаздывающих нейтронов, запаздывающего деления, γ -распада и т. п. [76]. В результате звездного r -процесса не исключена возможность образования сверхтяжелых ядер [77], причем количество сверхтяжелых ядер зависит от вероятностей запаздывающих процессов [78]. Запаздывающее деление может давать вклад в энергетический баланс при эволюции сверхновой [79]. Для проверки различных космологических моделей важно оценить временные масштабы эволюции Вселенной. При оценках времен такого типа используют отношения содержаний определенных изотопов — хронологических пар [80]: $^{238}\text{U}/\text{Th}$, $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, $^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$. Эффект запаздывающего деления довольно существен при образовании хронометрических пар и оценен в [76]. Однако во всех перечисленных выше работах не учитывали структуру силовой функции β -переходов. В [22, 33, 62] показано, как важно знать подобную структуру для определения вероятностей запаздывающего деления и испускания запаздывающих нейтронов. Важность учета структуры силовой функции $S_\beta(E)$ при расчете скоростей образования ядер в цепочке β -распадов после захвата нейтронов отмечается в [81]. При расчетах запаздывающих процессов делают три различных предположения о форме силовой функции: 1) $S_\beta = \text{const}$ [82, 83, 84]; 2) $S_\beta \sim \rho(E)$, где $\rho(E)$ — плотность уровней в дочернем ядре [78]; 3) гросс-теория [85]. Все эти три предположения игнорируют структуру силовой функции, что существенно сказывается при вычислении вероятностей запаздывающего деления, эмиссии запаздывающих нейтронов.

Структура силовой функции β^- -переходов тяжелых нейтронноизбыточных ядер. В связи со сказанным выше представляет интерес провести расчеты S_β с учетом структуры ядра по модели, предложенной в [14], и оценить скорости образования ядер в цепочке β -рас-

падов после r -процесса. Следует отметить, что при вычислении вероятностей запаздывающих процессов для ядер, образовавшихся в результате r -процесса, необходимо сделать довольно широкие экстраполяции в сторону ядер, значительно удаленных от полосы стабильности. Хотя результаты подобных оценок очень чувствительны к выбору экстраполяций (особенно это касается барьеров деления), все же такой расчет позволяет сделать заключение о необходимости учета структуры S_β . В [34, 86] проведен расчет S_β по модели, изложенной в [14] и применяемой ранее для вычисления запаздывающих процессов. Деформацию ядра полагали равной 0. Оказалось, что для ядер с $A = 250 \div 266$ и $N = 165 \div 175$ (материнское ядро) S_β можно представить в виде

$$S_\beta(E) = \text{const } \delta(E - E_i).$$

Зависимость E_i (МэВ) от N и Z хорошо описывается выражением

$$E_i = -0,15(N - 160) + 0,46(Z - 88) - 0,31 \quad (35)$$

или

$$E_i = -0,15(N - 160) + 0,46(Z - 88) - 2,9, \quad (36)$$

где Z — число протонов в материнском ядре.

Для (35) и (36) взяты различные энергии спин-орбитального расщепления. Энергия в этих выражениях отсчитывается от основного состояния материнского ядра. Приведенные зависимости можно экстраполировать вплоть до $N = 200$.

Образование хронометрических пар и структура $S_\beta(E)$. Обсудим влияние структуры $S_\beta(E)$ на вероятности образования хронометрических пар $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th}$, $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, $^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$. Вся информация о возрасте хронометрических пар содержится в параметре $R(i, j) = (P_i/P_j)(N_i/N_j)$ и периодах полураспада ядер, образующих пару. Здесь P_i/P_j — отношение количеств ядер после серии β -распадов, следующих за r -процессом; N_i/N_j — отношение их количеств в настоящее время. Параметр R , строго говоря, не является модельно независимым, так как отношение P_i/P_j зависит от динамики r -процесса, а также от последующего облучения нейтронами [76]. В [87] в предположении, что ядра с $A = 232 \div 256$ образуются в r -процессе в одинаковых количествах, получены отношения P_i/P_j , считающиеся стандартными, и указаны возможные погрешности для P_i/P_j . Однако в [87] не учитывается процесс запаздывающего деления. Оценки P_i/P_j с учетом запаздывающего деления проделаны в [76]. Показано, что в районе $A \approx 244$ вероятность запаздывающего деления значительна: $P_{\beta df} = 0,46$, что влечет за собой уменьшение образования ядер ^{235}U и ^{244}Pu , и поэтому P_i/P_j для $^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$ и $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ заметно уменьшается (на 30—40%), в то время как P_i/P_j для $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ изменяется значительно меньше. Однако в [76] при расчетах вероятностей запаздывающего деления полагали $S_\beta \sim \rho(E)$. При такой силовой функции доля запаздывающего деления в районе $A \approx 244$ будет определяться долей β -переходов, идущих в энерге-

тический интервал около 1 МэВ ниже основного состояния материнского ядра. Если S_β взять из [86], то в указанный интервал попадает практически 100% силы гамов-теллеровских распадов, и возможность дальнейшего продвижения по цепочке существует лишь за счет «хвостов» силовой функции переходов Гамова — Теллера или переходов первого запрета или испускания запаздывающих нейтронов. Таким образом, отношение P_i/P_j для $^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$, $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ может резко уменьшиться. Детальный расчет процесса запаздывающего деления затруднен тем, что свойства многих ядер, сильно удаленных от полосы стабильности, не известны.

Запаздывающее деление и образование сверхтяжелых ядер. Не исключена возможность того, что в результате серии β -распадов, следующих за r -процессом, могут образовываться ядра с $A \approx 300$ и большим периодом полураспада, т. е. образовываться так называемые сверхтяжелые ядра [77]. Модель, учитывающая влияние запаздывающего деления на образование таких ядер, изложена в [78]. Цепочку β -распадов ядер, образующихся в r -процессе, можно разбить на четыре зоны [78]: 1) в непосредственной близости от пути r -процесса доминирует испускание запаздывающих нейтронов; 2) испускание запаздывающих нейтронов и запаздывающее деление имеют сравнимую вероятность; 3) сравнимую вероятность имеют запаздывающее деление и β -распад; 4) доминирует β -распад.

В начале цепочки β -распадов Q_β очень велико, почти все дочерние ядра образуются в высоковозбужденных состояниях, энергия отделения нейтрона мала и доминирует испускание запаздывающих нейтронов. В дальнейшем Q_β уменьшается, B_n возрастает и вероятность запаздывающего деления увеличивается. В районе $A \approx 294$ запаздывающее деление составляет около 99% и может уменьшать количество сверхтяжелых элементов в 3—200 раз [78]. При расчете вероятностей запаздывающего деления в этой работе считали, что $S_\beta \sim \rho(E)$, однако если учесть структуру силовой функции, то выводы сделанные в [78] могут измениться. Силовая функция S_β , рассчитанная в [86], имеет один максимум, центр тяжести которого удаляется от основного состояния материнского ядра при удалении от области β -стабильности. Вполне может оказаться, что для $A \approx 294$ запаздывающее деление будет меньше, чем для $S_\beta \sim \rho(E)$, и влияние запаздывающего деления на вероятности образования сверхтяжелых элементов уменьшится. Необходимо также исследовать конкуренцию процессов α - и β -распада.

8. РЕЗОНАНС ГАМОВА — ТЕЛЛЕРА ИЗ (p, n)-РЕАКЦИИ

Нетрудно убедиться, что прямая одноступенчатая реакция должна приводить к заселению в конечном ядре зарядовообменных ядерных возбуждений. С помощью таких реакций были открыты аналоговые состояния и изучена изотопическая зависимость оптического потенциала в середине 60-х годов. Однако переход к исследованию

резонанса Гамова — Теллера занял более 10 лет, и только в 1980—1981 гг. появились систематические данные по систематическому изучению резонанса Гамова — Теллера в (p, n) -реакции. Причины заключаются в более высоких требованиях к экспериментальной технике, которая необходима для исследования резонанса GT , по сравнению с техникой, используемой для исследования аналоговых резонансов. Аналоговые резонансы проявляются как доминирующий пик в спектре нейтронов из (p, n) -реакции при энергиях протонов 30—50 МэВ в довольно широком диапазоне углов. При таких энергиях резонанс GT проявляется слабо. С увеличением энергии протонов отношение интенсивностей заселения меняется в пользу резонанса GT . При энергиях протонов 100—200 МэВ и в особенности под углом 0° ($L = 0$) доминирующий пик в спектре — уже резонанс GT .

Систематические экспериментальные исследования резонанса GT ($\mu_\tau = 1$) предприняты на монохроматическом циклотроне штата Индиана (США) при энергиях протонов 100—200 МэВ. Спектр нейтронов измеряется по времени пролета (пролетная база 60—70 м). Энергетическое разрешение составляет 140 кэВ. Подробности экспериментальной техники можно найти в [88—91].

К началу 1981 г. опубликованы данные различного характера об измерениях нейтронного спектра под углом 0° в (p, n) -реакции в области резонанса GT для мишеней от Li до Pb [23]. Однако количественная обработка проведена не для всех данных. Во многих случаях известны только энергии пиков, наблюдающихся в спектрах нейтронов. Для нескольких случаев получены ядерные матричные элементы $\langle GT \rangle$. В [99] приведены энергии максимумов в спектре нейтронов для реакции $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$ ($E_p = 160$ МэВ), в [100] — для реакции $^{90}\text{Zn}(p, n)^{90}\text{Nb}$ ($E_p = 120$ МэВ). В [101] обсуждается систематика энергий резонансов GT для мишеней $^{90-92, 94, 96}\text{Zr}$, ^{93}Nb , $^{94, 96-98, 100}\text{Mo}$, $^{112, 116, 120, 122, 124}\text{Sn}$, ^{208}Pb ($E_p = 45$ МэВ). В [102] приводится систематика энергий резонанса GT для мишеней $^{90, 92, 94}\text{Zr}$, $^{112, 116, 124}\text{Sn}$, ^{169}Tm и ^{208}Pb ($E_{p208} = 120, 160, 200$ МэВ). В [24] приведены данные для реакции $^{208}\text{Pb}(p, n)^{208}\text{Bi}$ ($E_p = 120$ МэВ). Ширины резонанса GT приведены в [24, 99—101]. Матричные элементы приведены для ^{90}Zr [100] и ^{208}Pb [24]. Типичные спектры нейтронов приведены на рис. 6, 7, 27. Характерные черты экспериментальных данных заключаются в следующем:

1. В спектрах нейтронов в (p, n) -реакции под углом 0° наблюдаются кроме аналогового резонанса другие резонансы, сечения для которых сравнимы или больше сечений для IAR . При увеличении энергии протонов от 100 до 200 МэВ относительное сечение заселения IAR уменьшается.

2. При энергиях возбуждения ниже аналогового резонанса наблюдается интенсивный 1^\pm пик для мишеней с $A < 90$. Этот пик можно интерпретировать как состояние типа поляризации остова.

3. При энергиях возбуждения выше IAR наблюдается 1^+ -гигантский резонанс GT .

4. При еще больших энергиях возбуждения идентифицируется $T_>$ — часть резонанса GT .

5. В спектрах нейтронов под углом около $4,3^\circ$ идентифицируется 1^- -зарядообменный резонанс.

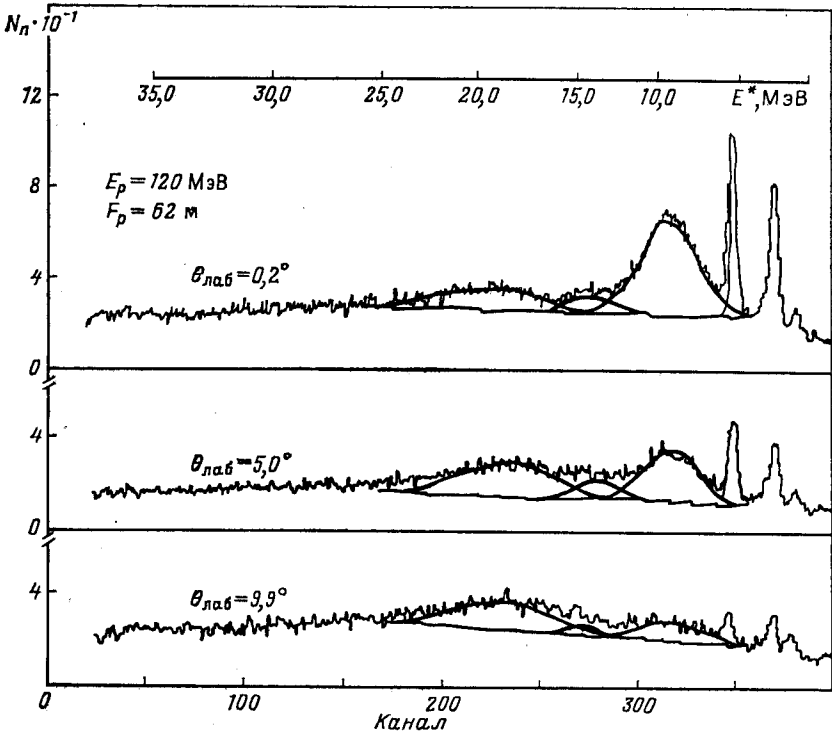


Рис. 27. Спектр нейтронов из реакции $^{90}\text{Zr}(p, n)$ [100]

6. Энергия возбуждения резонанса GT согласно [102] хорошо описывается выражением

$$E_{GT} - E_{IAR} = (6,7 - 30,0 (N - Z)/A) \text{ МэВ.}$$

7. Ширина резонанса GT (FWHM) составляет от 2 до 4 МэВ.

8. Величина $\langle GT \rangle^2$ для резонанса GT равна 8,3 для ^{90}Nb [100] и 48 для ^{208}Bi [24].

Расчет положения резонанса GT в модели с остаточным взаимодействием [103]. Модель [14, 22], использованная для расчета положения и интенсивности заселения резонанса GT , представляет собой схематическую модель, учитывающую изоспин-изоспиновое и спин-изоспиновое остаточное взаимодействие:

$$H_{\text{int}} = G_\tau (\tau_1 \tau_2) + G_{\tau\sigma} (\tau_1 \tau_2) (\sigma_1 \sigma_2).$$

Эту модель первоначально использовали для анализа $M1 - \gamma$ -распада аналоговых резонансов [4, 14, 32], силовых функций β -переходов из спектров запаздывающих нейтронов [22], интенсивности запаздывающего деления [33]. Во всех случаях рассчитывали положения и интенсивности заселения резонанса GT : для изотопов As в [32], для Rb в [22] и для изотопов Pa в [33]. В [34] положение и интенсивности заселения GT резонанса GT рассчитаны для широкого круга ядер с $A = 250 \div 266$, $N = 165 \div 175$. В [8, 21] модель применена для расчета положения резонанса GT ($\mu_\tau = +1$) в связи с экспериментальными данными по силовым функциям β^+ -распада нейтронодефицитных ядер, а в [62] — в связи с анализом данных по запаздывающему делению.

В настоящей работе положение резонанса GT рассчитано для ряда четно-четных материнских ядер, которые можно было бы использовать как мишени для исследования (p, n) -реакции. Резонанс GT находится в соседнем нечетно-нечетном ядре. В применяемой здесь простой модели необходимо задать константы зарядовообменных взаимодействий G_τ и $G_{\tau\sigma}$ и спин-орбитальное расщепление одночастичных состояний. Расчет проводили для значений $G_\tau = 50/A$ МэВ и для значений $G_{\tau\sigma} = G_\tau$ и $G_{\tau\sigma} = (2/3)G_\tau$. Для спин-орбитального расщепления применяли выражение

$$\Delta E_{ls} = \frac{10}{A^{2/3}} (2l + 1)$$

(ΔE_{ls} измеряется в МэВ).

Для каждого ядра вычислялась силовая функция β -переходов, которая имеет четко выраженный максимум (резонанс GT с $\mu_\tau = -1$). Энергию отсчитывают от аналогового резонанса. Результаты расчетов представлены в табл. 14 и на рис. 28, где приведены энергии резонанса GT и энергии состояний типа поляризации остова. Отметим общие закономерности, полученные в расчетах:

1. Резонанс GT расположен во всех ядрах выше аналога основного состояния материнского ядра. Расстояние от аналога до резонанса GT плавно меняется с атомным номером ядра мишени от 4—5 МэВ для легких ядер примерно до 1 МэВ для тяжелых ядер (см. рис. 28).

2. Величина $B(GT)$ для резонанса GT плавно растет с увеличением A и составляет приблизительно $3(N - Z)$ в соответствии с правилом сумм.

3. Состояние типа поляризации остова расположено на 4—9 МэВ ниже аналога основного состояния. Интенсивность его заселения в ядрах с $A = 100 \div 200$ составляет $B(GT) = 1,5$.

4. Отношение приведенных матричных элементов гамов-теллеровских переходов для заселения резонанса GT и состояний типа поляризации остова уменьшается с увеличением A от 0,1 примерно до 0,01.

Таблица 14. Положение резонанса GT , рассчитанное в модели со спин-изоспиновым остаточным взаимодействием [103]

Ядро-мишень	$E(GT)$, МэВ	Ядро-мишень	$E(GT)$, МэВ	Ядро-мишень	$E(GT)$, МэВ	Ядро-мишень	$E(GT)$, МэВ
^{22}Ne	9,3 -3,0	^{58}Ni	8,6 -1,4	^{90}Zr	3,4 -4,4	^{144}Nd	1,8 -7,3
^{24}Mg	8,2 -3,4	^{60}Ni	6,9 -2,7	^{92}Zr	3,0 -5,4	^{162}Sm	1,8 -7,7
^{26}Mg	10,2 -3,0	^{62}Ni	5,5 -4,2	^{94}Zr	2,7 -6,3	^{190}Os	1,0 -8,9
^{30}Si	1,2 -1,7	^{64}Ni	4,0 -5,5	^{98}Mo	3,2 -6,2	^{194}Pt	1,1 -8,6
^{34}S	7,9 -2,6	^{64}Zn	7,3 -2,6	^{102}Ru	3,3 -5,9	^{200}Hg	0,9 -8,8
^{40}Ar	5,4 -4,1	^{66}Zn	5,7 -3,9	^{108}Pd	2,3 -6,5	^{208}Pb	0,7 -9,3
^{42}Ca	6,3 -1,6	^{68}Zn	4,4 -5,2	^{114}Cd	1,9 -6,8	^{226}Ra	2,2 -11,1
^{44}Ca	5,6 -3,2	^{72}Ge	5,7 -4,9	^{120}Sn	1,5 -7,2	^{232}Th	1,9 -11,2
^{46}Ca	5,1 -4,9	^{74}Ge	4,3 -6,2	^{130}Te	1,8 -8,9	^{238}U	1,7 -11,2
^{48}Ca	4,7 -6,5	^{78}Se	3,2 -6,2	^{132}Xe	1,8 -7,9	^{242}Pu	1,8 -10,7
^{48}Ti	6,7 -3,0	^{84}Kr	4,8 -6,4	^{138}Ba	1,8 -8,3	^{244}Cm	1,9 -10,8
^{52}Cr	7,4 -2,9	^{88}Sr	3,8 -6,0	^{140}Ce	1,7 -7,4		

Примечание. Энергии отсчитываются от основного состояния ядра-мишени.

5. Для одного элемента с увеличением нейтронного избытка расстояние от аналога до резонанса GT уменьшается, а $B(GT)$ увеличивается.

В качестве примера приведем результаты вычислений для ^{94}Zr и ^{208}Pb . В табл. 15 приведены энергии 1^+ -состояний в ^{94}Nb , отсчи-

Таблица 15. Энергия 1^+ -состояний в ^{94}Nb , их волновые функции и величины $B(GT)$ [103]

E, МэВ	Конфигурация			B (GT)
	1	2	3	
2,68	0,464	0,364	0,806	39,6
-4,52	0,246	0,822	-0,513	0,9
-6,34	0,850	-0,437	2,293	1,5

1 — $[g_{9/2}(p)g_{9/2}(n^{-1})]_{1+}$;

$[d_{5/2}(p)d_{5/2}(n^{-1})]_{1+}$;

2 — $[d_{3/2}(p)d_{5/2}(n^{-1})]_{1+}$;

3 — $[g_{7/2}(p)g_{9/2}(n^{-1})]_{1+}$.

танные от аналога основного состояния ^{94}Zr , волновые функции этих состояний и $B(GT)$. В табл. 16 такие же данные приведены для ^{193}Bb .

Таблица 16. Энергия 1^+ -состояний в ^{208}Bi , их волновые функции и величины $B(GT)$ [103]

E, МэВ	Конфигурация							B (GT)
	1	2	3	4	5	6	7	
0,72	0,244	0,166	0,526	0,193	0,347	0,495	0,482	119,7
-7,16	0,029	0,024	0,084	0,037	0,107	0,579	-0,802	0,3
-8,18	0,072	0,060	0,238	0,124	0,711	-0,575	-0,286	1,2
-9,27	0,116	0,109	0,530	0,504	-0,577	-0,268	-0,185	1,5
-9,88	0,073	0,078	0,512	0,829	-0,153	-0,102	-0,075	0,4
-11,35	0,088	0,962	-0,248	-0,040	-0,038	-0,034	-0,027	0,1
-12,30	0,953	-0,156	-0,236	-0,054	-0,060	-0,058	-0,047	0,6

1 — $(f_{7/2}p_{5/2}n)_{1+}$;

2 — $(p_{3/2}p_{1/2}n)_{1+}$;

$(f_{7/2}p_{7/2}n)_{1+}$;

$(f_{5/2}p_{5/2}n)_{1+}$;

3 — $(h_{9/2}p_{9/2}n)_{1+}$;

$(i_{13/2}p_{13/2}n)_{1+}$;

$(p_{3/2}p_{3/2}n)_{1+}$;

$(p_{1/2}p_{1/2}n)_{1+}$;

4 — $(p_{1/2}p_{3/2}n)_{1+}$;

5 — $(f_{5/2}p_{7/2}n)_{1+}$;

6 — $(h_{9/2}p_{11/2}n)_{1+}$;

7 — $(i_{11/2}p_{13/2}n)_{1+}$.

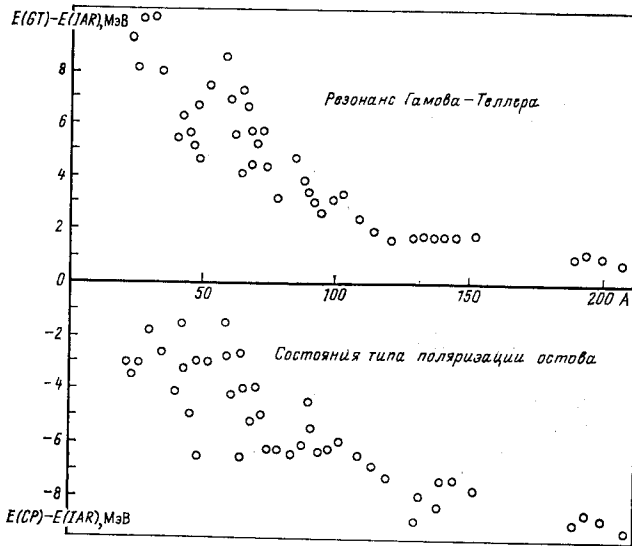


Рис. 28. Результаты расчета положений резонанса Гамова — Теллера и состояний типа поляризации остова [103]

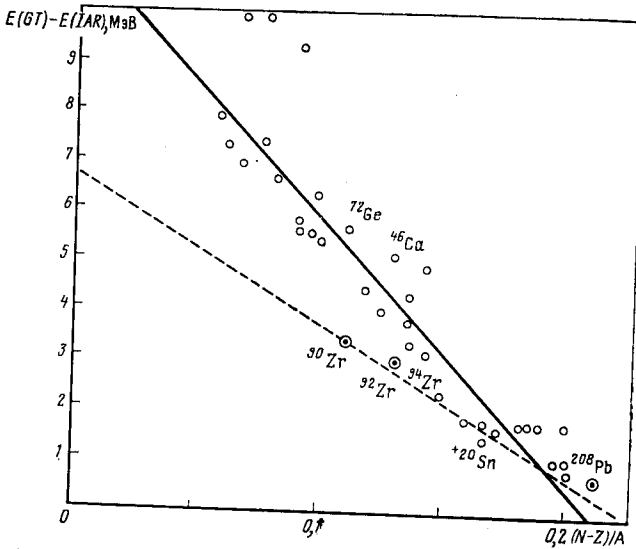


Рис. 29. Зависимость положения резонанса Гамова — Теллера от $(N - Z)/A$ [103]

Энергетическое положение резонанса GT хорошо воспроизводится в данной модели. Известны экспериментальные данные для ^{48}Ca [99]. Резонанс GT расположен при энергии 11 МэВ в ^{48}Se , или на 4,4 МэВ выше аналога основного состояния ^{48}Ca . Расчет дает значение 4,72 МэВ. Для ^{90}Zr [100] резонанс GT расположен в ^{90}Nb при энергии возбуждения на 3,6 МэВ выше аналога. Расчет дает значение 3,35 МэВ. Для ^{208}Pb согласно [24] резонанс GT наблюдается на 0,4 МэВ выше аналога. Рассчитанное значение 0,7 МэВ. Расчетные значения разности энергий $E(GT) - E(IAR)$ в зависимости от величины $(N - Z)/A$ приведены на рис. 29. Сплошная прямая проведена по всем точкам:

$$E(GT) - E(IAR) = \left[-\frac{50,2}{A} (N - Z) + 11,0 \right] \text{МэВ.}$$

Видно, что положение резонанса GT существенно зависит от оболочечной структуры и только в среднем описывается прямой линией. Пунктирная прямая проведена в соответствии с экспериментальными данными работы [102]. Видно, что прямая хорошо описывает значения энергий для тех изотопов, которые измерены в [102]. Однако для окончательного решения вопроса об энергии резонанса GT необходимы измерения для более широкого круга ядер.

Значения $B(GT)$ для резонанса GT известны для ^{90}Zr [100] и ^{208}Pb [24] и равны 8,3 и 48 соответственно. Вычисленные значения превышают экспериментальные примерно в 3 раза.

В целом модель правильно описывает экспериментальные данные по (p, n) -реакции. Интерпретация пиков в спектре нейтронов, основанная на микроскопическом подходе к зарядовообменным возбуждениям, представляется более правильной, чем точка зрения авторов работ [99—101]. В этих работах исходят из существования $M1$ -резонанса в ядре-мишени, аналог которого интерпретируется как $T >$ состояние резонанса GT . Собственно резонанс GT интерпретируют как антианалог $M1$ -резонанса. Такая точка зрения встречается с серьезными трудностями при анализе конфигураций, образующих резонансы. Кроме того, в настоящее время ясно, что $M1$ -резонанс в тяжелых ядрах сильно подавлен, в то время как резонанс GT существует.

В данном разделе обсуждались эксперименты по (p, n) -реакции, в которых резонанс GT возбуждается в конечном ядре. Возникает вопрос, как будут проявляться свойства резонанса GT в составном ядре. Этому вопросу посвящена работа [19], в которой показано, что резонанс GT в составном ядре может проявляться как промежуточная структура в протонных резонансах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность экспериментальных данных и теоретических представлений, рассмотренная в настоящем обзоре, приводит к однозначному выводу о существовании резонансной энергетической

структуры силовых функций β -переходов. Основным максимум в силовой функции (резонанс Гамова — Теллера) является частным случаем зарядовообменных ядерных возбуждений. Накопление экспериментальных данных и разработка теоретических представлений о свойствах резонанса Гамова — Теллера дадут сведения о изовекторных частях эффективных ядерных взаимодействий. Представляет значительный интерес проведение экспериментальных и теоретических исследований зарядовообменных возбуждений других типов (1^- , 2^+ и т. д.), а также исследование возбуждения резонанса Гамова — Теллера в реакциях с тяжелыми ионами.

Энергетическая структура силовых функций β -переходов может оказаться чрезвычайно важной при анализе различных запаздывающих процессов, при расчетах астрофизических процессов, при различных технологических применениях. Поэтому представляются важными разработка надежных методов расчета силовых функций β -переходов для различных областей ядер и расчеты периодов полураспада ядер, удаленных от полосы стабильности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hansen P. G.— *Adv. Nucl. Phys.*, 1973, v. 7, p. 159.
2. Gaarde C. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 143, p. 487.
3. Наумов Ю. В., Крафт О. Е.— *ЭЧАЯ*, 1975, т. 6, с. 892.
4. Наумов Ю. В. и др.— *ЭЧАЯ*, 1978, т. 9, с. 1282.
5. Карнаузов В. А.— *ЭЧАЯ*, 1973, т. 4, с. 1018.
6. Doering R. R. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 35, p. 1691.
7. Kratz K.-L. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1976, v. 65, p. 231; — *Nucl. Phys. A*, 1979, v. 317, p. 335.
8. Быков А. А. и др. Препринт ЛИЯФ, № 628, 1980.
9. Алхазов Г. Д. и др.— *Письма в ЖЭТФ*, 1980, т. 32, с. 68.
10. Быков А. А. и др.— Препринт ЛИЯФ, № 647, 1981.
11. Бор О., Мотгельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 2. Пер. с англ. М., Мир, 1977.
12. Наумов Ю. В., Крафт О. Е. *Изоспи́н в ядерной физике*. Л., Наука, 1972.
13. Алешин В. П.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1973, т. 37, с. 101.
14. Наумов Ю. В.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1975, т. 39, с. 1646.
15. Бор О., Мотгельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 1. Пер. с англ. М., Мир, 1971.
16. Fujita J., Futami Y., Ikeda K.— *Progr. Theor. Phys.*, 1967, v. 38, p. 107.
17. Гапонов Ю. В., Люгостанский Ю. С.— *Ядерная физика*, 1974, т. 19, с. 62.
18. Klarador H. V.— *Phys. Lett. B*, 1976, v. 65, p. 35.
19. Быков А. А. и др.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1981, т. 45, с. 822; Препринт ОИЯИ, P15-80-786, Дубна, 1980.
20. Takahashi K., Yamada M., Kondon T.— *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, 1973, v. 12, p. 101.
21. Быков А. А., Наумов Ю. В.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1978, т. 42, с. 1911.
22. Петров Б. Ф., Наумов Ю. В.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1978, т. 42, с. 1918.
23. Goodman C. D. e.a. *Newsletter IUCF*, 1980, № 26.
24. Horen D. J. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1980, v. 95, p. 27.
25. Roeschl E. e.a.— *Z. Phys. A*, 1980, Bd 294, S. 221.
26. Соловьев В. Г. *Теория сложных ядер*. М., Наука, 1971.

27. Ikeda K.— Progr. Theor. Phys., 1964, v. 31, p. 434; Fujita J. Ikeda K.— Nucl. Phys., 1965, v. 67, p. 1451.
28. Sorensen R. A.— Arkiv Fys., 1965, v. 36, p. 657; Sorensen R. A.— Nucl. Struct. Dubna Symposium, 1968. V. 27. Vienna, IAEA, 1968; Hableib J., Sorensen R. A.— Nucl. Phys. A, 1967, v. 98, p. 542.
29. Gabrakov S. J., Kuliev A. A., Piatov N. I.— Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 275.
30. Гапонов Ю. В., Лютогенский Ю. С.— ЭЧАЯ, 1981, т. 12, p. 1325.
31. Krewald S. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 103.
32. Кладдор Г. В. и др.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т. 42, с. 64.
33. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т. 42, с. 2248; Klapdor H. V. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 78, p. 20.
34. Наумов Ю. В. и др. Препринт ОИЯИ, Д7-80-556, Дубна, 1980, с. 55.
35. Иванова С. П., Кулиев А., Саламов Д. И.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 278; Иванова С. П., Кулиев А., Саламов Д. И. Препринт ОИЯИ, P4-8972, Дубна, 1975.
36. Bes D. R., Cho Yi-Chung.— Nucl. Phys., 1966, v. 86, p. 581.
37. Aleklett K., Nyman G., Rudstam G.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 246, p. 425.
38. Hornshoj P. e.a.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 239, p. 15.
39. Duke C. L. e.a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 151, p. 609.
40. Hornshoj P. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1972, v. 104, p. 263.
41. Быков А. А. и др.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, т. 44, с. 918.
42. Карнаухов В. А., Петров Л. А. Ядра, удаленные от полосы β -стабильности. М., Энергоиздат, 1981.
43. Hardy J. C.— CERN report 76-13, 1976, p. 267.
44. Jonson V. e.a.— CERN report, 76-13, 1976, p. 277.
45. Hornskoj P. e.a.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 187, p. 637.
46. Nolte E., Nick H.— Phys. Lett. B, 1980, v. 97, p. 55.
47. Богданов Д. Д., Карнаухов В. А., Петров Л. А.— Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 3; Препринт ОИЯИ, P6-6864, Дубна, 1973.
48. Karnaukhov V. A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1967, v. 90, p. 23.
49. Hagberg E. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 208, p. 309.
50. Hoenshoj P. e.a.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 187, p. 539.
51. Богданов Д. Д. и др. Препринт ОИЯИ, P6-8962, Дубна, 1975;— Ядерная физика 1976, 24, 9.
52. Bogdanov D. D. e.a.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 275, p. 229; Preprint JINR, E6-9937, Dubna, 1976.
53. Nir-El Y., Amiel S.— CERN report, 76-13, 1976, p. 322.
54. Kratz K. L. e.a.— Preprint Max-Planck Institute für Kernphysik, D-6900, 1978.
55. Kratz K. L. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 86, p. 21.
56. Knupfer W., Dillig M., Richter A.— Phys. Lett. B, 1980, v. 95, p. 349.
57. Hardy J. C., Jonson V., Hansen P. G.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 305, p. 15.
58. Hardy J. C. e.a.— Phys. Lett. B, 1977, v. 71, p. 307.
59. Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.— Ядерная физика, 1966, т. 4, с. 279.
60. Белов Л. Г. и др.— Препринт ОИЯИ, P15-9795, Дубна, 1976.
61. Habs D. e.a.— Z. Phys. A, 1978, Bd 285, S. 53.
62. Klapdor H. V. e.a.— Z. Phys. A, 1979, Bd 292, S. 249.
63. Klapdor H. V. e.a.— In: Physics and Chemistry of Fission. Proc. of a Symp. July. V. I. 1980, p. 175.
64. Иванова С. П. и др.— ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 450.
65. Möller P., Nix Y. R.— In: Proc. Third IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission. V. 1, p. 103.
66. Glassel P., Rosler H., Specht H. J.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 256, p. 220.
67. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В.— В кн.: Тезисы XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Самарканд. Л., Наука, 1981.

68. Back B. V. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 1924.
 69. Lynn J. L., Back B. V.— J. Phys. A, 1974, v. 7, p. 395.
 70. Гангрский Ю. П. и др. Препринт ОИЯИ, P15-10613, Дубна, 1977.
 71. Багист Л. X. и др. Препринт ЛИЯФ, № 363, 1977.
 73. Di Toro M.— Lett. Nuovo cimento, 1978, v. 22, p.
 74. Ignatyuk A. V., Rabotnov N. S., Smirenkin G.— Phys. Lett. B, 1969, v. 29, p. 209.
 75. Burbidge E. M. e.a.— Rev. Mod. Phys., 1957, v. 29, p. 547.
 76. Wene C. O.— Astron. and Astrophys., 1975, v. 44, p. 233.
 77. Schramm D. N., Fowler W. A.— Nature, 1971, v. 231, p. 103.
 78. Wene C. O., Johansson S. A. E.— Phys. Scripta A, 1974, v. 10, p. 156.
 79. Ohnishi — Appl. Space Sci., 1978, v. 58, p. 149.
 80. Schramm D. N., Wasserbyrg G. S.— Astrophys. J., 1970, v. 162, p. 57.
 81. Klapdor H. V., Wene C. O.— Astrophys. J. Lett., 1979, v. 230, p. L113.
 82. Seeger P. A. e.a.— Astrophys. J. Suppl., 1965, v. 11, p. 121.
 83. Schramm D. N.— Astrophys. J., 1973, v. 185, p. 293.
 84. Black J. B., Schramm D. N.— Astrophys. J., 1976, v. 209, p. 846.
 85. Kodama T., Takahashi K.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 239, p. 489.
 86. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В.— В кн.: Тезисы XXX Сопещения по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ленинград. Л., Наука, 1980.
 87. Schramm D. N.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1975, v. 12, p. 383.
 88. Goodman C. D. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v. 26, p. 2248.
 89. Goodman C. D. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1978, v. 151, p. 125.
 90. Goodman C. D. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1978, v. 25, p. 577.
 91. Goulding C. A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 331, p. 29.
 92. Anderson J. D., Wong C., Madsen V. A.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 1074.
 93. Sterrenburg W. A. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 91, p. 337.
 94. Goodman C. D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1755.
 95. Satchler G. R.— Nucl. Phys., 1964, v. 55, p. 1.
 96. Kerman A. K. e.a.— Ann. phys., 1959, v. 8, p. 551.
 97. Petrovich F. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1718.
 98. Brown G. E., Specht J., Wambach J.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 1057.
 99. Anderson B. D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 699.
 100. Bainum D. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1751.
 101. Sterrenburg W. A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1839.
 102. Horen D. J. e.a.— Phys. Lett. B, 1981, v. 99, p. 383.
 103. Быков А. А. и др.— В кн.: Тезисы XXXI Сопещения по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Самарканд. Л., Наука, 1981.
 104. Bilpuch E. G. e.a.— Phys. Rep., 1976, v. 28, p. 145.
 105. Lane A.— Ann. phys., 1971, v. 63, p. 173.
 106. Mahoux C., Weidenmüller H.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 130, p. 481.
 107. Wells W., Bilpuch E., Mitchell G.— Phys. Lett. B, 1979, v. 86, p. 18.