

ГАММА-КВАНТЫ ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ

Л. М. Боллингер

АРГОННСКАЯ НАЦИОНАЛЬНАЯ ЛАБОРАТОРИЯ, США

А Н Н О Т А Ц И Я

В данном обзоре коротко рассмотрен достигнутый технический уровень оборудования, используемого в экспериментах с γ -квантами захвата, приведены примеры для иллюстрации исследуемых физических вопросов и сделано несколько замечаний о перспективах на будущее. Значительное внимание уделено разработанному в Аргонне методу спектроскопии γ -квантов нейтронного захвата с усреднением интенсивностей отдельных γ -линий по многим резонансам. Этот метод используется для получения информации о низкоэнергетических состояниях ядра и о механизме (n, γ) -реакции. Показано, что привлечение данных из реакций с заряженными частицами оказывается особенно полезным при анализе результатов экспериментов с γ -квантами нейтронного захвата.

A B S T R A C T

This review is an attempt to survey briefly the status of technical developments in the neutron — capture γ -ray experiments, to give some examples of the types of physical questions that are studied and to make some remarks on prospects for the future. Special attention was paid to the new method which was developed in Argonne — the average — resonance method of neutron capture γ -ray spectroscopy. This method is used in order to obtain information about low — energy nuclear states and to study the (n, γ) reaction mechanism. It is shown that the combination of the neutron and charged — particle data is very useful for the analysis of neutron — capture γ -ray results.

ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты с γ -квантами нейтронного захвата можно разделить на три категории: эксперименты, касающиеся механизма (n, γ)-реакции, эксперименты, в которых (n, γ)-переходы используются для изучения характеристик низкоэнергетических состояний ядра, и, наконец, множество других. В этом обзоре я хочу коротко рассмотреть достигнутый технический уровень, приведу несколько примеров для иллюстрации исследуемых физических вопросов и сделаю несколько замечаний о перспективах. Однако данный обзор не претендует на полноту. Чтобы сделать обзор понятным и по возможности интересным для тех, кто не является специалистом в области ядерной физики, многие частные вопросы будут опущены полностью и лишь некоторые будут проиллюстрированы результатами, полученными недавно в Аргонне при измерении захвата, усредненного по резонансам. Подробное изложение всех вопросов, связанных с γ -квантами нейтронного захвата, дано в работе [1].

Для тех, кто не занимается изучением γ -квантов нейтронного захвата, лучше всего начать с краткого рассмотрения некоторых основных вопросов: что такое γ -кванты нейтронного захвата, как их исследуют и почему они представляют интерес?

Ответ на первый из этих вопросов даст рис. 1. Когда нейтрон захватывается ядром, то исходное состояние образуется с энергией возбуждения, равной энергии связи нейтрона плюс его кинетическая энергия. Эта энергия возбуждения (обычно около 8 Мэв) может быть испущена в результате радиационного перехода ядра на более низкое энергетическое состояние. Поскольку у большинства тяжелых ядер имеются сотни тысяч таких состояний, спектр γ -квантов захвата очень сложен. Этот спектр можно представить состоящим из трех частей: 1) разрешенных высокоэнергетических линий, обусловленных переходами непосредственно из исходного состояния на низколежащие конечные состояния; 2) разрешенных низкоэнергетических линий, обусловленных переходами между низколежащими уровнями, и 3) множества неразрешенных линий промежуточной энергии. В данном обзоре речь будет идти в основном о разрешенных высокоэнергетических и низкоэнергетических линиях, так как эти части спектра достаточно хорошо поняты, чтобы дать наибольшую физическую информацию.

Вторым является вопрос о том, как измеряются спектры γ -квантов нейтронного захвата. Полный ответ был бы очень длинным, однако основное изображено на рис. 2. Для всего диапазона энергии

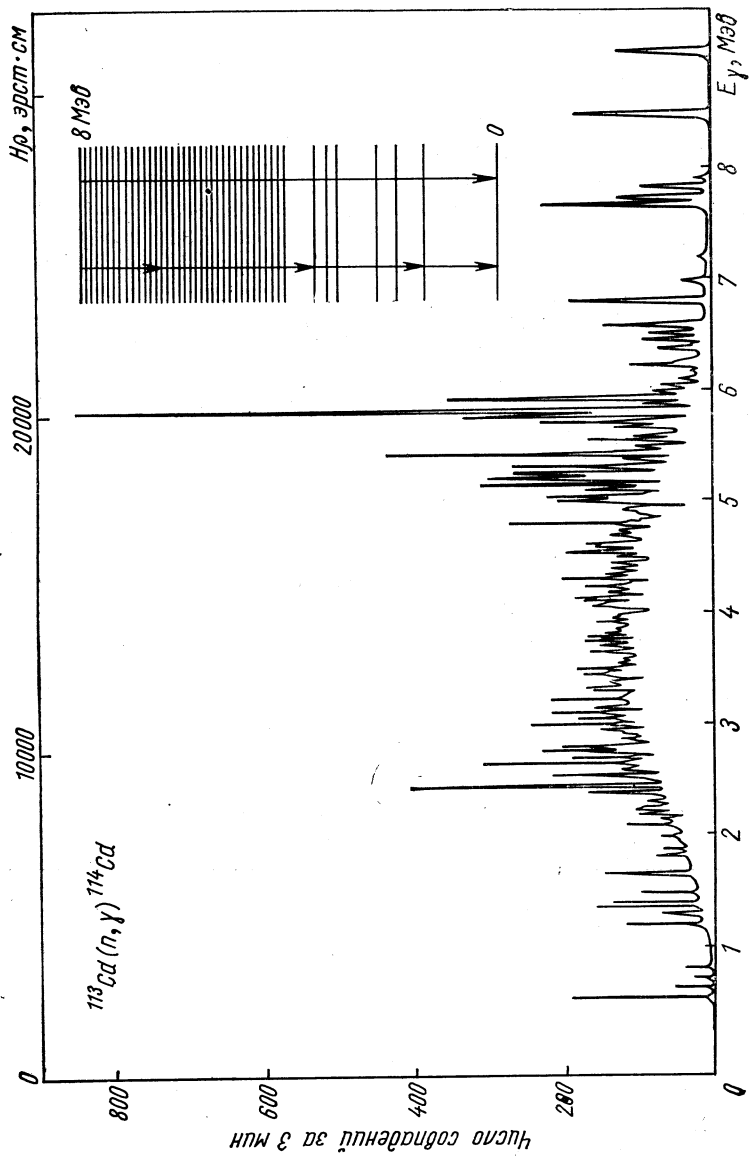


Рис. 1. Характерный (n, γ) -спектр для тяжелого ядра.

(0—10 Мэв) используются Ge(Li)-детекторы, и, когда имеется интенсивный источник, для низкоэнергетического конца спектра применяются дифракционные спектрометры с высоким разрешением. Помимо этого, все большее значение приобретают спектрометры внутренней конверсии.

Некоторые представления об используемых источниках нейтронов дает рис. 3. На рисунке качественно показано, как меняется скорость счета для типичного ядра, если измерение ведется на нейтронном спектрометре по методу времени пролета. На рисунке также указаны типы нейтронных источников, использующихся в большинстве исследований γ -квантов нейтронного захвата. Основная особенность захвата тепловых нейтронов, источниками которых являются реакторы, заключается в том, что образуемое при захвате нейтрона состояние находится при некоторой фиксированной энергии, вблизи которой может быть, а может и не быть энергетического уровня ядра. Этот основной недостаток компенсируется огромной интенсивностью тепловых нейтронов. Следующими по шкале энергии оказываются различные спектрометры медленных нейтронов (в основном системы с определением энергии нейтронов методом времени пролета), в которых энергия взаимодействующего нейтрона уже может меняться. Как правило, γ -спектры, измеренные этими системами, имеют низкое качество и определяются в узком диапазоне энергии нейтронов ввиду недостаточной интенсивности нейтронов; однако возможность изменять энергию взаимодействующих нейтронов является весьма ценным качеством.

Нейтроны несколько более высоких энергий (в диапазоне 0,1—5 кэв), выделяемые из реакторного потока фильтрами, имеют относительно высокую интенсивность и могут дать ценную информацию о средних характеристиках спектров γ -квантов, возникающих при захвате резонансных нейтронов. Ниже будем еще говорить об этом методе, так как он применялся для получения большей части иллюстративной информации для данной работы.

Область еще более высоких энергий, примерно выше 10 кэв, может изучаться с помощью электростатических ускорителей. Однако нейтронные потоки, которые можно получить таким способом, весьма ограничены, и это сильно сужает возможность нахождения результатов из измерения захватных γ -квантов. Поэтому ниже я ограничусь более экстенсивными работами, выполненными при более низких энергиях.

И наконец, почему γ -кванты нейтронного захвата представляют интерес? Основные мотивы их исследования приведены на рис. 4. Исторически началось и поныне представляет наибольший научный интерес использование (n, γ)-реакции для заселения низкоэнергетических состояний ядра с целью получения информации об этих состояниях; таким образом, эта область исследований тесно связана с обычной γ - и β -спектроскопией, которая ведется с радиоактивными источниками. Вторая важная причина измерений γ -квантов нейтронного захвата заключается в том, чтобы понять сам процесс реакции.

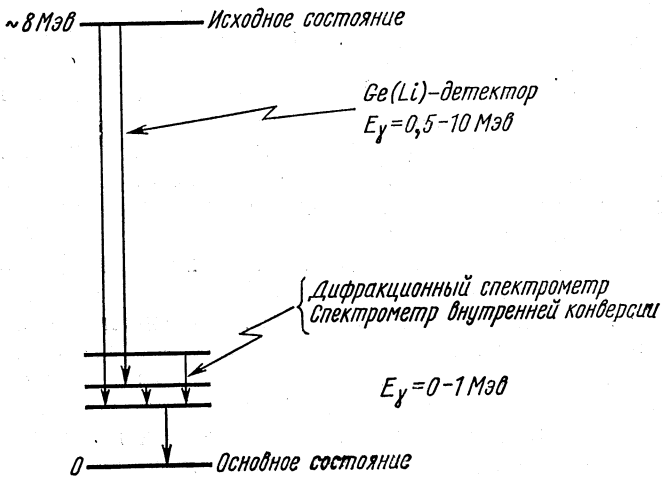


Рис. 2. Наиболее важные спектрометры, используемые для спектроскопии γ -квантов захвата.

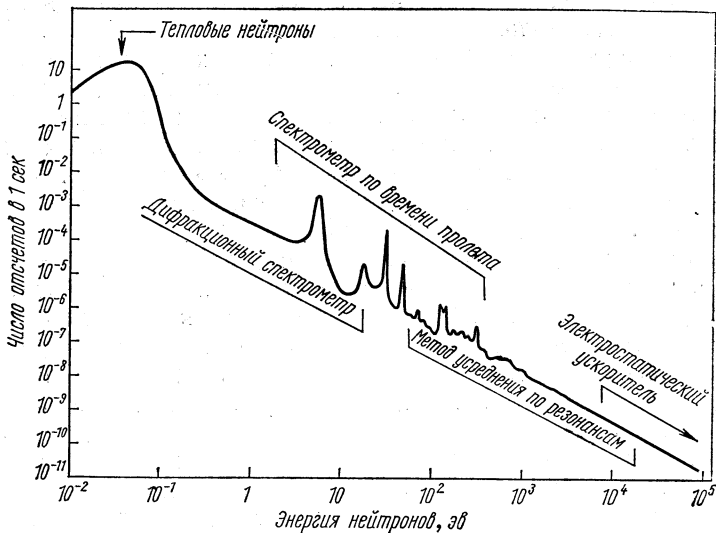


Рис. 3. Источники нейтронов, используемые для спектроскопии γ -квантов нейтронного захвата.

По оси ординат — число отсчетов в 1 сек, отнесенное к одной γ -линии и к интервалу энергии нейтронов в 1 эв для тяжелых деформированных ядер.

В течение длительного времени существовало мнение, что (n, γ) -реакция идет непременно через очень сложную стадию составного ядра, и, следовательно, захватные γ -спектры можно описать только статистическими законами. Однако появляется все больше фактов, свидетельствующих, что такое описание не будет удовлетворительным для некоторых ядер. Третьей областью спектроскопии γ -квантов является применение их в качестве инструмента в ряде экспериментов, в которых интерес к самим γ -квантам не будет основным. Примером может служить использование γ -квантов захвата для определения спинов нейтронных резонансов.

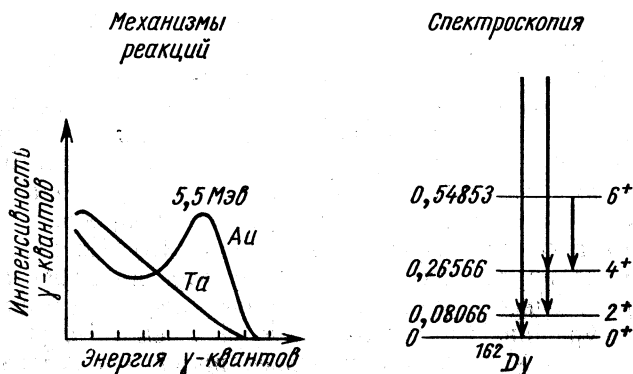


Рис. 4. Основные области исследований с γ -квантами нейтронного захвата. Другие применения:

а — спектроскопия нейтронных резонансов; б — интенсивные источники моноэнергетических γ -квантов.

Последнее вводное замечание касается типа ядер, для которых полезно измерение γ -квантов захвата. Конечно, спектры захвата можно измерить для всех стабильных и для некоторых нестабильных мишеней, однако проводимые в настоящее время работы направлены в основном на исследование относительно тяжелых ядер. Это обусловлено двумя важными причинами. Во-первых, с имеющимися нейтронными источниками только у тяжелых ядер может быть исследовано много резонансов для отдельного ядра; во-вторых, спектроскопия γ -квантов нейтронного захвата наиболее успешно конкурирует с другими видами ядерной спектроскопии в исследовании тяжелых ядер, так как очень высокое энергетическое разрешение, достигнутое для гамма-детекторов, является важным качеством именно для этих ядер.

Имея в виду эти общие положения, можно теперь приступить к более подробному обсуждению некоторых вопросов.

1. ТЕХНИЧЕСКИЕ ДОСТИЖЕНИЯ ПОСЛЕДНИХ ЛЕТ

Прогресс в исследовании γ -квантов нейтронного захвата, по-видимому, в большей степени зависит от технических достижений, чем развитие большинства других областей ядерной физики. Возможно, это связано с тем, что состояние техники часто едва позволяет получить результаты. Таким образом, создание новой или улучшение используемой техники является большим вкладом в развитие науки.

Техническим достижением, до сих пор занимающим центральное место в спектроскопии γ -квантов захвата, является Ge(Li)-детектор, эффективность которого намного больше эффективности любого другого гамма-спектрометра высокого разрешения. Этот тип спектрометра используется уже достаточно давно, однако за это время не произошло существенных усовершенствований ни самого детектора, ни связанной с ним электронной системы. Остается возможность в будущем изготовить значительно большие детекторы. Это было бы важным улучшением в исследованиях спектров резонансного захвата, для которых очень нужна более высокая скорость счета. Другая возможность в том, что из нового материала с меньшей запретной зоной будет создан новый детектор, обладающий лучшим энергетическим разрешением, чем Ge(Li). По крайней мере над одним материалом такого типа (CdTe) интенсивно работали в ряде лабораторий, однако разрешение, полученное к настоящему времени, обескураживающе плохое: не лучше, чем у NaI(Tl)-сцинтилляторов. Таким образом, в ближайшее время нет оснований ожидать значительных улучшений характеристик полупроводниковых детекторов.

В противоположность статической ситуации с Ge(Li)-спектрометрами γ -квантов непрерывно улучшаются характеристики дифракционного спектрометра с изогнутым кристаллом. По-видимому, наиболее важное достижение такого рода — открытие способов уменьшения мозаичности, обусловленной изгибанием кристалла. Один подход, разработанный в Ленинграде [2] и использованный в работах [2, 3], — это изгибать кристалл на несущей поверхности, что уменьшает перекашивание отражающих поверхностей, а другой — использовать более тонкие кристаллы, как это сделано в Аргонне [4]. Эти достижения позволяют дифракционному спектрометру конкурировать с Ge(Li)-спектрометром, и энергия, при которой такие две системы имеют равное разрешение, сейчас достигает в некоторых измерениях 2 Мэв [3].

Столь же важные успехи достигнуты в развитии спектрометров внутренней конверсии. Вплоть до настоящего времени эти системы имели настолько низкую эффективность, что могли использоваться только для исследования материалов с исключительно высоким сечением захвата. Однако это ограничение устранено по крайней мере в двух разработанных сейчас приборах. Один — это система, созданная в Аргонне [5], где сверхпроводящий соленоид направляет конверсионные электроны на полупроводниковый детектор, находя-

щийся на некотором расстоянии от (n, γ) -мишени. Эффективный телесный угол детектора велик для конверсионных электронов и мал для γ -квантов. Помимо большого телесного угла важным достоинством системы является то, что она регистрирует широкий диапазон энергий одновременно (в отличие от магнитного спектрометра), а также ее можно использовать для измерения совпадений.

Второй высокочувствительный спектрометр внутренней конверсии разработан для нового реактора с высоким потоком в Гренобле [6]. Эта система с (n, γ) -мишенью внутри реактора и магнитным спектрографом снаружи не отличается по основным принципам от некоторых других. Однако высокий поток реактора и тщательное подавление фона позволяют получить прибор с исключительно высокой чувствительностью и хорошим энергетическим разрешением.

Ниже будет показано, что существует острая необходимость в нейтронных спектрометрах, которые позволили бы измерять γ -спектры для большого числа резонансов одного и того же ядра. Производство новых импульсных источников (особенно линейных электронных ускорителей) удовлетворит частично эту потребность, но я считаю, что и они не позволят решить еще ряд проблем. С другой стороны, часть информации, которая не может быть получена путем (n, γ) -измерений, начинает поступать из обратной (γ, n) -реакции (например, см. работу [7]).

В заключение этого раздела рассмотрим метод спектроскопии γ -квантов нейтронного захвата с усреднением по резонансам [8, 9]. Суть метода в том, что случайные флуктуации интенсивности высокоэнергетических радиационных переходов с индивидуальных исходных состояний усредняются благодаря суммированию вкладов от многих резонансов (рис. 5).

Это было достигнуто при измерении Ge(Li)-спектрометром спектра γ -квантов, которые испускает образец, окруженный ^{10}B и помещенный в область высокого потока в реакторе. Борные поглотители устраняют низкоэнергетические нейтроны, а энергетическая зависимость потока вида $1/E$ обеспечивает низкую интенсивность нейтронов с большой энергией. В комбинации эти два фактора ограничивают энергии нейтронов, захваченных в образце, диапазоном, который достаточно широк, чтобы включить много нейтронных резонансов, достаточно узок, чтобы обеспечить отличное разрешение Ge(Li)-детектора, и лежит достаточно низко по энергии, чтобы ограничить процесс захвата s -волновым и, возможно, p -волновым взаимодействиями*.

Измерения захвата с усреднением по резонансам [9, 10] выполнены в Аргонне на внутренней мишени реактора CP-5 (рис. 6). Гамма-кванты захвата регистрируются Ge(Li)-детектором, расположенным снаружи реактора примерно в 7 м от мишени. Тщательно

* Иной вариант, при котором нейтронный пучок после фильтрации падает на (n, γ) -мишень, расположенную вне реактора, описан в работе [22].

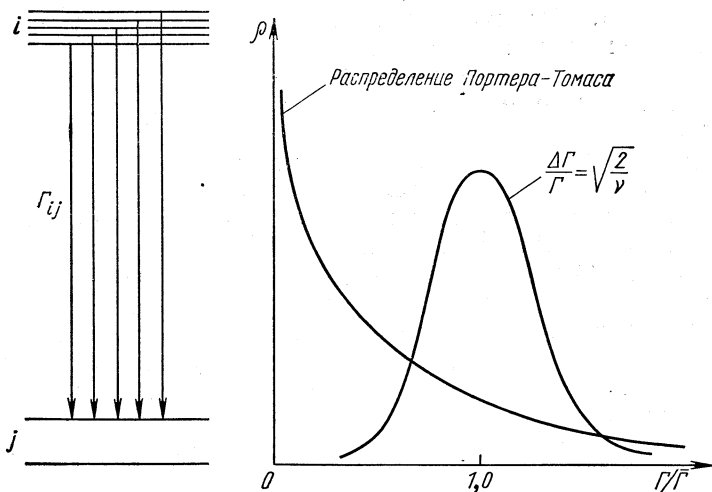


Рис. 5. Идея метода спектроскопии γ -квантов нейтронного захвата с усреднением по резонансам.

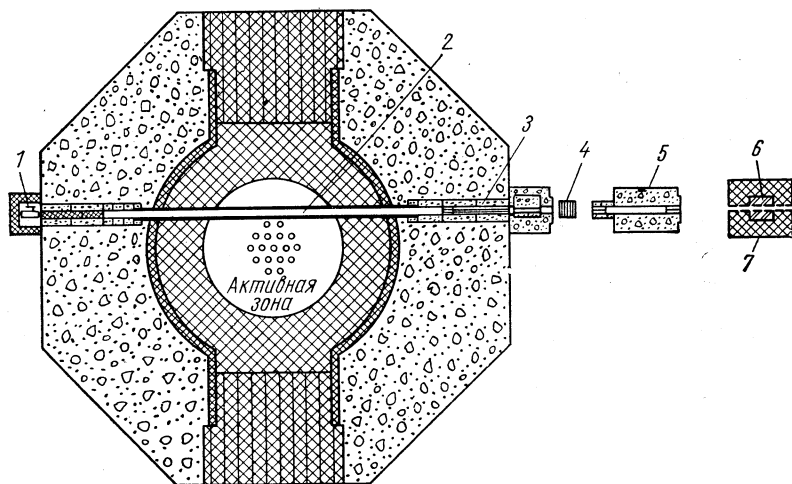


Рис. 6. Установка с внутренней мишенью, использованная для измерений захвата с усреднением по резонансам [10]:

1 — механизм перемещения источника; 2 — образец; 3 — внутренние коллиматоры; 4 — фильтры; 5 — последний коллиматор; 6 — парный спектрометр; 7 — свинцовая защита.

выполненная система коллимации гарантирует, что детектор «не видит» стенок сквозной трубы, в которой помещена мишень. Детектором является парный спектрометр, состоявший из маленького Ge(Li)-детектора, расположенного внутри большого кольцевого NaI-сцинтиллятора. Событие регистрируется 4096-канальным амплитудным анализатором только при тройных совпадениях между Ge(Li)-детектором и противоположными квадрантами NaI-кольца.

Типичный спектр захвата, усредненный по резонансам [иногда обозначаемый (n, γ)], показан на рис. 7. Важными особенностями этого спектра являются его хорошее техническое качество и тот факт, что линии γ -квантов одинакового типа все имеют примерно одинаковую интенсивность.

Вторая особенность будет рассмотрена более подробно.

2. МЕХАНИЗМ РЕАКЦИИ

Информацию о механизме (n, γ) -процесса несут первичные переходы, и поскольку отдельные низкоэнергетические первичные переходы слишком слабы и не наблюдаются, то имеются в виду высокоэнергетические переходы. Как отмечалось выше, успехи статистической модели вообще и модели случайных матриц для энергетических уровней ядра в частности наводят на мысль, что γ -спектры, образованные при захвате медленных нейтронов в тяжелых ядрах, должны описываться простыми статистическими законами, полученными в предположении сложности исходного состояния (несмотря на отдельные свидетельства в пользу обратного утверждения). Большинство первых исследований в области спектроскопии γ -квантов нейтронного захвата после 1958 г. направлены на проверку этой идеи. Коротко рассмотрим* некоторые из недавних результатов.

Ожидается, что высокоэнергетические γ -переходы подчинены статистическим законам трех типов: 1) интенсивность переходов с различных исходных состояний на одно и то же конечное является случайной величиной с очень широким распределением. В частности, если исходное состояние достаточно сложное, то ожидается, что относительные ширины $\Gamma/\bar{\Gamma}$ подчиняются распределению Портера—Томаса [13]—распределению, имеющему вид $x^{-1/2} e^{-x/2}$; 2) ввиду сложности исходного состояния ожидается, что радиационные ширины почти не будут зависеть от структуры конечного состояния. Эта концепция была хорошо объяснена Розенцвейгом [14] в рамках гидродинамической модели радиационного процесса; 3) радиационные ширины не должны коррелировать с другими ширинами исходного состояния, в частности, с нейтронной шириной или с ширинами радиационных переходов на другие конечные состояния.

Но если имеется примесь простых состояний в структуре исходного состояния, то должны быть отклонения от описанного выше

* Более ранние обзоры по этой теме см. в работах [11, 12].

статистического поведения, и эти отклонения или другие наблюдаемые особенности могут дать информацию о природе простой структуры. Представления о структуре ядра, наиболее часто используемые при интерпретации данных о γ -квантах захвата, заключены в двух крайних моделях. Это одночастичные возбуждения, включающие взаимодействующий нейтрон, как пример одного из предельных упрощений и коллективное возбуждение электрического гигантского дипольного резонанса в качестве другого возможного представления. Были обсуждены также состояния типа две частицы одна дырка [15, 16]. Главная цель данного раздела — коротко описать, как проявляются в эксперименте эффекты, связанные со структурой ядра, и дать некоторую оценку их надежности.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ

В пользу статистического поведения (n, γ)-спектров свидетельствуют обширные данные. По-видимому, наиболее замечательным доказательством такого рода является явно случайное распределе-

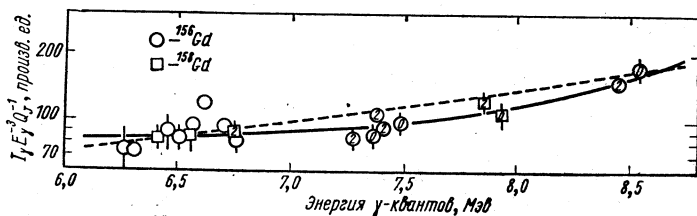


Рис. 8. Энергетическая зависимость интенсивности γ -квантов [9] для переходов в ^{156}Gd и ^{158}Gd :

величина Q_{γ} — количество (1 или 2) возможных путей перехода, определяющих наблюдаемую интенсивность. Цифры на экспериментальных точках — спины конечных состояний.

ние ширины высокоэнергетических радиационных переходов во многих ядрах. Как отмечалось выше, если исходное состояние достаточно сложное, то ожидается, что распределение ширины подчиняется распределению Портера—Томаса, т. е. χ^2 -распределению с одной степенью свободы. Для иллюстрации согласия с этим статистическим распределением можно использовать данные для многих ядер, но наилучшими являются данные [17] для ^{196}Pt — первый случай, исследованный Ge(Li)-детектором. Другие примеры приведены в работе [12].

Другим подтверждением сложности исходного состояния является то, что средние значения радиационных ширины (усредненные по многим исходным состояниям) почти не зависят от свойств конечного состояния. Этот вопрос можно исследовать измерением захвата с усреднением по резонансам методом, указанным выше. Энергетическая зависимость для типичных ядер показана на рис. 8.

Видно, что в пределах статистических ошибок все точки, кроме одной, располагаются вдоль плавной сплошной линии, проведенной по этим точкам, а эта одна выскочившая точка может быть естественно объяснена, если предположить, что из-за недостатка разрешения не разделены две близко расположенные линии. Таким образом, данные хорошо согласуются с представлением о независимости радиационной ширины от структуры конечного состояния, даже если эти конечные состояния с большой вероятностью имеют разную природу. Этим же методом исследовано много других ядер, и почти для всех из них обнаружена подобная плавная зависимость от энергии γ -квантов. Исключением является ^{170}Tm , у которого наблюдаемые ширины флюктуируют сильнее, чем это следует из статистической модели. Причины выявленной непригодности модели для одного ядра непонятны.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА НА $E1$ -ИЗЛУЧЕНИЕ

Хотя радиационные ширины многих ядер довольно хорошо согласуются с предсказаниями статистической модели, некоторые данные как будто свидетельствуют о достаточной простоте структуры исходного состояния, так что влияние ее на γ -кванты нейтронного захвата должно быть наблюдаемым. В табл. 1 приведены разные сви-

Таблица 1

Экспериментальные данные, которые свидетельствуют в пользу влияния структуры ядра на $E1$ -переходы, сопровождающие захват нейтрона в тяжелых ядрах с малым расстоянием между уровнями

| Явление | Экспериментальное подтверждение |
|------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Энергетическая зависимость | Форма гигантского резонанса для ^{156}Gd , ^{196}Pt и других |
| Распределение ширин | Нет убедительного доказательства, что $\nu \neq 1$ |
| Интерференционные эффекты в прямом захвате | Наблюдавшийся эффект ^{60}Co , ^{238}U согласуется с теорией. Возможно влияние резонансов с отрицательной энергией |
| Корреляция силы (n , γ)- и (d , p)-процессов | Нет убедительного доказательства существования корреляций |
| Корреляция силы (n , γ)-перехода с приведенной нейтронной шириной | Положительная корреляция для ^{164}Dy и ^{170}Tm |
| Корреляция радиационных ширин для нескольких конечных состояний | Нет убедительного доказательства существования корреляции |
| Аномально сильные переходы | Нет убедительного доказательства аномальности отклонений от средних значений |
| «Горб» при энергии $\sim 5,5 \text{ Мэв}$ в грубом спектре для $A = 190-206$ | Наблюдаемый «горб» не объясняется статистической моделью ни для ширин, ни для плотностей уровней |

детельства такого рода, обсуждавшиеся для $E1$ -переходов в тяжелых ядрах с малыми расстояниями между уровнями, т. е. в ядрах, не лежащих вблизи замкнутых оболочек. Давайте рассмотрим некоторые из этих вопросов более подробно.

1. Гигантский резонанс. Некоторую информацию о природе γ -излучения нейтронного захвата может дать энергетическая зависимость радиационных ширин. В связи с этим наиболее часто используется теоретическое представление, согласно которому высокоэнергетические γ -кванты захвата образуются в результате того же процесса, который обуславливает и хорошо известный гигантский электрический дипольный резонанс примерно при 13 Мэв . Такая интерпретация γ -квантов нейтронного захвата содержит два предположения. Наиболее важным является предположение, что на каждом возбужденном состоянии E_x может быть построен гигантский резонанс той же формы, что и гигантский резонанс, построенный на основном состоянии. Из этого предположения, если оно пригодно, следует, что силовая функция γ -излучения $\langle \Gamma_\gamma/D \rangle$ зависит только от энергии γ -квантов и не зависит от энергии конечного состояния. Второе, менее фундаментальное, предположение состоит в том, что фотоядерное сечение можно описать классической функцией Лоренца даже при очень низких энергиях, имеющих место для γ -излучения нейтронного захвата. На основании этих двух предположений ожидается, что $\langle \Gamma_\gamma/D \rangle$ будет меняться с энергией гораздо быстрее, чем это следует из зависимости вида E_γ^3 , которая вытекает из рассмотрения только фазового пространства*. В частности, как показал Аксел [18], ожидается, что средняя ширина будет меняться примерно как E_γ^5 для γ -квантов с энергией около 7 Мэв .

Наиболее прямые данные об энергетической зависимости радиационных ширин дают измерения захвата с усреднением по резонансам. Все такие измерения для многих ядер качественно согласуются с энергетической зависимостью, ожидаемой на основании модели гигантского дипольного резонанса, а для некоторых ядер данные охватывают достаточно широкий интервал энергии, чтобы получить хорошую количественную оценку энергетической зависимости [9]. Примером являются данные для ^{166}Gd , приведенные на рис. 8 и показанные в соотношении с гигантским резонансом на рис. 9. По-видимому, эти данные подтверждают два заключения: 1) общее изменение Γ_γ примерно соответствует ожидаемому по модели гигантского резонанса и 2) есть значительные отклонения от предсказаний (показанных пунктирной линией на рис. 8). Таким образом, данные качественно подтверждают модель, но говорят, что она неполная. Другими ядрами, для которых энергетическая зависимость отчетливо более сильная, чем E_γ^3 , являются ^{182}Ta , ^{184}W , ^{190}Os и ^{196}Pt .

* Выражение для энергетической зависимости в явном виде, включающее влияние квадрупольного расщепления, дано в работе [9].

2. Распределение парциальных радиационных ширин. Как отмечалось раньше, значительные флуктуации радиационных ширин наблюдались у многих ядер, и у большинства из них измеренное распределение согласуется с законом Портера—Томаса. Однако были сообщения о непригодности распределения Портера—Томаса для некоторых ядер.

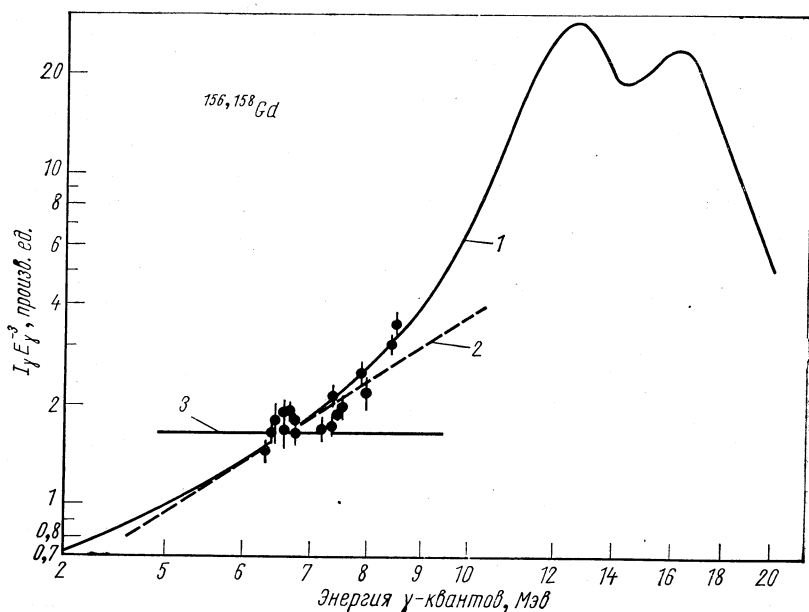


Рис. 9. Соотношение γ -квантов нейтронного захвата и гигантского $E1$ -резонанса: кривая гигантского резонанса вычислена как в работе [9]; экспериментальные точки те же, что и на рис. 8; 1—кривая Лорентца; 2—закон E_γ^5 ; 3—закон E_γ^3 .

Количественный анализ наблюдаемых радиационных ширин обычно делается в предположении, что ширины подчиняются χ^2 -распределению с ν степенями свободы, т. е. распределению вида:

$$p(x) = \frac{\nu}{2} \left[\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right) \right]^{-1} \left[\frac{\nu x}{2} \right]^{(\nu/2)-1} e^{-\nu x/2}, \quad (1)$$

где Γ —обычная гамма-функция; x —относительная ширина. Затем использовался метод случайной выборки для определения, какие значения ν согласуются с экспериментальным набором ширин. Любой набор данных, который не согласовывался со значением $\nu = 1$ (распределение Портера—Томаса), считался указанием на непригодность концепции бесконечно сложного исходного состояния.

Хорошим примером случая, когда распределение Портера—Томаса непригодно, служат данные, полученные в Дубне на импульсном реакторе Бечваржем и др. [19] для переходов в $^{142}\text{Pг}$. Их результаты показаны на рис. 10. Экспериментальное значение ν , полученное по 27 измеренным ширинам, примерно 3,3. Возникает вопрос: является ли неизбежным вывод, что эта экспериментальная величина не согласуется со статистической совокупностью, имеющей $\nu = 1$? Ответ на этот вопрос получен при сравнении экспериментальной величины с распределением, которое составлено вычислением ν для ряда статистических наборов, случайно выбирающихся из совокупности с $\nu = 1$. Распределение, составленное таким способом, показано на рисунке, и видно, что экспериментальная величина существенно выше любой из величин, полученных из наборов, генерированных математически. Таким образом, даже несмотря на то что экспериментальная статистика меньше, чем можно было бы желать (только три исходных и девять конечных состояний), а экспериментальные данные содержат систематические погрешности, нелегко избежать вывода о противоречии данных с распределением Портера—Томаса. Уже по крайней мере для пяти ядер сообщалось [12] о несоответствии экспериментальных распределений с распределением Портера—Томаса, однако, по мнению автора, все эти результаты оставляют вопрос открытым вплоть до подтверждения их более подробными исследованиями. Причиной этого сомнения является тот факт, что обычно экспериментальные погрешности искажают данные таким образом, что экспериментальная величина становится большей, чем должна быть. Наиболее важными систематическими погрешностями такого типа являются погрешности, обусловленные невозможностью разрешить отдельные конечные состояния, а также пропусками состояний, на которые случайно идут только исключительно слабые переходы.

Если измерения, как это часто делалось, распространены на область высоких энергий возбуждения, то погрешности такого типа почти обязательно присутствуют. В частности, можно быть уверенным, что почти все данные, приведенные для иллюстрации случаев, когда ν больше единицы, содержат несколько линий, образованных неразрешенными $E1$ - и $M1$ -переходами. Хотя $M1$ -переход в среднем должен быть намного слабее, чем $E1$ -переход, он может оказать существенное влияние на величину наблюдаемых флюктуаций интенсивности. Это утверждение проиллюстрировано на рис. 11, на котором χ^2 -распределения с $\nu = 1$ и 2 сравнены с распределением для суммы $(\Gamma_{E1} + \Gamma_{M1})/\bar{\Gamma}_{E1}$, где $\bar{\Gamma}_{E1} = 6\Gamma_{M1}$, а Γ_{E1} и Γ_{M1} взяты из совокупности с $\nu = 1$. Заметим, что для малых значений x распределение суммы не отличается от распределения с $\nu = 2$.

Ясно, что для уменьшения систематических погрешностей, связанных с неразрешенными переходами, необходимо ограничиться лишь хорошо известными начальными и конечными состояниями. Однако при таком подходе обычно остается такой малый набор ширин, что статистическая погрешность становится неприемлемо

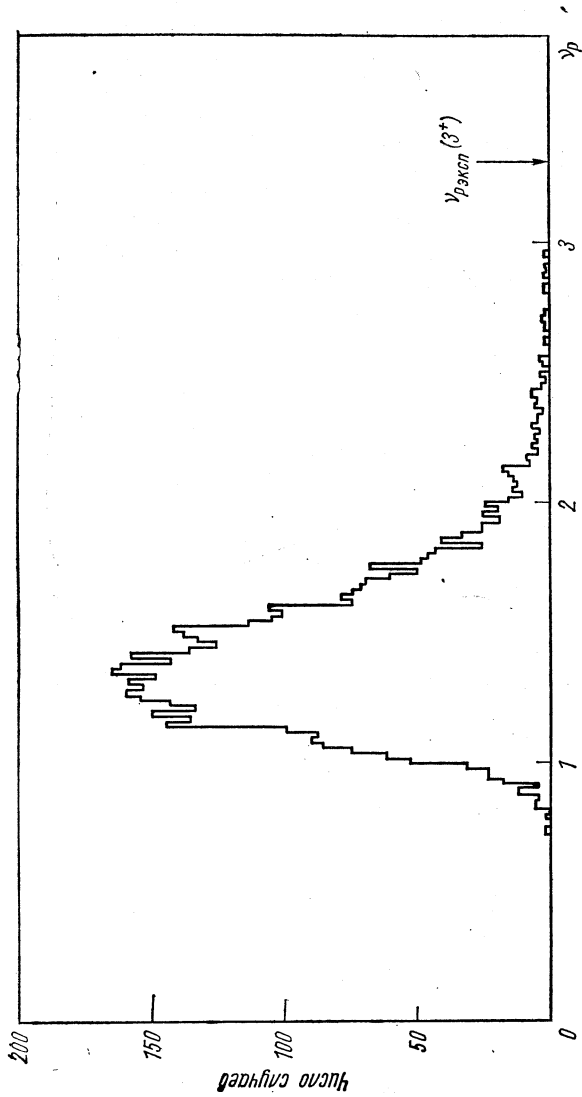


Рис. 10. Распределение оценок значений ν для случая 27 ширин, выбранных случайным образом из совокупности, для которой $\nu = 1$. Значение оценки ν для соответствующих ширин 3^+ резонансов в реакции $^{141}\text{Pr}(n, \gamma)^{142}\text{Pr}$ для 9 конечных состояний $\nu_{\text{эксп}} = 3,3$ [19].

большой. Таким образом, существует острая необходимость намного улучшить качество измерений захвата в резонансах, для чего требуются гораздо более интенсивные источники нейтронов, чем имевшиеся до сих пор.

Хотя тепловой захват и не связан с эффектами структуры ядра, по-видимому, следует прокомментировать здесь распределение интенсивностей линий спектра захвата тепловых нейтронов. Рассмотрим

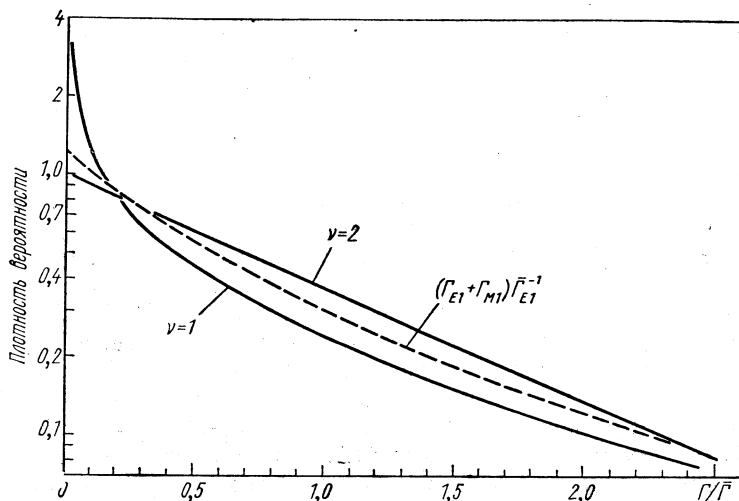


Рис. 11. Функции плотности вероятности для χ^2 -распределений с 1 и 2 степенями свободы и для суммы $(\Gamma_{E1} + \Gamma_{M1})/\bar{\Gamma}_{E1}$, где $\bar{\Gamma}_{E1} = 6\bar{\Gamma}_{M1}$, а Γ_{E1} и Γ_{M1} подчиняются χ^2 -распределению с одной степенью свободы. Все кривые нормализованы к единичной площади.

распределение ширин единственного исходного энергетического уровня, с которого идут переходы на ряд конечных состояний. Это распределение, конечно, будет удовлетворять распределению Портера—Томаса, если исходное состояние достаточно сложное, и если средние ширины (усредненные по многим исходным состояниям) всех конечных состояний одинаковы. Но что будет, если исходное состояние находится при энергии, при которой вклад в сечение захвата дают многие резонансы одного и того же спина, как это часто имеется при тепловом захвате? Не будет ли ввиду наличия вкладов от многих резонансов происходить усреднение флуктуаций интенсивности? Нетрудно понять, что не будет: такое распределение по-прежнему подчиняется закону Портера—Томаса, если все исходные состояния имеют одинаковый спин. Причина в том, что интересующая нас интенсивность получается суммированием амплитуд (а не сечений), соответствующих отдельным резонансам, а поскольку каждая из этих компонент распределена нормально, то и

сумма будет иметь нормальное распределение. Таким образом, распределение ширины управляется распределением Портера—Томаса. Это следствие согласуется с экспериментальными результатами, полученными Бартоломью [20], если принять во внимание сложность, возникающие при интерпретации спектров, включая и возможность того, что вклад дают два исходных спиновых состояния.

3. Корреляции с (d, p) -сечениями и нейтронными ширинами. Обычный анализ распределения радиационных ширины является относительно нечувствительным способом поиска отклонений от статистического поведения, так как при этом не используется ядерная модель и информация из других экспериментов. В ином подходе, при поиске корреляций между радиационными и другими ширинами, обычно используется формализм Лэйна и Линна [21], которые представляют амплитуду процесса захвата в виде трех компонент: «внутренней» резонансной части, связанной с составным ядром, «внешней» или «канальной» резонансной части; части, обусловленной «твердой сферой». Внутренний резонансный вклад обнаруживает обычный статистический характер и нечувствителен к структуре ядра, в то время как каналовой захват и захват твердой сферой зависят от одночастичного характера конечного состояния. Этот формализм дает полезные указания и стимул для поиска нестатистических эффектов, хотя и нет существенных оснований полагать, что эта теория точно применима в любом конкретном случае.

Рассмотрим тепловой захват. Сечения как захвата на твердой сфере, так и каналовой резонансного захвата пропорциональны нейтронной ширине конечного состояния. Таким образом, если хоть одна из этих компонент имеет существенное значение в тепловом захвате нейтронов, то это должно быть видно при сравнении интенсивностей γ -квантов и интенсивностей процессов с $l = 1$ в (d, p) -реакции на те же самые конечные состояния. Сильная корреляция между силами процессов в (n, γ) - и (d, p) -реакциях обнаружена для многих ядер с $A < 70$, как резюмировано в работе Л. В. Грошева и др. [21]. Отличными примерами являются недавние результаты, полученные в работе Арнела и др. [23] для изотопов Са, частично показанные на рис. 12. Такие данные свидетельствуют, что в сечении вне резонанса у некоторых ядер средней массы преобладает захват на твердой сфере, или каналовой резонансный захват. Однако данные по тепловому захвату сами по себе не указывают, который из двух процессов преобладает, и для ядер с большими расстояниями между уровнями еще не было возможности исследовать каналовой резонансный захват измерением качественных γ -спектров для многих резонансов.

У тяжелых ядер близкие резонансы обычно дают большой вклад в сечение теплового захвата, и наблюдаемые флуктуации интенсивностей γ -квантов имеют случайные амплитуды, ожидаемые для компоненты внутреннего резонансного захвата. Эти флуктуации полностью замазывают возможные компоненты, зависящие от свойств конечных состояний.

Рассмотрим резонансный захват. Амплитуду перехода, связанную с резонансным захватом, можно записать* в виде

$$\Gamma_{\gamma ij}^{1/2} = \{ A_j \Gamma_{ni}^{01/2} E_\gamma^{3/2} + R_{ij}^{1/2} [f(E_\gamma)]^{1/2} \}, \quad (2)$$

где $\Gamma_{\gamma ij}^{1/2}$ — амплитуда радиационного перехода с исходного состояния i на конечное состояние j ; A_{ji}^2 пропорционально нейтронной шири-

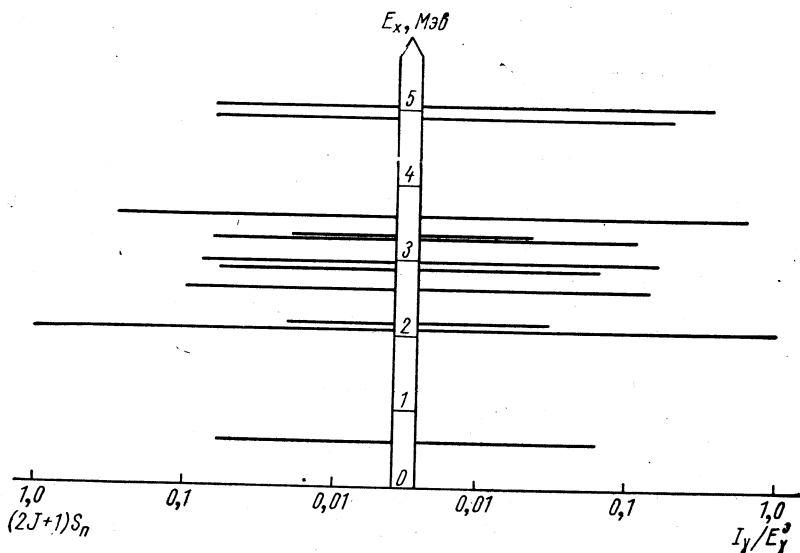


Рис. 12. Сравнение силы (d, p) - и (n, γ) -процессов на уровнях ядра ^{43}Ca [23].

не конечного состояния; Γ_{ni}^0 — приведенная нейтронная ширина исходного состояния; $R_{ij}^{1/2}$ — случайная переменная с нормальным законом распределения; $f(E_\gamma)$ — функция энергии γ -квантов. Первый член обусловлен каналовым захватом, второй — внутренним захватом через составное ядро. Связь уравнения (2) и данных по захвату в резонансах легче всего понять, рассматривая средние ширины при двух альтернативных условиях. Первое: средняя ширина переходов с многих исходных состояний на единственное конечное имеет вид:

$$\frac{\langle \Gamma_{\gamma j} \rangle_i}{f(E_\gamma)} = A_j^2 \langle \Gamma_n^0 \rangle \frac{E_\gamma^3}{f(E_\gamma)} + \langle R_j \rangle_i. \quad (3)$$

* Это уравнение основано на результате Лэйна и Линна [21], однако введена энергетическая зависимость $f(E_\gamma)$, чтобы учесть влияние гигантского резонанса. Практически не существенно, является ли зависимость E_γ^3 , связанная с первым членом, точной или нет ввиду громадных флюктуаций A_j^2 и Γ_n^0 .

Второе: средняя ширина переходов с одного исходного состояния на многие конечные:

$$\frac{\langle \Gamma_{\gamma i} \rangle_j}{f(E_{\gamma})} = \langle A^2 \rangle_j \Gamma_{ni}^0 \frac{E_{\gamma}^3}{f(E_{\gamma})} + \langle R_i \rangle_j. \quad (4)$$

Величина A_j^2 пропорциональна $(2J_j + 1)S_j$, где S_j — спектроскопический фактор для компоненты с $l = 1$, однако на практике эта величина очень часто неизвестна для тяжелых ядер и приходится удовлетворяться использованием вместо измеренного (d, p)-сечения величиной σ_{dp} при произвольном угле.

Большинство попыток продемонстрировать наличие каналового захвата предпринято на тяжелых ядрах, так как только для них технически возможно измерить γ -спектры многих резонансов. Для большей части исследованных ядер не обнаружено указаний на неслучайную компоненту. Однако для реакций $^{169}\text{Tm}(n, \gamma)$, ^{170}Tm и $^{163}\text{Dy}(n, \gamma)$, ^{164}Dy брукхейвенская группа сообщила [24—26] убедительные доводы, что ширины радиационных переходов на низкоэнергетические конечные состояния зависят от приведенных исходных состояний. Связь этого наблюдения с теорией каналового захвата не совсем ясна, так как согласно теории корреляция с нейтронными ширинами означает, что обязательно должна быть и корреляция с силой (d, p)-процесса, однако такая корреляция не обнаружена [26, 27] для ^{170}Tm и ^{164}Dy .

Есть несколько сообщений о статистически убедительных корреляциях между (d, p)-сечениями и радиационными ширинами, наблюдаемыми в резонансном захвате. Одно из них — для реакции $^{166}\text{Ho}(n, \gamma)$, ^{166}Ho , которая исследовалась на брукхейвенском быстром чоппере. Крин [12] сообщил, что коэффициент корреляции между силой (n, γ)-реакции (используя значение $\Gamma_{\gamma}/E_{\gamma}^3$) и сечением (d, p)-реакции равен +0,48, и вероятность того, что столь большую величину можно получить случайно при нескоррелированных ширинах, равна 2,2%. Этот результат можно проверить измерением захвата с усреднением по резонансам. Согласно уравнению (3), график $\langle \Gamma_{\gamma i} \rangle / f(E_{\gamma})$ в зависимости от $\sigma_{dp} E_{\gamma}^3 / f(E_{\gamma})$ должен представлять собой линию с положительным наклоном и пересечением при $\langle R_i \rangle$. Средние ширины $\langle \Gamma_{\gamma i} \rangle$, измеренные на установке с внутренней мишенью в Аргонне, представлены в таком виде на рис. 13. Рассмотрим сначала иллюстрацию в верхней левой части рисунка, где даны $\Gamma_{\gamma}/E_{\gamma}^3$ в зависимости от σ_{dp} . Здесь, по-видимому, есть сильная корреляция между двумя величинами. Действительно, подгонка к данным дает коэффициент корреляции $\rho = 0,48$, как это примерно изображено на рисунке пунктирной прямой. Более того, данные не согласуются со значением $\rho = 0$, так как вероятность того, что корреляция отсутствует и наблюдаемые отклонения точек от горизонтальной линии являются случайными, составляет 0,1%.

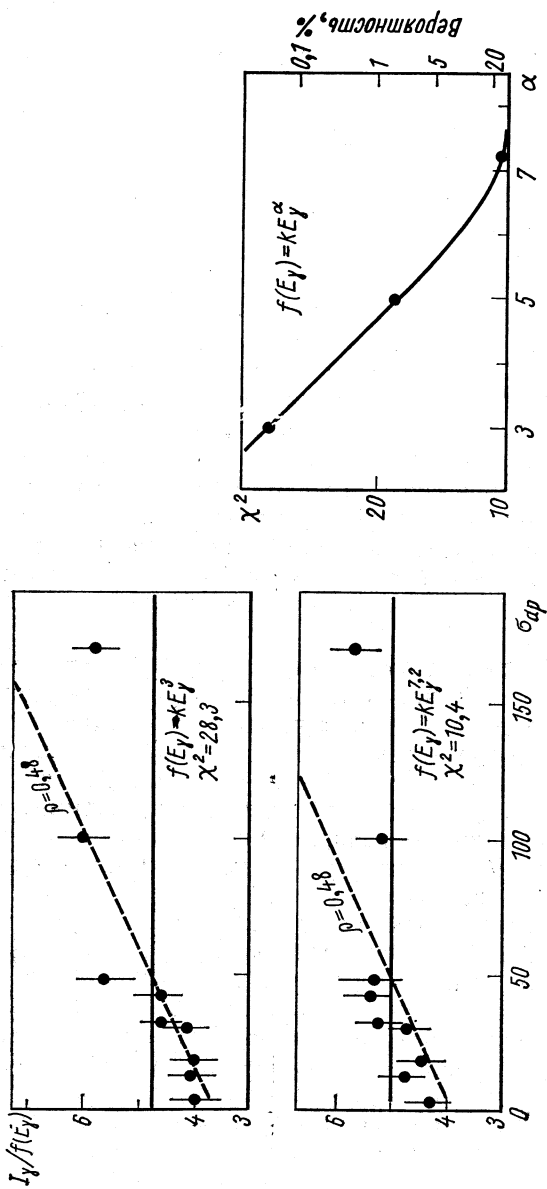


Рис. 13. Поиск зависимости средней радиационной ширины $\langle \Gamma_{\nu j} \rangle$ от сечения $\sigma_{dp}(d, p)$ -реакции. Ширину $^{165}\text{No}(n, \gamma)^{166}\text{No}$ взяты из работы [9], а интенсивности (d, p) -реакции — из работы [28]:

$$(n, \gamma) - (d, p)\text{-корреляции: } \Gamma_{ij}^1 / i_j^1 = (A_i \Gamma_{ni}^{01/2} + t_{ij}^{1/2})^{1/2} f(E_{\nu j}); \frac{\langle \Gamma_{\nu j} \rangle}{f(E_{\nu j})} = \sigma_{dp} + \langle R_j \rangle; f(E_{\nu j}) = kE_{\nu j}^{\alpha}$$

В приведенном выше примере функция $f(E_\gamma)$ была принята в виде E_γ^3 , как это обычно делается в корреляционном анализе. Однако данные для Gd, упоминавшиеся ранее, показывают, что $f(E_\gamma)$ меняется намного быстрее, чем E_γ^3 . Модель гигантского резонанса, по-видимому, описывает некоторую среднюю энергетическую зависимость, но не будет неожиданностью, если в узком интервале энергии поведение радиационных шириин отклоняется от формы гигантского резонанса по причинам, не связанным с одночастичным характером конечного состояния. Таким образом, для чувствительной проверки $(n, \gamma) - (d, p)$ -корреляции следует использовать энергетическую зависимость, которая наилучшим образом соответствует анализируемым данным. Для данных по ^{166}Ho [9] энергетическая зависимость в рассматриваемом интервале ($E_x = 190 - 600$ кэв) хорошо описывается функцией $f(E_\gamma) = E_\gamma^{7,2}$. Корреляционный график для этой энергетической зависимости приведен на нижней части рисунка. Здесь корреляция практически не проявляется, о чем свидетельствует малая величина $\chi^2 = 10,4$, полученная при аппроксимации данных горизонтальной линией.

Подобное рассмотрение (\bar{n}, γ) данных [9] для ^{163}Dy (n, γ) ^{164}Dy , второй из реакций, приведенных в работе [12] в качестве свидетельства в пользу существования (d, p) -корреляций, показывает, что корреляция намного слабее, чем полученная предварительно из анализа спектров, измеренных в индивидуальных резонансах [12]. Новый результат $\rho = 0,28 \pm 0,12_{0,37}$, что тоже согласуется с величиной $\rho = 0$.

Данные рис. 13 показывают, что использование неточной энергетической зависимости может существенно повлиять на результаты корреляционного анализа. Ожидается, что такое влияние имеется для большинства тяжелых ядер, так как сила (d, p) -реакции имеет тенденцию быстро уменьшаться с ростом энергии. Таким образом, автор приходит к выводу, что нет уверенных экспериментальных указаний на то, что ширины радиационных переходов в тяжелых ядрах (не лежащих вблизи замкнутых оболочек) зависят от одночастичного характера конечного состояния.

4. Данные по $E1$ -переходам в тяжелых ядрах. Вернемся теперь к табл. 1, в которой перечислены типы данных, приведенных в качестве подтверждения влияния структуры ядра на $E1$ -переходы в тяжелых ядрах. По моему мнению, только энергетический ход, соответствующий гигантскому резонансу, и корреляция между нейтронными и радиационными ширинами установлены хорошо в том смысле, что только по этим результатам не возникли вопросы или противоречия с другими надежными данными. Известно также, что неоднократно обсуждавшийся «горб» в неразрешенной части спектров ядер с $A = 190 - 206$ нельзя объяснить без обращения к структуре ядра в модели радиационного процесса, и единственной причиной сомнений в такой интерпретации является то, что разрешенные переходы для тех же самых ядер обнаруживают довольно простое поведение.

Недостаток бесспорной информации о влиянии структуры ядра на высокоэнергетические $E1$ -переходы точно отражает трудность экспериментов, необходимых для получения такой информации. Очевидна острая необходимость в более мощных экспериментальных методах.

М1-ИЗЛУЧЕНИЕ

За годы исследования γ -квантов теплового захвата было показано, что магнитные дипольные ($M1$) переходы в большинстве ядер на порядок слабее, чем электрические дипольные переходы. По этой причине $M1$ -переходы исследовать трудно, и мы относительно плохо понимаем их поведение. Однако сведения о них быстро пополняются благодаря новой экспериментальной технике, в частности, благодаря измерениям захвата с усреднением по резонансам и измерениям фотонейтронов вблизи порога реакции. Компиляция абсолютных значений $M1$ -переходов была сделана раньше [11], и недавние результаты [9] в общем хорошо согласуются с выводом, что средние ширины $M1$ -переходов в энергетическом интервале 6,5—8,5 $Mэв$ для большинства ядер грубо описываются выражением

$$\Gamma_{M1} \approx 0,002 D_i E_\gamma^3,$$

где Γ_{M1} — в $эв$, а D и E_γ — в $Mэв$.

Все еще стоит вопрос о том, проявляется или нет гигантский $M1$ -резонанс в интервале энергий 5—10 $Mэв$. Одним из указаний на такой резонанс являются аномально сильные $M1$ -переходы в некоторых ядрах, таких, как ^{117}Sn и ^{136}Ba . Значение таких данных можно теперь исследовать систематическим измерением захвата с усреднением по резонансам. Результаты [29] для реакций $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)^{118}\text{Sn}$ и $^{119}\text{Sn}(n, \gamma)^{120}\text{Sn}$ приведены на рис. 14, где интенсивности γ -линий, содержащих $M1$ -компоненты, представлены в зависимости от энергии γ -квантов. Видно, что экспериментальные точки располагаются вдоль резонансоподобной кривой, однако следует задаться вопросом, нельзя ли этот кажущийся резонанс объяснить случайными флуктуациями интенсивности. Оказывается, что сплошная кривая, проведенная по точкам, не имеет большого значения, так как энергетическая зависимость, представленная пунктирной линией, не противоречит данным. Но можно сделать заключение, что в энергетическом интервале 6,5—9 $Mэв$ имеются исключительно большие колебания интенсивности γ -квантов. Помимо этого, кажущийся пик в интенсивности (\bar{n}, γ) подобен пику в измеренном недавно [30] сечении обратной реакции $^{118}\text{Sn}(\gamma, n)^{117}\text{Sn}$.

Интерпретация наблюдаемой интенсивности, показанной на рис. 14, усложнена тем обстоятельством, что она состоит из трех компонент, как это показано на рисунке вверху слева. На основании результатов для других ядер вкладом $E2$ -переходов можно пренебречь, а величину p -волновой компоненты можно установить на

основании наблюдаемой формы γ -линии, как обсуждалось раньше [8]. Исправленная интенсивность, приписанная $M1$ -излучению, приведена на рис. 15. Здесь резонансоподобная форма проявляется даже больше. Такой резонанс мог бы возникнуть из-за переходов с переверотом спина между подболочками $h_{11/2}$, $h_{9/2}$ [31]. Ширина

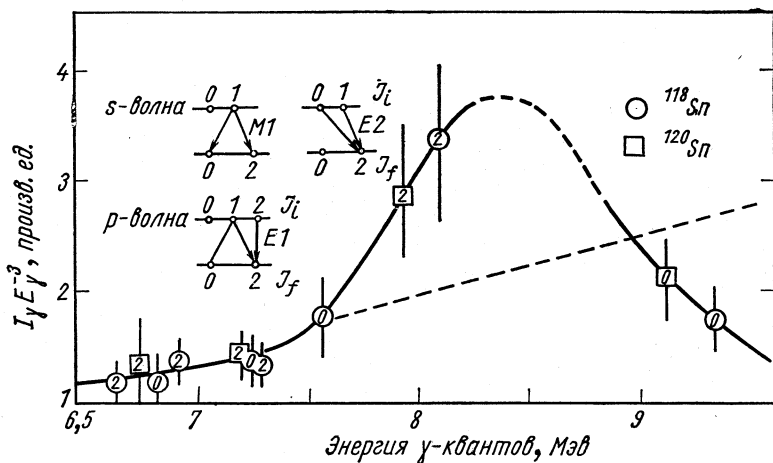


Рис. 14. Энергетическая зависимость средней интенсивности радиационных переходов на состояния с положительной четностью в реакциях $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)^{118}\text{Sn}$ и $^{119}\text{Sn}(n, \gamma)^{120}\text{Sn}$ [29]. В указанную погрешность включены экспериментальные погрешности флюктуации, обусловленные распределением Портера—Томаса. Цифры на экспериментальных точках — спины конечных состояний.

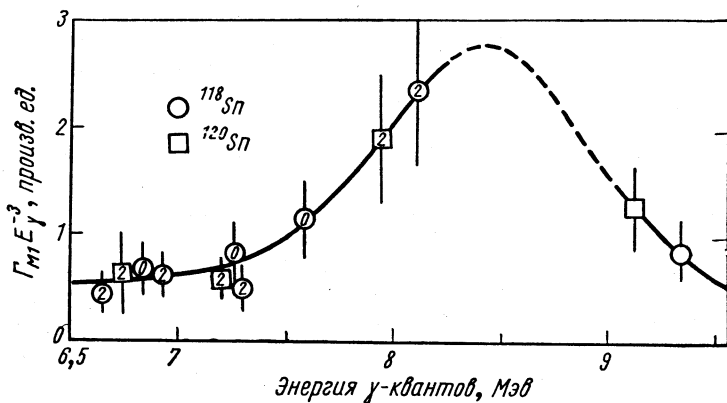


Рис. 15. Энергетическая зависимость средних ширин $M1$ -компоненты высокоэнергетических переходов в ядрах ^{118}Sn и ^{120}Sn [29].

резонанса несколько меньше, чем вычисленная Шапиро и Эмери [32] для более тяжелых и сильно деформированных ядер. К сожалению, анализ данных еще не настолько развит, чтобы выявить, не являются ли аномально большими абсолютные величины интенсивностей переходов в пике кривой на рис. 15.

3. СПЕКТРОСКОПИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ

Как уже говорилось выше, наибольшие усилия в спектроскопии γ -квантов нейтронного захвата посвящены низкоэнергетическим состояниям ядер. Используются разнообразные оборудование и источники, но, поскольку обсуждение всех их в данной работе невозможно, я решил ограничиться лишь примером исследования состояний ^{166}Ho , выполненного совсем недавно измерением захвата с усреднением по резонансам [9].

Часть одного из (\bar{n}, γ) -спектров для реакции $^{166}\text{Ho}(n, \gamma)^{166}\text{Ho}$ уже была показана на рис. 7. Поскольку γ -линии в спектре образованы переходами прямо на низкоэнергетические конечные состояния, энергии возбуждения E_x этих конечных состояний просто равны энергии связи нейтрона минус энергии наблюдаемых линий. Основное преимущество (\bar{n}, γ) -метода в том, что на основании наблюдаемых γ -квантов можно определить спины и четности низкоэнергетических состояний.

Простая идея, использованная для определения спинов и четностей из (\bar{n}, γ) -данных, пояснена диаграммой в верхней левой части рис. 16. Основным является предположение, что средние ширины радиационных переходов данного типа — плавные функции энергии γ -квантов, и что ширины переходов между индивидуальными состояниями удовлетворяют распределению Портера—Томаса. Тогда средняя интенсивность линии, связанной с данным конечным состоянием, примерно пропорциональна числу способов Ω_J , которыми состояние может быть достигнуто, и силовой функции $\langle \Gamma_\gamma/D \rangle$ для данного типа излучения. На практике для большого числа ядер (включая ^{166}Ho) интенсивности достаточно велики только для s -волнового захвата, сопровождаемого $E1$ - или $M1$ -излучением, следовательно, имеются только четыре комбинации Γ_γ/D и Ω_J . Таким образом, ожидается, что на графике Γ_γ/E_γ^3 в зависимости от E_γ все точки будут располагаться вдоль четырех линий, если измерение включает достаточное число исходных состояний, чтобы усреднить большинство случайных флуктуаций интенсивности. Из рис. 16 видно, что хорошо разрешенные линии ^{166}Ho (линии с $E_x < 600$ кэв) действительно удовлетворяют ожидаемому поведению. Заметим, что интенсивности для $E1$ - и $M1$ -линий хорошо разделены и два спиновых состояния также легко различить. Следовательно, на основании наблюдаемых интенсивностей можно сразу определить четности конечных состояний и узкие пределы величины спина.

Наглядно показать принципиальную пригодность (\bar{n}, γ) -метода для идентификации спинов можно на гистограмме относительной интенсивности I_γ/\bar{I}_γ состояний с заранее известными спинами. Здесь \bar{I}_γ взято с плавной кривой, проведенной по точкам на графике I_γ в зависимости от E_γ . Такая гистограмма приведена на рис. 17.

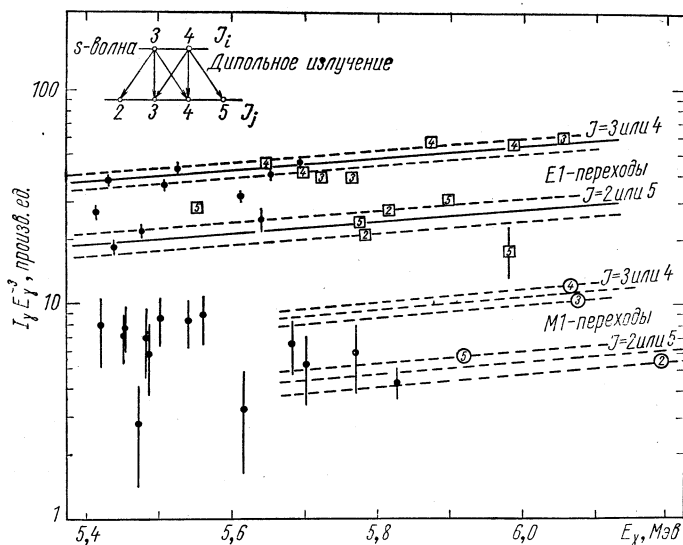


Рис. 16. Зависимость $\bar{I}_\gamma E_\gamma^3$ от E_γ для $^{165}\text{Ho}(n, \gamma)^{166}\text{Ho}$ [8]:

Цифры на некоторых экспериментальных точках — значения J , доложенные в работе Мотца и др. [33]; указанные погрешности — среднеквадратические экспериментальные погрешности; если погрешности не указаны, то величина их меньше размера точки; пунктирные линии возле каждой сплошной линии указывают ожидаемый среднеквадратический разброс, обусловленный флуктуациями; \square — положительная четность; \circ — отрицательная четность; \bigcirc — четность не известна.

Видно, что состояния с $J_j = J_0 \pm 3/2$ и с $J_j = J_0 \pm 1/2$ хорошо разделены, как и ожидалось на основании модели.

В (\bar{n}, γ) -измерениях для ^{166}Ho обнаружено очень много низкоэнергетических ядерных состояний, для которых с уверенностью определены четности, а о спинах можно сказать, что они равны 2 или 5 в одних случаях и 3 или 4 — в других. Поскольку особенности (\bar{n}, γ) -метода позволяют нам ожидать, что при измерениях в интервале $E_x < 800$ кэВ зарегистрированы все состояния с положительной четностью, данные по ^{166}Ho предоставляют благоприятную возможность для экстенсивного описания структуры ротационных полос уровней тяжелого деформированного ядра. Результат, полученный для состояний с положительной четностью, приведен на рис. 18. Каждая полоса была установлена поиском таких состояний с поло-

жительной четностью, для которых энергии E_J образуют последовательность, описываемую выражением

$$E_J = E_0 + bJ(J + 1), \quad (5)$$

где E_0 и b — константы, и для которых интенсивность γ -квантов согласуется с той, которую требует спин J . Таким способом все состояния с положительной четностью (их зарегистрировано 31 ниже энергии 850 кэВ) можно подобрать в ротационные полосы, имеющие приемлемые характеристики, и это является указанием на то, что зарегистрированы и верно идентифицированы все состояния с $J = 2, 3, 4$ или 5. Данные о состояниях с отрицательной четностью

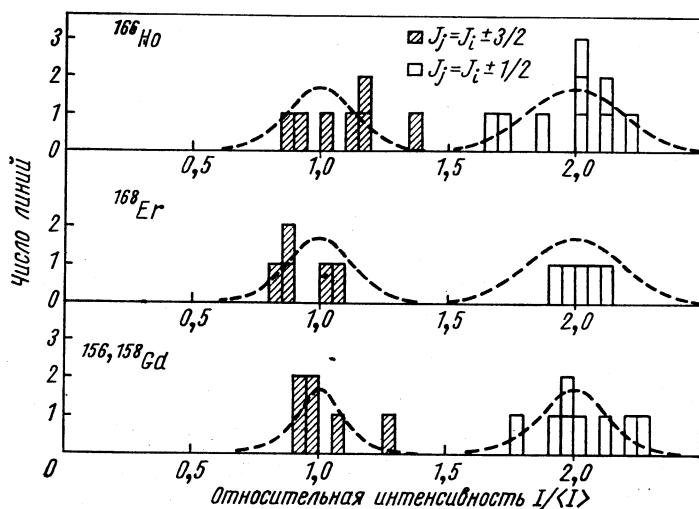


Рис. 17. Гистограмма относительных интенсивностей переходов, усредненных по резонансам [9].

менее полные, так как соответствующие им $M1$ -переходы иногда замазаны более сильными $E1$ -переходами на состояния с положительной четностью. Всего в измерениях обнаружено 16 ротационных полос (семь из них идентифицированы ранее). Это один из наибольших наборов полос среди известных до сих пор для одного ядра. Следует подчеркнуть, что убедительный анализ структуры полос проведен благодаря полноте (n, γ) -данных, а также в результате того, что измерения дают недвусмысленную информацию о состояниях, а не о переходах между состояниями.

Дополнительную информацию о ротационных полосах ^{166}Ho можно получить при проверке, не наблюдались ли в спектрах низкоэнергетических γ -квантов, доложенных в работе Мотца и др. [33], γ -кванты таких энергий, которые должны отвечать отдельным переходам внутри каждой полосы. Во всех случаях γ -кванты соответ-

вующей энергии присутствуют. Более того, обнаружено, что сильные переходы испускаются из большинства нижних состояний полос, как и следовало ожидать. Это согласие между энергиями состояний, наблюдаемых в нашей работе, и данными для низкоэнергетических линий γ -квантов, доложенными ранее, свидетельствует в пользу достоверности структуры полос.

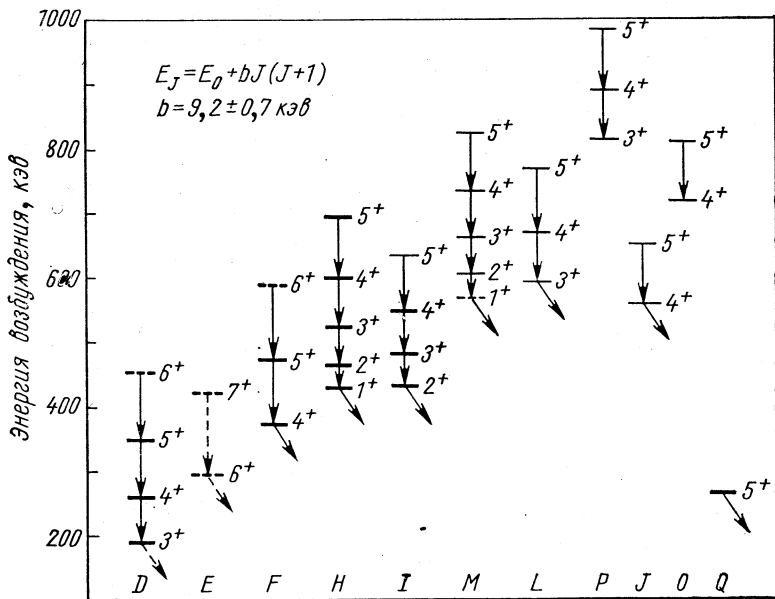


Рис. 18. Полосы состояний с положительной четностью у ^{166}Ho [9]: состояния, изображенные жирными линиями, были доложены в работе Мотца и др. [33]; вертикальные линии изображают низкоэнергетические переходы, о которых доложено в работе [33]; диагональные линии указывают состояния, с которых наблюдались относительно сильные переходы. Буквы внизу являются произвольными метками полос.

Состояния ^{166}Ho можно интерпретировать в рамках модели, в которой нечетный нейтрон и нечетный протон независимо связаны с остовом ядра ^{164}Dy . Тогда собственные состояния нечетных частиц можно определить по известным состояниям ^{165}Ho и ^{165}Dy , и, комбинируя их, можно составить ротационные полосы ^{166}Ho : энергия нижнего состояния полосы (в первом приближении) равна сумме $E_p + E_n$ энергий состояний, возбуждаемых протонами и нейтронами, а спин K нижнего состояния полосы связан со спинами Ω_p и Ω_n собственных состояний выражением $K = |\Omega_p \pm \Omega_n|$.

Наблюдаемые у ^{166}Ho полосы с положительной четностью сравнены на рис. 19 с предсказаниями этой модели, взятыми в первом приближении. Здесь сумма $E_p + E_n$ энергий собственных состояний в ^{165}Ho и ^{165}Dy , а также соответствующая величина $E_{KK} - \beta K$ для наблюдаемых полос ^{166}Ho были вычислены на основании экспе-

риментальных данных (E_{KK} — энергия основного состояния поло-
сы). Качественное согласие между наблюдаемыми в ^{166}Ho полосами
и теоретическими предсказаниями как будто говорит об общей при-
годности модели, что опять-таки свидетельствует в пользу достовер-
ности анализа структуры полос.

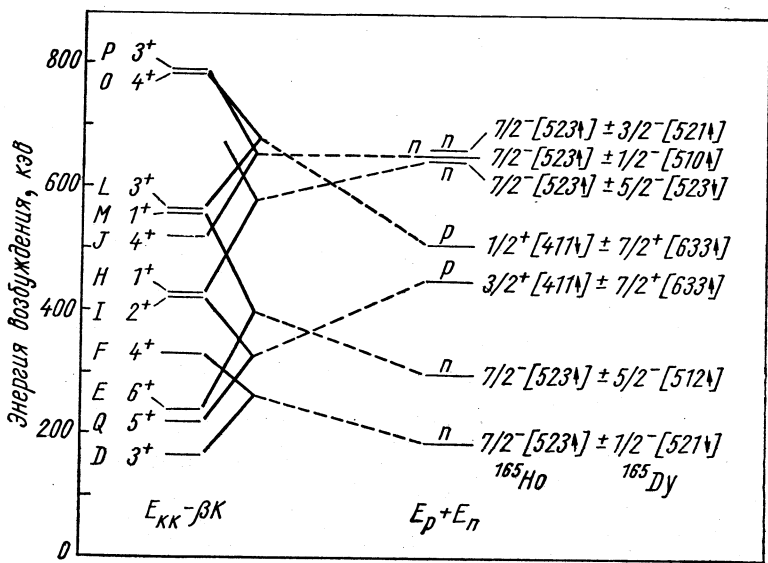


Рис. 19. Сравнение наблюдаемых и предсказанных полос с голо-
жительной четностью у ^{166}Ho [9]:

метки полос и значения K экспериментальных полос даны слева; предполо-
женные конфигурации собственных состояний ^{166}Ho и ^{166}Dy , из которых
образованы состояния ^{166}Ho , приведены справа; буквами n и p обозначены
состояния, возбуждаемые нейтронами и протонами соответственно; каждая
соединенная пара полос удовлетворяет правилу связи Галахера—Мошковского.

Характерной особенностью описанных выше результатов для ^{166}Ho является то, что измерения γ -квантов захвата дают информа-
цию о большем количестве состояний, чем может быть зарегистри-
ровано и идентифицировано для тяжелого ядра любым другим спо-
собом. Однако такие измерения дают относительно мало информации
(помимо спинов и четностей) о структуре этих состояний. Для допол-
нения картины требуются разные реакции с заряженными части-
цами. Я думаю, что это обстоятельство полезно, так как оно направ-
лено на уравнивание сильной тенденции в спектроскопии γ -квантов
нейтронного захвата к узкой специализации, заключаю-
щейся в упоре на особую, сложную экспериментальную технику.
Итак, можно надеяться и ожидать, что явное преимущество, усилен-
ное в результате объединения нейтронных данных и данных из
реакций с заряженными частицами, удержит спектроскопию γ -кван-
тов нейтронного захвата в ряду главных направлений ядерной
физики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. International Atomic Energy Agency. Vienna, 1969.
2. Sumbaev O. I., Smirnov A. I. Nucl. Instrum. Methods, 1963, **22**, 125.
3. Koch H. R. e. a. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. IAEA, Vienna, 1969, p. 65.
4. Smither R. K., Buss D. J. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. IAEA, Vienna, 1969, p. 55.
5. Burson S. B. In: Argonne National Laboratory Report ANL-7436, 1968, p. 3.
6. Von Egidy T. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. IAEA, Vienna, 1969, p. 127.
7. Bowman C. D., Berman B. L., Jackson H. E. Phys. Rev., 1969, **178**, 1827.
8. Bollinger L. M., Thomas G. E. Phys. Rev. Lett., 1967, **18**, 1143.
9. Bollinger L. M., Thomas G. E. Phys. Rev., 1970, November.
10. Thomas G. E., Blatchley D. E., Bollinger L. M. Nucl. Instrum. Methods, 1967, **56**, 325.
11. Bollinger L. M. In: Nuclear Structure. International Atomic Energy Agency. Vienna, 1968, p. 317.
12. Chirn R. E. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. IAEA, Vienna, 1969, p. 627.
13. Porter C. E., Thomas R. G. Phys. Rev., 1956, **104**, 483.
14. Rosenzweig N. Nucl. Phys. A, 1968, **118**, 650.
15. Bartholomew G. A. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. IAEA, Vienna, 1969, p. 553.
16. Rimawi K. e. a. Phys. Rev. Lett., 1969, **23**, 1041.
17. Jackson H. E. e. a. Phys. Rev. Lett., 1966, **17**, 656.
18. Axel P. Phys. Rev., 1962, **126**, 671.
19. Becvar F. e. a. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. IAEA, Vienna, 1969, p. 651.
20. Bartholomew G. A. In: Proceedings of the Conference on Electromagnetic Lifetimes and Properties of Nuclear States. Gatlinburg, Tenn., 1961; National Academy of Sciences Report NAS-NRC 974, 1962, p. 209.
21. Грошев Л. В., Демидов А. М. «Ядерная физика», 1966, **4**, 785.
22. Harlan R. A. e. a. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. IAEA, Vienna, 1966, p. 607.
23. Arnell S. E. e. a. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. IAEA, Vienna, 1969, p. 231.
24. Beer M. e. a. Phys. Rev. Lett., 1967, **20**, 340.
25. Chrien R. E. Краткое сообщение в сборнике [11]. См. также рис. 8 работы [11].
26. Mughabghab S. F., Chiren R. E., Wasson O. A. Brookhaven National Laboratory Report BNL-14, 982, 1970.
27. Bollinger L. M., Thomas G. E. Bull. Amer. Phys. Soc., 1968, **13**, 722.
28. Struble G. L., Kern J., Sheline R. K. Phys. Rev., 1965, **137**, 772.
29. Bollinger L. M., Thomas G. E. To be published.
30. Winhold E. J. e. a. Harwell preprint (1970).
31. Brink D. M. In: Argonne National Laboratory Report ANL-6797, 1963, p. 194.
32. Shapiro C. S., Emery G. T. Phys. Rev. Lett., 1969, **23**, 244.
33. Motz H. T. e. a. Phys. Rev., 1967, **155**, 1265.