

СТРУКТУРА СЕЧЕНИЙ ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

*С.Н.Беляев¹, О.В.Васильев¹, В.В.Воронов², А.А.Нечкин¹,
В.Ю.Пономарев², В.А.Семенов¹*

С помощью тормозной методики для ряда ядер экспериментально изучены сечения (γ, n) -реакции с целью поиска промежуточной структуры в интервале энергий от порога реакции до 25 МэВ. Такая структура обнаружена в низкоэнергетической части сечений ядер области свинца. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов по квазичастично-фононной модели ядра.

The photoneutron cross sections in some spherical nuclei are measured using the bremsstrahlung radiation technique. The maximum endpoint energy is equal to 25 MeV. As a result, the substructures in the (γ, n) cross sections of nuclei near the Pb region at low excitation energies are observed. The experimental data are compared with the theoretical calculations within the quasiparticle phonon nuclear model.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств таких высоколежащих коллективных ядерных состояний, как мультипольные гигантские резонансы (МГР), продолжает находиться в центре внимания многих исследовательских групп. Быстрый прогресс экспериментальной техники существенно расширил разнообразие используемых пучков и позволил проводить эксперименты на совпадение, дающие новую информацию о внутренней структуре МГР. В обзорах [1—9] систематизированы многие результаты этих исследований, как экспериментальных, так и теоретических. Работы по изучению МГР активно продолжаются.

¹НИИМФ Саратовского государственного университета, Саратов

²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Электрический гигантский дипольный резонанс (ГДР) к настоящему времени является наиболее изученным по сравнению с другими типами возбуждений. Причины здесь как исторические — он был открыт первым, и для большинства ядер есть данные, так и то, что для его изучения можно использовать относительно легко осуществимую реакцию фотовозбуждения. Именно в реакциях с γ -квантами получена значительная часть данных о Е1-резонансе.

Для ядер с $A \geq 100$ из-за значительного кулоновского барьера сечение фотопоглощения практически исчерпывается фотонейтронным каналом. Вклад от возбуждений недипольного типа составляет лишь несколько процентов от интегрального сечения реакции в области энергий от порога вылета нейтронов до 25 МэВ. Поэтому структура сечения, получаемая в (γ, n) -реакции, должна отражать реальное распределение дипольной силы. Подобная селективность реакции позволяет оценить корректность результатов расчета Е1-возбуждений в той или иной модели при сравнении с соответствующими экспериментальными характеристиками.

Основные результаты по фотонейтронным сечениям получены в измерениях с использованием тормозного и квазимонохроматического пучков гамма-квантов. Для последнего методика эксперимента, полученные данные и их интерпретация представлены достаточно полно в обзорах [1,10], а параметры лоренцевых линий, аппроксимирующих сечения, и оценки интегральных сечений приведены в [11].

Описание формы кривой сечения с помощью линий типа лоренцевой основано на классическом представлении о колебании диполя в поле электромагнитной волны [12]. Значения параметров используются для сравнения с рассчитанными теоретически и как эмпирические оценки для нужд самих моделей, если в их рамках такие оценки получить невозможно (в основном это относится к ширине затухания). Промежуточная структура в сечении при таком подходе объяснения не находит, а потому в течение длительного времени систематического изучения формы кривых сечений на средних и тяжелых ядрах не проводилось. Сказывались и определенные трудности экспериментального исследования таких относительно малых эффектов, зачастую лишь искажающих форму линии.

Данные о промежуточной структуре имеются только для отдельных ядер, в основном, с $A \sim 200$. Впервые, по-видимому, авторы работы [13] рассмотрели особенности в зависимости сечений (γ, n) -реакций на $^{206-208}\text{Pb}$ и ^{209}Bi , указав на невозможность описания сечений простой лоренцевой линией, на «плечо» в сечении ^{208}Pb в области энергий вблизи 12 МэВ и на наличие структуры в припороговой области. На существование пика в сечении реакции на ^{208}Pb при энергии $\sim 11,5$ МэВ указывает-

ся в [14]. Результаты изучения промежуточной структуры на ряде ядер (в их числе ^{208}Pb , ^{90}Zr) представлены в [10]. Эти данные, возможно, вследствие использования некорректного метода расчета сечений из фотонейтронных выходов, плохо интерпретируются и расходятся с более поздними измерениями [15,16], сделанными с использованием разных методик и хорошо согласующимися между собой. В ряде работ были получены сечения (γ, n) -реакций на ^{141}Pr [17—21], имеющие между собой довольно значительные расхождения в форме кривых, причем не только в их низкоэнергетической части. Очевидно, что при анализе таких данных могут возникнуть сомнения в самом факте наличия каких-либо структур в сечениях реакций на средних и тяжелых ядрах (см., например, [22]).

В то же время информация (как качественная, так и количественная) о положении особенностей в сечениях, их вкладах в интегральное сечение, уже является сопоставимой с аналогичными характеристиками, получаемыми в теоретических расчетах в ряде моделей [23—25]. Важное значение имеет также выяснение природы наблюдаемых структур и механизма затухания ГДР. В результате многочисленных теоретических исследований [3—9, 23—28] в настоящее время установлено, что основным механизмом, ответственным за затухание МГР, является связь простых состояний типа частица — дырка с более сложными состояниями типа две частицы — две дырки, причем наиболее существенной является связь с низколежащими вибрационными модами.

Полученные за последние годы результаты изучения формы фотонейтронных сечений в измерениях с использованием тормозного пучка γ -квантов и анализ экспериментальных данных на базе квазичастично-фонной модели ядра (КФМ) [4,8,29,30] составляют содержание настоящего обзора.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

При экспериментальном изучении структуры сечений (γ, n) -реакций использовалась тормозная методика — измерение выходов фотонейтронов из образца, облучаемого γ -квантами тормозного излучения электронов, и расчет сечения из полученных данных. Измерения проводились с использованием в качестве ускорителя электронов бетатрона с максимальной энергией 25 МэВ, применялся многоканальный метод [31] с управляющей ЭВМ на линии с экспериментом. Значения граничных энергий тормозного пучка $E_{\gamma \text{ max}}$ в каждом канале, порядок сканирования по

энергии, статистическая точность измерений определялись желаемым уровнем разрешения в получаемых сечениях.

В данной методике сечения (γ, n)-реакции есть результат решения интегрального уравнения Фредгольма I рода — обратной задачи восстановления функции по данным эксперимента. Применяемый для этой цели метод расчета должен полностью использовать экспериментальную информацию и дать достоверные сведения о структуре сечения. Очевидно, что на качестве результата могут сказаться как ошибки методики, так и погрешности аппаратуры и методов обработки измеренных данных. Поэтому необходима оценка физической значимости структур в сечении, основанная на тестовых измерениях на ядрах, имеющих сложную форму сечения (типа ^{16}O), и на постановке вычислительного эксперимента.

Сечение (γ, n)-реакции в эксперименте всегда является некоторым приближением реальной линии, о которой определено можно сказать лишь то, что она является непрерывной (хотя и тут возможны исключения — для легких ядер). Представление о форме сечений основано на имеющихся экспериментальных данных и теоретических воззрениях на механизм фотовозбуждения ядер. Это означает, что при постановке эксперимента заранее неизвестно, какой уровень разрешения достаточен, чтобы воспроизвести все особенности в кривой сечения. Поскольку разрешение и достоверность структур прямо связаны со степенью дискретизации измеряемой кривой выхода, то эксперимент желательно вести с минимально возможным шагом по $E_{\gamma \max}$ и необходимой для такого шага статистической точностью. С этой точки зрения используемые при изучении фотовозбуждения в области ГДР тормозная и квазимонохроматическая методики сталкиваются с рядом трудностей. Для первой — уменьшение шага измерений ведет к необходимости увеличения времени измерений и числа точек по $E_{\gamma \max}$. А это требует высокой стабильности в работе аппаратуры и корректной обработки данных, так как ухудшается обусловленность системы уравнений. Для второй — немонохроматичность γ -пучка практически не позволяет разрешать структуры с ширинами ≈ 100 кэВ, и наблюдается разброс точек в сечении, определяемый статистикой. Использование этих сечений в качестве выходов фотонейтронов возвращает нас к проблемам тормозной методики с добавлением того факта, что спектр γ -квантов не имеет аналитического вида.

Таким образом, получение рассматриваемых в настоящей работе экспериментальных данных стало возможным при выполнении двух условий:

- 1) обеспечение проведения измерений выходов фотонейтронов с малым шагом и требуемой точностью [32];

2) применение для расчета сечений метода статистической регуляризации [33—40], в основе которого лежит использование вероятностного характера экспериментальных значений.

3. ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Непосредственно измеряемыми величинами в эксперименте являются выход фотонейтронов $N(E_{\gamma \max})$ и доза γ -излучения $D(E_{\gamma \max})$, регистрируемая сцинтилляционным импульсным дозиметром [41]. Эти измерения проводятся при каждом импульсе γ -квантов для заданного числа значений $E_{\gamma \max}$. В промежутках между импульсами вычисляется случайная величина $N(E_{\gamma \max})/D(E_{\gamma \max})$ и ее достаточные статистики, что позволяет на любой стадии эксперимента определить выборочное среднее и дисперсию. Приведенный к единице дозы выход фотонейтронов $Y(E_{\gamma \max})$ получается нормировкой значений на показания алюминисевой абсолютной камеры, имеющей расчетную чувствительность от $E_{\gamma \max}$ [42].

Режим сканирования по $E_{\gamma \max}$ осуществлялся с помощью системы управления энергией бетатрона, содержащей следующие основные блоки (см. схему на рис. 1):

1) электронный интегратор, преобразующий напряжение со следящего витка на полюсе бетатрона в напряжение, повторяющее форму магнитного поля на равновесной орбите;

2) ЦАП, выдающий постоянное напряжение, пропорциональное требуемой энергии ускоренных электронов, в ответ на цифровой код, загружаемый ЭВМ;

3) компаратор, вырабатывающий импульс в момент совпадения напряжения аналога магнитного поля с заданным значением напряжения от ЦАП;

4) схема формирования мощного импульса тока смещения ускоренных электронов на тормозную мишень.

Десятиразрядный ЦАП позволяет генерировать произвольные последовательности значений энергий бетатрона с дискретностью 20 кэВ, перекрывая всю область гигантского дипольного резонанса. Максимальная нестабильность шкалы не превышает 20 кэВ в области больших энергий. Абсолютная калибровка энергетической шкалы бетатрона проводилась по порогам (γ, n) -реакции на ^{207}Pb , ^{209}Bi , ^{63}Cu , а также по излому в кривой выхода $^{16}\text{O}(\gamma, n)$ при $E = 25$ МэВ.

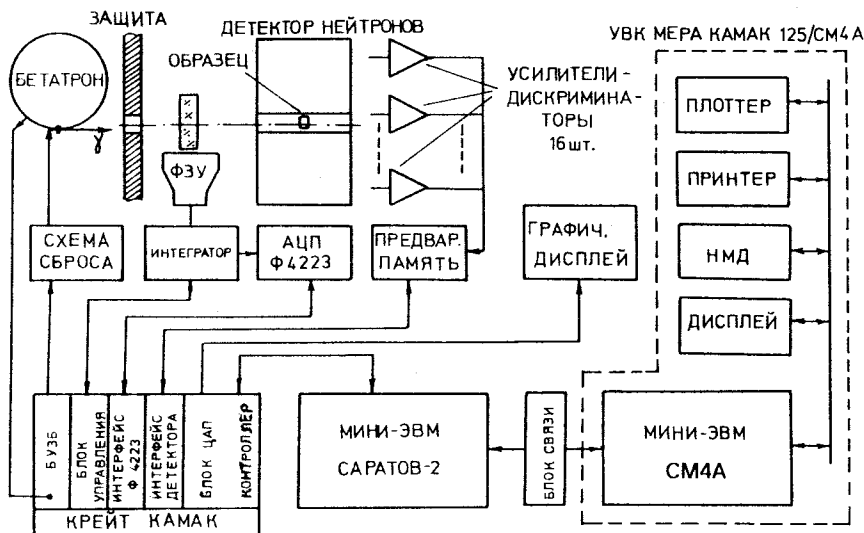


Рис. 1. Схема установки для автоматизированного измерения выходов фотонейтронов многоканальным методом на линии с ЭВМ при использовании пучка тормозного излучения

Фотонейтроны регистрировались детектором, состоящим из 90 BF_3 -счетчиков в парафине, равномерно расположенных параллельно сквозному каналу, в котором размещается исследуемый образец. Все счетчики объединены в 15 групп по 6 штук в каждой, которые образуют 15 независимых каналов регистрации, состоящих из усилителя, интегрального дискриминатора и 4-разрядного двоичного счетчика, к которому есть программный доступ. Эффективность детектора равна 20%, время жизни тепловых нейтронов в нем составляет 126 мкс. Особенностью канала регистрации нейтронов является то, что положение и длительность «ворот», во время которых идет счет нейтронов, программно управляемы. Это позволяет при сканировании по энергии бетатрона изменять эффективность регистрации нейтронов с целью уменьшения скоростей счета до приемлемых значений, особенно при достаточно толстых мишенях. Этот прием существенно повышает эффективность использования времени работы ускорителя.

Нетрадиционным элементом в экспериментах на тормозном пучке является импульсный сцинтилляционный дозиметр γ -излучения, падающего на исследуемую мишень. Сцинтиллятором служит пластинка из пластика толщиной 2 мм, пересекающая тормозной пучок. Импульс тока с ФЭУ интегрируется, результат запоминается, а затем с помощью АЦП

типа Ф4223 (время кодирования 3 мкс, точность 11 разрядов) преобразуется в цифровой код и считывается ЭВМ, где используется для нормировки зарегистрированного выхода нейтронов в данном цикле ускорителя.

В ходе эксперимента большое внимание уделялось визуализации поступающей информации, при этом выводились на графический дисплей выход нейтронов с различных каналов, вычисленные статистики, импульсная доза. Особенно важен оперативный контроль за импульсной дозой, так как она отражает качество работы бетатрона.

В состав измерительного комплекса входит мини-ЭВМ «Саратов-2» (типа PDP-8), которая производит сбор и накопление поступающей информации, необходимые вычисления, управление бетатроном. Все элементы установки, требующие программного управления, выполнены в виде блоков КАМАК, либо имеют свои интерфейсы в крейте. ЭВМ «Саратов-2» связана с ЭВМ более высокого уровня типа СМ4А, имеющей развитую периферию: дисплеи, дисковую память около 50 Мбайт, принтеры, графопостроитель. На этом уровне хранится накопленная информация, решается задача получения сечения, идет подготовка и модификация управляющих программ для ЭВМ «Саратов-2», а также управление с пульта оператора ходом измерений. Таким образом, весь процесс получения и обработки информации в ходе эксперимента полностью автоматизирован и не требует «ручных» корректировок, что повышает достоверность результатов.

4. ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ (γ, n)-РЕАКЦИЙ

Экспериментальными результатами при использовании тормозной методики измерений являются значения среднего выхода фотонейтронов и его дисперсии в заданных точках по $E_{\gamma \max}$. После внесения поправок на фон и просчеты и приведения выхода к единице дозы эти данные используются при расчете (γ, n)-сечения. Для этого решается интегральное уравнение вида

$$\int_{B_n}^{E_{\gamma \max}^i} \Phi(E_{\gamma \max}^i, E_{\gamma}^i) \sigma_{\text{exp}}(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = Y(E_{\gamma \max}^i), \quad (1)$$

где $\Phi(E_{\gamma \max}^i)$ — форма спектра тормозного излучения, $Y(E_{\gamma \max}^i)$ — приведенный выход фотонейтронов, $\sigma(E_{\gamma})$ — экспериментальное сечение,

практически равное, из-за малого вклада других парциальных сечений, сумме $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n)$.

Уравнение (1) является обратной задачей, трудности решения которой связаны с тем, что в ее правой части стоят не точные значения, а оценки по ограниченной выборке — реализация случайного процесса. Поэтому задача относится к классу некорректно поставленных и для нее возможно лишь приближенное решение, отобранное по каким-то признакам из множества других, также удовлетворяющих уравнению (1).

В обзоре [33] подробно рассмотрены вопросы постановки обратных задач, связанных с восстановлением искомым функций по данным эксперимента, и изложен подход к их решению, развитый в работах [34—37], основанный на использовании вероятностного характера результатов измерений. Разработанный на основе этого подхода метод статистической регуляризации применяется нами для восстановления сечений. В этом методе решение уравнения (1) ищется в ансамбле гладких функций, принадлежащих некоторому распределению. Плотность этого распределения есть апостериорная плотность вероятности существования решения σ при заданном значении Y , определяемая по формуле Байеса:

$$P(\sigma/Y) = P(\sigma) P(Y/\sigma), \quad (2)$$

где $P(\sigma)$ — априорная плотность вероятности, вид которой определяется исходя из требования минимальности информации о σ и условия гладкости σ (в наших расчетах используется минимум нормы второй производной), $P(Y/\sigma)$ — условная плотность вероятности появления данного значения Y при условии существования σ . Это распределение характеризует проведенный эксперимент. В нашем случае значения измеренного выхода $Y(E_{\gamma \max})$ являются выборочными средними случайных величин и, следовательно, также случайными величинами, распределенными по нормальному закону. Отклонение этих значений от идеальных (для данного σ) может быть задано каким-либо законом распределения отклонений. Предполагается, что это распределение — гауссово, а его дисперсия совпадает с экспериментальной дисперсией выхода фотонейтронов $(\Delta Y)^2$.

В применяемой нами схеме расчета используется также условие неотрицательности искомой функции и вычисляется апостериорная оценка погрешностей исходных данных [38]. Решение σ — функция наиболее вероятной гладкости — находится методом максимума апостериорной плотности вероятности, а погрешность $\Delta\sigma$ определяется как корень квадратный из дисперсии этого распределения.

Основные формулы, идеи алгоритмов и их программная реализация, результаты применения метода на некоторых конкретных задачах приво-

дятся в [39,40]. Изменения для нашей задачи расчета сечений касались только проблем алгебраизации уравнения (1) с ядром в виде аналитического выражения для формы спектра тормозного излучения [42] и использования другого алгоритма поиска параметров α и β (параметров гладкости и оценки погрешностей исходных данных). Последнее — в силу необходимости значительного уменьшения машинного времени при расчетах с большим числом точек и гарантированного нахождения решений для любых исходных данных.

Применение этого метода позволяет обрабатывать данные, измеренные с произвольным шагом по $E_{\gamma \max}$. При этом учитывается вес каждой точки выхода, а в восстановленную функцию не вносится ничего сверх имеющегося в экспериментальных данных. Не требуется предварительной подготовки (сглаживание и т.п.) исходных данных, вмешательства в процесс расчета и каких-либо действий, корректирующих полученный результат. Следует отметить, что в исходных данных содержится более полная информация о сечении, чем в восстановленной функции. Причина заключается в усреднении структур (если они имеются, что, в общем, заранее неизвестно) в сечении из-за конечного числа точек при дискретизации шкалы энергий, если шаг измерений сравним с ширинами этих структур. Поэтому при планировании эксперимента по изучению структуры сечения следует помнить, что уже сами условия измерений определяют конечный результат. А так как нам неизвестно реальное сечение и степень его сложности, то выбор условий и влияние решающей процедуры можно оценить или эмпирически (меняя тот или иной параметр эксперимента) или постановкой вычислительного эксперимента. Мы остановимся на этих оценках далее, при обсуждении вопроса о разрешении в эксперименте.

Фотонейтронное сечение (γ, n) -реакции получается из расчетного $\sigma_{\text{эксп.}}(E_{\gamma})$ после внесения поправки на множественность за порогом $(\gamma, 2n)$ -реакции. Для этого используется полученное на основе статистической теории выражение [43]:

$$\sigma(\gamma, Tn) = \sigma_{\text{эксп.}}(E_{\gamma}) / (2 - f), \quad (3)$$

где $f = (1 + x) \exp(-x)$ при $x = (E_{\gamma} - B_{2n})a^{1/2}(E_{\gamma} - B_n)^{-1/2}$. Здесь B_n и B_{2n} — пороги реакций с вылетом одного и двух нейтронов, a — параметр плотности уровней, определявшийся подгонкой (3) по данным о $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, измеренным с помощью квазимонохроматической методики [11].

Поскольку мы не делали абсолютных измерений, то полученные сечения приводились к абсолютным значениям с использованием в качестве

ве монитора данных из [11]. Так, например, для ядер с $N = 82$ и ^{208}Pb нормировка основана на сопоставлении данных по ^{142}Nd со значениями, рассчитанными по параметрам лоренцевой линии, приведенным в [11], для измеренного в Сакле сечения реакции на ^{142}Nd . Привязка осуществлялась по интегральным сечениям на интервале энергий в районе максимума сечения, до порога $(\gamma, 2n)$ -реакции.

5. ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Можно считать бесспорным утверждение о том, что сечения (γ, n) -реакций представляют собой кривые резонансного вида различной степени гладкости. Но форма кривых неизвестна и потому мы не можем сопоставить их с экспериментальными и оценить уровень разрешения путем сравнения параметров (например, амплитуд и ширин) структур, если таковые имеются.

При проведении прямых измерений разрешение будет определяться степенью монохроматичности пучка γ -квантов. Такие факторы, как шаг измерений, точность задания энергии, величина статистики будут сказываться только на объеме и качестве информации о сечении.

В используемой нами тормозной методике реальная информация о сечении содержится в значениях фотонейтронного выхода и его дисперсии. Здесь уже важен и шаг измерений, и точность, и стабильность работы аппаратуры, поскольку возможно появление в восстановленном сечении структур «экспериментального» происхождения или заглаживание реальных структур. Как хорошая иллюстрация вышесказанного, может рассматри-

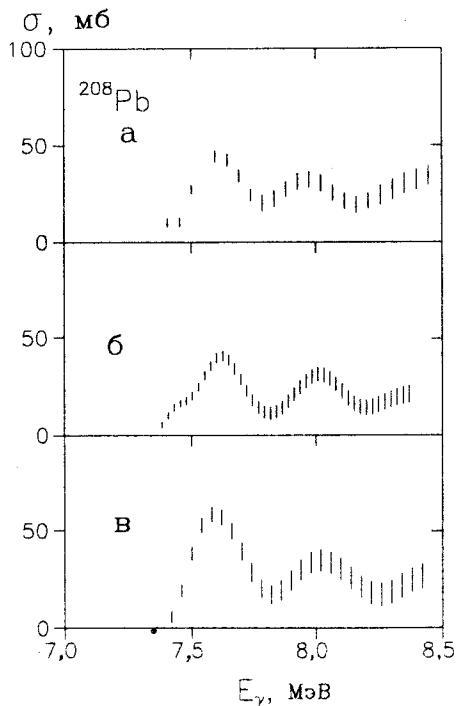


Рис.2. Сечение (γ, n) -реакции на ^{208}Pb , шаг измерений: а) 50 кэВ, б) 25 кэВ, в) 40 кэВ

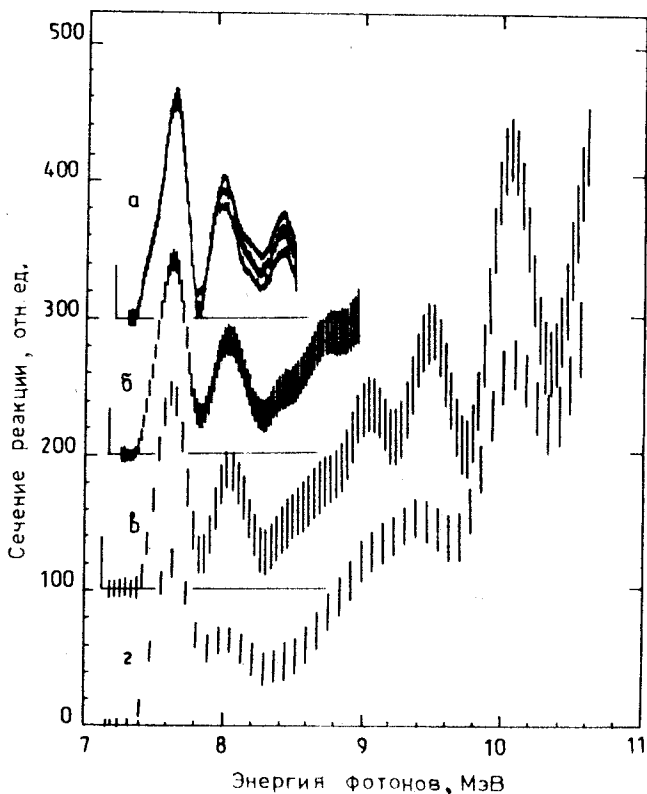


Рис.3. Фрагменты сечения (γ, n) -реакции на ^{208}Pb с шагом измерений: а) 10 кэВ, б) 20 кэВ, в) 40 кэВ, г) 80 кэВ

ваться форма сечения реакций на ^{208}Pb в припороговой области. Измерения с разным шагом (50, 25, 40 кэВ — рис.2, 10 кэВ — рис.3) и с различной статистикой (соответственно в порядке ухудшения) показывают как изменение амплитуд и ширин пиков при энергии 7,6 и 8 МэВ, так и появление (и исчезновение) структуры при энергии $\approx 7,43$ МэВ. Зависимость только от шага измерений видна на рис.3, где из измеренного с шагом 10 кэВ выхода взяты выборки с шагом 10, 20, 40, 80 кэВ и по ним получено сечение. Ясно, что имеет смысл говорить о выборе шага измерений и уровня статистики, достаточных для разрешения структур определенной величины (считая, что эту величину можно охарактеризовать количественно). Вопрос заключается в том, как это соответствие установить.

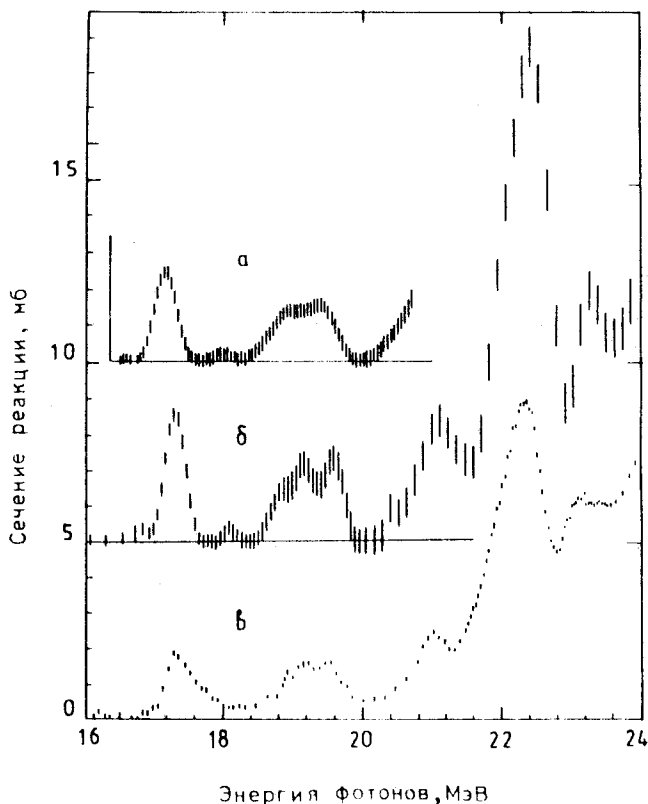


Рис.4. Сечение (γ, n) -реакции на ^{16}O : а) данные [56], б) настоящая работа, в) данные [64]

Если существуют подходящие эмпирические данные — экспериментальные сечения с примерно известным уровнем разрешения, то можно подобрать условия измерений для получения аналогичного результата. На рис.4 такое сравнение делается с данными сечения реакции на ^{16}O [44], измеренного квазимонохроматической методикой с шагом 50 кэВ с использованием γ -пучка, разрешение которого ~ 200 кэВ на энергии 24 МэВ. Наши измерения с шагом 50—60 кэВ имеют примерно такое же разрешение, но при этом еще остается возможность его улучшения.

Другой путь оценки разрешения — постановка вычислительного эксперимента. Суть его в следующем: для заданной модельной кривой генерируется при заданных условиях (шаг по энергии, статистическая погрешность) кривая выхода, из которой восстанавливается модельное се-

чение при использовании той же вычислительной процедуры, что и в реальных измерениях. Варьируя условия или форму модельной кривой, можно получить необходимую информацию для планирования эксперимента. Более того, отслеживая в процессе измерений соотношение между изменениями в выходе и уровнем дисперсии, можно при конкретном шаге измерений правильно определить момент окончания эксперимента, получив при этом реальный для данного шага уровень разрешения. Как показывают расчеты, при значении среднеквадратичной погрешности выхода $\approx 0,1-0,2$ от значения изменения выхода ($Y_i - Y_{i-1}$) для шага $H_{\text{изм}}$ по $E_{\gamma \text{ max}}$ на модельных сечениях восстанавливаются пики с шириной на полувысоте порядка $(2-4) H_{\text{изм}}$, т.е. для измерений с шагом $40-60$ кэВ вполне реально разрешение структур с ширинами порядка 100 кэВ и более.

В модельных расчетах несколько узких пиков, близких по энергии, восстанавливаются при плохом разрешении (велик шаг или мала точность) в один широкий резонанс асимметричной формы. Этот эффект возможен и в реальных условиях. С учетом того, что структура сечения может быть образована наложением нескольких пиков, для их обнаружения (визуального или при анализе) необходимо, чтобы их амплитуды не были малы по сравнению с суммарным значением, а форма линии искажалась достаточно заметно.

Существует зависимость уровня разрешения от положения структур. По оценкам на моделях видно, что пики, находящиеся на начальных участках модельной кривой, при прочих равных условиях восстанавливаются с лучшим разрешением, чем на конечных. Возможная причина — уменьшение относительного вклада от структуры в выход с ростом энергии структуры. Может оказаться, что эта структура приводит к изменению в выходе, сравнимому с его погрешностью. Уменьшение амплитуды пика в восстановленной кривой по сравнению с модельной может достигать $10-15\%$, а пики с шириной, приблизительно равной $H_{\text{изм}}$ и менее, могут и вовсе исчезнуть. Нужно отметить, что лишние (ложные) структуры при модельных расчетах не появлялись, а это важно знать при оценке достоверности экспериментальных данных.

6. АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ, ПОЛУЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ

Для количественного описания структуры сечения необходимо подобрать математическую модель, параметры которой имели бы определенный физический смысл и могли использоваться при интерпретации результатов и сравнении с теоретическими расчетами. Достаточно оправ-

данным (и теорией, и опытными данными) является предположение о резонансном характере линий, суперпозицией которых может быть представлено сечение. Причем каждая из этих линий, в свою очередь, может оказаться огибающей резонансов, не разрешенных экспериментом. В этом случае величинами, сопоставимыми с теорией и аналогичными измерениями, будут амплитуда, ширина и положение данной структуры в сечении, а также вычисленный по этим параметрам ее вклад в интегральное сечение.

Выбор типа резонансных линий может быть обусловлен или физическими соображениями, или реальными особенностями изучаемых сечений. Возможна аналогия с легкими ядрами, поскольку предполагаемые различия в механизме фотовозбуждения могут больше касаться числа и структуры возбужденных состояний, а не конкретной формы резонансов.

Особенность сечений (γ, n)-реакций на средних и тяжелых ядрах заключается в том, что резонансного типа структуры наложены на возрастающую подложку — передний фронт пика (или суммы нескольких пиков) значительно большей амплитуды. Поэтому для получения параметров используется метод «выделения остатка», который заключается в последовательном вычитании из полной кривой сечения линий, рассчитанных по их параметрам, начиная с линии, описывающей основной пик. При аппроксимации основного пика используются точки в области максимума сечения и на его заднем фронте, поскольку, как правило, особенности в сечении на восходящей ветви имеются вплоть до его максимума. При этом осуществляется аппроксимация как традиционно используемой лоренцевой линией, так и гауссовой, оказавшейся наиболее оптимальной при анализе кривой сечения реакции на ^{208}Pb .

Физический смысл процедуры заключается в отборе и локализации тех групп возбужденных состояний гигантского резонанса, в которых ширина состояний много меньше, чем предполагаемая ($\approx 3\text{—}4$ МэВ) при данных энергиях. Разница возникает за счет уменьшения вклада в полную ширину ее основного слагаемого — ширины перехода в более сложные состояния. Следует отметить, что экспериментально определенные ширины могут оказаться завышенными, если они получены для группировки близких по положению уровней, не разрешаемых по условиям измерений. Различие в структуре возбужденных состояний приводит, в свою очередь, к возможности использования линий различного типа при разложении кривой сечения на суперпозицию резонансных линий. Основная сила состояния, в котором простые конфигурации слабо связаны с более сложными, будет из-за слабой фрагментации сосредоточена в узком интервале вблизи его центроида энергии. Такие особенности в форме сечения могут быть представлены гауссовыми линиями, тогда как состоя-

ния с большей шириной образуют подложку и могут быть выделены линией типа лоренцевой.

7. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Проблеме затухания МГР посвящено большое число обзоров [3—9, 23—30]. В настоящей работе при анализе экспериментальных данных мы будем использовать квазичастично-фононную модель, позволяющую описать с единой точки зрения достаточно широкий круг ядерных возбуждений. Подробное описание КФМ и обзор многих теоретических работ можно найти в [8]. Здесь мы дадим только краткое схематическое изложение КФМ.

В общем случае гамильтониан КФМ включает члены, описывающие среднее поле ядра в форме потенциала Саксона — Вудса, взаимодействия, приводящие к спариванию, мультиполь-мультипольные, спин-мультиполь — спин-мультипольные изоскалярные и изовекторные, включая зарядово-обменные, взаимодействия.

После проведения канонического преобразования Боголюбова введем стандартным образом операторы фононов мультипольности λ :

$$Q_{\lambda\mu}^+ = \frac{1}{2} \sum_{12} \left\{ \psi_{12}^{\lambda i} A^+(12; \lambda\mu) - (-1)^{\lambda-\mu} \varphi_{12}^{\lambda i} A(12; \lambda-\mu) \right\}. \quad (4)$$

Здесь A^+ , A — бифермионные операторы, построенные из операторов рождения и уничтожения квазичастиц соответственно, а фононные амплитуды ψ и φ находятся при решении соответствующих уравнений приближения случайных фаз (ПСФ). Гамильтониан КФМ может быть переписан в терминах квазичастичных и фононных операторов (см. [8]) и диагонализирован на базисе волновых функций, построенных в виде разложения по фононным операторам. Для описания процесса релаксации МГР можно ограничиться волновой функцией, взятой в виде суперпозиции простых (однофононных) и сложных (двухфононных) конфигураций:

$$\Psi_{\nu}(JM) = \left\{ \sum_i R_i(J\nu) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\lambda\lambda'\mu\mu'} P_{\lambda\lambda'\mu\mu'}^{\lambda\lambda'}(J\nu) [Q_{\lambda\mu}^+ Q_{\lambda'\mu'}^+]_{JM} \right\} \Psi_0. \quad (5)$$

Здесь Ψ_0 — волновая функция основного состояния. Уравнения для определения энергий $\eta_{J\nu}$ состояния (4) и коэффициентов R и P можно найти, например, в [4].

Наиболее существенные для описания затухания МГР диаграммы показаны на рис.5. Прямые линии соответствуют всевозможным дырочным

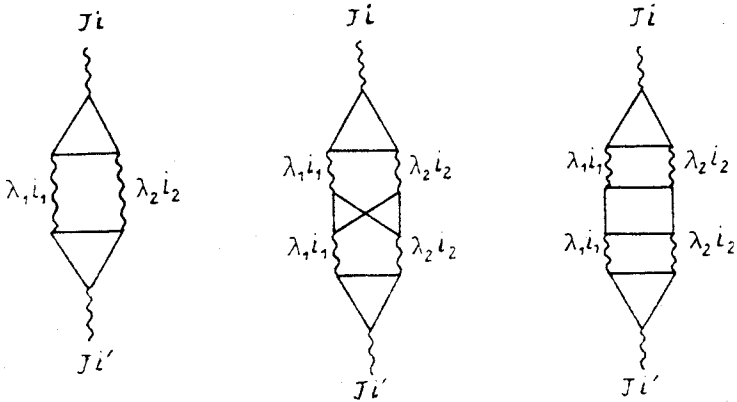


Рис.5. Диаграммы, учитываемые в КФМ при описании затухания МГР

и частичным фермионным состояниям, а волнистые — фоновым. Последние диаграммы возникают при точном учете принципа Паули, но их вклад не столь важен для гигантских резонансов [45]. Все величины, необходимые для расчета вершин и энергетических знаменателей, выражаются через параметры гамильтониана КФМ и фоновые амплитуды [4].

С ростом энергии возбуждения происходит быстрое увеличение плотности уровней, и большая часть экспериментальной информации о высоковозбужденных состояниях представлена в виде усредненных или просуммированных в определенных энергетических интервалах величин. Поэтому прямое вычисление усредненных величин более эффективно, как с вычислительной точки зрения, так и с точки зрения анализа экспериментальных данных.

Пусть $\Phi_{J\nu}$ — амплитуда возбуждения состояния $\Psi(JM)$ в некотором физическом процессе. Соответствующая силовая функция определяется следующим образом:

$$b(\Phi, \eta) = \sum_{\nu} |\Phi_{J\nu}|^2 \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_{J\nu})^2 + \Delta^2/4}. \quad (6)$$

Здесь Δ представляет собой интервал энергетического усреднения. Точное выражение для $b(\Phi, \nu)$ можно найти в [8].

Существует тесная взаимосвязь между силовыми функциями и функциями отклика на внешнее поле [5,7]. В случае возбуждения состояния $\Psi_{\nu}(JM)$ γ -квантами выражение для $\Phi_{J\nu}$ имеет вид

$$\Phi_{J\nu} = \langle \Psi_0 | M(EJ(MJ)) Q_{J\nu i}^+ | \Psi_0 \rangle, \quad (7)$$

где $M(EJ(MJ))$ — оператор электрического (магнитного) перехода мультипольности J (см. [8]).

Сечения фотопоглощения связаны с силовыми функциями. Например, усредненное по энергии сечение дипольного фотопоглощения может быть представлено в виде

$$\sigma_{\gamma t}(E_\gamma) = 4,025 E_\gamma b(E1, E_\gamma), \quad (8)$$

где $\sigma_{\gamma t}$ — в мб, E_γ — энергия фотона в МэВ, дипольная силовая функция $b(E1, E_\gamma)$ — в единицах $e^2 \text{фм}^2$.

Все расчеты, представленные в данной работе, выполнены с помощью модифицированной программы GIRES [46]. Мы использовали параметры потенциала Саксона — Вудса и спаривательные константы из работ [23, 26, 47]. Например, для ^{208}Pb одночастичный спектр подбирался так, чтобы в рамках КФМ воспроизвести энергии, вероятности переходов, спектроскопические факторы для низколежащих состояний ^{208}Pb и соседних нечетных ядер [47]. Константы диполь-дипольных сил и мультиполь-мультипольных сил с радиальной зависимостью Бора — Моттельсона подбирались во время вышеупомянутой процедуры. Отношения изоскалярных и изовекторных констант фиксировались так, чтобы воспроизводились рассчитанные в ПСФ экспериментальные значения энергий ГДР. Одночастичные спектры включают все квазисвязанные уровни с орбитальными моментами $l \leq 9$. Хорошее описание вероятностей переходов без введения эффективных зарядов подтверждает полноту используемого базиса. Например, наши расчеты интегральных характеристик МГР в [4, 48] очень хорошо согласуются с расчетами, учитывающими одночастичный континуум точно [27, 28].

8. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проявление промежуточной структуры в фотонейтронных сечениях наиболее вероятно для ядер с замкнутыми оболочками или близких к ним. Поэтому экспериментальные данные реакций на ядрах ^{90}Zr ($N = 50$), $^{116,124}\text{Sn}$ ($Z = 50$), на ряде изотопов с $N = 82$ (^{138}Ba , ^{139}La , ^{140}Ce , ^{141}Pr , ^{142}Nd , ^{144}Sm) и $A \sim 200$ ($^{206-208}\text{Pb}$, ^{209}Bi) представляют наибольший интерес.

Измерения выходов фотонейтронов в реакциях на ^{90}Zr сделаны с шагом 60 кэВ в интервале энергий $E_{\gamma \text{max}}$ от порога реакции до 21 МэВ

Таблица 1. Характеристики изотопов, а также используемые при расчетах значения энергии отделения одного и двух нейтронов и параметра плотности a

Изотоп	B_n , МэВ	B_{2n} , МэВ	a , МэВ ⁻¹	Масса, г	Толщина, г/см ²	Обогащение, %
⁹⁰ Zr	11,987	21,924		50		97,1
¹¹⁶ Sn	9,567	17,101	4,68	31,893		97,6
¹²⁴ Sn	8,442	14,436	4,51	38,063		97,1
¹³⁸ Ba	8,611	15,516	4,04		3,75	99,8
¹³⁹ La	8,761	16,1	3,80		2,44	99,986
¹⁴⁰ Ce	9,201	16,657	6,0		4,11	99,3
¹⁴¹ Pr	9,371	17,323	7,26		4,0	99,9
¹⁴² Nd	9,812	17,9	3,44		3,09	95,7
¹⁴⁴ Sm	10,549	19,002	6,0	10		86
²⁰⁸ Pb	7,368	14,109	3,37		2,52	99
²⁰⁷ Pb	6,741				5,18	93,2
²⁰⁶ Pb	8,080				3,34	94,3
²⁰⁹ Bi	7,454				14,88	100

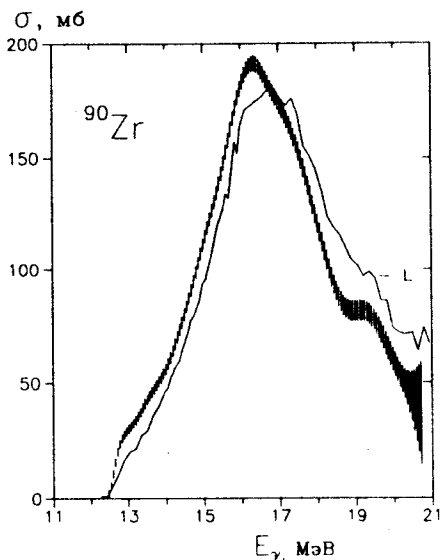


Рис.6. Сечение (γ, n) -реакции на ⁹⁰Zr: вертикальные штрихи — наст. работа, сплошная линия — [50]

(см.табл.1, где приведены взятые из [49] значения B_n и B_{2n} для всех указанных выше ядер вместе с используемыми для поправки на множественность значениями параметра плотности уровней и характеристиками мишеней). Полученное сечение представлено на рис.6 в сравнении с данными [50], измеренными на квазимонохроматическом пучке. На переднем фронте сечения каких-либо проявлений структуры не наблюдается (если не считать припороговой особенности). Нет совпадения с результатами [50] в области максимума. Что касается спада резонанса, то рассматриваемые сечения коррелируют в проявлении подструктур при

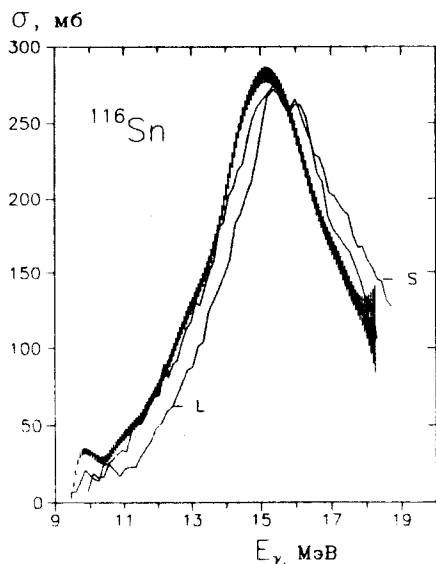


Рис.7. Сечение (γ, n) -реакции на ^{116}Sn : вертикальные штрихи — наст. работа; сплошная линия L — [52]; сплошная линия S — [53]

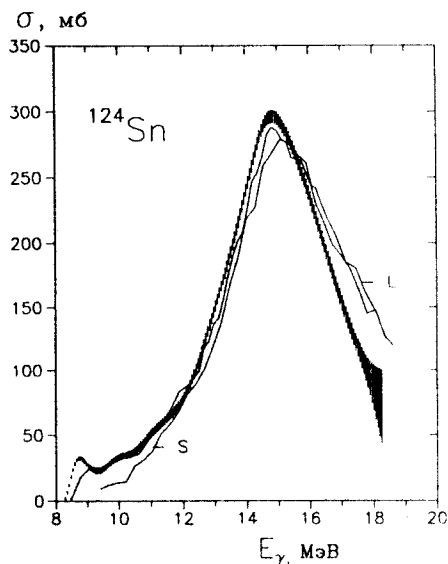


Рис.8. Сечение (γ, n) -реакции на ^{124}Sn (обозначения, как на рис.7)

энергиях, близких к 17,5 и 19,5 МэВ. Можно отметить, что наши измерения на тормозном пучке γ -квантов не дают той структуры в сечении, которую получили в [51] при измерениях по такой же методике. Определенное соответствие имеется в их глобальном поведении, но узкие (с ширинами порядка сотен килоэлектронвольт) пики в наших данных отсутствуют.

В аналогичных условиях (60 кэВ по $E_{\gamma, \text{max}}$ и диапазон до 18 МэВ) проведены измерения сечений реакций на ^{116}Sn и ^{124}Sn . Полученные сечения представлены на рис.7 и 8 в сравнении с данными измерений на квазимонохроматическом пучке [52,53]. На интервале энергий от порога до максимума форма кривых является сложной для всех приведенных сечений. На заднем фронте сечения реакции на ^{116}Sn при энергии $\approx 17,5$ МэВ имеется очень слабый прилив, коррелирующий с данными [52,53] при несколько больших значениях энергий. Но этот сдвиг по энергии является следствием несовпадения шкал энергий для сечения в целом.

На восходящей ветви ГДР в наших измерениях для обоих изотопов наблюдается ряд особенностей в форме сечений. Оценка их амплитуд и

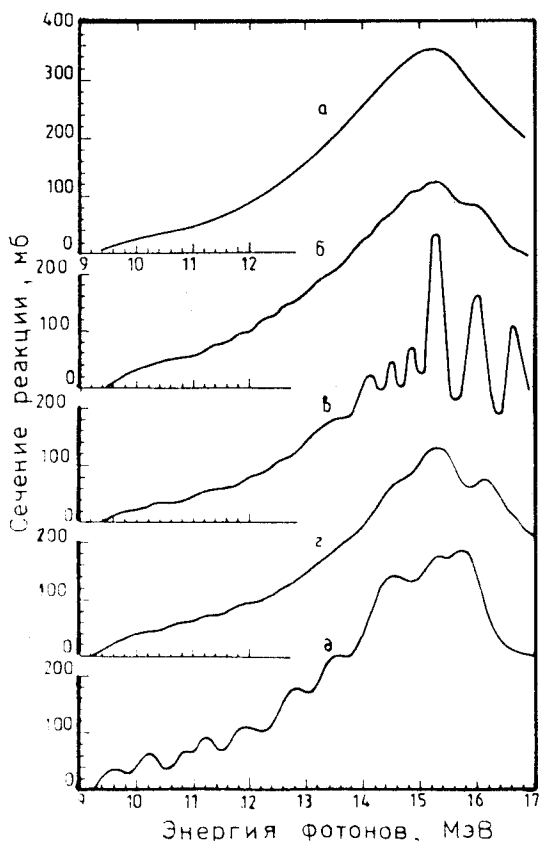


Рис.9. Сечение (γ, n) -реакции на ^{141}Pr . Данные из работ: а) [17], б) [18], в) [19], г) [20], д) [21]

ширин возможна только в случае декомпозиции сечения в целом, но примерные положения подструктур легко определяются визуально и позволяют соотнести их в дальнейшем с рассчитанными теоретически. Само же их существование на переднем фронте вплоть до области максимума показывает, что получить даже для этой области сечения описание с помощью лоренцевой линии будет затруднительно, а полученные параметры будут неадекватно характеризовать сечение в целом. В [53] для подгонки бралась сумма двух лоренцевых линий (причем их ширины полагались одинаковыми),

что улучшило описание сечения в интервале энергий 13+18 МэВ, но расхождение сечений с аппроксимирующей их линией на «хвостах» ГДР сохранилось.

Изучение формы сечений (γ, n) -реакций на ядрах, имеющих замкнутые нейтронные оболочки ($N = 82$), проводилось достаточно интенсивно как с использованием квазимонохроматической методики, так и на пучке тормозных γ -квантов. В полученных разными группами результатах наблюдаются расхождения, особенно значительные для ^{141}Pr (см. рис.9). Поэтому в реакциях на ядрах ^{138}Ba , ^{139}La , ^{140}Ce , ^{141}Pr , ^{142}Nd [54], а также на ^{144}Sm были проведены измерения выходов фотонейтронов с использованием тормозной методики при условиях эксперимента, позволяющих изучать промежуточную структуру в форме сечений. Шаг измерений для всех перечисленных ядер (исключая ^{144}Sm) составлял 60 кэВ от

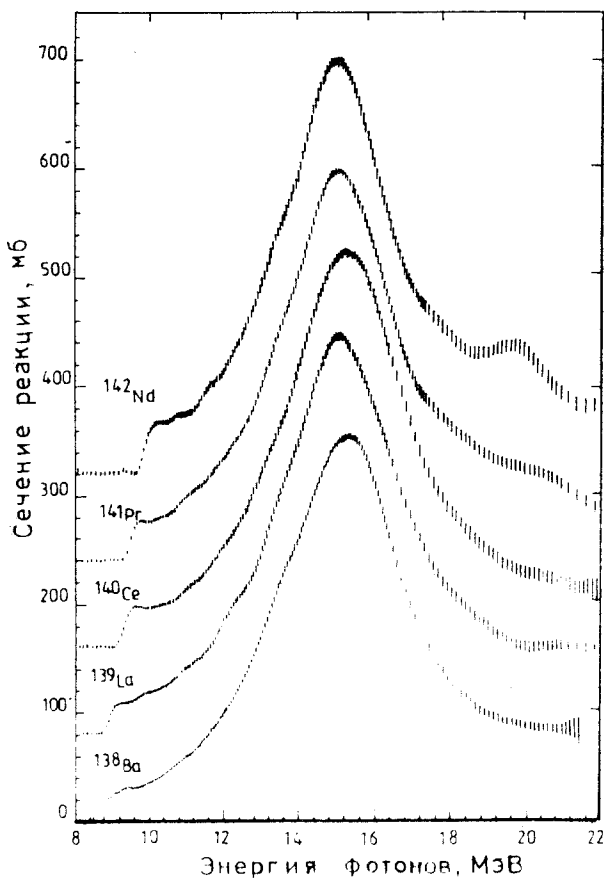


Рис.10. Сечение (γ, n) -реакции на ^{138}Ba , ^{139}La , ^{140}Ce , ^{141}Pr , ^{142}Nd (данные [6])

порога реакции до энергий $\approx 16\text{--}17$ МэВ, далее — до 120 кэВ. Измерения сечений в реакциях на ^{144}Sm были сделаны с одинаковым во всем диапазоне шагом 160 кэВ, поэтому для ^{144}Sm уровень разрешения в полученном сечении несколько хуже.

На рис.10 и 11 представлены полученные сечения. На рис.11 данные по ^{144}Sm сравниваются с результатами [55] (сплошная линия, соединяющая экспериментальные точки). Из рис.10 видно, что сколько-нибудь значительных и хорошо разрешенных подструктур в зависимостях сечений нет, но их форма не является гладкой. На возрастающей ветви зави-

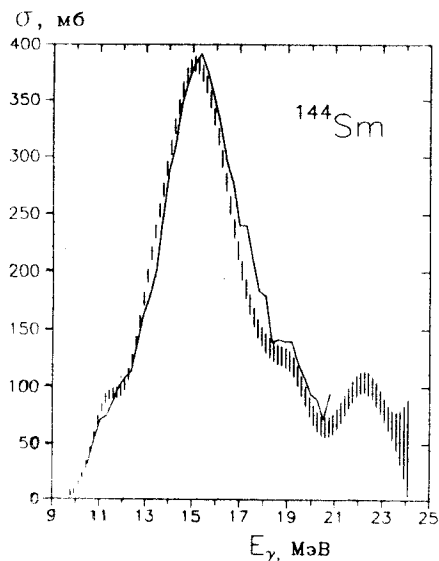


Рис.11. Сечение (γ, n) -реакции на ^{144}Sm : вертикальные штрихи — наст. работа, сплошная линия — [55]

симостей имеется ряд особенностей, отличающихся по положению, но количество которых примерно одинаково. Проявление структурных особенностей как на переднем, так и на заднем фронте кривых сечений имеет индивидуальный для каждого из этих ядер характер, несмотря на столь незначительную разницу в A . Более того, положения максимумов в кривых для ^{138}Ba и ^{140}Ce сдвинуты относительно остальных примерно на 200 кэВ в сторону больших энергий.

В [54] были получены количественные оценки для подструктур при аппроксимации сечений суммой гауссовых линий:

$$\sigma(\gamma, n) = \sum_i \sigma_0^i \exp [-(E - E_0^i)^2 / 2\delta_i^2], \quad (9)$$

где σ_0^i , E_0^i , δ_i — характеризуют амплитуду, положение и ширину резонансов, формирующих сечение; δ_i — есть корень квадратный из дисперсии соответствующего распределения и связан с шириной на полувысоте Γ_i соотношением $\Gamma_i = 2,355 \delta_i$.

В табл.2 приводятся эти параметры с добавлением как данных аппроксимации высокоэнергетических хвостов сечений, так и аналогичных параметров для ^{144}Sm . Полученные параметры амплитуд и ширин резонансов позволили оценить относительный вклад каждого из них в интегральное сечение ГДР, определенное суммированием площадей под гауссовыми линиями. Аналогичным образом получено описание сечений (исходя из соображений, высказанных в разд.б) с использованием лоренцевой линии для аппроксимации области максимума сечений. В табл.3 приведены параметры линий вместе с абсолютными и относительными вкладами в интегральное сечение, причем для площади под лоренцевой линией используется ее аналитическое значение $\pi/2\sigma\Gamma$, рассчитанное по параметрам.

Таблица 2. Параметры гауссовых линий,
сумма которых аппроксимирует экспериментальное сечение

Ядро	E , МэВ	σ , мб	δ^* , МэВ	Вклад, %
^{138}Ba	9,1	18	0,3	0,8
	10,0	23	0,6	1,9
	11,9	62	1,0	9,4
	13,2	40	0,6	3,4
	15,3	355	1,4	70,3
	18,9	91	1,1	14,3
^{139}La	9,2	19	0,2	0,4
	9,7	25	0,4	1,2
	11,0	51	0,7	4,2
	12,3	68	0,6	4,7
	13,4	34	0,4	1,5
	15,1	363	1,4	59,1
	18,0	74	1,0	8,8
	21,3	83	2,0	19,7
^{140}Ce	9,6	24	0,2	0,6
	10,0	24	0,3	1,0
	10,8	29	0,5	2,0
	12,0	57	0,7	5,2
	13,3	32	0,5	2,1
	15,3	362	1,5	70,7
	18,4	52	0,9	5,9
	20,8	61	1,5	12,4
^{141}Pr	9,7	22	0,2	0,5
	10,1	22	0,3	0,8
	11,0	44	0,6	3,3
	12,3	69	0,7	6,2
	13,4	29	0,4	1,5
	15,1	355	1,3	62,4
	18,0	53	0,9	6,2
	20,1	79	1,8	19,1
^{142}Nd	10,1	31	0,2	0,8
	10,6	41	0,3	1,8
	11,6	61	0,5	4,0
	12,6	67	0,5	4,3
	13,4	38	0,3	1,7
	15,1	377	1,3	62,6
	17,6	70	0,7	7,0
	19,7	113	1,2	17,8
^{144}Sm	9,1	9	0,4	0,4
	11,3	70	0,6	4,8
	12,9	30	0,5	1,9
	15,1	381	1,6	67,4
	19,0	103	1,1	12,6
	22,3	103	1,1	12,8

Таблица 3. Параметры гауссовых линий, сумма которых с лоренцевой линией аппроксимирует экспериментальное сечение

Ядро	E , МэВ	σ , мб	δ , МэВ	Γ , ГэВ	Вклад, мб · МэВ	Вклад, %
^{138}Ba	$9,26 \pm 0,02$	9 ± 1	$0,27 \pm 0,01$	0,64	6,1	0,28
	$10,32 \pm 0,06$	9 ± 1	$0,65 \pm 0,03$	1,53	14,3	0,65
	$12,24 \pm 0,03$	29 ± 1	$0,95 \pm 0,02$	2,23	68,9	3,15
	$13,53 \pm 0,02$	35 ± 2	$0,60 \pm 0,02$	1,40	52,4	2,39
	$15,29 \pm 0,01$	357 ± 1	—	3,66	2047,7	95,53
^{139}La	$9,22 \pm 0,02$	6 ± 1	$0,32 \pm 0,11$	0,74	4,8	0,20
	$9,92 \pm 0,30$	8 ± 1	$0,92 \pm 0,30$	2,16	18,4	0,74
	$11,00 \pm 0,06$	9 ± 1	$0,92 \pm 0,31$	2,16	20,6	0,84
	$12,24 \pm 0,04$	22 ± 1	$1,16 \pm 0,20$	2,74	64,0	2,60
	$13,37 \pm 0,03$	20 ± 2	$0,75 \pm 0,12$	1,76	37,6	1,50
	$15,12 \pm 0,01$	364 ± 1	—	3,70	2115,6	85,40
	$16,90 \pm 0,70$	9 ± 3	$0,70 \pm 0,70$	1,70	16,2	0,65
	$18,50 \pm 0,50$	11 ± 7	$0,60 \pm 0,50$	1,44	16,8	0,68
	$21,90 \pm 0,30$	43 ± 3	$1,70 \pm 0,40$	3,93	180,0	7,26
^{140}Ce	$9,6 \pm 0,2$	12 ± 2	$0,15 \pm 0,01$	0,36	4,4	0,20
	$10,1 \pm 1,0$	9 ± 1	$0,35 \pm 0,04$	0,82	7,4	0,33
	$11,2 \pm 0,2$	8 ± 1	$0,40 \pm 0,05$	0,94	8,0	0,36
	$12,0 \pm 0,1$	6 ± 1	$0,25 \pm 0,04$	0,58	3,6	0,16
	$13,1 \pm 0,1$	26 ± 1	$0,82 \pm 0,02$	1,93	53,4	2,39
	$15,3 \pm 0,1$	364 ± 1	—	3,77	2153,3	95,65
^{141}Pr	$9,75 \pm 0,02$	10 ± 2	$0,11 \pm 0,02$	0,26	2,7	0,12
	$10,10 \pm 0,08$	8 ± 1	$0,25 \pm 0,03$	0,58	4,8	0,22
	$11,03 \pm 0,07$	11 ± 1	$0,42 \pm 0,03$	0,98	11,5	0,53
	$12,29 \pm 0,05$	19 ± 1	$0,67 \pm 0,03$	1,57	31,1	1,44
	$13,32 \pm 0,03$	18 ± 1	$0,35 \pm 0,03$	0,82	15,2	0,71
	$15,09 \pm 0,01$	356 ± 1	—	3,56	1989,0	92,15
	$18,50 \pm 0,20$	13 ± 5	$0,50 \pm 0,20$	1,19	16,9	0,78
	$20,40 \pm 0,20$	33 ± 2	$1,10 \pm 0,20$	2,50	87,2	4,04
^{142}Nd	$10,17 \pm 0,03$	15 ± 5	$0,14 \pm 0,03$	0,33	5,2	0,23
	$10,70 \pm 0,10$	16 ± 3	$0,33 \pm 0,13$	0,77	13,0	0,58
	$11,60 \pm 0,10$	12 ± 10	$0,23 \pm 0,12$	0,54	6,7	0,30
	$12,60 \pm 0,80$	24 ± 7	$0,60 \pm 1,00$	1,48	37,3	1,66
	$13,40 \pm 0,10$	20 ± 50	$0,30 \pm 0,30$	0,75	16,5	0,73
	$15,04 \pm 0,01$	356 ± 1	—	3,39	2011,0	89,50
	$17,88 \pm 0,13$	15 ± 4	$0,40 \pm 0,10$	0,94	14,8	0,66
	$19,86 \pm 0,60$	61 ± 3	$0,90 \pm 0,10$	2,17	141,5	6,30
^{144}Sm	$11,31 \pm 0,04$	28 ± 3	$0,38 \pm 0,05$	0,90	79,3	2,94
	$13,34 \pm 0,08$	25 ± 3	$0,54 \pm 0,08$	1,26	33,3	1,24
	$15,12 \pm 0,03$	385 ± 3	—	3,95	2388,4	88,62
	$19,14 \pm 0,09$	33 ± 4	$0,55 \pm 0,09$	1,27	44,4	1,65
	$22,38 \pm 0,07$	67 ± 4	$0,88 \pm 0,08$	2,08	149,3	5,54

Таблица 4. Параметры гауссовых линий оценки вкладов в интегральное сечение резонансов промежуточной структуры

Ядро	- E, МэВ	σ , мб	δ^* , МэВ	σ_{int} , мб·МэВ
^{206}Pb	8,1	21	0,17	8,79
	8,6	9	0,10	2,17
	9,0	22	0,14	7,88
	9,5	25	0,14	8,96
	10,0	34	0,17	14,44
	11,0	70	0,28	49,13
	11,8	95	0,38	90,49
			$\sum \sigma_{\text{int}} = 181,86$	
^{207}Pb	6,9	13	0,08	2,74
	7,1	8	0,10	1,93
	7,4	29	0,18	12,72
	7,9	21	0,15	8,00
	8,9	10	0,18	4,39
	9,8	30	0,19	14,51
	11,6	110	0,50	137,90
			$\sum \sigma_{\text{int}} = 182,19$	
^{208}Pb	7,6	38	0,10	9,05
	8,0	20	0,10	4,76
	8,5	10	0,16	4,14
	9,0	12	0,13	3,91
	9,3	26	0,13	8,47
	10,0	46	0,15	17,64
	10,6	22	0,15	8,16
	11,3	93	0,22	52,20
			$\sum \sigma_{\text{int}} = 108,35$	
^{209}Bi	7,9	35	0,16	13,69
	8,2	14	0,13	4,63
	8,5	8	0,13	2,65
	8,8	6	0,14	2,17
	9,3	13	0,19	6,29
	10,1	35	0,28	24,24
	11,3	95	0,41	97,16
			$\sum \sigma_{\text{int}} = 150,77$	

*Ширина на полувысоте $\Gamma = 2,355\delta$.

Рассмотрим фотонейтронные сечения реакций на ядрах $^{206-208}\text{Pb}$ и ^{209}Bi , причем основное внимание уделим ^{208}Pb , так как для этого ядра имеется большое количество экспериментальных данных и теоретических расчетов. Форма сечения (γ, n)-реакции на восходящей ветви ГДР на изотопах свинца и висмута в интервале энергий возбуждения от порога реакции до ≈ 12 МэВ изучалась в эксперименте с использованием тор-

Таблица 5. Характеристики резонансов в ^{208}Pb , полученные в различных реакциях

Реакция	Энергия и ширина резонанса (приведена в скобках), МэВ								Ссылка
(γ, n)	7,60 (0,23)	8,00 (0,23)	8,50 (0,38)	9,00 (0,31)	9,30 (0,31)	10,0 (0,35)	10,6 (0,35)	11,3 (0,52)	[56]
(γ, n)	7,60	8,00	8,30			9,90		11,2	[15]
(γ, n)			8,85	9,15	9,60	10,25	10,8	11,45	[16]
(e, e')	7,3	7,9		8,9		10,2	10,6	11,2	[57]
(e, e')				8,9	9,4	10,0 (0,47)	10,6 (0,71)	11,2 (0,88)	[58]
(γ, γ')						10,0 (0,16)	10,6 (0,23)	11,3 (0,33)	[59]

Рис.12. Сечения (γ, n) -реакций на $^{206,207,208}\text{Pb}$ и ^{209}Bi при энергии до 12 МэВ (данные [56])

мозного пучка γ -квантов [56]. Характеристики мишеней приведены в табл.1. Шаг измерений составлял примерно 50 кэВ, относительная погрешность выхода фотонейтронов на верхнем уровне энергий близка к 0,3%. Полученные сечения представлены на рис.12. Видно, что все кривые имеют особенности в виде пиков с той или иной степенью разрешения, наложенные на возрастающую подложку. Исходя из предположения о резонансном характере сечения в целом, форму подложки смоделировали сум-

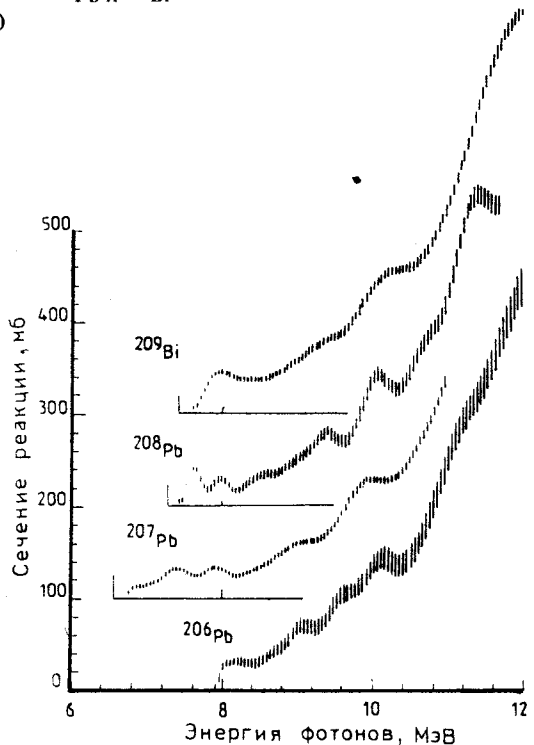
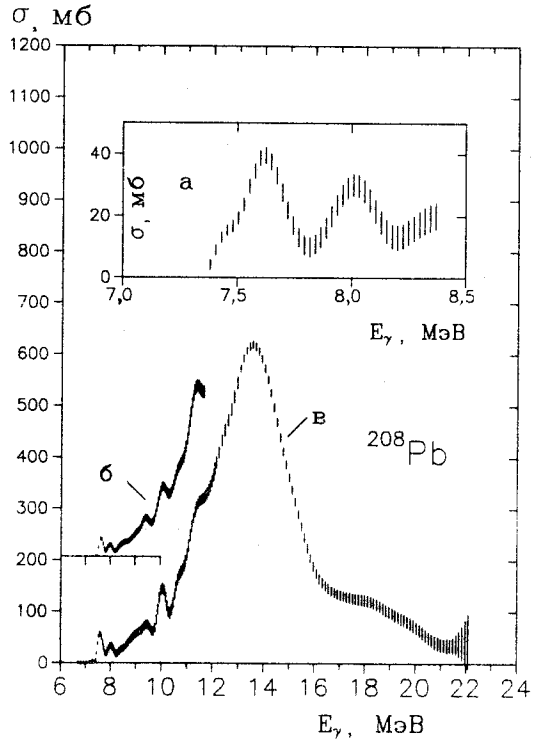


Рис. 13. Сечение (γ, n) -реакции на ^{208}Pb . Шаг измерений: а) 25 кэВ, б) 50 кэВ [54], в) 40 кэВ от фотонейтронного порога до 9 МэВ, 60 кэВ до 12 МэВ, далее 120 кэВ

мой двух линий: экспоненты (для ^{208}Pb) или параболы (для остальных ядер), спадающих до нуля вблизи порога реакции, и лоренцевой линии, рассчитанной по параметрам: $\sigma = 640$ мб, $E = 13,42$ МэВ, $\Gamma = 3,6$ МэВ. Благодаря этому можно получить количественные оценки структур в сечениях, вычитая подложку и аппроксимируя оставшиеся части набором гауссовых линий.

Параметры гауссовых линий и рассчитанные на их основе вклады резонансов промежуточной структуры приведены в табл.4. Очевидно, что при такой процедуре, вследствие неизбежного произвола с выделением подложки, возможны систематические погрешности в значениях параметров. Но это сказывается, в основном, на значениях амплитуд и ширин, положения резонансов остаются практически неизменными. Следует отметить, что аналогичным образом на характеристики структур влияет уровень экспериментального разрешения. В табл.5 представлены оценки положений и ширин структур в сечении реакции на ^{208}Pb , полученные в (γ, n) [56,15,16], (e, e') [57,58] и (γ, γ') [59] реакциях. Видно, что значения ширин имеют большие расхождения, в то время как положения резонансов находятся в хорошем согласии. Следовательно, можно надеяться на то, что для $^{206,207}\text{Pb}$ и ^{209}Bi , по крайней мере, энергетические положения структур являются корректными оценками.

В работе [54] рассматривается сечение (γ, n) -реакции на ^{208}Pb , измеренное в тех же условиях, при которых получены данные в [56], и с той же мишенью. Отличия касаются только диапазона измерений (он увели-



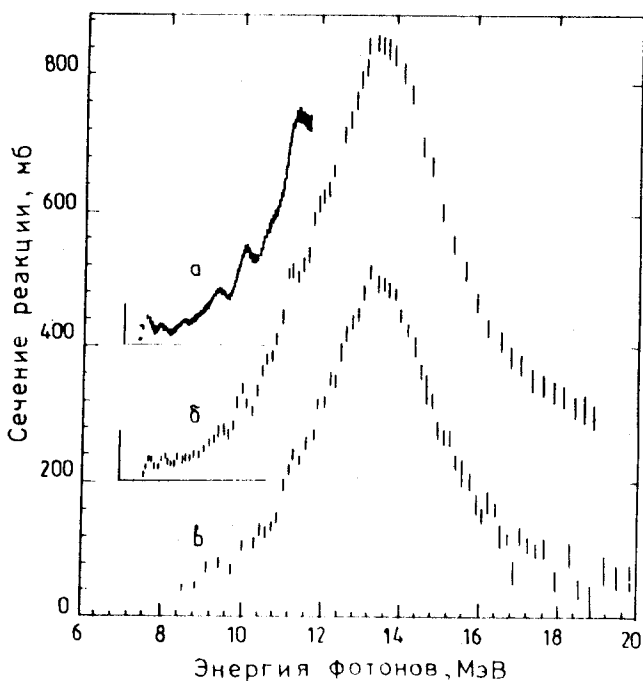


Рис.14. Сечения (γ, n) -реакции на ^{208}Pb , полученные в работах: а) [56], б) [15], в) [14]

чен до 22 МэВ) и шага измерений. Шаг по граничным энергиям $E_{\gamma \text{ max}}$ для интервала от порога вылета нейтронов до 8,5 МэВ равен 40 кэВ, до 12 МэВ — 60 кэВ, далее — 120 кэВ. Порядок сканирования по энергии задавался так, чтобы скомпенсировать малый выход нейтронов в припороговой области энергий большим числом измерений в этих каналах. На рис.13 сечение из [56] приведено в сравнении с данными из [54]. Видно, что структуры на восходящей ветви сечения хорошо воспроизводятся, хотя и несколько отличаются по виду, что объяснимо некоторой разницей в уровне разрешения из-за различий в шаге измерений и статистике. А для шага измерений 25 кэВ (рис.13, а) в сечении при энергии $\approx 7,43$ МэВ наблюдается плохо разрешенный пик, который также виден на рис.3, а как «прилив» на переднем фронте резонанса с энергией 7,6 МэВ.

Качественное сравнение с результатами других измерений сечения (γ, n) -реакции на ^{208}Pb обнаруживает как совпадения, так и значительные расхождения в проявлении особенностей в форме кривых на переднем фронте. На рис.14 данные работы [56] сопоставляются с сечениями,

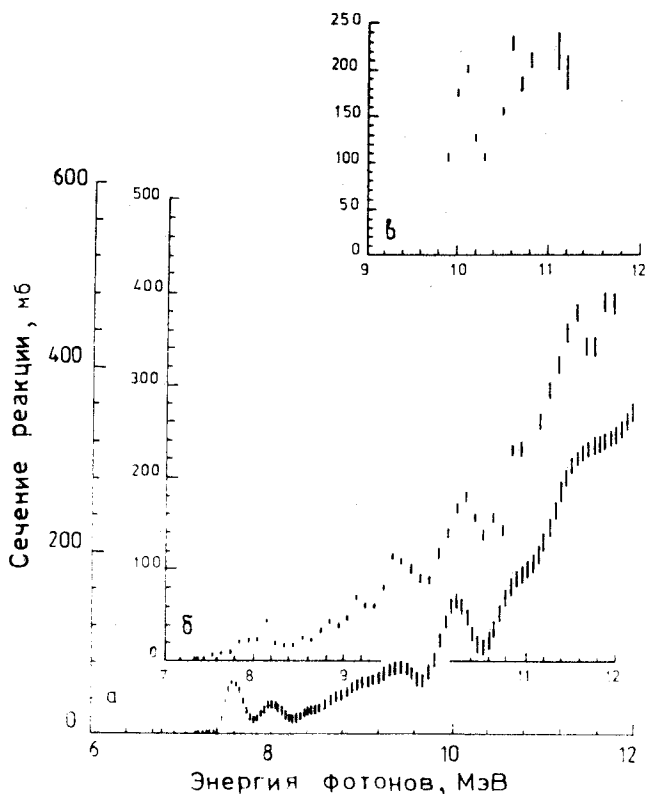


Рис.15. Сечения (γ, n) -реакции на ^{208}Pb , полученные в работах: а) [56], б) [16], в) [60]

полученными в измерениях с использованием квазимонохроматического пучка γ -квантов [14,15]. Согласие результатов [56] и [15] совершенно очевидно как по числу и положению, так и по форме структур, а в [14] отчетливо проявляется только пик при энергии ≈ 11 МэВ. Измерения с использованием тормозного пучка [16] также хорошо согласуются на интервале 9+12 МэВ с данными [54] (см. рис.15) по форме, но сдвинуты вверх по энергии примерно на 200 кэВ. Здесь же (рис.15,в) приведены полученные методом меченых фотонов данные [60], показывающие наличие структуры при энергиях ≈ 10 и 10,6 МэВ.

В табл.6 представлены параметры, полученные из описания сечений (γ, n) -реакций на ^{208}Pb набором гауссовых линий [54]. На основе этих параметров определены относительные вклады пиков в интегральное се-

Таблица 6. Параметры представления фотонейтронного сечения набором гауссовых линий и вклады отдельных резонансов в интегральное сечение

N	σ , мб	E , МэВ	δ , МэВ	Γ^* , МэВ	Вклад, мб · МэВ	Вклад, %
1	61±2	7,60±0,01	0,095±0,003	0,22	14,3	0,49
2	31±3	8,00±0,02	0,135±0,014	0,32	10,5	0,36
3	31±4	8,64±0,06	0,304±0,026	0,72	23,7	0,81
4	50±4	9,14±0,05	0,235±0,015	0,55	29,3	1,00
5	51±6	9,47±0,03	0,141±0,015	0,33	17,9	0,61
6	133±3	10,03±0,02	0,215±0,018	0,51	71,7	2,45
7	76±22	10,63±0,03	0,176±0,041	0,41	33,7	1,15
8	179±4	11,33±0,03	0,422±0,076	0,99	189,4	6,47
9	48±15	12,20±0,10	0,260±0,076	0,61	31,0	1,06
10	618±4	13,56±0,02	1,227±0,063	2,89	1902,6	65,00
11	54±4	16,00±0,10	0,834±0,040	1,96	114,0	3,86
12	117±3	18,20±0,08	1,688±0,044	3,98	494,7	16,90

*Ширина на половине высоты $\Gamma = 2,355\delta$.

чение (в %), которое вычисляется как сумма площадей под гауссовыми линиями. Абсолютные значения (в мб · МэВ) вкладов отдельных пиков даются площадями под соответствующими гауссианами. Такой способ разложения диктуется формой и числом наблюдаемых структур. Использование лоренцевых или брейт-вигнеровских линий дает неудовлетворительный результат. В предположении, что основной пик, максимум которого совпадает с максимумом сечения, образован одной такой линией, невозможно полностью выделить структуры на переднем фронте из-за большой ширины этого пика.

Прежде всего остановимся на теоретическом описании интегральных характеристик ГДР в ^{208}Pb . Для энергетического интервала 10,0±17,0 МэВ мы получаем для центра энергии $E_x = 13,35$ МэВ, для ширины $\Gamma = 3,5$ МэВ и 80% исчерпывание безмодельного энергетически взвешенного правила сумм (расчеты выполнены при $\Delta = 1$ МэВ) при экспериментальных значениях $[1] E_x = 13,46$ МэВ, $\Gamma = 3,9$ МэВ и 89% соответственно. Как видно из рис.16, в целом получается хорошее описание экспериментального сечения. Некоторая переоценка сечения в максимуму

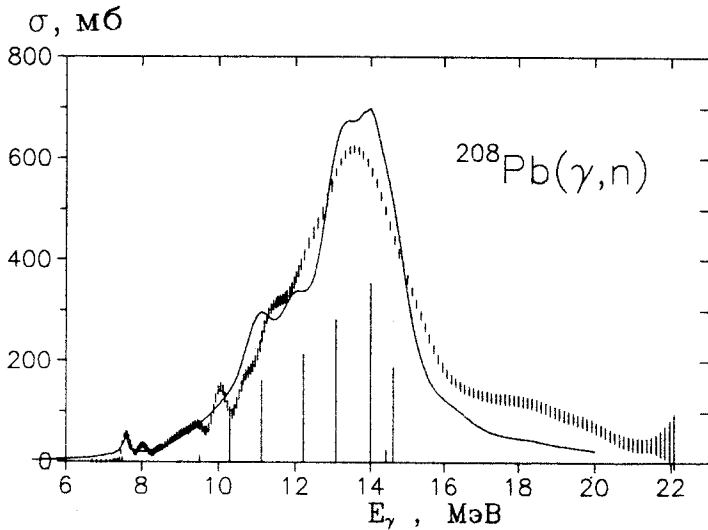


Рис.16. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошная кривая, $\Delta = 1$ МэВ) фотонейтронные сечения в ^{208}Pb . Вертикальные линии показывают результаты расчетов в приближении случайных фаз (в произв.ед.)

ме и недооценка высокоэнергетической части обусловлена тем, что в реальном расчете приходится из-за высокой плотности и вычислительных ограничений не учитывать большое число двухфононных состояний, слабо связанных с однофононными. В существенной мере их интегральный вклад удастся учесть увеличением параметра энергетического усреднения Δ . На этом же рисунке показаны результаты вычисления распределения дипольной силы в приближении случайных фаз. Как видно из рис.13,16, в низкоэнергетической части сечения наблюдаются подструктуры, которые по своему месторасположению весьма близки к коллективным состояниям приближения случайных фаз. Связь с двухфононными состояниями приводит к перераспределению дипольной силы, причем в низкоэнергетической области, где плотность состояний относительно невелика, подструктуры имеют более выраженный характер. В высокоэнергетической области происходит полное сглаживание сечений.

Как уже упоминалось выше, наиболее наглядно подструктуры проявляются в низкоэнергетической части хвоста ГДР (см. рис.17). Для выяснения вопроса о подструктурах мы провели расчеты с меньшей величиной параметра энергетического усреднения для этой области. На рис.17 представлены результаты наших расчетов сечений, полученные с пара-

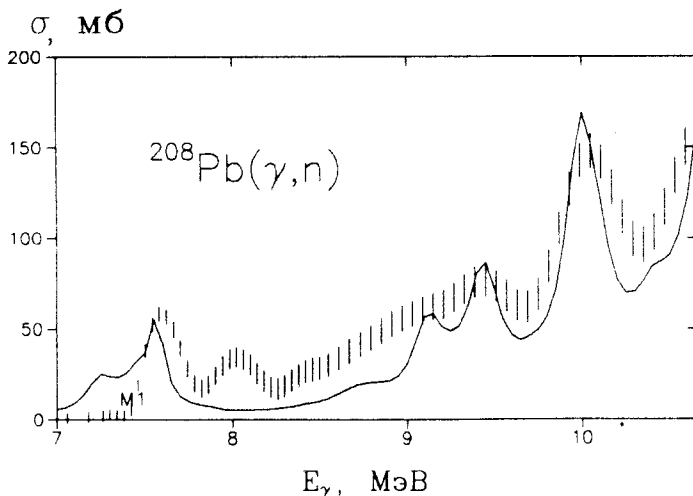


Рис.17. Низкоэнергетическая часть сечения (точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет с $\Delta = 0,2$ МэВ суммы сечений $E1$ - и $M1$ -фотопоглощения)

метром размазки $\Delta = 0,2$ МэВ, примерно соответствующим экспериментальным условиям. Теоретические расчеты воспроизводят основные подструктуры при энергиях возбуждения 7,6; 8,6; 9,1; 9,5; 10 и 11,3 МэВ (см. табл.3). Причем в подструктуру при 7,6 МэВ наряду с $E1$ -переходами (штриховая линия) существенный вклад дает изовекторный $M1$ -резонанс, исследовавшийся в рамках КФМ в [61]. Это хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными с поляризованными мечеными фотонами [62]. Подструктура при энергии 8 МэВ в наших расчетах не воспроизводится, хотя, как видно из рис.17, имеется двугорбая структура $E1$ -сечения при более низкой энергии. На наличие двух пиков в интервале 7–8 МэВ указывают и старые наши расчеты [63]. По-видимому, эти различия обусловлены неточностями в одночастичных энергиях, но мы не ставили своей целью добиться идеального описания экспериментальных данных и использовали одночастичный спектр из нашей предыдущей работы. $E2$ -переходы дают практически незаметный на фоне $E1$ -переходов вклад в фотонейтронное сечение.

Проблема существования подструктур в ядрах области свинца обсуждалась в работе [63]. Данные, полученные в экспериментах по рассеянию γ -квантов [59], показывают наличие подструктур в сечениях фотопоглощения в $^{206,208}\text{Pb}$ при энергиях ниже порога отделения нейтрона. Расчеты по КФМ, выполненные в [4,63], в целом правильно воспроизводят

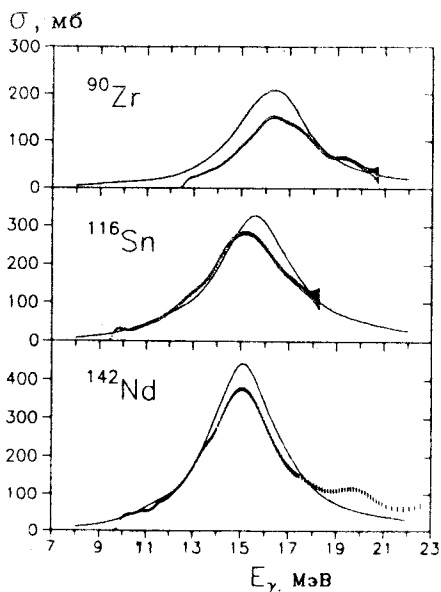
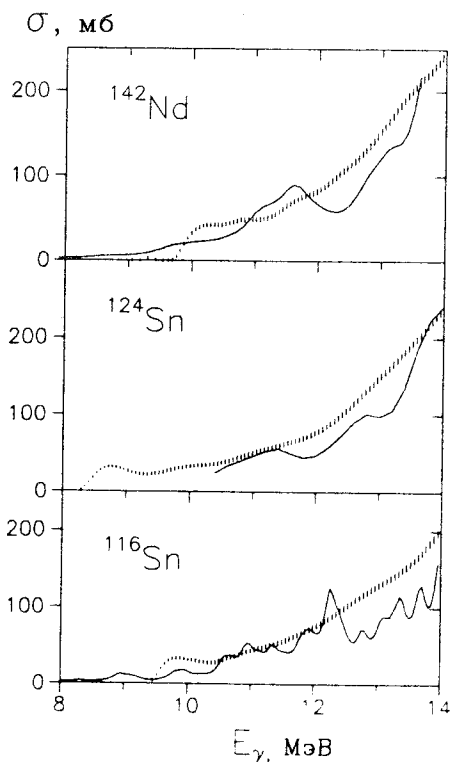


Рис.19. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошная кривая, $\Delta = 0,5$ МэВ (0,2 для ^{116}Sn)) фотонейтронные сечения в ^{116}Sn , ^{124}Sn , ^{142}Nd

Рис.18. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошная кривая, $\Delta = 2$ МэВ) фотонейтронные сечения в ^{90}Zr , ^{116}Sn , ^{142}Nd



такие подструктуры в этих ядрах. Причем в ^{206}Pb по сравнению с ^{208}Pb для энергий выше нейтронного порога структуры заметно сглажены. Эти теоретические предсказания согласуются с экспериментальными данными (см. [63] и рис.12).

На рис.18 показаны экспериментальные и теоретические сечения фотопоглощения для ядер ^{90}Zr , ^{116}Sn и ^{142}Nd . Как видно из этого рисунка, расчеты с большими Δ довольно хорошо описывают экспериментальные данные. Как уже отмечалось выше, это обусловлено тем, что при таких Δ эффективно учитывается вклад большого числа двухфононных состояний, слабо связанных с однофононными, которые в реалистическом расчете приходится опускать из-за компьютерных ограничений.

Наши расчеты с меньшими Δ в низкоэнергетической части сечений $^{116,124}\text{Sn}$ и ^{142}Nd представлены на рис.19. В этих ядрах, в отличие от свинца, подструктуры практически отсутствуют, хотя некоторые следы от них наблюдаются. Как указывалось нами ранее, из-за более сильной ангармоничности колебаний в этих ядрах происходит перераспределение электромагнитной силы между отдельными состояниями ПСФ и подструктуры сглаживаются. Эти выводы наглядно подтверждаются всей совокупностью имеющихся экспериментальных данных.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенных исследований можно сделать вывод о надежной идентификации подструктур в сечениях фотопоглощения для околомагических ядер в низкоэнергетической области, наличие которых находится естественное объяснение с микроскопической точки зрения, как результат неоднородного распределения электромагнитной силы. Последнее является следствием индивидуальных особенностей одночастичных спектров ядер и взаимосвязи одночастичных и коллективных степеней свободы.

Экспериментальные данные указывают на наличие некоторых подструктур в сечениях фотопоглощения при энергиях возбуждения около 20 МэВ. Возможно, что эти подструктуры связаны с возбуждением ГДР с изоспином $T_>$. Однако этот вопрос требует дополнительного экспериментального и теоретического рассмотрения, что выходит за рамки данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Berman B.L., Fultz S.C. — *Rev. Mod. Phys.*, 1975, vol.47, p.713—761.
2. Bertrand F.E. — *Nucl. Phys.*, 1981, vol.A354, p.129—136.
3. Goeke K., Speth J. — *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 1982, vol.32, p.65—115.
4. Воронов В.В., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1381—1442.
5. Bertch G.F., Bortignon P.F., Broglia R.A. — *Rev. Mod. Phys.*, 1983, vol.55, p.287—314.
6. Van der Woude A. — *Prog. in Part. and Nucl. Phys.*, 1987, vol.18, p.217—293.
7. Wambach J. — *Rep. Prog. Phys.*, 1988, vol.51, p.989—1046.
8. Соловьев В.Г. — Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
9. Урин М.Г. — Релаксация ядерных возбуждений. М.: Энергоатомиздат, 1990.
10. Bergere R. — *Lect. Notes. Phys.*, 1977, vol.61, p.1—222.
11. Dietrich S.S., Berman B.L. — *At. Data and Nucl. Data Tabl.* 1988, vol.38, p.199—338.
12. Бор О., Моттельсон Б. — Структура атомного ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1977.
13. Fuller E.G., Hayward E. — *Nucl. Phys.*, 1962, vol.23, p.431.
14. Harvey R.R. et al. — *Phys. Rev.*, 1964, vol.136, p.B126—B131.
15. Veyssiere E. et al. — *Nucl. Phys.*, 1970, vol.A159, p.561—576.
16. Van der Vyver R. et al. — *Z. Phys.*, 1978, vol.A284, p.91—93.
17. Sund R.E. et al. — *Phys. Rev.*, 1970, vol.C2, p.1129—1137.

18. Beil H. et al. — Nucl. Phys., 1971, vol.A172, p.426—438.
19. Cannington P.H. et al. — Nucl. Phys., 1968, vol.A109, p.385—401.
20. Deague T.K. et al. — Nucl. Phys., 1972, vol.A191, p.305—324.
21. Cook B.C. et al. — Nucl. Phys., 1966, vol.A143, p.730—759.
22. Ишханов Б.С. и др. — УФН, 1990, т.160, с.57—99.
23. Soloviev V.G. et al. — Nucl. Phys., 1978, vol.A304, p.503—519.
24. Adachi S., Nguyen Van Giai — Phys. Lett., 1984, vol.B149, p.447—450.
25. Kamerdzhiev S.P. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B267, p.12—16.
26. Soloviev V.G. et al. — Nucl. Phys., 1977, vol.A288, p.376—396.
27. De Haro et al. — Nucl. Phys., 1982, vol.A388, p.265—302.
28. Пальчик В.В. и др. — ЯФ, 1981, т.34, с.903—913; 1982, т.35, с.1374—1379.
29. Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.580—622.
30. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237—285.
31. Богданкевич О.В. — Атомная энергия, 1962, т.12, с.198—203.
32. Беляев С.Н. и др. — Тез. докл. XXV Сов. по ядерной спектр. и структ. ядра. Л.: Наука, 1975, с.423; Тез. докл. XXX Совещения, Л.: Наука, 1980, с.414; ПТЭ, 1980, 1, с.18—19; ПТЭ, 1981, 1, с.21—23; Вопр. теор. и яд. физ., Саратов: СГУ, 1982.
33. Турчин В.Ф. и др. — УФН, 1970, т.102, с.345—386.
34. Турчин В.Ф. — ЖВМиМФ, 1967, т.7, с.1270—1276.
35. Турчин В.Ф. — ЖВМиМФ, 1968, т.8, с.230—239.
36. Турчин В.Ф., Новик В.Э. — Изв. АН СССР, сер. «Физ. атм. и океана», 1969, т.5, с.29—34.
37. Турчин В.Ф., Новик В.Э. — Препринт ФЭИ, 138, Обнинск, 1969.
38. Турчин В.Ф., Туровцева Л.С. — ДАН СССР, 1973, т.212, с.561—564.
39. Туровцева Л.С., Турчин В.Ф. — Препринт ИПМ, 30, М., 1971.
40. Туровцева Л.С. — Препринт ИПМ, 48, М., 1975.
41. Беляев С.Н. и др. — Тез. докл. XXXII Сов. по ядерн. спектр. и структ. ядра, Л.: Наука, 1982, с.370.
42. Богданкевич О.В., Николаев Ф.А. — Работа с пучком тормозного излучения. М.: Атомиздат, 1964.
43. Блатт Дж., Вайскопф В. — Теоретическая ядерная физика. М.: ИЛЛ, 1954.
44. Caldwell J.T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1965, vol. p.976—979.
45. Воронов В.В. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.683—689.
46. Пономарев В.Ю. и др. — Препринт ОИЯИ Р4-81-704, Дубна, 1981.
47. Воронов В.В., Дао Тиен Кхоа — Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.2008—2015.
48. Voronov V.V., Ponomarev V.Yu. — Nucl. Phys., 1990, vol.A250, p.619c—626c.
49. Кравцов В.Л. — Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
50. Bergman V.L. et al. — Phys. Rev., 1967, vol.162, p.1098—1112.
51. Ишханов Б.С., Шевченко В.Г. — ЭЧАЯ, 1972, т.3, с.894—935.
52. Fultz S.C. et al. — Phys. Rev., 1969, vol.186, p.1255—1273.
53. Lepretre A. et al. — Nucl. Phys., 1974, vol.A219, p.39—60.
54. Беляев С.Н., Семенов В.А. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1991, т.55, с.953—959.
55. Carlos P. et al. — Nucl. Phys., 1974, vol.A225, p.171—196.
56. Беляев С.Н. и др. — ЯФ, 1985, т.42, с.1050—1058.
57. Buskirk F.R. et al. — Phys. Lett., 1972, vol.42B, p.194—196.
58. Nagao M., Torizuka J. — Phys. Rev. Lett., 1973, vol.30, p.1068—1071.
59. Starr R.D. et al. — Phys. Rev., 1982, vol.C25, p.780—791.
60. Bell Z.W. et al. — Phys. Rev., 1982, vol.C25, p.791—803.
61. Dao Tien Khoa et al. — Preprint JINR E4-86-198, Dubna, 1986.
62. Laszewski R.M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1988, vol.61, p.1710—1713.
63. Soloviev V.G. et al. — Nucl. Phys., 1983, vol.A399, p.141-162.
64. Bramblett R.L. et al. — Phys. Rev., 1964, vol.133, p.869—873.