

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов

**ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ.  
СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ**

Университетская книга  
Москва • 2008

УДК 539.17; 539.12

ББК 22.386

Ф 81

**Фотоядерный реакции. Современный статус экспери-  
Ф81 ментальных данных** : Учебное пособие / В.В.Варламов,  
Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов – М.: Университетская книга,  
2008. – 304 с.

ISBN 978-5-91304-063-3

Описаны современное состояние экспериментальных исследований ядерных реакций под действием гамма-квантов низких и средних энергий и статус данных по сечениям фотоядерных реакций, полученных в различных экспериментах. Основное внимание уделяется экспериментам на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции релятивистских позитронов, в которых исследовано большинство сечений реакций под действием  $\gamma$ -квантов. Показано наличие существенных систематических расхождений между результатами таких экспериментов, анализируются их причины, предлагаются способы их учета и устранения, обсуждаются некоторые физические следствия взаимной корректировки результатов таких экспериментов.

Учебное пособие предназначено для сопровождения спец. курсов, читаемых на Кафедре Общей ядерной физики физического факультета МГУ, и организации специальной подготовки студентов и аспирантов, специализирующихся на исследовании электромагнитных взаимодействий атомных ядер.

УДК 539.17; 539.12

ББК 22.386

© МГУ, 2008

© НИИЯФ МГУ, 2008

© В.В.Варламов, Б.С.Ишханов,  
И.М.Капитонов

ISBN 978-5-91304-063-3

© Издательство КДУ, 2008

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение.....</b>	<b>8</b>
Литература.....	23
<b>Глава 1. Основные экспериментальные методы исследования гиганского дипольного резонанса.....</b>	<b>26</b>
1.1. Методы определения сечений реакций	27
1.1.1. Эксперименты на пучках тормозного $\gamma$ -излучения.....	27
1.1.1.1. Комбинирование выходов реакций, измеренных при близких верхних границах спектра тормозного $\gamma$ -излучения.....	34
1.1.1.2. Решение обратной задачи восстановления сечения реакции из ее выхода.....	36
1.1.2. Эксперименты на пучках квазимоноэнергетических фотонов, полученных при аннигиляции на лету релятивистских позитронов....	47
1.1.3. Эксперименты на пучках моноэнергетических меченых фотонов.....	60
1.1.4. Сравнение результатов экспериментов на пучках тормозного $\gamma$ -излучения и квазимоноэнергетических фотонов	64
1.1.5. Эксперименты на фотонных пучках иного типа.....	69

1.2. Методы идентификации каналов фотоядерной реакции.....	71
1.2.1. Метод полного поглощения $\gamma$ - квантов.....	71
1.2.2. Метод прямой регистрации продуктов реакции.....	74
1.2.3. Метод наведенной активности конечного ядра.....	77
1.2.4. Методы разделения реакций различной множественности.....	80
1.2.4.1. Статистические методы анализа множественности фотонейтронов	81
1.2.4.2. Методы, основанные на использовании зависимости от энергии эффективности регистрации нейтронов.....	84
Литература к Главе 1.....	87
<b>Глава 2. Международные базы данных по ядерным реакциям.....</b>	<b>90</b>
2.1. Международная сеть Центров данных по ядерным реакциям МАГАТЭ.....	92
2.2. Web-сайт Центра данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ – система реляционных баз ядерных данных.....	96
2.3. Возможности базы данных по ядерным реакциям системы EXFOR	99
Литература к Главе 2.....	110

<b>Глава 3. Электромагнитные взаимодействия: природа и основные закономерности</b>	<b>113</b>
3.1. Основные параметры гигантских дипольных резонансов.....	114
3.1.1. Энергетическое положение.....	117
3.1.2. Интегральное сечение фотопоглощения.....	119
3.1.3. Ширина гигантского резонанса.....	121
3.2. Основные каналы распада гигантского дипольного резонанса...	123
3.3. Основные проблемы теоретической интерпретации гигантского дипольного резонанса.....	127
3.3.1. Проблемы описания структуры.....	127
3.3.2. Проблемы описания ширины.....	132
3.3.3. Проблемы описания интегрального сечения фотопоглощения.....	138
Литература к Главе 3.....	142

<b>Глава 4. Сравнительный анализ данных о сечениях фотоядерных реакций, полученных в экспериментах с тормозным <math>\gamma</math>-излучением и квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами.....</b>	<b>144</b>
4.1. Данные по сечению полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, xn$ ).....	147
4.1.1. Структура сечения реакции (энергетическое разрешение).....	147
4.1.2. Абсолютная величина сечения реакции.....	155
4.1.3. Энергетический центр тяжести сечения реакции.....	167

4.2. Расхождения сечений парциальных фотонейтронных реакций ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ), полученных в КМА-экспериментах в Ливерморе (США) и Саклэ (Франция).....	170
4.3. Влияние систематических погрешностей результатов отдельных экспериментов на взаимную обработку нескольких из них.....	175
Литература к Главе 4.....	188

**Глава 5. Способы учета и устранения расхождений сечений фотонейтронных реакций, полученных в различных экспериментах..... 193**

5.1. Устранение расхождений сечений реакций по форме на основании учета аппаратных функций экспериментов.....	193
5.1.1. Метод редукации результатов измерений.....	195
5.1.2. Оптимально моноэнергетическое представление результатов фотоядерных экспериментов.....	200
5.1.3. Согласованная оценка результатов нескольких экспериментов.....	216
5.1.4. Новые возможности совместного использования оцененных сечений реакций.....	224
5.2. Учет расхождений абсолютных величин сечений полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, xn$ ).....	231
Литература к Главе 5...../.....	236

<b>Глава 6. Некоторые важные физические следствия учета систематических погрешностей разных экспериментов.....</b>	<b>2 44</b>
6.1. Форма (промежуточная структура) сечений фотоядерных реакций.....	2 5 4
6.2. Согласование абсолютных величин сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций, полученных в различных экспериментах.....	2 6 7
6.3. Соотношение прямого и статистического механизмов распада ГДР.....	2 5 6
6.4. Сечение фотопоглощения и дипольное правило сумм.....	2 6 6
Литература к Главе 6.....	////..... 2 7 4
<b>Заключение.....</b>	<b>////..... 2 7 7</b>

## Введение

Одной из основных задач экспериментальных исследований в области ядерной физики была и остаётся до сих пор задача получения информации о строении атомного ядра. Такая информация может быть получена, прежде всего, в ядерных реакциях. Анализ вероятностей взаимодействия с ядром различных пробных частиц, угловых, энергетических, массовых и других распределений частиц-продуктов, энергий возбуждения конечного ядра и каналов его распада, исследованных при различных энергиях тех налетающих частиц, позволяет получать различного рода информацию о строении ядра.

Среди огромного разнообразия ядерных реакций немаловажное место занимают реакции, вызванные электромагнитными взаимодействиями. Такие реакции протекают за счёт электромагнитного поля, свойства которого хорошо изучены, и механизм передачи энергии от налетающего  $\gamma$ -кванта исследуемому ядру известен точно. В таких реакциях проще, чем в реакциях под действием нейтронов и заряженных частиц, отделить эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения [1, 2].

Схематически сечение фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до  $\approx 1$  ГэВ показано на Рис. 1. В сечении поглощения фотонов атомными ядрами  $\sigma_\gamma$  можно выделить четыре основные энергетические области, они обозначены цифрами I, II, III, IV.

В области I энергия  $\gamma$ -кванта недостаточна для выбивания из ядра отдельных нуклонов или связанных систем из малого числа нуклонов (дейтрона,  $\alpha$ -частицы и др.).



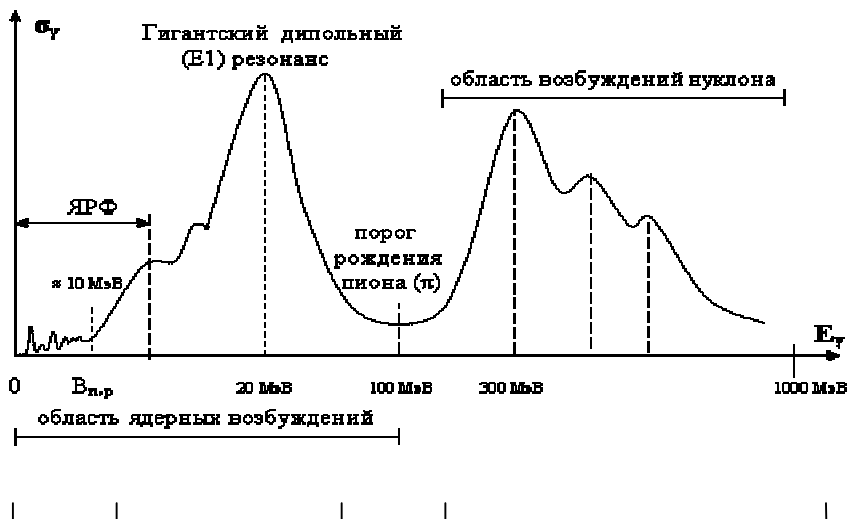


Рис. 1. Схематическое представление сечения фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до  $E_\gamma \approx 1$  ГэВ.

Фотон, поглощаемый ядром, может возбуждать отдельные изолированные низколежащие ядерные уровни. При снятии такого возбуждения происходит излучение ядром одного или нескольких фотонов. Это явление носит название ядерной резонансной флуоресценции (ЯРФ).

В области II энергия поглощенного фотона достаточна для выбивания из ядра одного или нескольких нуклонов, а также систем из малого числа связанных нуклонов. Для тяжелых ядер возможно также деление (фотоделение). Все эти процессы объединяют термином фоторасщепление. Наиболее характерной особенностью этой энергетической области является наличие высокоэнергичных коллективных ядерных возбуждений, проявляющихся в мощных и широких максимумах, называемых гигантскими резонансами. Самый значительный из них обусловлен преимущественным поглощением электрических дипольных ( $E1$ ) фотонов и поэтому называется гигантским дипольным резонансом (ГДР). Накоплен [3 - 6] огромный экспериментальный материал по фоторасщеплению в области ГДР практически всех известных стабильных ядер. Установлены основные параметры ГДР (положение, величина и форма) для различных ядер.

В области III, лежащей за максимумом ГДР и простирающейся вплоть до мезонного порога (135 МэВ), длина волны поглощаемого ядром фотона становится меньше радиуса ядра, и фотон преимущественно взаимодействует с системами из малого числа нуклонов, формирующимися внутри ядра (квазидейтрон, квазиальфачастица и др.). Ядерное фоторасщепление в этой энергетической области чаще всего начинается с расщепления этих связанных малонуклонных систем,

главным образом квазидейтронов, и завершается испусканием ядром нескольких (до десяти) нейтронов.

Начиная с мезонного порога (область IV), фотон взаимодействует с отдельными нуклонами, переводя их в возбужденное (резонансное) состояние. Самым низким из них является  $\Delta$ -изобара (для её возбуждения требуется энергия фотона около 300 МэВ). Природа гигантских резонансов в сечениях фотоядерных реакций получила первое объяснение в рамках полуклассической гидродинамической модели [7 - 9]. Оно основывалось на представлении о единой частоте колебаний всех нейтронов ядра относительно всех его протонов при взаимодействии электрического дипольного излучения с ядром, как с целым объектом. Отличие формы ядра от сферической было интерпретировано простейшей коллективной моделью ядра. Для деформированных ядер, имеющих форму эллипсоида вращения, сечение поглощения фотонов должно иметь два широких максимума, а не один как в случае сферических ядер, поскольку колебания должны происходить вдоль двух осей ядерного эллипсоида.

Вместе с тем возможен и другой подход - микроскопический. Позднее было показано, что ГДР может быть описан в рамках оболочечной модели ядра [10 - 12] на основе суперпозиции частично-дырочных состояний. Совместное развитие обоих подходов позволило описать не только процессы формирования ГДР при поглощении ядрами фотонов, но и каналы распада ГДР в реакциях с испусканием различных частиц.

Установленное в середине 50-х годов расхождение между энергетическими положениями ГДР, рассчитанными в рамках оболочечной модели ядра и наблюдаемыми экспериментально, привело к открытию коллективных

состояний ядер и механизмов их формирования. Все последующее развитие физики атомного ядра было в значительной степени связано с изучением коллективных состояний ядер, их роли в различных реакциях, их взаимодействиях с одночастичными степенями свободы, их мод распада и т.д.

Исследование природы и свойств ГДР сыграло решающую роль в становлении современных представлений о структуре и динамике атомного ядра. Для изучения особенностей формирования и распада ГДР необходима, прежде всего, точная и надежная информация об энергетических зависимостях сечений (функциях возбуждения) реакций полного фотопоглощения и различных парциальных реакций, вызываемых фотонами.

По существу основным источником фотонов высоких (достаточных для осуществления ядерных реакций) энергий с начала интенсивных фотоядерных исследований являлись и являются до сих пор предварительно ускоренные электроны, торможение которых в специальных мишенях, приводит к испусканию тормозного  $\gamma$ -излучения. Установки по получению тормозного  $\gamma$ -излучения относительно просты (в основном – бетатроны, микротроны и линейные ускорители), интенсивности пучков высоки, а следовательно высоки статистические точности измеряемых в экспериментах величин. Хорошо известно, что спектр тормозного  $\gamma$ -излучения является сплошным (типичный пример приведен на Рис. 2б: на одном из промежуточных этапов эксперимента иного типа – на пучке квазимонэнергетических фотонов, возникающих при аннигиляции релятивистских позитронов – используется тормозное излучение электронов), а следовательно, непосредственно в эксперименте измеряется не само

сечение реакции  $\sigma$ , а выход реакции  $Y$  (проинтегрированный по энергии фотона  $E$  результат перемножения (свертки) искомого сечения реакции  $\sigma$  и фотонного спектра  $W$ )

$$Y(E_{jm}) = \alpha \int_{E_{th}}^{E_{jm}} W(E_{jm}, E) \sigma(E) dE, \quad (1)$$

где  $\sigma(E)$  - значение при энергии фотонов  $E$  сечения реакции с энергетическим порогом  $E_{th}$ ;

$W(E_{jm}, E)$  - спектр тормозного  $\gamma$ -излучения с верхней границей  $E_{jm}$ ;

$\alpha$  - нормировочная константа.

Как правило, информация об искомом сечении реакции может быть извлечена из данных о выходе реакции лишь в результате решения обратной задачи (1). Для решения задачи восстановления сечения реакции из ее экспериментально измеряемого выхода были разработаны несколько специальных математических методов. Они дают возможность находить сечение реакции при эффективном спектре фотонов, форма которого может с определенными допущениями рассматриваться как близкая к форме спектра моноэнергетических фотонов.

Среди наиболее эффективных и получивших широкое распространение методов могут быть перечислены методы «разности фотонов», «обратной матрицы», Пенфолда-Лейсса, «наименьшей структуры» Кука, «регуляризации» Тихонова. В последнее время были разработаны также некоторые методы извлечения информации о сечении по информации о выходе реакции и без решения обратной задачи, например метод редукции.

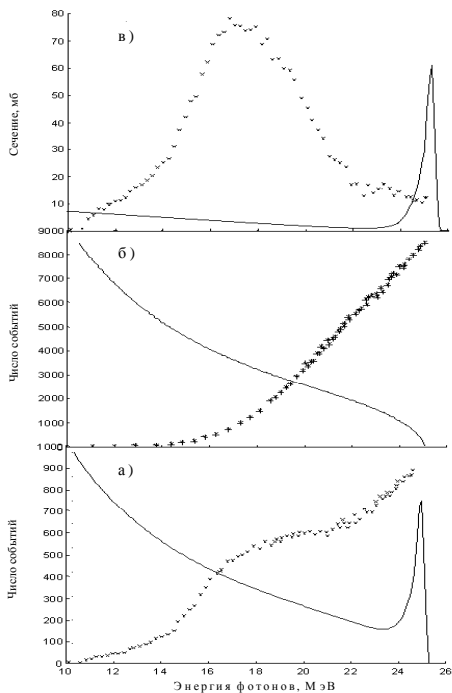


Рис. 2. Экспериментальные выходы (1) реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  (кресты) и эффективные спектры фотонов (линии) [13]:

- а) выход, измеренный на пучке фотонов от аннигилирующих позитронов, спектр которых представляет собой сумму их аннигиляционной линии и тормозного излучения;
- б) выход, измеренный на пучке тормозного излучения электронов;
- в) выход реакции от фотонов, спектр которых представляет собой аннигиляционную линию (разность спектров, приведенных на рисунках а) и б)).

Процедура определения сечения реакции по измеренному выходу в таких экспериментах – решение обратной задачи с самого начала исследований послужила и до сих пор служит причиной поиска альтернативных способов измерений сечений реакций. Это требует обеспечения в экспериментах таких условий, при которых эффективный спектр фотонов, вызывающих реакцию, мог бы в той или иной степени рассматриваться как близкий к моноэнергетическому.

Исторически первым способом преодоления трудностей фотоядерных исследований, связанных со сплошным спектром тормозного  $\gamma$ -излучения стало применение так называемого метода полного поглощения. В этом методе сечение поглощения фотонов ядром измеряется (прямо определяется) путём вычитания рассчитываемой теоретически суммы сечений неядерных процессов (комптоновское рассеяние, фотоэффект, рождение электрон-позитронных пар) из сечения полного поглощения фотонов, также измеряемого прямо по ослаблению фотонного пучка при его прохождении через мишень из исследуемого вещества. Метод был использован в достаточно ограниченных масштабах вследствие очевидных недостатков, главными из которых является относительно невысокая точность.

Наиболее широкое распространение из известных методов монохроматизации фотонов получил метод аннигиляции на лету ускоренных позитронов. Суть метода состоит в использовании эффекта направленного испускания моноэнергетичных фотонов при аннигиляции релятивистских позитронов. Поскольку получение таких фотонов представляет собой многоступенчатый процесс, одним из главных недостатков этого метода также является

весьма низкая интенсивность фотонного пучка. Кроме того, поскольку аннигиляция позитронов всегда сопровождается их тормозным  $\gamma$ -излучением, необходимым является применение разностной процедуры для разделения аннигиляционной и тормозной составляющих возникающего  $\gamma$ -излучения. На Рис. 2 иллюстрируются формы спектров фотонов и соответствующие выходы реакции, измеряемые при использовании этого метода. С его помощью было получено наибольшее после экспериментов на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения количество экспериментальных данных по сечениям фотоядерных реакций.

Наиболее надежным способом получения информации о сечении реакции под эффективным действием моноэнергетических фотонов в настоящее время признан метод «меченых» фотонов. В этом методе при продукты фотоядерных реакций регистрируются на совпадение с рассеянными электронами. Это позволяет определить энергию фотонов, вызывающих реакцию: эти фотоны вырезаются («метятся») из сплошного спектра тормозного  $\gamma$ -излучения. Несмотря на очевидные принципиальные преимущества, метод оказывается чрезвычайно сложным, а интенсивность пучка моноэнергетических фотонов невысока. Как результат - количество сечений реакций, измеренных с помощью этого метода в области энергий ГДР, исчисляется единицами. В качестве источника моноэнергетических фотонов регулируемой энергии в последнее время все более широко используется также обратное комптон-рассеяние излучения мощного лазера на движущемся электроны. В этом случае пучок высокоэнергетичных монохроматичных электронов рассеивается на встречном пучке мощного лазера.



Преимущества монохроматизации фотонов в этом случае не слишком перевешивают недостатки низкой интенсивности получаемого пучка и невысокой точности проводимых с его помощью измерений, а также сложности технических решений. Вследствие этого данный метод не получил широкого распространения для исследований в области ГДР и используется в основном для получения моноэнергетичных фотонов с энергией более 100 МэВ. Процесс поглощения ядром  $\gamma$ -кванта с энергией до  $\sim 50$  МэВ приводит к тому, что при снятии возбуждения ядро испускает отдельные нуклоны и их комбинации. Ядро с наибольшей вероятностью испускает 1 нуклон, с меньшей вероятностью - 2 и большее число нуклонов. Это обстоятельство вместе с соотношением энергетических порогов соответствующих реакций определяет основные каналы распада ГДР. Реакция, соответствующая каналу распада ГДР с образованием нуклона или их комбинаций ( $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и т.п.), называется парциальной. Сумма всех парциальных реакций описывает все возможные (за исключением рассеяния) каналы выбывания фотонов из первичного пучка – реакцию полного фотопоглощения

$$(\gamma, \text{abs}) = (\gamma, 1n) + (\gamma, np) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n) + \dots + (\gamma, 1p) + (\gamma, 2p) + \dots + (\gamma, f), \quad (2)$$

где  $(\gamma, f)$  – реакция деления, которая возможна лишь в относительно тяжелых ядрах.

В области энергий максимума ГДР сечение фотопоглощения для большинства тяжелых ядер в основном исчерпывается сечением  $(\gamma, n)$  реакций (в области легких и средних ядер – суммой сечений  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$  реакций). За максимумом ГДР заметный вклад в сечение

фотопоглощения дают реакции с большей множественностью испускаемых нуклонов, прежде всего реакции  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ . Соотношение сечений реакций с испусканием одного и двух нейтронов является важной характеристикой процесса фоторасщепления, зависящей от механизма возбуждения и распада ядра.

Так, например, расхождение энергетической зависимости сечения реакции с испусканием одного нейтрона с предсказаниями статистической модели, может служить доказательством проявления процессов прямого выбивания нейтронов  $\gamma$ -квантами из ядра [14]. Однако обоснованность таких заключений в значительной степени зависит от того, с какой точностью и надежностью определяется сечение реакции  $(\gamma, n)$ , то есть реакции с испусканием одного нейтрона, в той области энергий, где энергетически возможен и процесс испускания двух нейтронов в реакции  $(\gamma, 2n)$ . В силу различных обстоятельств, основные из которых будут рассмотрены ниже, во многих случаях данные по реакциям  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  оказываются взаимно связанными и влияющими друг на друга. Такие данные, полученные в разных экспериментах, существенно расходятся друг с другом [15 - 17]. Большинство данных по реакциям  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  получено в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами в Лоуренсовской Ливерморской национальной лаборатории (National Lawrence Livermore Laboratory) США и Центре ядерных исследований Франции (France Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay) в Саклэ. Причиной их существенных расхождений между собой являются определенные недостатки использованных в экспериментах процедур определения множественности фотонейтронов.

Выполненные ранее исследования [например, 114 - 18] показали, что во многих случаях данные по сечениям полной фотонейтронной реакции

$$(\gamma, xn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, np) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n) + \dots + \nu(\gamma, f), \quad (3)$$

непосредственно получаемые в экспериментах с различными пучками налетающих фотонов, также заметно отличаются друг от друга. Были изучены основные причины таких расхождений и предложены способы согласования данных друг с другом.

Уже из этого короткого перечисления способов исследования процессов взаимодействия жесткого электромагнитного излучения с атомными ядрами видно, что изучение фотоядерных реакций связано с целым рядом специфических трудностей. Как основные могут быть выделены следующие:

- отсутствие интенсивных пучков моноэнергетических фотонов вследствие чего приходится использовать различные математические и экспериментальные ухищрения для того, чтобы определить сечение реакции в условиях, когда спектр фотонов, ее вызывающих, близок к моноэнергетическому;
- относительно малые абсолютные величины сечений фотоядерных реакций; требуется высокая интенсивность фотонных пучков, для увеличения выходов реакций требуется увеличивать толщины мишеней, что приводит к ухудшению энергетического разрешения;
- относительная близость энергетических порогов различных парциальных реакций - в области энергий ГДР одновременно оказываются открытыми каналы его распада с испусканием нескольких частиц, прежде

всего, в реакциях ( $\gamma, 2n$ ), ( $\gamma, 3n$ ), и т.д.; это требует надежных и точных методов определения множественности реакции, то есть установления, какой именно реакции принадлежит зарегистрированный продукт.

Необходимость создания в конкретных экспериментах условий, в которых эти трудности могли бы быть преодолены, приводит к определенным систематическим различиям их результатов. Они прямо зависят от метода получения данных и по величине во многих случаях существенно превосходят достигаемые статистические погрешности. Для установления того, что к настоящему времени известно достаточно надежно, а что требует уточнений, такие систематические погрешности должны быть специально проанализированы. Необходимо установить величины погрешностей такого рода, разработать методы совместной оценки результатов разных экспериментов для их учета и приведения результатов разных экспериментов к согласию. Такая задача требует для своего решения эффективных возможностей одновременного обращения к результатам различных экспериментов, организации единого представления их результатов, начиная от простейшего перевода разных сечений на единую энергетическую сетку и кончая их единой интерпретацией, выполненной с учетом отмеченных выше систематических погрешностей.

Эта задача не может быть решена эффективно без достаточно полных баз экспериментальных данных и мощных и гибких систем поиска в них информации по большому количеству разнообразных признаков и их сочетаний. В последнее время такие большие базы данных, содержащие практически всю информацию, как о сечениях

реакций, так и о способах их определения, методах получения данных, были созданы в Международном агентстве по атомной энергии [19], Национальном центре ядерных данных США [20] и Центре данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ [21]. Эти базы данных являются хорошей основой для детального и системного анализа накопленной информации. В настоящем учебном пособии описано не только то, какие данные о ГДР, с какой точностью и надежностью были получены в выполненных экспериментальных исследованиях, но и то, какие уточнения или корректировки этих данных могут быть сделаны на основе результатов системного анализа экспериментальных данных и условий и особенностей их получения, а также и то, к каким физическим следствиям такие уточнения и корректировки приводят. Основное внимание уделяется данным по сечениям фотонейтронных реакций, наиболее полно исследованным в экспериментах различного типа.

В настоящем учебном пособии рассматриваются особенности взаимодействий  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами, основные характеристики различных фотоядерных реакций, основные параметры ГДР, наиболее существенные систематические расхождения результатов различных экспериментов, методы их преодоления и некоторые физические следствия приведения ранее расходившихся данных в согласие друг с другом.

Различные процессы взаимодействия  $\gamma$ -квантов низких и средних энергий широко используются в самых различных областях науки и техники (ядерная физика и ядерная энергетика, радиационные разделы химии, геологии, медицины, материаловедение и экология и многие другие). Так, в последнее время сечения

фотонейтронных реакций оказались востребованы [22 - 24] в области самых современных исследований свойств сильно взаимодействующей материи – кварк-глюонной плазмы. Такие исследования начали проводиться на встречных пучках релятивистских ядер двух крупнейших в мире установок – Колайдере релятивистских тяжелых ионов (Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)) в Брукхэвенской национальной лаборатории США и Большом адронном колайдере (Large Hadron Collider (LHC)) в ЦЕРНе.

## Литература.

1. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Издательство Московского университета. Москва, 1979.
2. B.L.Berman, S.C.Fultz. Measurements of the Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons. Rev.Mod.Phys., 47 (1975) 713.
3. E.G.Fuller, H.Gerstenberg. Photonuclear Data – Abstracts Sheets 1955 - 1982. NBSIR 83-2742. U.S.A. National Bureau of Standards, 1986.
4. В.В.Варламов, В.В.Сапуненко, М.Е.Степанов. Фотоядерные данные 1976 - 1995. Указатель. Издательство Московского университета, -М., 1996.
5. S.S.Dietrich, B.L.Berman. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 38 (1988) 199.
6. A.V.Varlamov, V.V.Varlamov, D.S.Rudenko, M.E.Stepanov. Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections. INDC(NDS)-394, IAEA NDS, Vienna, Austria, 1999.
7. А.Б.Мигдал. Квадрупольное и дипольное  $\gamma$ -излучение ядер. ЖЭТФ, 15 (1945) 81.
8. M.Goldhaber, E.Teller. On Nuclear Dipole Vibrations. Phys. Rev., 74 (1948) 1046.
9. H.Steinwedel, Y.D.Jensen. Z.Naturforsch, 5A (1950) 413.
10. D.H.Wilkinson. Nuclear Photodisintegration. Physica, 22 (1956) 1039.
11. J.P.Elliot, B.H.Flowers. The Odd-Parity States of  $^{16}\text{O}$  and  $^{16}\text{N}$ . Proc.Roy.Soc., A242 (1957) 57.

12. G.E.Brown, M.Boisterli. Dipole States in Nuclei. *Phys.Rev.Lett.*, 3 (1959) 472.
13. R.E.Sund, M.P.Baker, L.A.Kull, R.B.Walton. Measurements of the  $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)$  and  $(\gamma,2n)$  Cross Sections. // *Phys.Rev.*, 176 (1968) 1366.
14. R.L.Bergere, H.Beil, A.Veyssiere. Photoneutron Cross Sections of La, Tb, Ho, and Ta. *Nucl.Phys.*, A121 (1968) 463.
15. E.Wolynech, A.R.V.Martinez, P.Gouffon, Y.Miyao, V.A.Serrao, M.N.Martins. Comment on Photoneutron Cross Sections. *Phys.Rev.*, C29 (1984) 1137.
16. V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov. Study of Consistency Between  $(\gamma,xn)$ ,  $[(\gamma,n) + (\gamma,np)]$  and  $(\gamma,2n)$  Reaction Cross Sections Using Data Systematics. Vienna, Austria. INDC(CCP)-433, IAEA NDS, Vienna, Austria, 2002.
17. В.В.Варламов, Н.Н.Песков, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Согласованная оценка сечений фотонейтронных реакций по данным, полученным в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Саклэ (Франция). Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, № 1 - 2 (2003) 48 - 89.
18. I.N.Boboshin, V.V.Varlamov, E.M.Ivanov, S.V.Ivanov, N.N.Peskov, M.E.Stepanov, V.V.Chesnokov. Relational Nuclear Databases Upon the MSU INP CDFE Web-site and Nuclear Data Centres Network CDFE Activities. Report on the IAEA Consultant's Meeting on the Co-ordination of Nuclear Reaction Data Centres, 28 – 30 May 2001, Vienna, Austria. INDC(NDS)-427, IAEA NDS, Vienna, Austria, 2001, p. 49.



19. Экспериментальные данные по ядерным реакциям (EXFOR). URL: <http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor00.htm>
20. Экспериментальные данные по ядерным реакциям (EXFOR/CSISRS). URL: <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>
21. Реляционная база данных по ядерным реакциям (EXFOR) ЦДФЭ НИИЯФ МГУ. URL: <http://cdfе.sinp.msu.ru/exfor/index.php>.
22. A.Pshenichnov, J.P.Bondorf, I.N.Mishustin, A.Ventura, S.Masetti. Mutual Heavy Ion Dissociation in Peripheral Collisions at Ultrarelativistic Energies. Phys.Rev., C64, 024903 (2001).
23. Conceptual Design of the Relativistic Heavy Ion Colider (RHIC), BNL-52195 UC-414, 1989.
24. ALICE, Technical Proposal for a Large Ion Colider Experiment at the CERN LHC, CERN/LHCC/95-71, 1995.

## **Глава 1. Основные экспериментальные методы исследования гиганского дипольного резонанса**

Как отмечалось во Введении, для проведения фотоядерных исследований используются значительное количество экспериментальных методов. Основное различие заключается в способах обеспечения при определении сечений реакций таких условий, при которых эффективный спектр фотонов, вызывающих реакцию, мог бы в определенном приближении рассматриваться как квазимоноэнергетический.

Систематические исследования ГДР в фотоядерных (прежде всего, фотонейтронных) реакций начались в 50-х годах. Наибольшее количество данных о сечениях фотоядерных реакций [1 - 5] к настоящему времени получено в экспериментах, выполненных на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения электронных ускорителей – бетатронов, микротронов, линейных ускорителей. Исторически эксперименты этого типа были первыми, в которых оказалось возможным получить информацию о взаимодействии фотонов с ядрами. Они проводились во многих лабораториях, но наибольшее количество данных было получено в Московском и Саратовском государственных университетах, в Институте ядерных исследований РАН в России, в Харьковском физико-техническом институте на Украине и в университете Мельбурна в Австралии.

Большое число сечений фотонейтронных реакций получено в экспериментах с квазимоноэнергетическими фотонами, образующимися при аннигиляции на лету релятивистских позитронов. Идея этого метода была реализована к началу 60-х годов на целом ряде установок,

созданных в нескольких лабораториях в США, Франции и Германии. Наибольшее количество данных этого типа было получено на установках, реализованных на пучках электронных линейных ускорителей в Лоуренсовской Ливерморской национальной лаборатории (National Lawrence Livermore Laboratory) США в Ливерморе и Центре ядерных исследований Франции (France Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay) в Саклэ [1, 4]. Экспериментальные установки обеих лабораторий в отношении получения квазимоноэнергетических фотонов были практически одинаковы, различаясь лишь незначительными деталями.

Некоторое количество данных о сечениях фотоядерных реакций было получено с помощью моноэнергетических меченых фотонов в Иллинойсе (США) [6].

## **1.1. Методы определения сечений реакций**

### **1.1.1. Эксперименты на пучках тормозного $\gamma$ -излучения**

Наиболее широко применялись и до сих пор применяются пучки тормозных  $\gamma$ -квантов, получаемых при торможении в конверторе - специальной мишени из тяжелого тугоплавкого вещества (в основном, вольфрама) – ускоренных электронов.

Схема типичного эксперимента на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения, проводившегося в Научно-исследовательском институте ядерной физики МГУ на пучке бетатрона с максимальной энергией 35 МэВ, приведена на Рис. 1. Фотоны, возникающие в конверторе, проходят через специальную ионизационную камеру – монитор интенсивности пучка, свинцовый коллиматор, установленный в защитной стене из бетона и свинца, и падают на мишень из исследуемого вещества.

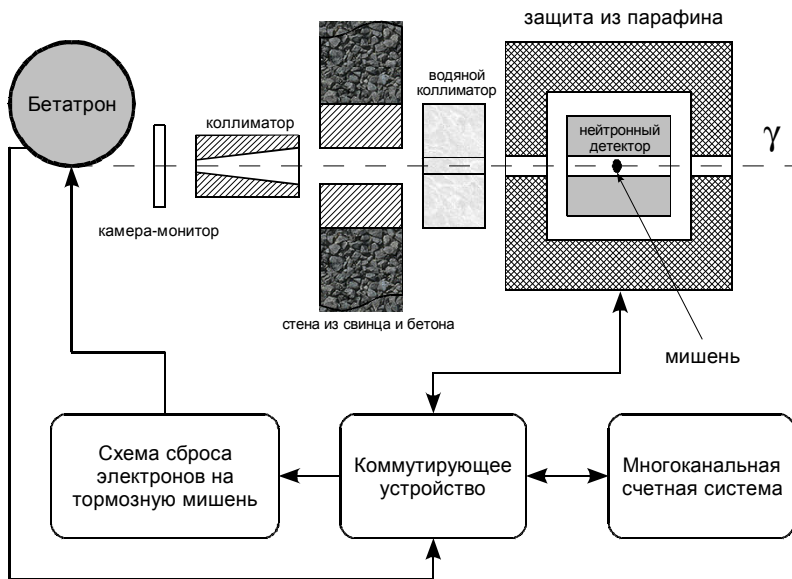


Рис. 1. Схема эксперимента на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения по определению сечений фотонейтронных реакций многоканальным методом, реализованная в Научно-исследовательском институте ядерной физики МГУ.

В зависимости от физической задачи продукты фотоядерных реакций на исследуемом ядре регистрируются детектором определенного типа. На Рис. 1 условно изображен детектор нейтронов, с помощью которого проводятся эксперименты по изучению сечений фотонейтронных реакций.

Как правило, для регистрации нейтронов используются детекторы так называемого “slowing-down” типа, позволяющие детектировать нейтроны, образовавшиеся под действием импульса фотонов от ускорителя, в период между такими импульсами после замедления нейтронов в специальном замедлителе. Фотонейтроны регистрируются с помощью пропорциональных ионизационных  $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков, помещенных в среду (парафин, вода), которая хорошо замедляет нейтроны. Счетчики заполнены газом  $\text{BF}_3$ , обогащенным изотопом  $^{10}\text{B}$ , имеющим очень большое (3837 барн, сечение захвата нейтронов с энергией 3 МэВ – 10 барн) сечение захвата тепловых нейтронов. В результате реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  образующиеся  $\alpha$ -частица и ядро отдачи ионизируют газ внутри счетчика, что приводит к появлению импульса на его выходе. С целью достижения приблизительно одинаковой эффективности регистрации нейтронов различных энергий (от 0.5 до 10 – 20 МэВ) используются различные методы [7], например расположения счетчиков внутри замедлителя в виде кольца на специально определенном расстоянии (~ 12 см) от мишени, или их однородном размещении по всему объему замедлителя. Очевидно, что абсолютная эффективность детекторов второго типа оказывается заметно выше эффективности детекторов первого типа.

Самый крупный детектор подобного (“slowing-down”) типа был создан в НИИЯФ МГУ [8]. Он имел форму цилиндра с длиной 110 см и диаметром 70 см, который был

заполнен парафином, внутри которого практически равномерно по объему (восемью цилиндрическими кольцами) располагались 80 пропорциональных счетчиков. Детектор регистрировал нейтроны, вылетающие из мишени в пределах телесного угла, близкого к  $4\pi$  стерадиан и перекрывал область энергий нейтронов от 0.5 до 12 МэВ. Специальные исследования [7, 8] показали, что эффективность детектора составляла 43 %.

Для регистрации фотопротонов и других заряженных частиц применяются, в основном, полупроводниковые детекторы, рассеянных фотонов – сцинтилляционные детекторы.

Сигналы с детектора обрабатываются специальной регистрирующей аппаратурой синхронно с изменением энергии электронов, а следовательно - максимальной энергии спектра их тормозного излучения. В НИИЯФ МГУ был разработан и широко применялся так называемый многоканальный метод – энергия электронов изменяется в каждом цикле ускорения (с частотой 50 гц), проходя за несколько секунд весь установленный диапазон изменения максимальной энергии фотонов. Метод энергетического сканирования позволяет в значительной степени избегать естественного дрейфа электронной аппаратуры на протяжении необходимых в связи с небольшими величинами сечений фотоядерных реакций довольно длительных измерений и существенно (до  $\sim 0.1$  %) повысить точность измерений. Метод был особенно эффективен при исследовании структурных особенностей сечения реакции, поскольку фактически позволял за очень короткое время измерять кривую выхода реакции во всем диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов.

При торможении электронов с энергией  $E_e$  в конверторе возникают фотоны, энергетический спектр которых  $W(E_{jm}, E)$  для каждого значения верхней границы

$E_{jm}$  плавно убывает с ростом энергии  $E$  (на большей части спектра  $W \sim 1/E$ ) вплоть до верхней границы  $E_{jm}$ . Поскольку спектр  $\gamma$ -квантов имеет сплошную форму, прямое определение сечения реакции оказывается невозможным.

Непосредственно в тормозных экспериментах измеряется зависимость от энергии фотонов  $E$  выхода реакции  $Y(E_{jm})$ , представляющего собой проинтегрированный по энергии  $E$  результат перемножения (свертки) искомого сечения реакции  $\sigma(E)$  и фотонного спектра  $W(E_{jm}, E)$  – зависимости числа фотонов от энергии  $E$  при определенной верхней границе  $E_{jm}$ :

$$Y(E_{jm}) = \frac{N(E_{jm})}{\varepsilon D(E_{jm})} = \alpha \int_{E_{th}}^{E_{jm}} W(E_{jm}, E) \sigma(E) dE, \quad (1)$$

где  $\sigma(E)$  - значение при энергии фотонов  $E$  сечения реакции с порогом  $E_{th}$ ;

$W(E_{jm}, E)$  - спектр тормозного  $\gamma$ -излучения с верхней границей  $E_{jm}$ ;

$N(E_{jm})$  - число событий реакции;

$D(E_{jm})$  - доза  $\gamma$ -излучения;

$\varepsilon$  - эффективность детектора;

$\alpha$  - нормировочная константа.

Эксперимент по определению энергетической зависимости сечения фотонейтронной реакции проводится для большого числа значений верхней границы спектра фотонов –  $j = 1, 2, \dots, n$ .

Из вида уравнения (1) ясно, что если, сечение реакции имеет резонансную форму, то измеряемый выход  $Y(E_{jm})$  представляет собой функцию, монотонно возрастающую с увеличением энергии  $E_{jm}$  (Рис. 2).

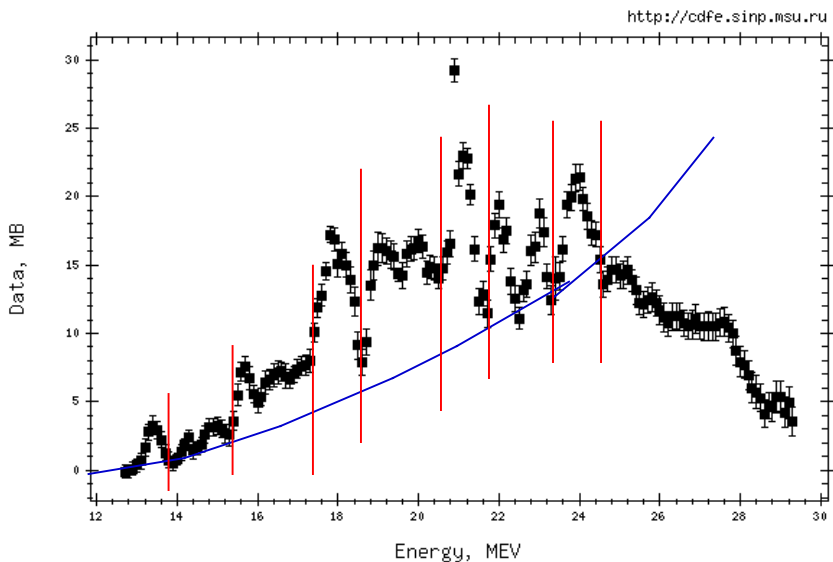


Рис. 2. Иллюстрация представления о кривой выхода фотоядерной реакции – плавно нарастающая кривая – соответствующей сечению некоторой фотоядерной реакции ) точки с ошибками).



Ясно также, что при этом каждой структурной особенности в искомом сечении  $\sigma(E)$  соответствует излом (изменение наклона касательной) в зависимости выхода  $Y(E_{jm})$  от энергии фотонов.

Соотношение (1) – по существу, система интегральных уравнений относительно неизвестного сечения реакции  $\sigma(E)$ . Она решается приближенными методами, которые сводятся к численному дифференцированию кривой выхода  $Y(E_{jm})$  с весами, которые определяются формой спектра фотонов тормозного  $\gamma$ -излучения. Вид функции  $Y(E_{jm})$  определяется путем проведения серии измерений выхода реакции при различных верхних границах спектра тормозного  $\gamma$ -излучения.

Кроме прямого решения обратной задачи – системы интегральных уравнений (1) – возможны и другие подходы к определению информации о сечении реакции по данным о ее выходе:

- получение разности двух экспериментальных выходов  $Y(E_{jm})$  (или комбинации большего количества выходов), измеренных при достаточно близких значениях верхней границы, которая будет соответствовать разности двух спектров (или комбинации трех и более спектров) тормозного  $\gamma$ -излучения и иметь существенно более «моноэнергетический» вид;
- преобразование выхода  $Y(E_{jm})$  к виду, который он имел бы при использовании в эксперименте иного спектра фотонов, форма которого больше соответствовала бы представлению о моноэнергетическом спектре, для чего в последнее время широко используется метод редукции (см. далее).

### 1.1.1.1. Комбинирование выходов реакций, измеренных при близких верхних границах спектра тормозного $\gamma$ -излучения

Примеры комбинирования нескольких выходов  $Y(E_{jm})$  с целью приведения соответствующей комбинации спектров тормозного  $\gamma$ -излучения к виду, более соответствующему представлению о моноэнергетическом спектре, известны давно. Широко используемая разностная процедура  $Y(E_{jm}) = Y(E_{jm2}) - Y(E_{jm1})$ , где  $E_{jm2} > E_{jm1}$  ( $\Delta E_{jm} = 0.25$  МэВ,  $0.5$  МэВ,  $1.0$  МэВ, и т.д.) - близкие верхние границы двух спектров тормозного  $\gamma$ -излучения, позволяет (Рис. 3) получить эффективный спектр фотонов  $W(E_{jm21}, E)$ , существенно более моноэнергетичный по сравнению с обоими исходными спектрами. Составление линейных комбинаций двух ( $W_2(E_{im}, E) = W(E_{j+1m}, E) - cW(E_{jm}, E)$ ) или даже трех ( $W_3(E_{im}, E) = W(E_{j+1m}, E) - c_1W(E_{jm}, E) + c_2W(E_{j-1m}, E)$ ) спектров тормозного  $\gamma$ -излучения дает возможность «строить» все более узкую (моноэнергетичную) линию.

Следует, однако, обратить внимание на то, что при этом появляются все большие проблемы с низкоэнергетичной частью разностного спектра тормозного  $\gamma$ -излучения: даже при очень близких значениях  $E_{jm2} > E_{jm1}$  он не становится нулевым. Он имеет заметные положительные или отрицательные значения в достаточно широкой области энергий.

При этом следует подчеркнуть, что, чем более моноэнергетичной становится основная линия в спектре, тем более сплошной становится низкоэнергетичная часть тормозного  $\gamma$ -излучения. В принципе возможный способ избавления от нее путем построения более сложной комбинации многих спектров ведет к существенному снижению интенсивности пучка фотонов с таким почти моноэнергетичным эффективным спектром.

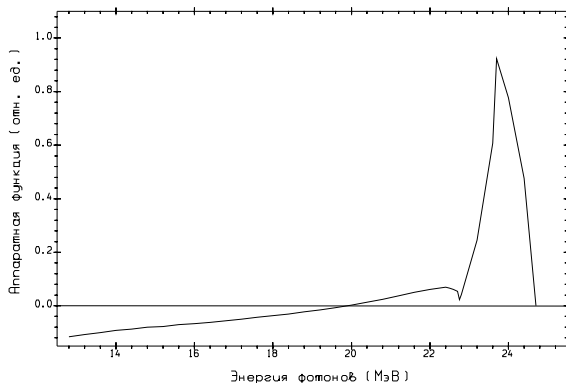
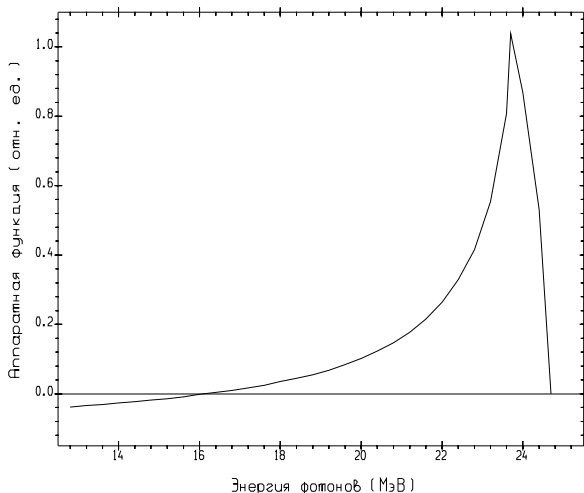


Рис.3. Квазимоноэнергетические спектры фотонов, полученные при использовании наиболее часто используемых комбинаций спектров тормозного  $\gamma$ -излучения:

верхний рисунок –  $(W_2(E_{im}, E) = W(E_{j+1m}, E) - cW(E_{jm}, E);$

нижний рисунок –  $(W_3(E_{im}, E) = W(E_{j+1m}, E) - c_1W(E_{jm}, E) + c_2W(E_{j-1m}, E).$

Очевидно, что все это ведет, во-первых, к ухудшению энергетического разрешения, поскольку фотоны, вызывающие реакцию, оказываются разбросанными по очень широкой области энергии, а во-вторых, к снижению точности данных о сечении реакции. При этом в случае повышения разрешения, то есть уменьшении ширины «моноэнергетической» линии в спектре число фотонов в области этого максимума уменьшается и становится сравнимым с числом фотонов в низкоэнергетической части спектра.

### **1.1.1.2. Решение обратной задачи восстановления сечения реакции из ее выхода**

Для того, чтобы достигнуть устойчивого решения некорректно поставленной обратной задачи (1) – задачи восстановления сечения из кривой было разработано несколько специальных математических методов, основные из которых были кратко перечислены во Введении.

Наиболее проработанными из них являются метод Пенфолда-Лейсса [9 - 12] с переменным шагом обработки и метод «регуляризации» Тихонова [13 – 17]. Эти методы различаются между собой, прежде всего, по форме эффективного спектра фотонов, вызывающих реакцию – аппаратной функции метода. На Рис. 4 сравниваются аппаратные функции различных методов, наиболее широко используемых для получения информации о сечении реакции из информации о ее выходе (см. далее).

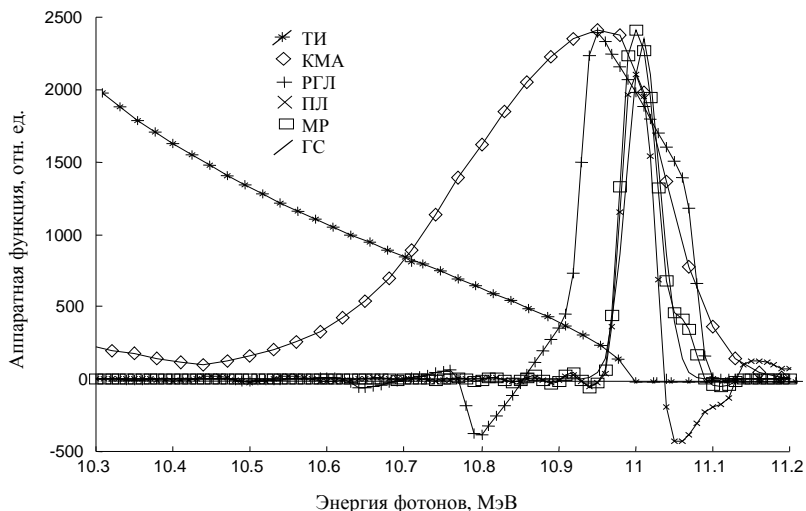


Рис. 4. Сравнение аппаратных функций (эффективных спектров фотонов) различных методов получения информации о сечении фотоядерной реакции:

- ТИ - спектр тормозного  $\gamma$ -излучения (пример для  $E_{\gamma}^{\max} = 11$  МэВ);
- КМА - спектр квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов (ширина аннигиляционной линии) – 350 кэВ);
- ПЛ - аппаратная функция метода Пенфолда-Лейсса (шаг обработки – 100 кэВ);
- РГЛ - аппаратная функция метода регуляризации Тихонова (шаг обработки – 50 кэВ);
- МР - аппаратная функция метода редукции (разрешение – 50 кэВ, см. далее);
- ГС - гауссиан с шириной 50 кэВ.

## Метод Пенфолда-Лейсса.

В данном методе интегральное уравнение (1), которое может быть записано следующим образом

$$Y(E_j) = \int_D a(E_j, k) \sigma(k) dk, \quad (2)$$

где  $D$  – область энергий выше порога реакции, в которой спектр фотонов не равен 0, представляется в матричном виде

$$y_j = \sum_{i=1}^j a(E_j, k_i) \hat{\sigma}(k_i) \Delta k, \quad (3)$$

где  $j = 1, \dots, m$  ( $m$  – число точек выхода реакции),  
 $i = 1, \dots, n$  ( $n$  – число точек искомого сечения),

$$\Delta k = E_i^j - E_{i-1}^j,$$

$$k_i = E_i^j - \Delta k/2,$$

$\hat{\sigma}$  – приближение к величине  $\sigma$ , обусловленное заменой интегрирования (2) на суммирование (3).

По существу выражение (3) представляет собой умножение матрицы  $\mathbf{A}$  (матрицы с элементами  $A_{j,i} = a(E_j, k_i) \Delta k$ ) на вектор  $\hat{\sigma}$ . Сам метод Пенфолда-Лейсса [9 – 12] состоит в обращении матрицы  $\mathbf{A}$  (при  $n = m$ ). При этом требование минимальности среднеквадратичного отклонения вектора оценки  $\hat{\sigma}$  от истинного вектора

$$\sigma(E_i) = \int u(E_i, k) \sigma(k) dk, \quad (4)$$

где эффективная аппаратная функция метода

$$u(E_i, k) = \sum_{j=1}^m A_{j,i}^{-1} a(E_j, k), \quad (5)$$

не упоминается, хотя результат формально совпадает с оценкой по методу наименьших квадратов для квадратной матрицы  $A$ , если ее удастся обратить.

Построение линейной комбинации из  $m$  выходов реакции, а не всего из двух или трех, позволяет получить более моноэнергетическую аппаратную функцию, чем в методе разности фотонов. При этом, однако, остаются справедливыми и все приведенные выше рассуждения о невысокой точности результата, получаемого таким образом.

Особое внимание следует обратить на наличие переколебаний аппаратной функции – эффективного спектра фотонов, вызывающих реакцию - (Рис. 4, кресты) слева от основного пика. Такие переколебания способны производить (ложную структуру) результата  $\hat{\sigma}$  в области энергий, больших, чем энергия максимума ГДР в сечении.

В некоторых модификациях метода, например в методе, описанном в работе [18], используется тормозной спектр, свернутый с гауссообразным распределением электронов в пучке ускорителя. В результате этого после необходимого смещения значения энергии, при котором определяется сечение в методе Пенфолда-Лейсса, аппаратная функция приобретает форму, более приближенную к форме моноэнергетического спектра.

Ковариационная матрица результирующего сечения вычисляется по правилам статистики из ковариационной матрицы вектора выхода реакции (интерес представляет лишь главная диагональ этой матрицы, состоящая из значений дисперсии).

Следует отметить, что если при использовании метода Пенфолда-Лейсса оцениваемая статистическая ошибка оказывается неудовлетворительно велика, шаг восстановления сечения увеличивается. Это уменьшает статистическую ошибку решения, однако, лишь изменяет

период переколебаний аппаратной функции и сохраняет сильные корреляционные связи между различными координатами вектора решения  $\hat{\sigma}$  [19]. Последнее обстоятельство тщательно исследовано в работе [20].

Показано, что, сохраняя шаг дискретизации равным минимально возможному в традиционном методе Пенфолда-Лейсса и производя сглаживание (усреднение нескольких соседних точек с весами, определенными из условия минимальности корреляционных связей между точками) результата по специальному «шаблону», можно уменьшить статистические ошибки результата при одновременном уменьшении взаимных корреляций между координатами результата. Специально задача синтеза аппаратной функции, имеющей заранее заданную форму, в этих работах не ставилась, однако получившийся «шаблон» сглаживания обеспечивал форму аппаратной функции, в значительной степени свободную от переколебаний.

Большое количество измеренных фотонейтронных выходов реакций (1) обрабатывались методом Пенфолда-Лейсса с переменным шагом анализа (шагом дискретизации  $\Delta k$ ). Тиссом [19] был предложен способ выбора шага анализа  $\Delta k$ , который приравнивал бы погрешность (пропорциональную второй производной подинтегрального выражения (1)) от дискретизации (5) оцениваемой статистической погрешности. В рамках такого подхода Тиссом было получено выражение для шага анализа  $\Delta E_A$ , которое приводило к оптимальному соотношению между энергетическим разрешением и статистической погрешностью в каждой точке получаемого сечения. Таким образом, шаг анализа являлся функцией энергии фотонов.

Процедура метода Пенфолда-Лейсса с переменным шагом, описанная в [19], включает в себя вычисление «оптимального» шага анализа  $\Delta E_A$ . Эта процедура «допускает некоторый контроль над критерием Тисса»: при



переходе от точки к точке кривой выхода, шаг анализа увеличивается, уменьшается или сохраняется в зависимости от того, меньше он оптимального шага, больше его, или примерно равен ему. Вследствие этого получающаяся аппаратная функция (весовая функция) Пенфолда-Лейсса, на которую при этом подходе уже не обращалось внимания, могла изменяться от точки к точке.

Рассмотренный метод имеет вполне очевидные недостатки:

- матрица  $A$ , получающаяся при дискретизации выражения (1) оказывается плохо обусловленной для эксперимента с тормозным  $\gamma$ -излучением;
- обратная матрица  $A^{-1}$  имеет большие по абсолютной величине и разные по знаку околодиагональные матричные элементы;
- малое относительное отклонение точки кривой выхода вызывает (как следствие предыдущего недостатка) «большое» относительное изменение координат вектора решения.

Все это и заставляет отнести задачу восстановления сечения из кривой выхода к классу некорректно поставленных задач и действовать согласно разработанным для такого класса задач методам.

### **Метод регуляризации Тихонова.**

Условиями корректной постановки задачи (по Адамару) [13] являются:

- существование решения в пространстве возможных значений для любой кривой выхода из пространства ее возможных значений;
- единственность решения;
- непрерывная зависимость решения от исходных данных.

При этом считается [14], что в случае фотоядерного эксперимента третье из перечисленных условий не выполняется, поскольку результаты измерений всегда представляются на дискретной энергетической сетке. Однако существование обратной матрицы  $A^{-1}$  гарантирует непрерывность преобразования. Если же дискретизировать выражение (8) с шагом, равным энергетическому шагу измерения выхода, то получится квадратная матрица  $A$  с ненулевой главной диагональю и нулевыми элементами «выше» главной диагонали. Такая матрица является невырожденной. Если матрица оказывается вырожденной, задача может рассматриваться, как некорректно поставленная.

В методе А.Н.Тихонова [16] «в качестве критерия выбора приближенного сечения используется принцип гладкости» [13 - 17], что является характерным и для многих других работ этого направления.

В этом методе из множества «формальных» решений, т.е. функций  $\sigma(k)$ , удовлетворяющих условию

$$\sum_{j=1}^m \frac{\left[ \int_{E_{th}}^{E_j} a(E_j, k) \sigma(k) dk - y(E_j) \right]^2}{[dy(E_j)]^2} \leq m \quad (6)$$

выбирается такое, для которого специальный функционал

$$\Omega[\sigma] = \int_{E_{th}}^{E_{max}} \left[ \sigma^2(k) + \left( \frac{d\sigma(k)}{dk} \right)^2 \right] dk \quad (7)$$

имеет минимальное значение. Построенное сечение называется наиболее гладким приближением к истинному сечению по данной экспериментальной информации [16].

Таким образом, нахождение функции  $\sigma(k)$  сводится к задаче отыскания минимума функционала

$$M^\alpha = \left\| \int_{E_{th}}^E a(E, k) \sigma(k) dk - y(E) \right\|^2 + \alpha \Omega[\sigma], \quad (8)$$

где  $\alpha$  – параметр регуляризации, аналогичный множителю Лагранжа.

Оператор, которым следует подействовать на вектор экспериментального выхода  $y$ , имеет вид

$$R = (A^* \Sigma A + \alpha S)^{-1} A^* \Sigma, \quad (9)$$

где  $S_{jj} = 1 - \Delta E_j$   $j = 1, m$ ,  
 $S_{j,j+1} = \Delta E_j$   $j = 1, m - 1$ ,

а остальные элементы матрицы регуляризатора  $S$  равны 0.

Пример аппаратной функции, типичной для метода регуляризации Тихонова, также приведен на Рис. 4 (ромбы). Обращает на себя внимание то обстоятельство, что при относительно высокой «моноэнергетичности» этой аппаратной функции она содержит весьма сильные переколебания при энергиях, больших энергии максимума. Из всего сказанного выше ясно, что такие переколебания в аппаратной функции могут приводить к появлению ложной структуры и в искомом сечении в области энергий до максимума ГДР.

Следует подчеркнуть, что процедуры обработки значений  $Y$  во всех рассмотренных методах построены таким образом, чтобы эффективный спектр  $F(E_{jm}, E)$  фотонов, вызывающих реакцию (аппаратная функция метода, функция разрешения), был достаточно квазимоноэнергетическим - хорошо локализован по энергии (Рис. 4). Ширина квазимоноэнергетической линии в аппаратной функции большинства экспериментов вблизи

тех значений энергии фотонов, при которых определяются значения сечения  $\sigma$ , составляет 100 - 200 кэВ.

Таким образом, при использовании одного из методов определения сечения реакции  $\sigma(E)$  по ее экспериментальному выходу  $Y(E_{jm})$ , используемых в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением, реально получается информация об оцененном сечении

$$\sigma^{оцен.}(E) = \int F(E_{jm}, E) \sigma(E) dE, \quad (10)$$

отличающемся от искомого сечения  $\sigma(E)$  настолько, насколько функция разрешения  $F(E_{jm}, E)$  отличается от  $\delta$ -функции.

Следует отметить два важных для дальнейших обсуждений обстоятельства:

- сложные формы аппаратных функций методов извлечения информации о сечении реакции из её экспериментального выхода, безусловно, вносят искажения в определяемое сечение и погрешности в оценку реально достигаемого энергетического разрешения;
- вследствие достаточно хорошей локализации по энергии основных линий аппаратных функций экспериментов с тормозным  $\gamma$ -излучением (соответствующих разностных фотонных спектрах) полученные в них результаты, несмотря на некоторые очевидные недостатки, тем не менее, могут быть интерпретированы именно как искомое сечение реакции.

Основное достоинство измерений на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения заключается в большой интенсивности фотонного пучка, что важно для относительно малых величин сечений фотоядерных реакций. Так для сравнимых значений энергетического разрешения электронов ( $\sim 0.1$  -

0.5 %) на бетатронах со средним током  $\sim 1$  мкА интенсивность пучка составляет  $10^{12}$  -  $10^{13}$  электронов/сек. На линейных ускорителях, средний ток которых достигает величин  $\sim 10$  мА, интенсивность возрастает до значений  $\sim 10^{16}$  -  $10^{17}$  электронов/сек. Высокая интенсивность пучков тормозного  $\gamma$ -излучения позволяет эффективно исследовать не только фотонейтронные реакции, но и реакции с образованием протонов, дейтронов, а также и  $\alpha$ -частиц.

Вследствие высокой интенсивности пучков фотонов тормозного  $\gamma$ -излучения точность измерения выхода (1) реакции—очень высока. Число регистрируемых событий при энергиях налетающих фотонов  $E_\gamma \sim 30$  МэВ как правило достигает значений  $\sim 10^6$  -  $10^7$ , вследствие чего относительные погрешности значений экспериментального выхода составляют величины  $\Delta Y/Y \sim 10^{-2}$ -  $10^{-1}\%$ . Столь малые величины статистических погрешностей в кривых выхода определяют еще одно весьма важное преимущество таких экспериментов перед другими, в которых, как правило, интенсивности пучков невысоки, а следовательно, и достигаемые точности относительно малы. Форма кривой выхода (наличие в ней нерегулярностей - изломов, их энергетическое положение) контролируется в таких экспериментах с очень высокой степенью точности и надежности. Именно эта форма кривой выхода является прямым подтверждением (или опровержением) факта наличия (или отсутствия) структурных особенностей в искомом сечении реакции.

Вместе с тем, после применения методов восстановления сечения реакции из экспериментально измеренного выхода интенсивность эффективного квазимоноэнергетического пучка фотонов примерно оценивается как  $10^{10}$  ( $\Delta E/E$ ), для тормозных мишеней в 0.01 радиационную длину и бетатронов со средним током 1 мкА,

т.е.  $10^8$  фотонов/сек для энергий ГДР и разрешения  $\sim 100$  кэВ.

Следует отметить и некоторые недостатки экспериментов этого типа.

Во-первых, необходимость решения неустойчивой обратной задачи (1) для восстановления сечения реакции из кривой выхода приводит к не слишком большим точностям в самом сечении ( $\Delta\sigma/\sigma \sim 10\%$ ). При этом точность и надежность конкретной формы и величины каждой из структурных особенностей сечения прямо определяются формой аппаратной функции того метода, который используется для решения задачи (1). Очевидно, что слишком большая ширина, асимметрия формы ее основного максимума, наличие различных подложек будут заглаживать (скрывать) реальные структурные особенности истинного сечения, ухудшая достигаемое энергетическое разрешение. Уменьшение же ширины аппаратной функции (уменьшение шага обработки) неминуемо влечет за собой рост статистических погрешностей восстанавливаемого сечения. Это приводит к тому, что, несмотря на исключительно высокие статистические точности экспериментальных выходов реакций в сечениях при энергетических разрешениях  $\sim 100 - 200$  кэВ, как правило, достигаются точности от нескольких единиц до нескольких десятков процентов ( $\Delta\sigma/\sigma \sim 10\%$ ). Во-вторых, переколебания, проявляющиеся в аппаратных функциях рассмотренных выше методов (Рис. 4), приводят к появлению ложной структуры, отсутствующей в истинном сечении.

К этому следует добавить, что сама форма спектра тормозного  $\gamma$ -излучения известна плохо и, как правило, в эксперименте не измеряется. Для ее описания используются различные теоретические приближения [21 - 23], которые

несколько по-разному описывают наиболее важную область спектра вблизи его верхней границы.

### 1.1.2. Эксперименты на пучках квазимоноэнергетических фотонов, полученных при аннигиляции на лету релятивистских позитронов

Метод использования квазимоноэнергетических фотонов для прямого измерения в эксперименте не выхода реакции  $Y(E_j)$  (1), а непосредственно искомого сечения сечений фотоядерных реакций  $\sigma(E)$  был предложен [24] примерно в конце 50-х годов и вскоре реализован в нескольких лабораториях [25 - 28]. Метод основан на том, что при аннигиляции ускоренных (релятивистских) позитронов при их взаимодействии с электронами атомов мишени из легкого вещества в переднюю полусферу вылетают фотоны, имеющие энергию

$$E_\gamma \approx E_{e^+} + 0.76 \text{ МэВ}, \quad (11)$$

превышающую энергию позитрона на 3/4 от массы покоя аннигилирующей пары.

Преобладает двухфотонная аннигиляция  $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ . Под углом  $\theta \approx 0$  по отношению к направлению движения позитронов испускаются  $\gamma$ -кванты с энергиями

$$E_{\gamma 1} = \frac{mc^2}{1 - (E_{e^+} - mc^2)/E_{e^+} + mc^2)^{1/2} \cos\theta} \longrightarrow \theta \Rightarrow 0$$

$$\longrightarrow E_{\gamma 2} = E_{e^+} - E_{\gamma 1} + mc^2/2, \quad (12)$$

где  $\theta$  - угол между направлениями испускания первого фотона и направлением движения позитрона. Зависимость энергии аннигиляционных фотонов от угла  $\theta$  приводит к тому, что спектр фотонов в конечном телесном угле не является строго моноэнергетическим. Если пренебречь процессом многократного рассеяния позитронов в веществе аннигиляционной мишени, то угол, в котором энергетический разброс не превышает величины  $\delta = \Delta E_{\gamma_1}/E_{\gamma_1}$ , составит величину  $(2\delta/E_{e^+})^{1/2}$ .

Поскольку процесс получения «квазимоноэнергетических» аннигиляционных фотонов является многоступенчатым (образование тормозного  $\gamma$ -излучения в процессах столкновений релятивистских электронов с толстой тяжелой мишенью ( $e^- + A \rightarrow A + e^- + \gamma$ ); рождение электрон-позитронных пар тормозными фотонами ( $\gamma + A \rightarrow A + e^- + e^+$ ); аннигиляция позитронов ( $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ )), интенсивность «пучка» квазимоноэнергетических фотонов весьма невысока [7]: обычно вероятность рождения электроном позитрона в конверторе не превышает  $10^{-4}$  -  $10^{-3}$ , а выход аннигиляционных фотонов на один позитрон равен  $\sim 10^{-4}$ , а, следовательно, выход аннигиляционных фотонов на один электрон составляет величину не более  $10^{-8}$  -  $10^{-7}$ .

Столь малый выход аннигиляционных фотонов делает необходимым использование лишь сильноточных ускорителей (все созданные установки такого типа реализованы на пучках линейных ускорителей). С другой стороны он делает практически возможным измерение сечений лишь фотонейтронных реакций (недостаточная интенсивность пучка в этом случае может быть компенсирована большим (до нескольких сот граммов) весом исследуемой мишени).



Энергетическое разрешение описанного метода монохроматизации определяется, в основном, четырьмя факторами:

- 1) энергетический разброс в пучке позитронов, падающих на аннигиляционную мишень;
- 2) многократное рассеяние позитронов в аннигиляционной мишени, увеличивающее неопределенность в угле  $\theta$  испускания аннигиляционного фотона относительно направления движения позитрона;
- 3) потери энергии позитронов в аннигиляционной мишени перед испусканием моноэнергетических фотонов;
- 4) величина телесного угла, внутри которого движутся фотоны, падающие на исследуемую мишень.

Все сказанное делает очевидными способы повышения энергетического разрешения экспериментов такого типа - дополнительный магнитный анализ позитронного пучка (фактор 1)), уменьшение толщины аннигиляционной мишени (факторы 2) и 3)) и телесного угла (фактор 4)), которые все ведут к уменьшению и так невысокой интенсивности аннигиляционного излучения, падающего на исследуемую мишень.

Как отмечалось во Введении, установки такого типа были созданы в нескольких лабораториях, наибольшее количество данных было получено в Лоуренсовской Ливерморской национальной лаборатории США и Центре ядерных исследований Франции в Саклэ.

Схема эксперимента на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, реализованная в Саклэ, приведена на Рис. 5.

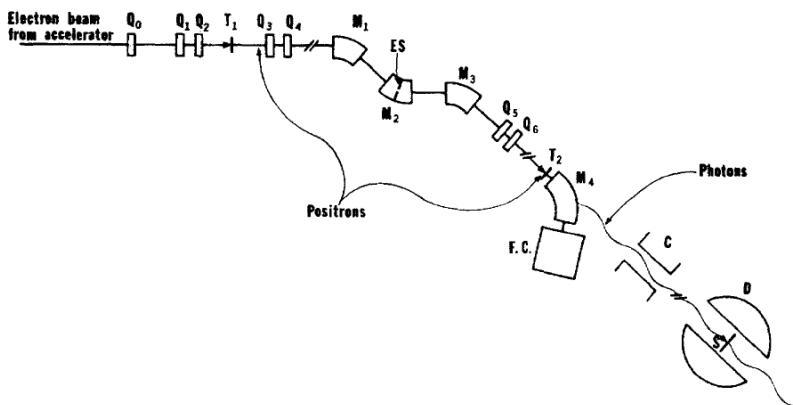


Рис. 5. Схема эксперимента на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, реализованная в Саклэ:

- $Q_0 - Q_6$  - квадрупольные магниты;
- $T_1$  - позитронный конвертер
- Positrons - позитроны электрон-позитронных пар, образующихся в конвертере  $T_1$ ;
- $M_1 - M_4$  - отклоняющие магниты;
- ES - анализирующий магнит;
- FC - цилиндр Фарадея;
- $T_2$  - аннигиляционная мишень;
- Photons - моноэнергетические фотоны, образующиеся в аннигиляционной мишени  $T_2$ ;
- C - коллиматор;
- S - исследуемый образец;
- D - нейтронный детектор.

Суть эксперимента данного типа заключается в следующем. Ускоренные в линейном ускорителе электроны в специальной мишени ( $T_1$  - позитронный конвертер) из тяжелого элемента (большой заряд  $Z$ ) производят тормозное излучение, которое далее образует электрон-позитронные пары. Образующиеся позитроны аннигилируют в специальной мишени из легкого элемента ( $T_2$ ), и под углом  $\theta = 0$  по отношению к направлению движения позитронов испускают фотоны с энергиями  $E_{\gamma 1}$ , которые уносят (12) практически всю энергию позитронов. Фотоны направляются на мишень из исследуемого образца ( $S$ ), образующиеся в мишени нейтроны регистрируются детектором ( $D$ ).

Установка в Ливерморе с точки зрения получения аннигиляционных фотонов была почти полностью аналогичной описанной установке, реализованной в Саклэ. Единственное непринципиальное техническое отличие заключалось в том, что Ливерморе аннигилирующие позитроны получались на конвертере, расположенном не после последней секции ускорителя как в Саклэ, а между двумя промежуточными ускорительными секциями.

При этом детекторы, использовавшиеся в обеих лабораториях, различались достаточно существенно, что (как будет показано далее) явилось основной причиной существенных систематических расхождений данных, полученных на обеих установках.

### **Детектор “slowing-down” типа, применявшийся в Ливерморе.**

Использовался детектор того же типа, что и применявшийся в НИИЯФ МГУ (описан выше), и позволявший детектировать нейтроны образовавшиеся в период действия импульса фотонов от ускорителя, в период между такими импульсами после замедления (slowing-

down) нейтронов в специальном замедлителе. Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью 48 разрядных  $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков, размещенных в среде из парафина (полиэтилена). Эффективность детектора достигала [1] 40 – 60 %.

В отличие от детектора, использовавшегося в НИИЯФ, детектор в Ливерморе был дополнительно приспособлен для разделения событий фотонейтронных реакций с образованием одного и двух (и более) нейтронов. С этой целью счетчики в парафине располагались специальным образом - четырьмя концентрическими кольцами вокруг мишени на различных расстояниях (2.50, 4.25, 5.75 и 7.00 дюймов) от нее - так называемая техника «кольцевых отношений», приводившая к некоторому снижению эффективности, однако, позволявшая кроме полной фотонейтронной реакции

$$(\gamma, \text{abs}) = (\gamma, n) + (\gamma, np) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n) + (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + \dots \\ + (\gamma, f) + \dots, \quad (13)$$

отдельно исследовать и парциальные реакции  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , ее составляющие.

Достигалось это следующим образом. Сигналы от детекторов каждого кольца обрабатывались индивидуально в течение времени  $\sim 300$  микросекунд после действия импульса ускорителя, в несколько раз превышавшего время замедления нейтронов ( $\sim 90$  микросекунд), но меньшего времени между импульсами ускорителя, следовавшими с частотой 360 гц. Для разделения реакций с различной множественностью фотонейтронов использовалось то обстоятельство, что отношение числа отсчетов во внешнем и внутреннем кольцах счетчиков монотонно возрастает с увеличением средней энергии фотонейтронов. Это было определено в результате специальной калибровки таких

отношений в области энергий нейтронов  $E_n \sim 0 - 4$  МэВ с помощью различных моноэнергетичных  $(\gamma, n)$  источников, радиоактивных  $(\alpha, n)$  источников, источника нейтронов от спонтанно-делящегося изотопа  $^{252}\text{Cf}$ , а также  $(d + t)$  нейтронного генератора. С помощью такой калибровки оказывалось возможным независимое определение средних энергий нейтронов. Очевидно, что средняя энергия нейтронов, например, сразу за порогом реакции  $(\gamma, 2n)$  является средневзвешенным значением между энергиями нейтронов из реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  и, следовательно, прямо не относится ни к одной из них. Однако при больших энергиях фотонов выход нейтронов начинает определяться почти полностью событиями реакции  $(\gamma, 2n)$ , а следовательно техника кольцевых отношений позволяет определить правильное значение средней энергии нейтронов именно из реакции  $(\gamma, 2n)$ . Соответственно, отношения для событий реакций с одним и двумя нейтронами и сечения парциальных реакций различной множественности определяются независимо.

### **Большой сцинтилляционный детектор, применявшийся в Саклэ.**

В Саклэ детектор фотонейтронов представлял собой жидкий сцинтиллятор большого объема. В детекторе такого типа среда сцинтиллятора одновременно является элементом и замедления нейтронов и их регистрации. Быстрые нейтроны замедляются до тепловых энергий в результате соударений с ядрами водорода, входящими в состав сцинтиллятора, а затем захватываются ядрами Gd, специально введенными в сцинтиллятор. Возникающие – кванты радиационного захвата нейтронов поглощаются в объеме сцинтиллятора, вызывая вспышки света, регистрируемые большим числом фотоумножителей, расположенных по всей наружной поверхности бака со

сцинтиллятором. Большие размеры детектора превышают длину свободного пробега, позволяет пренебречь утечками нейтронов, и, следовательно, эффективность регистрации нейтронов определяется, в основном, эффективностью регистрации вторичных фотонов.

В Саклэ для определения области энергий нейтронов, в которой эффективность регистрации практически не зависит от их энергии, использовалась прецизионная калибровка жидкого сцинтиллятора с помощью источника  $^{252}\text{Cf}$ . Хотя зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов фактически ни на одном участке не является константой [1], считалось, что отклонения эффективности регистрации от константы наблюдаются лишь для нейтронов с энергией  $E_n \sim 5$  МэВ (для такой энергии нейтронов эффективность детектора оценивалась в  $\sim 90$  %). Предполагалось, что энергия фотонейтронов в области гигантского резонанса не превосходит значения  $E_n \sim 3$  МэВ. Такое предположение недостаточно обоснованно, поскольку известно, что спектры фотонейтронов из реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  достигают энергии  $\sim 10$  МэВ. Именно с этим обстоятельством связаны погрешности в определении абсолютных величин сечений этих реакций, которые будут специально рассмотрены ниже при обсуждении систематик данных, полученных разными методами. Более того, опубликованные по методике сведения свидетельствуют о том, что, в то время как эффективность детектора, определенная с помощью источника  $^{252}\text{Cf}$ , была близка к 1, в реальных экспериментах система детектирования использовалась в таких временных условиях, что достигалась эффективность всего лишь около 0.6.

Сцинтилляционный детектор Саклэ позволял прямо измерять энергии нейтронов, однако с точки зрения надежности разделения событий с одним и двумя нейтронами имел очевидные и весьма важные недостатки.

Весьма высокий фон детектора и существенно более плохое, чем в Ливерморе, отношение «сигнал-шум» затрудняли процедуру выделения и вычитания этого фона, а также внесение поправок на случайные совпадения в срабатывании счетчиков. Все это приводило к очевидному завышению определяемой доли событий однейтронных реакций  $(\gamma, n)$  по сравнению с событиями реакций с испусканием двух (трех и более) нейтронов. Как будет показано далее, это стало основной причиной существенных систематических расхождений данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  по сравнению с теми, которые были получены в Ливерморе.

На основании сказанного, может быть сделан вывод о том, что большой объем и высокая эффективность сцинтилляционного детектора Саклэ позволяли с его помощью получать достаточно надежные данные о сечениях полной фотонейтронной реакции (13). Однако с точки зрения надежности выделения парциальных реакций, следует отметить, что хотя эффективность детектора в Ливерморе в принципе была несколько ниже эффективности детектора в Саклэ, применявшийся метод кольцевых отношений в значительной степени это недостаток компенсировал.

Следует подчеркнуть, что собственно квазимоноэнергетические фотоны на выходе рассмотренных установок отсутствуют. Спектр фотонов, которые получаются на выходе и которыми облучается мишень из исследуемого образца, представляет собой сумму моноэнергетической линии от аннигилирующих позитронов и их тормозного излучения (Рис. 4 (КМА)). Эффект воздействия на исследуемое ядро «квазимоноэнергетических» фотонов выделяется при

использовании специальной разностной процедуры, для реализации которой эксперимент проводится в 3 этапа:

1. измерение выхода  $Y_{e^+}(E_j)$  (1) реакции под суммарным действием фотонов и от аннигиляции и от тормозного  $\gamma$ -излучения позитронов;
2. измерение выхода  $Y_{e^-}(E_j)$  (1) реакции под действием фотонов от тормозного  $\gamma$ -излучения электронов;
3. получение (после соответствующей нормировки и в предположении о том, что спектры тормозного  $\gamma$ -излучения позитронов и электронов идентичны) разности экспериментальных выходов  $Y_{e^+}(E_j)$  и  $Y_{e^-}(E_j)$  и интерпретация этой разности  $Y(E_j) \approx \sigma(E)$  как искомого сечения реакции

$$Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(E). \quad (14)$$

Все сказанное свидетельствует о том, что эксперименты рассмотренного типа имеют специфические особенности, существенно затрудняющие получение прямой информации о сечении реакции, для чего они, собственно и были разработаны:

- эффективный спектр «квазиэнергетических» фотонов, «вызывающих реакцию», существует лишь виртуально как спектр, соответствующий получаемой разности (13) двух экспериментальных выходов реакции, это – всего лишь виртуальная разность двух реальных спектров фотонов: суммарного спектра фотонов позитронной аннигиляции и позитронного тормозного  $\gamma$ -излучения и спектра фотонов от тормозного  $\gamma$ -излучения электронов;
- аппаратная функция каждого конкретного эксперимента такого типа получается индивидуально, поскольку прямо зависит от условий получения обоих экспериментальных выходов ( $Y_{e^+}(E_j)$  и  $Y_{e^-}(E_j)$ ), их



нормировки и привязки для получения разностостного выхода (14).

В свете всего сказанного:

- вследствие невысокой интенсивности пучка «квзимоэнергетических» фотонов статистическая точность измерения обоих ( $Y_{e+}(E_j)$  и  $Y_{e-}(E_j)$ ) экспериментальных выходов реакции оказывается невысокой, и, следовательно, точность их взаимной нормировки и привязки также невысоки;
- аппаратные функции имеют очень сложные формы (Рис. 4), их отклонения от формы аппаратной функции моноэнергетических фотонов могут проявляться в достаточно широких областях энергии, а следовательно, из соотношения (13) собственно сечение реакции может быть получено лишь после дополнительной обработки, учитывающей реальную форму аппаратной функции, по существу аналогичной той, которая применяется в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением.

В большинстве экспериментов этого типа, выполненных к настоящему времени, энергетическое разрешение (полуширина аппаратной функции на половине высоты) в области энергий ГДР составляла [1] всего лишь 300 - 400 кэВ (достигая в некоторых случаях величины 500 кэВ и лишь в отдельных немногих случаях 150 - 300 кэВ). При этом за разрешение в таких экспериментах принималась полуширина на половине высоты аннигиляционной линии. Это, по-видимому, является завышенной оценкой разрешения, поскольку форма самой линии очень сложна, асимметрична, в аппаратной функции кроме аннигиляционного максимума имеется и заметная тормозная подложка. В такой ситуации вновь следует говорить об измерении не собственно сечения реакции, а

лишь его свертки с этой широкой аппаратной функцией сложной формы.

В свете сказанного по существу обсуждаемых проблем метод использования аннигиляционных фотонов оказывается почти полностью аналогичным рассмотренному выше методу разности фотонов (Рис. 3). В нем за эффективный квазимоноэнергетический спектр также принимается линейная комбинация - разность - двух спектров, оба из которых по существу являются тормозными, поскольку число аннигиляционных фотонов по сравнению с числом фотонов, формирующих тормозную часть суммарного спектра, относительно невелико. Более того, с увеличением энергии позитронов  $E_{e^+}$  соотношение между числом аннигиляционных и тормозных  $\gamma$ -квантов ухудшается, поскольку число первых растет пропорционально  $E_{e^+}$ , а число вторых -  $(E_{e^+})^2$  [24, 25].

По смыслу определения разность выходов реакции (14) соответствует эксперименту, аппаратная функция  $F(E_{jm}, E)$  которого представляет собой разность двух соответствующих экспериментальных спектров фотонов, в предположении об идентичности спектров тормозного излучения позитронов и электронов - линию от аннигилирующих позитронов. Однако очевидно, что в отличие от ситуации с экспериментами с тормозным  $\gamma$ -излучением аппаратная функция метода рассчитывается независимо от того, как проводится конкретный эксперимент (более того, как правило, в эксперименте по возможности создаются именно такие условия, для которых был рассчитан спектр тормозных фотонов), в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами аппаратная функция получается, фактически, каждый раз заново.

При этом, если форма рассчитываемой аннигиляционной линии зависит лишь от условий

(энергетических и геометрических) процесса аннигиляции фотонов на лету, форма аппаратной функции эксперимента в целом зависит ещё и от того, насколько точно измерены и нормированы относительно друг друга экспериментальные выходы реакции (14). А как отмечено выше, точность такой взаимной нормировки невысока.

Отмеченные обстоятельства приводят к тому, что форма функции разрешения  $F(E_{jm}, E)$  (10) в экспериментах с аннигиляционными фотонами существенно отличается от простой, симметричной аннигиляционной линии вследствие ее следующих особенностей:

- необходимости (обусловленной малой интенсивностью пучка квазимоноэнергетических фотонов) использования недостаточно тонкой аннигиляционной мишени линия квазимоноэнергетических фотонов имеет существенно асимметричную форму (спад основной линии в спектре в сторону малых энергий сильно затянут (Рис. 4));
- недостаточной точности нормировки двух экспериментальных выходов (14) реакции, каждый из которых измерен с невысокой статистической точностью; аппаратная функция, в целом, оказывается, по существу, не локализованной по энергии (в спектре кроме аннигиляционной линии, с которой и ассоциируется искомая квазимоноэнергетичность фотонного спектра, присутствуют посторонние протяженные по энергии вклады (подложка и низкоэнергетичная часть тормозного излучения, который может простирается вплоть до очень небольших энергий фотонов – до области весьма удаленной от той, в которой происходит «измерение» сечения реакции)).

Эти «посторонние» вклады не только существенно затрудняют оценку реально достигаемого энергетического разрешения, но вследствие присутствия «лишних» фотонов в спектре вблизи аннигиляционной линии приводят к заметным расхождениям сечений реакций, полученных в экспериментах с квазиодноэнергетическими аннигиляционными и тормозными фотонами, по амплитуде, а вследствие смещения центра тяжести спектра от максимума аннигиляционной линии – к расхождениям энергетических положений. Оценка реально достигаемого разрешения такого «сечения» оказывается весьма затруднительной, а вопрос о том, насколько оно совпадает с его оценкой по расчетной ширине аннигиляционной линии в спектре фотонов, – по существу не проясненным. Реально достигаемое разрешение оказывается намного хуже оцененного по ширине расчетной аннигиляционной линии, что фактически означает искажение (потерю) информации о форме (структуре) исследуемого сечения реакции.

### **1.1.3. Эксперименты на пучках моноэнергетических меченых фотонов**

Недостатки, присущие обоим основным описанным выше методам исследования энергетических зависимостей сечений фотоядерных реакций, стимулировали поиск новых возможностей повышения качества пучков фотонов. В начале 70-х годов в Иллинойсе (США) был реализован метод [6, 26], в котором при облучении исследуемой мишени тормозным  $\gamma$ -излучением для каждого акта фотоядерной реакции специальным образом определяется энергия фотона, который этот акт реакции вызвал, то есть идентифицируется событие, происходящее под действием  $\gamma$ -кванта определенной энергии.

Схема эксперимента на пучке меченых фотонов приведена на Рис. 6.

Суть этого метода заключается в том, что в эксперименте, проводимом на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения, продукт изучаемой фотоядерной реакции регистрируется на совпадение с электроном, вызывающим появление тормозного  $\gamma$ -кванта. Энергия электрона измеряется с помощью магнитного спектрометра и позволяет идентифицировать само событие, происходящее под действием  $\gamma$ -кванта определенной энергии, поскольку энергия такого  $\gamma$ -кванта равна разности энергий налетающего и рассеянного электронов.

Измерение энергии  $E_r$  электрона, испытавшего торможение, в режиме совпадений с исследуемым продуктом фотоядерной реакции позволяет прямо определить сечение этой реакции при энергии фотона  $E_\gamma$ . Энергию тормозного  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  однозначно определяют энергия  $E_0$  электрона, налетающего на мишень-конвертор, и энергия электрона  $E_r$ , которую он имеет после процесса торможения в мишени-конвертере, измеряемая с помощью магнитного спектрометра:

$$E_\gamma = E_0 - E_r. \quad (15)$$

Следовательно, фотоны с энергией  $E_\gamma$  как бы «вырезаются» из непрерывного тормозного спектра – «метаются».

Таким образом, до момента вылета затормозившегося электрона все энергии фиксируются с высокой точностью, а энергетическое разрешение меченых фотонов в случае тонкой тормозной мишени полностью определяется конструкцией магнитного спектрометра.

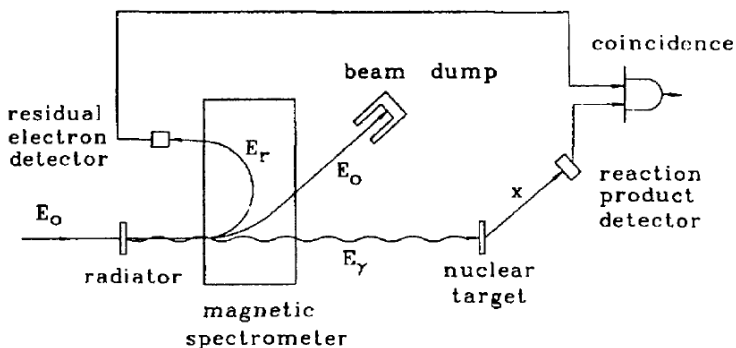


Рис. 6. Схема эксперимента на пучке моноэнергетических меченых фотонов:

- $E_0$  - энергия налетающих электронов;
- radiator - тормозная мишень;
- residual electron detector - детектор остаточных (рассеянных) электронов с энергией  $E_r$ ;
- magnetic spectrometer - магнитный спектрометр, анализирующий энергию  $E_r$  рассеянных электронов;
- beam dump - поглотитель электронов пучка с энергией  $E_0$ ;
- nuclear target - исследуемая мишень;
- $E_\gamma$  - энергия фотонов, вызывающих реакцию в мишени;
- reaction product detector - детектор продуктов реакции;
- coincidence - схема совпадений сигналов от детектора продуктов реакции и детектора магнитного спектрометра, выделяющая события реакции при энергии  $E_\gamma$ , соответствующие регистрации рассеянного электрона с энергией  $E_r$ .

В упомянутой выше установке в Иллинойсе [6] в фокальной плоскости спектрометра располагалось 11 таких детекторов, и энергетическое разрешение меченых фотонов составляло 100 – 200 кэВ (около 1 % для энергий ГДР).

Очевидно, что энергетическое разрешение данного метода определяется, прежде всего, разрешением используемого магнитного спектрометра и в принципе может быть существенно выше, например, разрешения, достигаемого на пучках аннигиляционных фотонов. Простейший путь повышения этого разрешения – уменьшение размеров детекторов электронов, располагающихся в фокальной плоскости магнитного спектрометра. Однако он ведет к снижению интенсивности, которая и так невелика. Невысокая интенсивность пучка меченых фотонов, ограничена как необходимостью использования тонкой тормозной мишени, так и сложностями, свойственными совпадательным экспериментам вообще. В таких экспериментах отношение случайных и реальных совпадений должно поддерживаться малым. Так, при типичном разрешающем времени доступных схем совпадений около  $10^{-8}$  сек максимальная интенсивность моноэнергетических меченых фотонов составляет величину  $10^7$  фотонов/сек для одного детектора электронов в фокальной плоскости магнитного спектрометра (в современных установках число детекторов составляет несколько десятков) [6]. Энергетическое разрешение монохроматоров данного типа, созданных в Корнельском университете и университете Иллинойса в США, составляет около 0.7 % для фотонов с энергиями в области 10 – 20 МэВ при их интенсивности  $\sim 5 \cdot 10^5$  фотонов/сек.

Таким образом, хотя данный метод имеет очевидное преимущество перед остальными вследствие того, что его аппаратная функция имеет гауссовую форму и небольшую

ширину, сечение реакции измеряется непосредственно и с достаточно высоким энергетическим разрешением, он обладает и многими серьезными недостатками. К ним следует отнести, в первую очередь, необходимость непосредственной регистрации продуктов исследуемых реакций, что не позволяет использовать другие методы идентификации реакций, такие, как метод ядерных эмульсий, метод наведенной активности и др. Интенсивность пучка меченых фотонов оказывается существенно меньшей даже по сравнению с интенсивностью пучков квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Соотношение различных факторов таково, что реализация основных преимуществ метода оказывается возможной лишь при его использовании на интенсивных непрерывных электронных пучках. К недостаткам метода следует отнести то, что создание пучка меченых фотонов на базе циклических ускорителей связано с технически весьма сложной проблемой вывода электронного пучка. Именно этим и определяется то обстоятельство, что метод так и не получил широкого распространения: количество сечений реакций, измеренных с его помощью, исчисляется единицами [6, 26].

#### **1.1.4. Сравнение результатов экспериментов на пучках тормозного $\gamma$ -излучения и квазимоноэнергетических фотонов**

Рассмотрение основных наиболее распространенных методов определения сечений фотоядерных реакций, прежде всего в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, а также квазимоноэнергетических аннигиляционных и моноэнергетических меченых фотонов показывает, что каждый из них имеет как определенные преимущества перед другими, так и серьезные недостатки.



Выше они были представлены достаточно подробно. В заключение следует особо выделить те их них, которые будут особенно важны при сравнительном анализе результатов, полученных различными методами.

**Эксперименты с тормозным  $\gamma$ -излучением.** Эксперименты данного типа сравнительно просты. Высокая интенсивность пучков тормозного  $\gamma$ -излучения позволяет достигать очень высокой статистической точности при прямом измерении выходов (1) реакций. Точность порядка  $\Delta Y/Y \sim 10^{-2} - 10^{-1} \%$  дает возможность легко и надежно выделять изломы в зависимости  $Y(E_{jm})$  выхода реакции от максимальной энергии фотонов и, тем самым, позволяет с большой надежностью определять наличие и энергетическое положение структурных особенностей в исследуемом сечении.

Необходимость решения неустойчивой обратной задачи (1) для восстановления сечения реакции из экспериментальной кривой выхода приводит к не слишком большим точностям в самом сечении ( $\Delta\sigma/\sigma \sim 10 \%$ ). Кроме того, сложная форма (Рис. 4) эффективного фотонного спектра, используемого в различных вариантах математических методов решения задачи (1), не позволяет надежно оценить реальное энергетическое разрешение, достигаемое в восстанавливаемом сечении. Его оценка лишь по ширине квазимоноэнергетичного максимума в аппаратной функции метода не представляется надежной. Переколебания в аппаратных функциях различных методов, возникающие при достаточно малых ширинах квазимоноэнергетичного максимума, приводят к соответствующим переколебаниям и в энергетической зависимости восстанавливаемого сечения, то есть к определенным искажениям его формы.

Несмотря на сложную форму и наличие переколебаний в аппаратных функциях и метода Пенфолда-

Лейсса и метода Тихонова (и многих других, менее распространенных) обращает на себя внимание то обстоятельство, что все они по сравнению с аппаратной функцией метода квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов существенно лучше локализованы по энергии. Собственно, именно для этого все математические методы решения задачи (1) и разрабатывались. Это означает, что использование этих методов приводит к получению информации (пусть несколько неточной и искаженной) именно о сечении реакции.

**Эксперименты с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами.** Считается, что эксперименты такого типа позволяют получать сечение реакции без решения обратной задачи (1), они, собственно и разрабатывались как альтернатива такому решению. Однако процедура проведения двух измерений, разность между результатами которых (14) интерпретируется как искомое сечение реакции, делает процедуру «прямого» измерения сечения реакции по существу аналогичной процедуре метода разности фотонов в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением. Вследствие того, что интенсивность «пучков» квазимоноэнергетических фотонов весьма невысока ( $\sim 10^8$  фотонов/с), что в несколько десятков раз ниже интенсивностей пучков тормозного  $\gamma$ -излучения, точность обоих выходов ( $Y_{e^+}(E_j)$  и  $Y_{e^-}(E_j)$ ) в экспериментах с квазимоноэнергетическими фотонами оказывается намного ниже, чем в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением, это существенно затрудняет их взаимную нормировку и привязку, в которые необходимы для получения их разности – «сечения», точность которого оказывается еще ниже.

Энергетическое разрешение экспериментов с квазимоноэнергетическими экспериментами невысоко, в

большинстве из них полуширина на половине высоты аннигиляционной линии составляет [1] лишь 300 – 400 кэВ (достигая величины 500 кэВ и лишь в немногих случаях имея величину 150 – 300 кэВ). Однако из-за того, что аппаратная функция метода (Рис. 4) имеет очень сложную форму, обусловленную присутствием остаточного вклада от тормозного излучения позитронов, и такая оценка разрешения представляется завышенной.

**Эксперименты с моноэнергетическими мечеными фотонами.** В этих экспериментах сечение реакции получается прямо, причем аппаратная функция имеет гауссианоподобную форму. Это позволяет в отличие от экспериментов других типов прямо измерять сечение реакции. В принципе энергетическое разрешение таких экспериментов может быть сделано сколь угодно высоким. Однако выше отмечалось наличие нескольких серьезных препятствий для этого. В выполненных экспериментах [6, 26] разрешение составляло 100 – 200 кэВ (около 1 % для энергий ГДР), что выше разрешений экспериментов с квазимоноэнергетическими фотонами и сравнимо с разрешением экспериментов с тормозным  $\gamma$ -излучением. Серьезным недостатком экспериментов с мечеными фотонами является также и весьма низкая интенсивность пучков, ограниченная как необходимостью использования тонкой тормозной мишени, так и сложностями, характерными для экспериментов на совпадение вообще. В экспериментах такого типа соотношение случайных и реальных совпадений должно поддерживаться малым. Интенсивность пучков меченых фотонов составляет величину  $10^7$  фотонов/сек для одного детектора электронов в фокальной плоскости магнитного спектрометра. Соотношение различных факторов таково, что реализация основных преимуществ метода оказывается возможной лишь при его использовании на интенсивных непрерывных

электронных пучках. Именно поэтому метод так и не получил широкого распространения: количество сечений реакций, измеренных с его помощью, исчисляется единицами.

**Различие аппаратных функций экспериментов – расхождение в интерпретации их результатов.** Всё сказанное выше свидетельствует о том, что эксперименты двух основных типов, с помощью которых получено подавляющее большинство данных - с тормозным  $\gamma$ -излучением и квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами - существенно различаются по отношению того, что в них интерпретируется как искомое сечение реакции, поскольку существенно различаются их аппаратные функции (Рис. 4).

По существу эти различия ставят вопрос о том, что именно в каждом из экспериментов интерпретируется как сечение реакции. Так, например, в свете всего сказанного, выход (1) эксперимента на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения может быть интерпретирован как сечение реакции, но только полученное с аппаратной функцией, ширина которой (достигнутое энергетическое разрешение) очень велико (составляет величину 10 – 20 МэВ). В то же время, результат эксперимента с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами (14), который интерпретируется как «прямо измеренное» сечение реакции, по существу представляет собой не что иное, как разность двух выходов реакции и, следовательно, вновь лишь ее выход. Наличие в аппаратных функциях различных методов получения сечений реакций протяженных подложек различных форм (монотонных или осциллирующих) делает, по существу, неправомерной оценку достигаемого разрешения только по ширине основного максимума аппаратной функции.

С этой точки зрения интерпретация результата эксперимента с мечеными фотонами именно как сечения реакции является вполне оправданной, но это означает, что прямое сравнение результатов таких экспериментов с результатами экспериментов с тормозным  $\gamma$ -излучением и аннигиляционными фотонами может быть затруднено. Различие аппаратных функций может приводить (и приводит, см. далее) к определенным (и иногда весьма значительным) систематическим расхождениям результатов разных экспериментов. Без выяснения причин возникновения таких погрешностей и применения методов их устранения детальное сравнение и, тем более, совместное использование результатов разных экспериментов наталкивается на определенные трудности и требует применения специальных подходов, позволяющих устранять различия в интерпретациях результатов разных экспериментов на основе единого оптимально-моноэнергетического их представления.

### **1.1.5. Эксперименты на фотонных пучках иного типа**

Из всего сказанного выше очевидно, что точное и надежное определение сечения ядерной реакции – специально нормированной вероятности взаимодействия с ядром  $\gamma$ -кванта с определенной энергией – представляет собой весьма трудную задачу. Одной из главных проблем экспериментальных исследований взаимодействий  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами в этой связи является отсутствие достаточно интенсивных пучков моноэнергетических фотонов. Именно из-за такого положения дел применяются различные методы создания в конкретных экспериментах условий, в которых эффективный спектр фотонов, вызывающих реакцию, в определенном приближении может интерпретироваться как

достаточно близкий к спектру моноэнергетических фотонов (реально – выглядеть как спектр моноэнергетических фотонов). Как показано выше, в целом было разработано достаточно много таких методов и «математических» (математические методы восстановления информации о сечении реакции из экспериментальной информации о ее выходе) и «аппаратных» (создание условий, близких к условиям получения моноэнергетических фотонов, непосредственно в эксперименте).

Вместе с тем, в природе существуют разнообразные источники фотонов, энергия которых известна с высокой точностью.

### **$\gamma$ -кванты из реакций радиационного захвата.**

Получение моноэнергетических  $\gamma$ -квантов с существенно большими энергиями возможно при использовании ядерных реакций, в которых конечное ядро образуется в сильно возбужденных состояниях. Вероятность распада такого состояния определяется суммой вероятностей испускания ядром нуклона и фотона, а следовательно в области до энергии связи последнего нуклона в ядре - только вероятностью испускания фотона. При больших энергиях возбуждения ядра оно будет сниматься более сложным способом с испусканием нуклонов (или более сложных частиц), однако и при этом возможны некоторые особые случаи, оставляющие приоритет в распаде за фотонами. Следует, однако, отметить, что использование таких особых случаев, в большинстве своем сопровождается существенным уменьшением интенсивности  $\gamma$ -излучения.

## **Рассеяние лазерного излучения на электронах.**

В последнее время все большее распространение получает новый способ получения моноэнергетических  $\gamma$ -квантов с помощью явления обратного комптон-рассеяния излучения мощного лазера на движущихся электронах.

### **1.2. Методы идентификации каналов фотоядерной реакции**

Для исследования основных параметров и свойств ГДР могут быть использованы два принципиально разных подхода:

- прямое измерение (определение) сечения ядерной реакции полного фотопоглощения  $\sigma(\gamma, \text{abs})$  путем измерения степени ослабления пучка фотонов при их прохождении через мишень из исследуемого ядра;
- определение сечений парциальных реакции и исследования с их помощью различных каналов распада ГДР.

Подавляющее большинство фотоядерных реакций, прежде всего те из них, которые дают наибольшие вклады в реакцию полного фотопоглощения, исследовано при использовании разных методов регистрации продуктов фоторасщепления ядер, из которых основными являются два:

- метод наведенной активности;
- метод прямой регистрации продуктов реакции.

#### **1.2.1. Метод полного поглощения $\gamma$ -квантов**

Сечение реакции полного поглощения  $\gamma$ -квантов  $\sigma(\gamma, \text{abs})$ , приведенное выше (13), может быть получено двумя способами: путем прямого измерения, а также путем

суммирования сечений основных парциальных реакций, его составляющих -  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, 2p)$ ,  $(\gamma, f)$ . Сечения парциальных реакций обычно определяются в разных лабораториях, на различных установках, на разных энергетических сетках, в разное время при использовании различных способов предварительной обработки данных и т.д. Различия условий их получения практически всегда приводят к наличию определенных систематических погрешностей данных, учет и устранение которых часто представляет собой отдельную непростую задачу.

Зависимость полного сечения фотопоглощения от энергии налетающих фотонов  $E_\gamma$  определяется [7] по результатам измерения ослабления потока фотонов после прохождения через мишень из исследуемого ядра. При хорошей геометрии эксперимента величина ослабления пучка фотонов определяется соотношением

$$N(E_\gamma)/N_0(E_\gamma) = e^{-n\sigma(E_\gamma)}, \quad (16)$$

где  $n$  – число ядер поглотителя, отнесенное к  $1 \text{ см}^2$  его поверхности, перпендикулярной потоку  $\gamma$ -квантов,  $\sigma(E_\gamma)$  – сечение полного фотопоглощения:

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma^{\text{ядерн.}}(E_\gamma) + \sigma^{\text{неядерн.}}(E_\gamma). \quad (17)$$

В этом выражении

$$\sigma^{\text{неядерн.}}(E_\gamma) = \sigma^{\text{комптон}}(E_\gamma) + \sigma^{\text{фото}}(E_\gamma) + \sigma^{\text{пар}}(E_\gamma) \quad (18)$$

представляет собой сумму сечений всех неядерных процессов поглощения  $\gamma$ -квантов – комптоновского рассеяния, фотоэффекта, процесса образования электрон-позитронных пар.

Из соотношений (23 - 25) следует, что, если вклад неядерных процессов известен (он может быть рассчитан теоретически, а кроме того – отнормирован с помощью того же метода полного поглощения по той области энергий  $E_\gamma$ , в



которой  $\sigma^{\text{ядерн.}}(E_\gamma) = 0$ , то есть в области ниже порога фоторасщепления ядра), то

$$\sigma^{\text{ядерн.}}(E_\gamma) = \sigma(\gamma, \text{abs}) = -1/n \ln(N(E_\gamma)/N_0(E_\gamma)) - (\sigma^{\text{комптон}}(E_\gamma) + \sigma^{\text{фото}}(E_\gamma) + \sigma^{\text{пар}}(E_\gamma)) \quad (19)$$

Очевидными преимуществами метода полного поглощения являются следующие:

- применение в качестве детекторов фотонов  $\gamma$ -спектрометров позволяет избежать трудностей, связанных с немонохроматичностью фотонного пучка, и использовать интенсивное тормозное  $\gamma$ -излучение;
- отсутствует необходимость определения абсолютной дозы  $\gamma$ -излучения; достаточно лишь обеспечить стабильную работу монитора  $\gamma$ -излучения, показания которого пропорциональны интенсивности потока тормозного  $\gamma$ -излучения, и  $\gamma$ -спектрометра. Вместе с тем метод имеет столь же очевидные недостатки:
- точность измерений весьма невысока: даже для легких ядер ( $A \sim 10$ ) величина  $\sigma^{\text{ядерн.}}(E_\gamma) = \sigma(\gamma, \text{abs})$  составляет всего около 10 % от величины  $\sigma^{\text{неядерн.}}(E_\gamma)$ ; это приводит к тому, что даже в этом наиболее благоприятном случае ошибка  $\sim 1$  % в  $\sigma(E_\gamma)$  фактически эквивалентна ошибке  $\sim 10$  % в  $\sigma(\gamma, \text{abs})$ ; обычно же рассматриваемые величины составляют соответственно 2 % и 20 %;
- энергетическое разрешение метода весьма невысоко (как правило, 2 – 3 %) и определяется разрешением используемого  $\gamma$ -спектрометра; достаточно высокое энергетическое разрешение  $\sim 200$  кэВ достигается в лучших многоканальных парных магнитных спектрометрах, эффективность которых составляет лишь  $8 \cdot 10^{-5}$  для  $\gamma$ -квантов с энергией 20 МэВ.

### 1.2.2. Метод прямой регистрации продуктов реакции

Одним из самых универсальных, т.е. применимых к любым ядрам и типам фотоядерных реакций, методом определения сечений реакций является метод прямой регистрации продуктов реакций. В эксперименте, основанном на этом методе, регистрируются испускаемые ядром нейтроны, протоны или другие продукты реакций. Особенно важно отметить, что при использовании данного метода регистрация продуктов реакции происходит без разделения их по множественности. Вследствие того (таблица 1), что в области энергий ГДР для большинства ядер сразу несколько парциальных реакций имеют близкие значения энергетических порогов, прямая регистрация лишь одного продукта реакции (n, p, d, t,  $\alpha$  и др.) приводит к тому, что в эксперименте оказывается, как правило, возможным получать не сечения отдельных исследуемых реакций, а лишь сумму сечений некоторого набора реакций.

Таблица 1

Энергетические пороги (энергии отделения частиц)  
фотоядерных реакций

Ядро	Распростра ненность, %	Энергия отделения, МэВ					
		$\gamma, n$	$\gamma, p$	$\gamma, t$	$\gamma, \alpha$	$\gamma, 2n$	$\gamma, 2p$
$^{12}\text{C}$	98.89	18.7	16.0	27.4	7.4	31.8	27.2
$^{40}\text{Ca}$	96.94	15.6	8.3	25.0	7.0	29.0	14.7
$^{60}\text{Ni}$	26.10	11.4	9.5	20.1	6.3	20.4	16.9
$^{90}\text{Zr}$	51.50	12.1	8.4	20.7	6.7	21.3	15.4
$^{120}\text{Sn}$	32.40	9.1	10.7	17.1	4.8	15.6	19.0
$^{208}\text{Pb}$	52.40	7.4	8.0	12.9	-0.5	14.1	15.4

Так при исследовании фотонейтронных реакций путем прямой регистрации нейтронов вследствие того, что при энергиях ГДР относительно небольшие энергетические пороги имеют реакции с образованием двух и даже трех нейтронов, в эксперименте, как правило, получается информация лишь о полной фотонейтронной реакции

$$(\gamma, xn) = (\gamma, n) + (\gamma, np) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n) + \dots \quad (20)$$

Однако для исследования свойств ГДР наибольший интерес представляет реакция

$$(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, np) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n) + \dots, \quad (21)$$

поскольку она представляет собой «нейтронную» часть полного сечения реакции фотопоглощения (13)

$$\sigma(\gamma, \text{abs}) = (\gamma, sn) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, d) + \sigma(\gamma, t) + \sigma(\gamma, \alpha) + \dots + \sigma(\gamma, f) + \dots \quad (22)$$

При прямой регистрации нейтронов в области энергий выше порога реакций с образованием нескольких частиц (( $\gamma, 2n$ ), ( $\gamma, 3n$ ), ...) вклад каждой такой реакции в полное сечение фотопоглощения будет входить с коэффициентом множественности (2, 3, ..), поскольку система регистрации не различает нейтроны, образующиеся в таких реакциях.

Однако то, какие именно реакции дают вклад в эту сумму, а следовательно то, какую величину будет иметь сечение реакции при ее выделении методом прямой регистрации нейтронов, прямо зависит от области энергии фотонов, в которой эта сумма рассматривается:

$$(\gamma, xn; E_\gamma < B(3n)) = (\gamma, n) + (\gamma, np) + 2(\gamma, 2n) \quad (23)$$

$$(\gamma, xn; E_\gamma < B(2n)) = (\gamma, n) + (\gamma, np), \quad (24)$$

$$(\gamma, xn; E_\gamma < B(np)) = (\gamma, n), \quad (25)$$

где  $B(X)$  – энергетический порог соответствующей реакции.

Следует специально отметить, что несмотря на прозрачную «энергетическую» взаимосвязь (20, 23, 24) результатов выделения с помощью метода прямой регистрации нейтронов одной и той же полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, xn)$  реакции в разных областях энергий налетающих фотонов, имеются большие расхождения экспериментальных данных, обусловленные тем, как правильно учитывались добавки к сечению реакции  $(\gamma, n)$  вкладов от реакций  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , то есть тем, правильно ли интерпретировались экспериментальные данные.

В некоторых фотонейтронных экспериментах при использовании очень сложных специальных методик, например техники «кольцевых отношений» или специальных теоретических расчетов удастся определить множественность фотонейтронов и, следовательно, вклады  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  в полную фотонейтронную реакцию. Определение вкладов реакций с образованием двух и трех нейтронов позволяет получить информацию о полной фотонейтронной реакции -  $(\gamma, sn)$ , представляющей собой «нейтронную» часть сечения полного фотопоглощения (22).

Следует обратить внимание на то, что применение процедуры последовательного учета множественности фотонейтронов позволяет получить информацию и об «однойнейтронной реакции»

$$(\gamma, n) = (\gamma, n) + (\gamma, np), \quad (26)$$

которая, тем не менее, остается информацией лишь о сумме двух реакций.

В фотопротонном канале вследствие достаточно высоких энергетических порогов и влияния кулоновского барьера сечений реакций с испусканием двух протонов, как правило, получается информация также лишь о полной фотопротонной реакции, то есть о сумме реакций

$$(\gamma, xp) = (\gamma, p) + (\gamma, pn) + 2(\gamma, 2p) + \dots \quad (27)$$

Для этой суммы справедливо все, что было сказано выше относительно фотонейтронной суммы (24): при прямой регистрации протонов величина получаемого сечения реакции зависит, прежде всего, от того принят ли во внимание вклад реакции  $(\gamma, pn)$ .

Следует отметить, что разделение вкладов обеих реакций в суммах (23, 24) в принципе возможно при использовании методики совпадений фотопротона с фотонейтроном для выделения вклада реакции  $(\gamma, pn)$  (или  $(\gamma, np)$ ). Однако в силу относительно малых абсолютных величин сечений фотоядерных реакций это не приводит к эффективному решению обсуждаемой проблемы. Такие эксперименты проводились, но не получили широкого распространения. Для разделения обоих слагаемых этих сумм используются различного рода линейные комбинации сечений, прелученных в результате проведения различных экспериментов. Важно, чтобы в этих экспериментах сечение хотя бы одного из изучаемых каналов распада ГДР было получено прямо при использовании других методов регистрации продуктов реакции, например, метода наведенной активности, или метода, основанного на использовании расчетов по статистической теории ядерных реакций.

### **1.2.3. Метод наведенной активности конечного ядра**

Данный метод основан на регистрации наведенной радиоактивности конечного ядра реакции, которая позволяет идентифицировать канал распада ГДР с испусканием любых частиц в любых комбинациях. В отличие от метода прямой регистрации, где ведется подсчет количества вылетающих частиц-продуктов, в данном методе определяется количество образующихся

определенных конечных ядер. Поскольку при этом оказываются точно определенными налетающая частица ( $\gamma$ -квант), начальное и конечное ядра, то становится точно известна и вылетающая частица (или комбинация вылетающих частиц), а значит, реакция может быть полностью идентифицирована. Так любые реакции, в которых образуется конечное ядро  $^{62}\text{Cu}$  (например,  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{62}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Zn}(\gamma, np)^{62}\text{Cu}$  и т.п.), могут быть выделены на фоне других возможных реакций путем регистрации характерной для изотопа  $^{62}\text{Cu}$   $\beta^+$ -активности ( $T_{1/2} = 9.74$  мин).

Метод наведенной активности допускает возможность изучения реакций для мишеней, состоящих из естественной смеси изотопов. Используя наведенную активность, можно выделить различные парциальные реакции, в том числе и с вылетом нескольких частиц. Хотя метод наведенной активности в принципе можно использовать с любым типом  $\gamma$ -источников, его применяют, как правило, с тормозным  $\gamma$ -излучением в силу его высокой интенсивности, что позволяет уверенно выделить нужный канал реакции. Процессы облучения мишени и регистрации активности легко разделяются во времени, и это важное преимущество метода наведенной активности по сравнению с прямыми методами регистрации фотоядерных реакций. Во-первых, отпадает необходимость использования детекторов с очень высоким временным разрешением для уменьшения вероятности наложения импульсов от нескольких частиц, вылетающих из мишени в течение короткого импульса  $\gamma$  излучения. Кроме того, снимаются трудности, связанные с заметной чувствительностью большинства детекторов к  $\gamma$  квантам и электронам (позитронам), а также к излучениям других типов, неизбежно возникающим в районе экспериментальной установки в момент генерации электромагнитного излучения высокой энергии.

Следует, однако, отметить, что метод наведенной активности применим не для всех ядер, поскольку далеко не каждая реакция приводит к образованию в качестве конечного ядра радиоактивного изотопа с удобными для регистрации характеристиками, а во многих случаях конечное ядро может оказаться стабильным. Так, например, реакция  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  в подавляющем большинстве экспериментов исследована методом регистрации наведенной активности конечного ядра  $^{62}\text{Cu}$  с весьма подходящими для этого характеристиками (Таблица 2). Лишь несколько подобных экспериментов выполнено для реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ , поскольку характеристики радиоактивного ядра  $^{61}\text{Cu}$  (Таблица 2) подходят для этого гораздо меньше. Вместе с тем реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, p)^{62}\text{Ni}$  и  $^{63}\text{Cu}(\gamma, np)^{61}\text{Ni}$ , вклад которых в полное сечение фотопоглощения очень важен, данным методом вообще не могут быть исследованы, поскольку в качестве конечных ядер в них образуются стабильные изотопы никеля (Таблица 2).

Таблица 2.

Периоды полураспада некоторых конечных ядер фотоядерных реакций на ядре  $^{63}\text{Cu}$

Реакция	Конечное ядро	Период полураспада
$(\gamma, n)$	$^{62}\text{Cu}$	$T_{1/2} = 9.67$ мин
$(\gamma, 2n)$	$^{61}\text{Cu}$	$T_{1/2} = 3.33$ час
$(\gamma, 3n)$	$^{60}\text{Cu}$	$T_{1/2} = 23.7$ мин
$(\gamma, p)$	$^{62}\text{Ni}$	стабильное ядро
$(\gamma, np)$	$^{61}\text{Ni}$	стабильное ядро

### 1.2.4. Методы разделения реакций различной множественности

При использовании метода прямой регистрации фотонейтронов вклад в полное сечение фотопоглощения реакций, в которых образуется несколько нейтронов, умножается на соответствующий коэффициент – множественность фотонейтронов (27). Для того, чтобы разделить вклады реакций с образованием одного, двух, трех (и более) нейтронов необходимо использовать специальные методы. В принципе разделение реакций различной множественности можно осуществить с помощью описанного выше метода наведенной активности. Однако, как отмечалось, этот метод может быть применим далеко не ко всем ядрам и типам реакций. Возможно разделение реакций различной множественности путем регистрации их продуктов на совпадение. Однако при использовании такой методики возникают большие трудности, обусловленные необходимостью регистрации двух-трех быстрых нейтронов в момент прохождения импульса  $\gamma$ -излучения.

Необходимость разделения вкладов, прежде всего, ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) реакций с учетом того обстоятельства, что эффективность процесса регистрации двух частиц равна квадрату эффективности регистрации одной, потребовала создания  $4\pi$ -нейтронных детекторов, конструкция которых была предназначена для измерения множественности нейтронов. Был разработан высокоэффективный детектор замедляющего “slowing-down” типа, в котором нейтроны, образующиеся в течение короткого времени действия импульса  $\gamma$ -квантов ускорителя, замедлялись и регистрировались в период времени между импульсами ускорителя. В качестве детекторов замедленных фотонейтронов использовались  $\text{BF}_3$ -счетчики, выполненные



в виде длинных трубок, размещенные в парафине, полиэтилене или жидком сцинтилляторе (Лоуренсовская Ливерморская национальная лаборатория США; Центр ядерных исследований, Саклэ, Франция; НИИЯФ МГУ, НИИМФ СГУ, Россия). Эффективность таких детекторов составляла 40 – 60 %. С помощью таких детекторов было получено основное количество данных по сечениям реакций ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, 2n$ ) и ( $\gamma, 3n$ ).

Наибольшее распространение в экспериментах, в которых регистрация фотонейтронов проводится после их замедления, получили следующие основные методы разделения реакций различной множественности, основанные на использовании:

- математической статистики;
- информации об энергетической зависимости эффективности нейтронного детектора.

#### **1.2.4.1. Статистические методы анализа множественности фотонейтронов**

Кратко суть этих методов может быть описана на примере одного из них – метода поактовой регистрации.

Если использовать для фотонейтронной реакции с образованием  $i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) нейтронов обозначение ( $\gamma, in$ ), то флуктуация количества ее актов от цикла к циклу в условиях импульсного облучения мишени пучком  $\gamma$ -квантов с одинаковым спектральным составом описывается законом Пуассона

$$\omega_v(x_i) = x_i^v / v! e^{-x_i}, \quad (28)$$

где  $x_i$  – среднее число актов реакции ( $\gamma, in$ ) за один цикл работы ускорителя

При  $x_i \ll 1$  (низкая интенсивность фотонного пучка или малый выход реакции) вероятностью двух или более

актов реакции в одном цикле работы ускорителя можно пренебречь, и тогда из (28) следует

$$\omega_v(x_i)/\omega_1(x_i) = x_i^{v-1}/v! \ll 1, \quad (29)$$

где  $v = 2, 3, \dots$

При эффективности нейтронного детектора, близкой к 1 ( $\epsilon = 1$ ), регистрация  $i$  нейтронов за цикл указывает на появление одного события реакции ( $\gamma, in$ ). Фиксация случаев, отличающихся количеством зарегистрированных в одном цикле нейтронов, в разных каналах счетной системы, приводит к набору чисел  $N_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ), пропорциональных  $x_i$ , а следовательно выходам реакции ( $\gamma, in$ ).

В случаях, когда эффективность детектора  $\epsilon < 1$ , процедура разделения реакций различной множественности оказывается в принципе такой же, хотя и несколько более сложной. Эта процедура подробно описана в работе [7].

Поскольку необходимое условие применимости метода ( $x_i \ll 1$ , невысокая интенсивность фотонных пучков) автоматически выполняется для пучков квазимоноэнергетических фотонов, именно для них он используется наиболее широко. Для экспериментов с тормозным  $\gamma$ -излучением, для которых характерна существенно большая интенсивность ( $x_i \gg 1$ ) фотонных пучков, применяются модификации рассмотренного метода, например, метод флукуаций [30].

Следует отметить, что в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, как правило, используются статистические методы разделения реакций различной множественности, основанные на использовании статистической теории [31].

Использование этих методов основывается на предположении о том, что поглощение дипольных  $E1$  фотонов ядром перед испусканием им одного или двух

нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра. В рамках такого предположения для определения температуры ядра  $\theta$  и параметра плотности уровней « $\alpha$ » соседнего ядра с  $(N - 1)$  может быть использовано следующее соотношение [32, 33]:

$$[\sigma_{\gamma,2n}(E)]/[\sigma_{\gamma,n}(E) + \sigma_{\gamma,2n}(E)] = \int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-B2n} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon / \int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-Bn-\delta} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon, \quad (30)$$

где  $U = E - Bn - \varepsilon - \delta$  - эффективная энергия возбуждения ядра  $(A - 1)$ ,

$\varepsilon$  - кинетическая энергия испущенного нейтрона,

$\delta$  - энергия спаривания ядра  $(A - 1)$ ,

$\rho(U)$  - выражение для плотности уровней ядра  $(A - 1)$ , в модели Ферми-газа имеющее вид  $\rho(U) = CU^{-2} \exp(2\sqrt{\alpha U})$ ,

$Bxn$  - порог соответствующей  $xn$ -реакции.

При использовании для плотности ядерных уровней формулы Блатта и Вайскопфа [31] соотношение (30) может быть представлено в виде

$$\frac{[\sigma_{\gamma,2n}(E)]}{[\sigma_{\gamma,n}(E) + \sigma_{\gamma,2n}(E)]} = 1 - [1 + (E - B2n)/\theta] \exp[-(E - B2n)/\theta]. \quad (31)$$

Оба соотношения ((30) и (31)) для разумных значений параметров  $\theta$  и « $\alpha$ » предсказывают исчезновение сечения  $\sigma_{2n}$  в области энергий, на несколько МэВ превышающих порог  $B2n$ .

С использованием соотношения (31) рассчитывается вклад сечения парциальной реакции  $(\gamma,2n)$  в сечение полной фотонейтронной реакции  $(\gamma,xn)$ , который в дальнейшем с помощью соотношения (20) используется для определения и вклада сечения реакции  $(\gamma,n)$ .

### **1.2.4.2. Методы, основанные на использовании зависимости от энергии эффективности регистрации нейтронов**

Выше в разделе 1.1.2. при описании нейтронных детекторов, использовавшихся в основных экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Саклэ (Франция), были описаны и те их особенности, которые позволяли прямо определять множественность регистрируемых нейтронов и, тем самым, разделять парциальные фотонейтронные реакции  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ . В настоящем разделе уместно еще раз сравнить их положительные и отрицательные качества.

**Метод кольцевых отношений (Ливермор)**, реализованный путем специального расположения (несколькими концентрическими кольцами) ионизационных  $\text{BF}_3$ -счетчиков в среде замедлителя нейтронов [1], основывался на прямом измерении средней энергии фотонейтронов при использовании того факта, что отношение чисел отсчетов во внутреннем и внешнем кольцах  $\text{BF}_3$ -счетчиков представляет собой монотонно возрастающую функцию этой средней энергии. С использованием кольцевых отношений средние энергии нейтронов и, соответственно, отношения для событий реакций с одним и двумя нейтронами определяются независимо и достаточно точно. Это позволяет с использованием данных об эффективности регистрации нейтронов различных энергий достаточно точно определять сечения парциальных реакций любой (1, 2, 3) множественности. Эффективность регистрации нейтронов различных энергий определялась с помощью калиброванных нейтронных источников и составляла около 40 %.

**Метод прецизионной калибровки энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов с помощью большого сцинтилляционного детектора (Саклэ).** Метод основан [1] на прецизионной калибровке Gd-жидкого сцинтиллятора с помощью источника  $^{252}\text{Cf}$ . Калибровочная кривая используется для определения области, в которой эффективность регистрации практически не зависит от энергии нейтронов. Было установлено, что отклонения эффективности регистрации от константы наблюдаются лишь для нейтронов с энергией  $E_n \sim 5$  МэВ. Эффективность детектора оценивалась в  $\sim 90$  %. Предполагалось, что энергия фотонейтронов в области гигантского резонанса не превосходит значения  $E_n \sim 3$  МэВ, что недостаточно обоснованно, поскольку известно, что спектры фотонейтронов из реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  продолжаются до значений энергии  $\sim 10$  МэВ. По-видимому, именно с этим обстоятельством связаны некоторые погрешности в определении абсолютных величин сечений этих реакций, которые будут специально рассмотрены ниже при обсуждении систематик данных, полученных разными методами.

Следует особо остановиться на трех замечаниях, которые имеют большое значение для таких систематик:

- 1) хотя эффективность детектора в Ливерморе ниже эффективности детектора в Саклэ, что делает в целом процедуру определения множественности фотонейтронов, используемую в Ливерморе, менее надежной по сравнению с процедурой, применяемой в Саклэ, метод кольцевых отношений в значительной степени это недостаток компенсирует;
- 2) гораздо более высокий фон детектора в Саклэ затрудняет процедуру его выделения и вычитания, а также внесение поправок на случайные совпадения в срабатывании счетчиков, что приводит к некоторому

- завышению определяемой доли событий однейтронных реакций ( $\gamma, n$ ) по сравнению с событиями реакций с испусканием двух и трех нейтронов;
- 3) слишком узкая (до  $E_n \sim 5$  МэВ) область линейности энергетической зависимости эффективности нейтронного детектора в Саклэ заметно снижает эффективность регистрации нейтронов больших энергий, что приводит к еще большему завышению доли событий однейтронных реакций ( $\gamma, n$ ).

## Литература к Главе 1

1. B.L.Berman, S.C.Fultz. *Rev.Mod.Phys.*, 47 (1975) 713.
2. E.G.Fuller, H.Gerstenberg. *Photonuclear Data – Abstracts Sheets 1955 - 1982*. NBSIR 83-2742. U.S.A. National Bureau of Standards, 1986.
3. В.В.Варламов, В.В.Сапуненко, М.Е.Степанов. *Фотоядерные данные 1976 - 1995*. Указатель. Издательство Московского университета, -М., 1996.
4. S.S.Dietrich, B.L.Berman. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 38 (1988) 199.
5. A.V.Varlamov, V.V.Varlamov, D.S.Rudenko, M.E.Stepanov. *Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections*. INDC(NDS)-394, IAEA NDS, Vienna, Austria, 1999.
6. L.M.Young. *Photoneutron Cross Sections and Spectra from Monoenergetic Photons on Yttrium, Praseodimium, Lead, and Bismuth in the Giant Resonance*. Ph.D. Thesis, University of Illinois, USA, 1972.
7. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. *Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами*. Издательство Московского университета. Москва, 1979.
8. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.В.Лазутин и др. *ПТЭ*, 6 (1969) 59.
9. A.S.Penfold, J.E.Leiss. *Phys.Rev.*, 95 (1954) 637.
10. A.S.Penfold., J.E.Leiss. *Phys.Rev.*, 114 (1959) 1332.
11. H.H.Thies. *Austr. J.Phys.*, 14 (1961) 174.
12. E.Bramanis, T.K.Deague, P.S.Hicks, R.J.Hughes, E.G.Muirhead, R.H.Sambells, R.J.J.Stewart. *Nucl.Instr. and Meth.*, 100 (1972) 59.
13. А.Н.Тихонов, В.Я.Арсенин. *Методы решения некорректных задач*. -М., "Наука", 1979.

14. В.Г.Иванченко. Труды ФИАН, 63 (1972) 151.
15. А.Н.Тихонов, В.Г.Шевченко, П.Н.Заикин, Б.С.Ишханов, А.С.Меченов. Вестник Московского университета. Серия: Физика, Астрономия, 3 (1973) 317.
16. А.Н.Тихонов. ДАН СССР, 151 (1963) 501.
17. А.Н.Тихонов, В.Г.Шевченко, В.Я.Галкин, Б.И.Горячев, П.Н.Заикин, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. Вестник Московского университета. Серия: Физика. Астрономия, 2 (1970) 208.
18. D.J.S.Findlay. Nucl.Instr. and Meth., 213 (1983) 353.
19. H.H.Thies Limitations and Correct Interpretation of Present Bremsstrahlung Data. Proc. Int. Conf. Photonuclear Reactions and Applications, Livermore, 1973, p. 2D10-1.
20. В.Н.Орлин. Гигантский дипольный резонанс в сильно деформированных ядрах  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{166}\text{Er}$  и  $^{178}\text{Hf}$ . Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук., -М., 1975.
21. L.I.Schiff. Phys.Rev., 83 (1951) 252.
22. H.A.Bethe, W.Heitler, Proc.Roy.Ray.Soc. A146, 83 (1934).
23. S.M.Seltzer, M.J.Berger. Nucl.Instr. and Meth., B12 (1985) 95.
24. C.Tzara. Compt.Rend.Acad.Sci., 245 (1957) 56.
25. J.Miller, C.Schuhl, C.Tzara. Nucl.Phys., 32 (1962) 236.
26. L.S.Cardman. Photon Tagging. Present Practice and Future Prospects. Preprint P/83/12/168, University of Illinois at Urbana -Champaign, 1983.
27. C.R.Hatcher, R.L.Bramblett, N.E.Hansen, S.C.Fultz. Nucl.Instr. and Meth., 14 (1961) 337-342.
28. S.C.Fultz, R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, N.A.Kerr. Phys. Rev., 127 (1962) 1273.



29. J.T.Caldwell. Experimental Investigation of Particular Final-State Decay Modes Following Photo-Particle Reactions in  $^{16}\text{O}$ . Ph.D. Thesis, LRL, University of California, 1967.
30. Б.И.Горячев. Атомная энергия, 12 (1962) 246.
31. J.M.Blatt, V.F.Weisskopf. Theoretical Nuclear Physics (Willey) 1952.
32. H.Beil, A.Veyssiere. Nucl.Phys., A121 (1968) 463.
33. A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre. Nucl.Phys., A159 (1970) 561.

## Глава 2. Международные базы данных по ядерным реакциям

Как отмечалось выше, абсолютное большинство данных о сечениях фотоядерных реакций (как полных, так и парциальных) получено в экспериментах двух основных типов – использующих пучки тормозного  $\gamma$ -излучения (ТИ) и квазимоноэнергетических аннигиляционных (КМА) фотонов. Было показано, что условия получения информации о сечении реакции в экспериментах этих двух типов заметно различаются, поскольку существенно различаются аппаратные функции. Различия эффективных спектров фотонов (Рис. 2 Главы 1) в ТИ- и КМА-экспериментах по существу ставят вопрос о том, что именно в них интерпретируется как сечение реакции.

Все сказанное делает совершенно неудивительным то, что сразу после того, как сечения одной и той же реакции были получены в экспериментах обоого типа, между результатами ТИ- и КМА-экспериментов были обнаружены расхождения, по величине превосходящие (и иногда значительно) достигнутые в экспериментах статистические погрешности. Эти расхождения заключаются в следующем – сечения фотоядерных реакций, полученные с помощью КМА-фотонов, по сравнению с сечениями аналогичных реакций – результатами ТИ-экспериментов:

- в подавляющем большинстве случаев, имеют более плавную (сглаженную) форму;
- во многих случаях имеют меньшую абсолютную величину.

Очевидно, что для надежного исследования ГДР, различных каналов его распада и их конкуренции в процессах формирования ГДР необходимо, прежде всего,

обеспечить возможности детального и точного определения сечений реакции полного фотопоглощения и парциальных фотоядерных реакций, прежде всего, таких как  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ . Из всего сказанного ясно, что экспериментально надежно выделить отдельно одну из перечисленных реакций и определить ее сечение возможно далеко не всегда. Трудности экспериментального исследования фотоядерных реакций (отсутствие интенсивных пучков моноэнергетических фотонов, малые величины сечений реакций, относительно близкие значения энергетических порогов различных реакций, высокие уровни фона, недостаточные эффективности детекторов и др.) зачастую вынуждают экспериментаторов использовать далеко не оптимальные сочетания экспериментальных условий.

Среди проблем, которые существенно затрудняют получение надежной информации о сечениях фотоядерных реакций и представляют наибольшие трудности для однозначной интерпретации результатов разных экспериментов при их сравнении, можно как основные выделить следующие:

- немонохроматичность фотонных пучков;
- корректность учета множественности продуктов многих реакций, прежде всего реакции  $(\gamma, 2n)$ .

Первая трудность связана с отсутствием достаточно интенсивных пучков моноэнергетических фотонов и тем самым, с особенностями создания в фотоядерных экспериментах специальных условий, в которых эффективный спектр фотонов, вызывающих реакцию, может рассматриваться как квазимоноэнергетический, то есть в определенной степени близкий к моноэнергетическому. Вторая трудность обусловлена особенностями разных методов, используемых для идентификации и регистрации различных продуктов

реакций. Отсутствие при проведении конкретных экспериментов должного внимания хотя бы к одной из перечисленных трудностей, а тем более к ним обеим, чревато проявлением существенных расхождений в интерпретации полученных в эксперименте результатов. Во многих случаях это приводит к значительным систематическим расхождениям между результатами разных экспериментов. Выявление таких систематических расхождений и устранение их влияния на результат каждого отдельного эксперимента возможно лишь на основе детального и совместного общего анализа результатов многих экспериментов с аккуратным учетом того, что именно и в каких именно условиях было получено.

Очевидно, что эффективное проведение детального совместного анализа большого количества результатов разных экспериментов возможно лишь при наличии компьютерных методов хранения и использования числовой информации об этих результатах. Такие методы стали доступны исследователям после создания международных баз данных по ядерным реакциям.

## **2.1. Международная сеть**

### **Центров данных по ядерным реакциям МАГАТЭ**

Все сказанное выше актуально не только для фотоядерных, но и для любых ядерно-физических исследований. В этой связи международное научное сообщество образовало под эгидой Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) сотрудничество Центров ядерных данных, которое первоначально образовали 4 головных организации – Секция ядерных данных МАГАТЭ, Национальный центр ядерных данных (Брукхэвенская Национальная лаборатория) США, Банк данных Агентства по атомной энергии Франции и Центр ядерных данных (Физико-энергетический институт, город

Обнинск, Россия), основные интересы которых были направлены на подготовку данных по ядерным реакциям под действием нейтронов с целью решения задач атомной и ядерной энергетики. Впоследствии к ним присоединилось еще несколько Центров и групп ядерных данных из Венгрии, Китая, Кореи, России, Украины, Японии, а в круг интересов были включены данные по ядерным реакциям под действием заряженных частиц и тяжелых ионов.

Около 20 лет назад по инициативе Секции ядерных данных МАГАТЭ в НИИЯФ МГУ был организован Центр данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ). В настоящее время ЦДФЭ - участник широкой международной Сети Центров ядерных данных МАГАТЭ [1] (Рис. 1, 2).

Основными задачами участников сети (в том числе и ЦДФЭ, ответственного за данные по реакциям под действием фотонов) является создание полных (репрезентативных) баз данных (БД) по характеристикам ядерных реакций, а также и свойствам атомных ядер и их эффективное использование для решения широкого класса задач фундаментальных и прикладных исследований, а также разнообразных практических приложений.

Для решения таких задач Центры согласованно:

- организуют поиск и компиляцию данных;
- обеспечивают форматирование данных в согласованных форматах;
- проводят экспертизу точности и надежности данных;
- осуществляют согласование результатов различных экспериментов;
- создают системы доступа к данным (банки и базы данных, Интернет-интерфейсы);
- анализируют и оценивают данные;
- готовят, издают и распространяют аналитические обзоры, указатели, атласы и т.д. и т.п.

International Network of Nuclear Reaction Data Centres - Microsoft Internet Explorer

Файл Правка Вид Избранное Сервис Справка

http://www-nds.iaea.org/nrdc/

International Atomic Energy Agency IAEA | Eng | NDS: Mission | About Us | Mirrors: India | Brazil

## Nuclear Data Services

Databases » EXFOR | ENDF | CINDA | IBANDL | Medical | PGAA | NGAtlas | RIPL | FENDL | IRDF-2002

Documents  
Network Document  
EXFOR Basics  
EXFOR Formats  
LEXFOR  
EXFOR/CINDA  
Dictionary  
CINDA2001 Manual  
ENDF-6 Formats  
More Documents

NRDC Meetings  
2008 (Obninsk)  
2007 (Vienna)  
2006 (Vienna)  
2005 (Vienna)  
2004 (Brookhaven)  
2003 (Vienna)  
2002 (Paris)  
2001 (Vienna)  
2000 (Obninsk)  
1999 (Vienna)  
All meetings

Memos  
Memo 4C/1 (NNDC)  
Memo 4C/3 (NDS)  
Memo 4C/4 (CND)  
Memo CP/A (CAJAD)  
Memo CP/C (NNDC)  
Memo CP/D (NDS)  
Memo CP/E (JCPRG)  
Memo CP/F (CHRD)  
Memo CP/N (COFE)  
Memo CP/N (NEA-DB)

**International Network of Nuclear Reaction Data Centres (NRDC)**  
(To previous NRDC Home / NRDC Internal Archive)

**What is NRDC?**  
The International Network of Nuclear Reaction Data Centres (NRDC) constitutes a worldwide cooperation of nuclear data centres under the auspices of the International Atomic Energy Agency. The Network was established to coordinate the world-wide collection, compilation and dissemination of nuclear reaction data.

**Objectives and Tasks**  
The primary goal of the Network is the dissemination of nuclear reaction data and associated documentation to users. The following specific tasks must be carried out in order to accomplish this important aim:

- Compilation of relevant bibliographic information (CINDA),
- Compilation of experimental nuclear reaction data (EXFOR),
- Collection of evaluated nuclear reaction data (ENDF/EVA),
- Exchange of nuclear reaction data of all types,
- Promotion of the development of special purpose evaluated data files,
- Development of common formats for computerized exchange of nuclear data,
- Coordinated development of computer software for managing and disseminating nuclear data,
- Coordination of the development and dissemination of end user software for both on line and local access to nuclear data,
- Documentation of current and future data needs in order to be able to meet changing user demands.

**Core Centres** | Other Centres | Discontinued Centres

Core Nuclear Data Centres provide coordinated, world-wide customer services covering the entire range of nuclear data described herein. These core centres also provide comprehensive compilations of experimental neutron reaction data and related bibliographic information.

Country	Centre	Joined
U.S.A	<b>US National Nuclear Data Center</b> Brookhaven National Laboratory, Upton, NY	1966
France	<b>OECD NEA Data Bank</b> Issy-les-Moulineaux	1966
Austria	<b>IAEA Nuclear Data Section</b> Vienna	1966
Russia	<b>Russian Nuclear Data Center</b> Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk	1966

Рис. 1. Главная страница Web-сайта Международной сети Центров данных по ядерным реакция МАГАТЭ. Указаны Основные Центры сети.

International Network of Nuclear Reaction Data Centres - Microsoft Internet Explorer

Адрес: http://www-nds.iaea.org/irndc/

**Objectives and Tasks**

The primary goal of the Network is the dissemination of nuclear reaction data and associated documentation to users. The following specific tasks must be carried out in order to accomplish this important aim:

- Compilation of relevant bibliographic information (CINDA),
- Experimental nuclear reaction data (EXFOR),
- Collection of evaluated nuclear reaction data (ENDF/EVA),
- Exchange of nuclear reaction data of all types,
- Promotion of the development of special purpose evaluated data files,
- Development of common formats for computerized exchange of nuclear data,
- Coordinated development of computer software for managing and disseminating nuclear data,
- Coordination of the development and dissemination of end user software for both on line and local access to nuclear data,
- Documentation of current and future data needs in order to be able to meet changing user demands.

**Core Centres** | **Other Centres** | **Discontinued Centres**

Regional, national and specialized data centres provide essential complementary functions to the core data centres by assuming particular responsibility for the collection and dissemination of data of a specialized type or application.

Country	Centre	Joined
China	<b>Chinese Nuclear Data Centre (CNDC)</b> China Institute of Atomic Energy Beijing	1987
Hungary	<b>Nuclear Data Group</b> ATOMKI, Debrecen	1992
Japan	<b>Japan Nuclear Reaction Data Centre (JCRPG)</b> Hokkaido University, Sapporo	1975
Japan	<b>Nuclear Data Center</b> Japan Atomic Energy Agency, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki	1991
Korea	<b>Nuclear Data Evaluation Laboratory</b> Korea Atomic Energy Institute, Yusong, Taejeon	2000
Russia	<b>Nuclear Structure and Nuclear Reaction Data Centre (CAJaD)</b> Kurchatov Institute, Moscow	1974
Russia	<b>Centre for Experimental Photonuclear Data (CDFE)</b> Moscow State University, Moscow	1982
Russia	<b>Center for Nuclear Physics Data (CNPd)</b> All Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics, Sarov	1997
Ukraine	<b>Ukrainian Nuclear Data Center (UkrNDC)</b> Institute for Nuclear Research, Kyev	1998

© Copyright 2007-2008, International Atomic Energy Agency - Nuclear Data Section.  
P. O. Box 100, Wagramer Strasse 5, A-1400 Vienna, Austria  
Telephone (+431) 2600-0; Facsimile (+431) 2600-7; E-mail: [online@iaea-nds.iaea.org](mailto:online@iaea-nds.iaea.org)  
Disclaimer: [html](#); [css](#)

Last Updated: 06/10/2008 20:48:26

Интернет

Рис. 2. Специализированные Центры ядерных данных Международной сети МАГАТЭ.

## 2.2. Web-сайт Центра данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ – система реляционных баз ядерных данных

В настоящее время на Web-сайте ЦДФЭ пользователям предоставляются 11 баз данных - БД [2 - 9]:

- «База данных по ядерным реакциям» (<http://cdfe.sinp.msu.ru/exfor/index.php>) - огромное количество характеристик (выходы, сечения, функции возбуждения реакций, энергетические, угловые, зарядовые, массовые и другие распределения частиц-продуктов реакций, поляризации, анализирующие способности, корреляции и др.) ядерных реакций под действием самых различных налетающих частиц;
- «База ядерно-спектроскопических данных» (<http://cdfe.sinp.msu.ru/services/ensdfr.html>) - вся информация (энергии, спины, четности, времена жизни, мультипольности, коэффициенты ветвления и смешивания, вероятности переходов, значения параметра  $\log ft$  распадов, абсолютно уникальные данные об изоспинах ядерных состояний, квадрупольных моментах и деформациях ядер и многие другие) об уровнях всех известных в настоящее время (~ 3500) атомных ядер и переходах между ними;
- БД «Параметры основных состояний ядер» (<http://cdfe.sinp.msu.ru/services/gsp.en.html>) - самые современные [10] данные (распространенности стабильных изотопов или времена жизни



нестабильных, атомные массы, дефекты масс, энергии связи, спины, четности, изоспины основных состояний ядер, энергии первых изобар-аналогов и др.) по атомным ядрам в целом;

- БД «Публикации по ядерной физике» ([http://cdfе.sinp.msu.ru/services/nsr/Search\\_form.shtml](http://cdfе.sinp.msu.ru/services/nsr/Search_form.shtml)) - справочно-библиографическая информация по ядерно-физическим работам из международного массива NSR (Nuclear Science References);
- БД «Параметры гигантского дипольного резонанса, сечения фотоядерных реакций» (<http://cdfе.sinp.msu.ru/services/gdrsearch.html>) - данные по характеристикам (энергия максимума, амплитуда в максимуме, ширина резонанса, интегральные сечения и моменты и другие) гигантских дипольных резонансов, наблюдаемых в сечениях ядерных реакций под действием  $\gamma$ -квантов;
- БД «Индекс фотоядерных данных с 1955 г.» (<http://cdfе.sinp.msu.ru/services/pnisearch.html>) - коллекция справочно-библиографической информации об экспериментальных работах, посвященных исследованию электромагнитных взаимодействий ядер, основанная на данных многих компиляций, в том числе и известного 15-томного издания [11];
- «Карта параметров формы и размеров ядер» (<http://cdfе.sinp.msu.ru/services/nsr/defchart/defmain.html>) - данные [12] о квадрупольном моменте  $Q$  и параметре квадрупольной деформации  $\beta_2$  атомных ядер (1922 набора данных для 1439

ядер), а также данные об их зарядовых радиусах (900 изотопов 90 элементов ( $Z = 1 - 96$ ,  $N = 0 - 152$ ));

- «Калькулятор порогов и энергий ядерных реакций»

([http://cdfе.sinp.msu.ru/muh/calc\\_thr.shtml](http://cdfе.sinp.msu.ru/muh/calc_thr.shtml))

– реляционная БД, основанная на использовании самых современных и надежных данных о массах атомных ядер [10] позволяет быстро и точно рассчитывать значения важных характеристик любых (на любых ядрах-мишенях, под действием любых налетающих частиц и для любого количества любых комбинаций вылетающих частиц) ядерных реакций, а также в наглядной графической форме представлять зависимости энергий отделения одного и двух нейтронов или протонов;

- «БД значений волновых функций»

([http://cdfе.sinp.msu.ru/services/wftables/FirstPage\\_eng.htm](http://cdfе.sinp.msu.ru/services/wftables/FirstPage_eng.htm))

- волновые функции, необходимые для описания взаимодействия атомов и ионов с заряженными частицами и фотонами, а также для расчетов одноэлектронных (ионизация, возбуждение, перезарядка) и двухэлектронных (двухкратная ионизация, двухкратное возбуждение) сечений в области спектроскопии;

- БД «Вероятности внутренней конверсии изомерных переходов малой энергии»

(<http://cdfе.sinp.msu.ru/cgi-bin/convers.cgi>)

- содержит уникальные данные указанных вероятностей (коэффициентов внутренней конверсии).

### **2.3. Возможности базы данных по ядерным реакциям системы EXFOR**

БД по ядерным реакциям EXFOR (EXFOR - EXchange FORmat [13]) включает в себя огромное количество данных по ядерным реакциям под действием фотонов, нейтронов, заряженных частиц и тяжелых ионов. В настоящее время БД содержит (более 250 тысяч работ, свыше 2 миллионов наборов данных, ~ 500 Мб) разнообразные данные (выходы, полные и парциальные сечения, спектры, угловые, зарядовые, массовые распределения, поляризации, анализирующие способности, и т.п.) по ядерным реакциям. БД позволяет по большому числу признаков и их сочетаний подбирать данные для любых реакций (налетающая и вылетающие частицы, конечное ядро), энергий и/или углов, типов пучка, детектора, лаборатории, авторов и т.д. и т.п.; подобранные данные, как правило, представлены в виде графиков и таблиц.

Эта БД включает в себя данные по всем сечениям фотоядерных реакций из широко известных специалистам Атласов и других справочно-библиографических изданий [11, 14 - 19].

База данных предназначена для решения информационно-исследовательских задач как фундаментальных, так и прикладных исследований в области ядерной физики и большого числа смежных областей. Поисковая система базы данных обеспечивает пользователю возможность поиска (по отдельным значениям параметров, по их диапазонам и наборам) по конкретным параметрам, определяющим исследованную реакцию:

- ядро-мишень;
- налетающая частица;
- тип пучка налетающих частиц;
- вылетающая(ие) частица(ы);
- конечное(ые) ядро(а);
- определенная характеристика (выход, сечение, энергетический спектр, угловое распределение и т.п.) реакции;
- энергии налетающих частиц;
- углы вылета вылетающих частиц;
- метод;
- установка;
- детектор;
- полная библиографическая ссылка;
- фамилии авторов (не только первого);
- институт (лаборатория).

Поисковая форма БД по ядерным реакциям приведена на Рис. 3 - 5.

По сравнению с поисковой системой аналогичного назначения, разработанной в Секции ядерных данных МАГАТЭ (зеркало – в НЦЯД США), поисковая система ЦДФЭ имеет режим так называемой “обратной геометрии – Inverse Geometry” (Рис. 3), позволяющей в едином запросе получать данные для обеих комбинаций типа “ядро-мишень – налетающая частица” при соответствующем пересчете энергий.

В результате выполнения запроса пользователю выдается таблица (Рис. 5), в которой представлена краткая характеристика каждой публикации, удовлетворяющей параметрам запроса, в данном

случае – сечения всех реакций под действием  $\gamma$ -квантов на ядре-мишени  $^{26}\text{Mg}$ .

В случае необходимости пользователь может получить:

- расширенное описание заинтересовавшей его работы, позволяющее ему визуально оценить данные (Рис. 6);
- некоторые дополнительные характеристики эксперимента (Рис. 7);
- фрагмент исходного файла EXFOR (Рис. 8), содержащего числовые данные;
- полную библиографическую ссылку (Рис. 9) на оригинальную публикацию, данные из которой были включены в обсуждаемый раздел БД EXFOR.

Следует отметить, что с точки зрения обеспечения условий анализа с единых позиций данных, полученных в различных экспериментальных условиях, обсуждаемая БД предоставляет пользователям целый ряд уникальных возможностей подбора данных:

- определенного типа;
- полученных с помощью фотонного пучка конкретного типа;
- полученных при использовании детекторов конкретных типов;
- полученных при использовании конкретного метода обработки (извлечения информации о сечении реакции из ее экспериментального выхода);
- полученных в определенной лаборатории (на определенной установке).

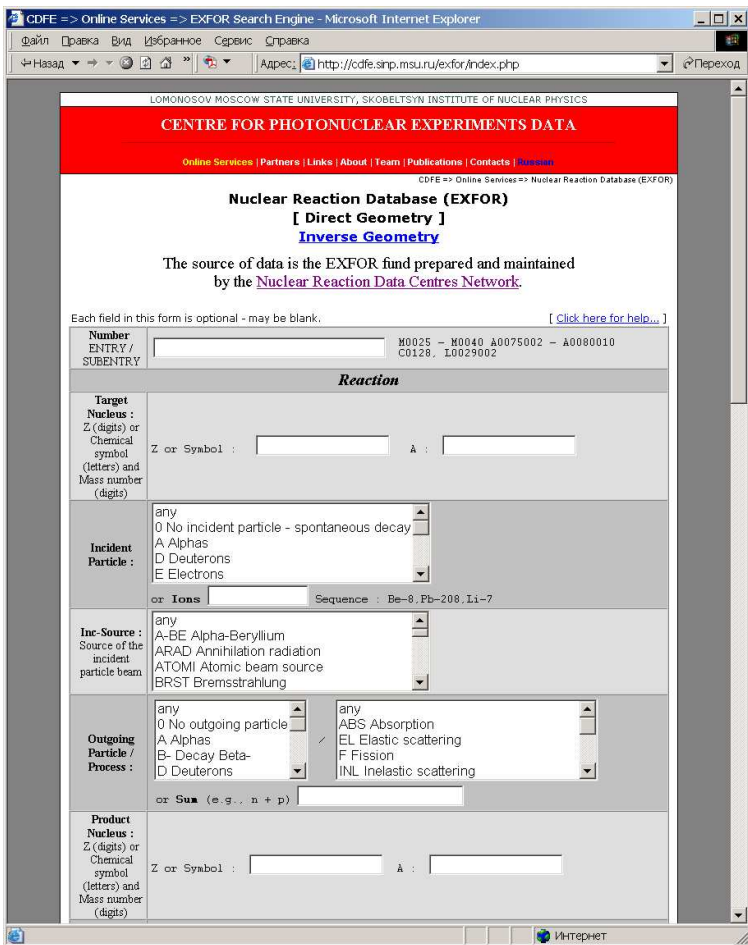


Рис. 3. Поисковая форма БД по ядерным реакциям (верхняя часть).

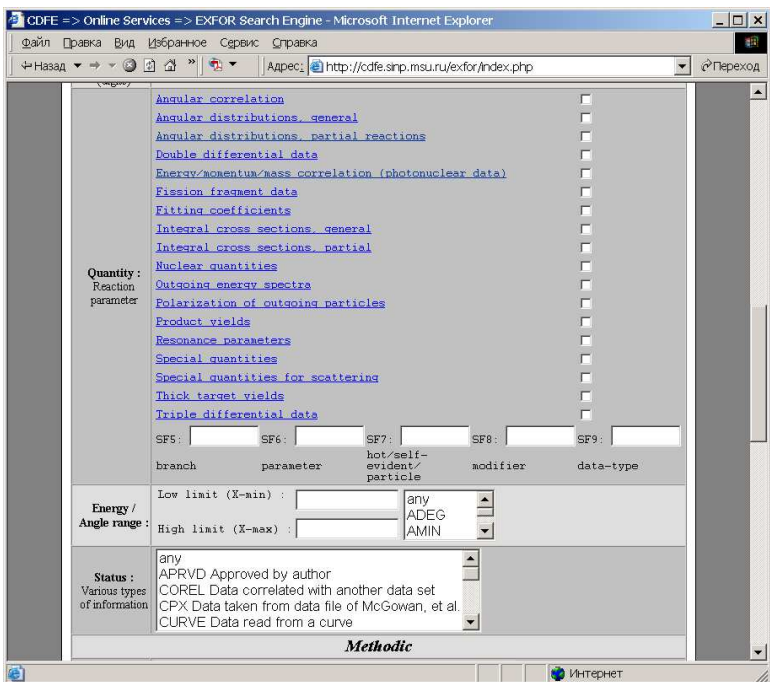


Рис. 4. Поисковая форма БД по ядерным реакциям (средняя часть).

CDFE => Online Services => EXFOR Search Engine - Microsoft Internet Explorer

Файл Правка Вид Избранное Сервис Справка

Назад http://cdfe.sinp.msu.ru/exfor/index.php

**Methodic**

**Method :** any  
 Experimental technique(s) employed in the experiment  
 ABSFY Absolute fission yield measurement  
 ACTIV Activation  
 AMS Accelerator mass spectrometry  
 ASEP Separation by mass-separator

**Facility :** any  
 Man apparatus used in the experiment  
 BETAT Betatron  
 CCW Cockcroft-Walton accelerator  
 CHOPF Fast chopper  
 CHOPS Slow chopper

**Detector :** any  
 Detector(s) used in the experiment  
 BF3 Boron Trifluoride neutron detector  
 BGO Bismuth-Germanate crystal detector  
 BPAIR Electron-pair spectrometer  
 CEREN Cerenkov detector

**Bibliography**

**Reference :** Type : any  
 Type, code and year of publication  
 B Book  
 C Conference

Code :  [help](#)

Year :  1999 1965 1975  
 1948, 1985, 1997

**Author :** Name of any author of publication

**Institute :** Institute(s) at which experiment was performed  
 [help](#)

Number of subentries founded / page

SEARCH CLEAR ALL

Интернет

Рис. 4. Поисковая форма БД по ядерным реакциям (нижняя часть).



CDFE search engine. - Microsoft Internet Explorer

Далл Правка Вид Избранное Сервис Справка

Адрес: http://cdfe.snp.msu.ru/cgi-bin/ex/V3.cgi?entry=8&target=12&atarg=26&inpart=68&np...

Recordings from 1 to 12

Save  
Look through selected data

Subent	First Author	Reference (+ NSR)	Target Nucleus	Reaction <i>* means combination</i>	Final Nucleus	Quantity	Field of Measurement		
							Unit	Minimum	Maximum
<input type="checkbox"/> L0026003	S.C. FULTZ+	JPR/C.4.149.7107	12-MG-26	(G,X)	0-NN-1	SIG	MEV	10.642	28.621
<input type="checkbox"/> L0026006	S.C. FULTZ+	JPR/C.4.149.7107	12-MG-26	(G,X)	0-NN-1	UNW,SIG	MEV	10.642	28.621
<input type="checkbox"/> L0125003	B.S. Ishkhanov+	JNP/A.186.438.1972	12-MG-26	(G,X)	0-NN-1	SIG,BRS	MEV	11.09	29.91
<input type="checkbox"/> M0149003	A.A. ARAKEL'YAN+	JYF.35.518.82	12-MG-26	(G,X)	ELEM/MASS	SIG,BRA	MEV		4.5
<input type="checkbox"/> M0150004	A.A. ARAKEL'YAN+	JYF.35.518.82	12-MG-26	(G,X)	ELEM/MASS	SIG,BRA	OEV		4.5
<input type="checkbox"/> M0691002	V.V. VARLAMOV+	JNP/A.222.548.1974	12-MG-26	(G,X)	1-H-1	SIG,BRS	MEV	15	29
<input type="checkbox"/> M0648014	B.S. ISHKHANOV+	R.MSU-INP-2002-27/711.2992	12-MG-26	(G,ABS)		SIG	MEV	10	40
<input type="checkbox"/> M0656004	V.V. VARLAMOV+	JYZV.67.656.2003	12-MG-26	(G,ABS)		SIG	MEV	16.3	28.2
<input type="checkbox"/> M0656023	V.V. VARLAMOV+	JYZV.67.656.2003	12-MG-26	(G,ABS)		INT	MEV	12	26.8
<input type="checkbox"/> L0026004	S.C. FULTZ+	JPR/C.4.149.7107	12-MG-26	(G,N)*	12-MG-25	SIG	MEV	10.642	28.621
<input type="checkbox"/> L0026005	S.C. FULTZ+	JPR/C.4.149.7107	12-MG-26	(G,2N)	12-MG-24	SIG	MEV	18.482	28.621
<input type="checkbox"/> M0002013	B.S. ISHKHANOV+	JNP/A.313.317.79	12-MG-26	(G,P)	11-NA-25	SIG,BRA	MEV	16.4	26.8

Save  
Look through selected data

Интернет

Рис. 5. Выходная форма запроса относительно данных по сечениям всех известных реакций под действием  $\gamma$ -квантов на ядре  $^{26}\text{Mg}$ .

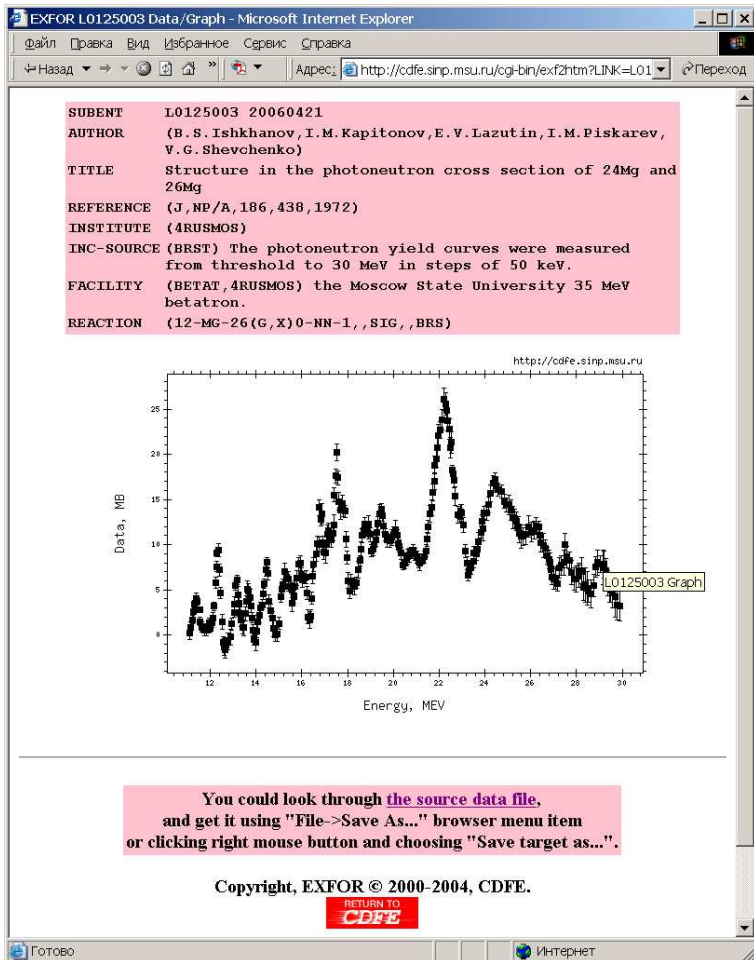


Рис. 6. Визуальное представление данные по сечению реакции  $^{26}\text{Mg}(\gamma, p)$  из раздела БД с номером L0125003.

SUBENT	L0125001	20060421	L0125	1
BIB	10	19	L0125	1
INSTITUTE	(4RUSMOS)		L0125	1
REFERENCE	(J,NP/A,186,438,1972)		L0125	1
AUTHOR	(B.S.Ishkhanov,I.M.Kapitonov,E.V.Lazutin,I.M.Piskarev, V.G.Shevchenko)		L0125	1
TITLE	Structure in the photoneutron cross section of 24Mg and 26Mg		L0125	1
FACILITY	(BETAT,4RUSMOS) the Moscow State University 35 MeV betatron.		L0125	1
INC-SOURCE	(BRST) The photoneutron yield curves were measured from threshold to 30 MeV in steps of 50 keV.		L0125	1
METHOD	The cross sections were calculated from the yield curves smoothed following the Leiss-Penfold method.		L0125	1
DETECTOR	(SCIN) Neutrons were detected by a 4n neutron detector made of paraffin and BF3 counters.		L0125	1
SAMPLE	Metallic magnesium samples enriched in 24Mg and 26Mg were used as targets.		L0125	1
	- 24Mg: 99.1 % 24Mg, 0.3% 25Mg, 0.6 % 26Mg, 38.6g		L0125	1
	- 26Mg: 11.4 % 24Mg, 1.3% 25Mg, 87.6 % 26Mg, 4.1g		L0125	1
HISTORY	(20060421C) DR		L0125	1
ENDBIB	19	0	L0125	1
NOCOMMON	0	0	L0125	1
ENDSUBENT	22	0	L0125	1999

Рис. 7. Дополнительные характеристики эксперимента по определению сечения реакции  $^{26}\text{Mg}(\gamma,p)$  из раздела БД с номером L0125003.

EN MEV	DATA MB	DATA-ERR MB	
1.109E+01	1.77E-01	6.38E-01	L0125 3
1.116E+01	8.70E-01	5.85E-01	L0125 3
1.122E+01	1.72E+00	4.78E-01	L0125 3
1.127E+01	2.57E+00	5.85E-01	L0125 3
1.132E+01	3.42E+00	3.71E-01	L0125 3
1.138E+01	4.06E+00	5.84E-01	L0125 3
1.145E+01	3.74E+00	3.72E-01	L0125 3
1.155E+01	1.51E+00	4.25E-01	L0125 3
1.155E+01	2.84E+00	2.66E-01	L0125 3
1.164E+01	8.77E-01	5.85E-01	L0125 3
1.171E+01	7.72E-01	5.31E-01	L0125 3
1.176E+01	5.07E-01	5.85E-01	L0125 3
1.185E+01	5.62E-01	6.91E-01	L0125 3
1.191E+01	9.35E-01	6.91E-01	L0125 3
1.196E+01	1.30E+00	5.84E-01	L0125 3
1.201E+01	7.77E-01	4.25E-01	L0125 3
1.207E+01	1.31E+00	4.25E-01	L0125 3
1.214E+01	1.89E+00	5.84E-01	L0125 3
1.216E+01	3.17E+00	4.25E-01	L0125 3
1.223E+01	5.78E+00	5.85E-01	L0125 3
1.228E+01	7.59E+00	5.32E-01	L0125 3
1.230E+01	9.07E+00	3.72E-01	L0125 3
1.237E+01	9.39E+00	6.91E-01	L0125 3
1.242E+01	7.21E+00	6.91E-01	L0125 3
1.246E+01	4.66E+00	6.37E-01	L0125 3
1.251E+01	1.47E+00	8.51E-01	L0125 3
1.256E+01	-8.09E-01	5.85E-01	L0125 3
1.260E+01	-1.34E+00	9.03E-01	L0125 3
1.265E+01	-1.65E+00	9.03E-01	L0125 3
1.270E+01	-1.12E+00	8.50E-01	L0125 3
1.277E+01	-6.99E-01	9.03E-01	L0125 3
1.288E+01	-2.19E-01	8.51E-01	L0125 3

Рис. 8. Фрагмент исходного файла EXFOR с номером L0125003, содержащий числовые данные по сечению реакции  $^{26}\text{Mg}(\gamma, p)$ .

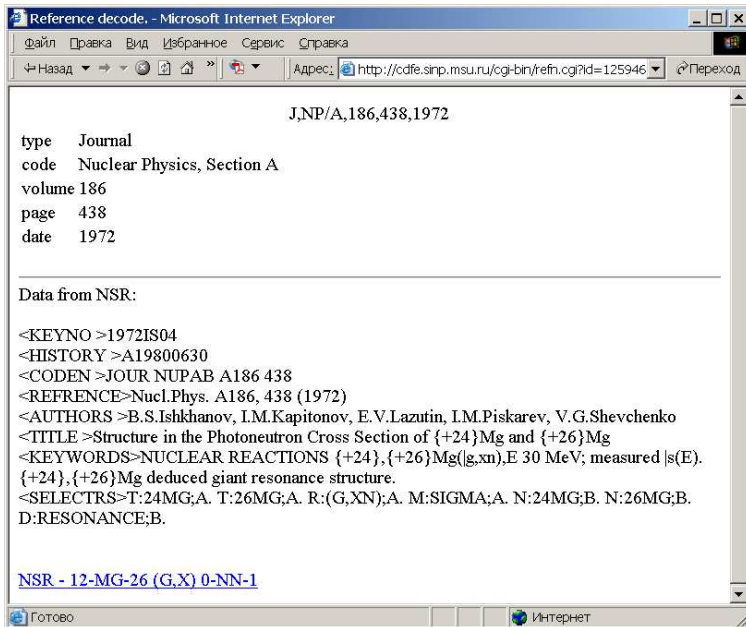


Рис. 9. Фрагмент БД «Публикации по ядерной физике (База данных "NSR")», содержащей полную библиографическую ссылку на оригинальную публикацию, содержащую данные по сечению реакции  $^{26}\text{Mg}(\gamma, p)$ , включенные в исходный файл БД EXFOR с номером L0125003.

## Литература к Главе 2

1. Ed. by V.G.Pronyaev, The Nuclear Data Centres Network. IAEA Nuclear Data Section, INDC(NDS)-401, IAEA, Vienna, Austria, 1999.
2. И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, Е.М.Иванов, С.В.Иванов, Н.Н.Песков, М.Е.Степанов, В.В.Чесноков. Труды Всероссийской научной конференции «Научный сервис в сети Интернет». Новороссийск, 2001 г., с. 19.
3. В.В.Варламов, С.Ю.Комаров, Н.Н.Песков, М.Е.Степанов, В.В.Чесноков Труды Всероссийской научной конференции «Научный сервис в сети Интернет», 2002 г., с. 58.
4. И.Н.Бобошин, Р.Ж.Валиев, В.В.Варламов, С.Ю.Комаров, Н.Н.Песков, С.Б.Сёмин, М.Е.Степанов. Всероссийская научная конференция «Научный сервис в сети Интернет», 2003 г., с. 47.
5. В.В.Варламов, С.Ю.Комаров, С.Б.Сёмин, В.В.Чесноков. Всероссийская научная конференция «Научный сервис в сети Интернет», 2003 г., с. 52.
6. И.Н.Бобошин, Д.Д.Бранец, В.В.Варламов, С.Ю.Комаров, Э.И.Кэбин, Ли Чжон Чжу, Н.Н.Песков, М.Е.Степанов, В.В.Чесноков. Труды Всероссийской научной конференции «Научный сервис в сети Интернет», 2004 г., с. 22.
7. И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, В.В.Вязовский, С.Ю.Комаров, Н.Н.Песков, М.Е.Степанов, В.В.Чесноков. Труды Всероссийской научной

- конференции «Научный сервис в сети Интернет: технологии распределенных вычислений», 2005 г., с. 156.
8. И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, С.Ю.Комаров, Н.Н.Песков, М.Е.Степанов, В.В.Чесноков. Труды Всероссийской научной конференции «Научный сервис в сети Интернет: технологии параллельного программирования», 2006 г., с. 198.
  9. И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, С.Ю.Комаров, В.Н.Орлин, Н.Н.Песков, В.В.Чесноков. Труды Восьмой Всероссийской научной конференции «Электронные библиотеки: перспективные методы и технологии, электронные коллекции», Суздаль, Россия, 04 – 06 октября 2005 г, ISBN 5-8397-0476-8, Издательство Ярославского государственного университета, 2006, с. 145.
  10. G.Audi, A.H.Wapstra, C.Thibault. Nucl.Phys., A279 (2003) 337.
  11. E.G.Fuller, H.Gerstenberg. Photonuclear Data - Abstracts Sheets 1955 - 1982. NBSIR 83-2742. U.S.A. National Bureau of Standards, 1986.
  12. N.J.Stone, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 90 (2005) 75
  13. Ed. by V.McLane, EXFOR Systems Manual. Nuclear Reaction Data Exchange Format. BNL-NCS-63330, BNL, NNDC, USA, 1996.
  14. S.S.Dietrich, B.L.Berman. Atomic Data and Nuclear Data Tables 38, 1988, 199.
  15. A.V.Varlamov, V.V.Varlamov, D.S.Rudenko, M.E.Stepanov. Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction

- Cross Sections. INDC(NDS)-394, IAEA NDS, Vienna, Austria, 1999.
16. В.В.Варламов, В.В.Сапуненко, М.Е.Степанов. Фотоядерные данные 1976-1995. Указатель. -М.: Издательство Московского государственного университета, 1996.
  17. V.L.Berman, and S.C.Fultz. Rev.Mod.Phys. 47 (1975) 713.
  18. T.Asami, T.Nakagawa. Bibliographic Index to Photonuclear Reaction Data (1955 – 1992). Japan Atomic Energy Research Institute. JAERI – M 93-195, 1993.
  19. Ed. By A.I.Blokhin, M.B.Chadwick, T.Fukahori, Y. Han, Y.-O.Lee, M.N.Martins, S.F.Mughabhab, P.Oblozinsky, V.V.Varlamov, B.Yu, J.Zhang. Handbook on Photonuclear Data for Applications. Cross-sections and Spectra. International Atomic Energy Agency, IAEA-TECDOC-1178, 2000.



### **Глава 3. Электромагнитные взаимодействия: природа и основные закономерности**

С использованием описанных выше экспериментальных методов к настоящему времени накоплен [1 – 4] огромный экспериментальный материал по фоторасщеплению атомных ядер: детально исследованы вероятности взаимодействия с ядрами фотонов различных энергий (сечения или функции возбуждения полных и парциальных реакций с вылетом различных частиц и/или их комбинаций), энергетические и угловые распределения продуктов реакций. Кроме того накоплена разнообразная информация о большом количестве других параметров электромагнитных взаимодействий – асимметрии, поляризации, и др.

В настоящей работе рассмотрение будет посвящено, главным образом, основным параметрам гигантского дипольного резонанса (ГДР), проявляющегося, как было отмечено во Введении, не только в сечении реакции фотопоглощения, но и в сечениях всех парциальных реакций: после поглощения ядром фотона происходит распад образовавшейся в области ГДР ядерной системы с испусканием различных частиц – нейтронов, протонов, дейтронов,  $\alpha$ -частиц и их комбинаций. Изучение каналов распада ГДР позволяет исследовать механизмы распада ядра в этой области энергий.

Как показано в Главе 1, сечение фотопоглощения может быть измерено прямо, а может быть «собрано» из сечений отдельных парциальных каналов (соотношение (13) Главы 1). Поэтому сечения реакций для таких парциальных каналов распада ГДР также весьма важны для определения параметров ГДР.

### 3.1. Основные параметры гигантских дипольных резонансов

Представление о том, как выглядит ГДР для разных ядер, дает Рис. 1. На нем приведены сечения реакции фотопоглощения ( $\gamma_{\text{abs}}$ ) для ядер различного размера и формы (ядра могут быть сферическими и деформированными (Рис. 2).

В легких сферических (Рис. 2, середина) ядрах (например, в ядре  $^{12}\text{C}$ ) в сечении реакции наблюдается несколько хорошо выраженных резонансов, которые, тем не менее, не приводят к изменению формы единственного основного максимума.

В средне-тяжелых деформированных (Рис. 2, слева и справа) ядрах (пример –  $^{165}\text{Ho}$ ) в сечении реакции наблюдаются 2 резонанса, степень проявления которых зависит от деформации ядра.

В тяжелых сферических ядрах (пример –  $^{208}\text{Pb}$ ) в сечении наблюдается один резонанс с весьма слабо выраженными структурными особенностями.

Из данных, приведенных на Рис. 1, видно, что при переходе от легких ядер к тяжелым ГДР смещается в область меньших энергий (от  $\sim 17.0$  МэВ для  $^{12}\text{C}$  к  $\sim 13.5$  МэВ для  $^{208}\text{Pb}$ ). При этом величина ГДР увеличивается соответственно от  $\sim 130$  до  $\sim 700$  мбн.

Из представленной на Рис. 1 схемы ГДР ясно, что для описания ГДР необходимо несколько основных параметров:

- положение максимума сечения  $E_{\text{max}}$ ;
- величина сечения в максимуме (амплитуда) резонанса (max)  $\sigma_{\text{max}}$ ;
- интегральное сечение  $\sigma^{\text{инт}} = \int \sigma(E)dE$  – сечение, проинтегрированное по области ГДР;
- ширина  $\Gamma$  максимума ГДР.

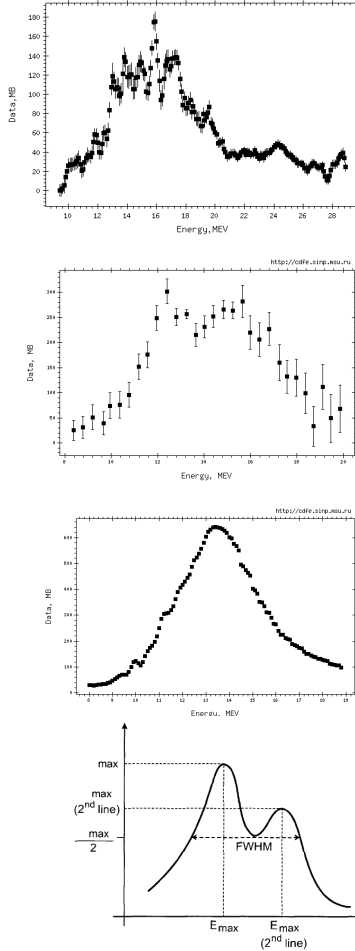


Рис. 1. ГДР в сечениях реакции полного фотопоглощения ( $\gamma, \text{abs}$ ) [2, 3] – сверху вниз:  
 - легкое сферическое ядро  $^{12}\text{C}$ ;  
 - средне-тяжелое деформированное ядро  $^{165}\text{Ho}$ ;  
 - тяжелое сферическое ядро  $^{208}\text{Pb}$ ;  
 - схема ГДР ( $E_{\text{max}}$ ,  $\text{max}(\sigma_{\text{max}})$ ,  $\Gamma = \text{FWHM}, \dots$ ) для деформированного ядра.

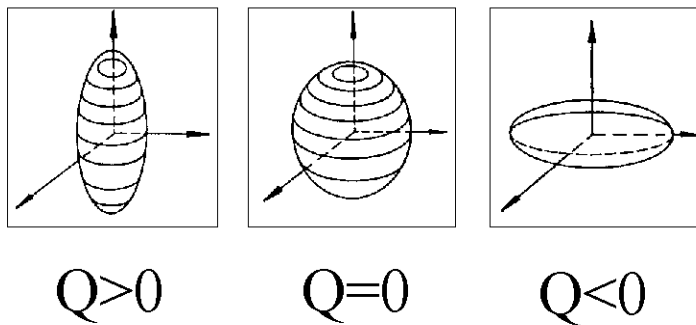


Рис. 2. Возможные варианты формы атомных ядер: слева – вытянутое (положительный квадрупольный момент  $Q$ ), в центре – сферическое (нулевой  $Q$ ), справа – сплюснутое (отрицательный  $Q$ ).

### 3.1.1. Энергетическое положение ГДР в сферических недеформированных ядрах

Энергетическое положение максимума ГДР  $E_{\max}$  для различных ядер может быть описано в рамках простых коллективных моделей, в которых предполагается, что гигантскому резонансу отвечает взаимное колебание всех протонов ядра относительно всех его нейтронов. Это описание основывалось на представлении о единой частоте колебаний нейтроной и протонной «жидкостей» при взаимодействии электрического дипольного излучения с ядром, как с целым ядерным объектом. В одних вариантах коллективной теории предполагалось, что сила, возвращающая сместившиеся жидкости к положению равновесия, пропорциональна градиенту плотности жидкостей, что приводило [5] к зависимости от массового числа  $A$  ядра  $E_{\max} \sim A^{-1/3}$ . При установлении точного количественного соотношения, которое было бы применимо ко всем ядрам, было установлено, что точность описания, как в области самых легких, так и самых тяжелых сферических ядер не очень высока:

$$E_{\max} = (67 - 80) A^{-1/3} \text{ МэВ.} \quad (1)$$

Наибольшее распространение получило усредненное соотношение (Рис. 3а)

$$E_{\max} = 75 A^{-1/3} \text{ МэВ.} \quad (2)$$

В других вариантах коллективной теории ядра предполагалось, что возвращающая сила пропорциональна площади поверхности ядра, что приводило к зависимости  $E_{\max} \sim A^{-1/6}$ :

$$E_{\max} = (33 - 36) A^{-1/6}. \quad (3)$$

Для наиболее точного описания положения ГДР было предложено следующее полуэмпирическое соотношение, объединяющее выражения (2) и (3)

$$E_{\max} = 31.2 A^{-1/3} + 20.6 A^{-1/6} \text{ МэВ}. \quad (4)$$

При переходе от легких ядер к тяжелым, ГДР смещается ((1) - (4)) из области энергий возбуждения  $\sim 15 - 20$  МэВ в область энергий  $\sim 13 - 14$  МэВ (Рис. 1, 3).

Такое положение максимума ГДР объясняет термин «дипольный» в его названии: в рассматриваемой энергетической области оказывается применимым так называемое длинноволновое приближение. Оно исходит из того, что длина волны фотона с энергией  $E_\gamma \sim 15$  МэВ, близкой к энергии максимума ГДР ( $\lambda = 2\pi\hbar c/E_\gamma \approx 8 \cdot 10^{-12}$  см), много больше размеров ядра ( $R = 1.2 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$  см  $\approx 7 \cdot 10^{-13}$  см). Длинноволновое приближение означает, что вероятность поглощения ядром электрических дипольных фотонов должна во много раз превосходить вероятность поглощения фотонов другого типа.

### **ГДР в несферических деформированных ядрах.**

В несферических деформированных ядрах основной максимум ГДР расщепляется на два, расположенные при энергиях  $E_{\max 1}$  и  $E_{\max 2}$  (Рис. 1). Это получает простое объяснение в коллективных теориях: в таком ядре, в отличие от сферического, появляются два выделенных направления колебаний протонной и нейтронной жидкостей - по двум направлениям с разными частотами. Положения двух максимумов ГДР, а следовательно и величина расщепления ГДР зависят от параметра  $\beta$  квадрупольной деформации ядра:

$$E_{\max 1} = E_{\max}/(1 - 1/3\beta) \quad (5)$$

$$E_{\max 2} = E_{\max}/(1 + 2/3\beta). \quad (6)$$

Если ядро имеет положительный электрический квадрупольный момент (Рис. 2), то есть оно вытянуто вдоль оси симметрии  $Z$ , то  $R_z > R_{xy}$ , и величина расщепления  $\Delta E_{\max} = E_{\max 2} - E_{\max 1}$  должна быть пропорциональна разности  $(1/R_2) - (1/R_z)$ . При этом меньшему по энергии максимуму должны соответствовать колебания вдоль длинной оси ядерного эллипсоида, а большему – вдоль короткой.

При сильной деформации ядра по величине расщепления  $\Delta E_{\max}$  можно судить об эксцентриситете  $\epsilon$  ядра, а значит и о его электрическом квадрупольном моменте  $\beta$

$$\beta = 2/5 Z R^2 \epsilon, \quad (7)$$

где эксцентриситете ядра

$$\epsilon = 1/R(R_{xy}^2 - R_z^2)^{1/2}, \quad (8)$$

а  $R$  – радиус сферы, объем которой равен объему ядерного эллипсоида деформированного ядра.

### 3.1.2. Интегральное сечение фотопоглощения

Увеличение абсолютной величины сечения фотопоглощения с возрастанием массового числа ядра (Рис. 1, 3) от  $\sim 130$  мбн для ядра углерода до  $\sim 700$  мбн для ядра свинца приводит к соответствующему возрастанию интегрального сечения, которое может быть описано приблизительно по линейному закону

$$\sigma^{\text{инт}} = 60 NZ/A \text{ МэВ} \cdot \text{мбн}. \quad (9)$$

Приведенное соотношение представляет собой оценку дипольного правила сумм Томаса-Рейче-Куна (ТРК) для интегрального сечения фотопоглощения ядром электрических дипольных фотонов, полученную в предположении об отсутствии обменных сил.

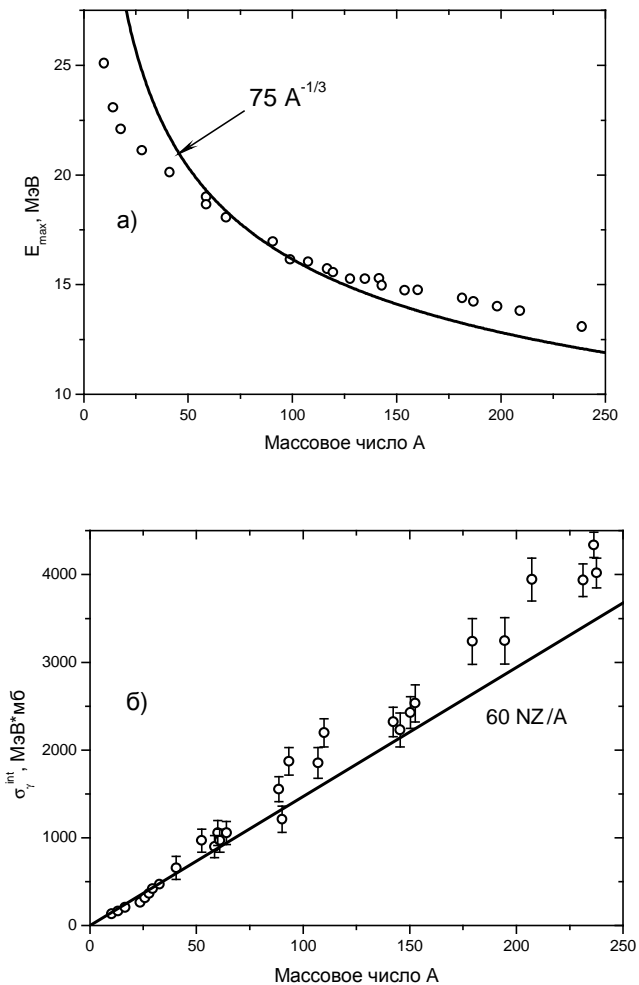


Рис. 3. Зависимости положения максимума  $E_{\max}$  ГДР (а) и интегрального сечения реакции полного фотопоглощения (б) от массового числа ядра [5].



Соотношение (8) хорошо подтверждает дипольный характер обсуждаемых гигантского резонанса: если бы ГДР не был преимущественно обусловлен поглощением дипольных фотонов, его интегральное сечение (а следовательно и абсолютная величина) было бы во много раз меньше величины  $60 NZ/A$ . Следует сразу отметить, что экспериментальные данные в целом подтверждают линейную зависимость  $\sigma^{\text{инт}}$  от  $A$  (9), однако, для конкретных ядер наблюдаются довольно заметные отклонения (в обе стороны) от значения  $60 NZ/A$  (Рис. 3б). В определенной степени это связано с существенными трудностями определения абсолютных значений сечения фотопоглощения в прямых экспериментах, а также – с некоторыми проблемами, определения сечения полного фотопоглощения как суммы сечений парциальных реакций (см. далее). Дело в том, что в отдельных случаях некоторые из составляющих реакцию фотопоглощения парциальные реакции оказываются неучтенными, тогда как, ряд других - напротив, переоценены.

### 3.1.3. Ширина гигантского резонанса

Ширина ГДР не имеет какой-либо систематической зависимости от массового числа ядра  $A$ , в значительной степени зависит от формы ядра.

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что ширина ГДР отражает внутреннюю структуру ядра, его форму:

- для ядер с заполненными оболочками ГДР имеет ширины, заметно меньшие, чем для ядер с незаполненными оболочками;
- ширина ГДР для магических ядер оказывается заметно меньше, чем ширина ГДР для соседних с ними изотопов и изотонов.

Большую ширину имеет ГДР в вибрационно деформированных (мягких) ядрах. Для деформированных ядер, ГДР расщепляется на 2 резонанса, и при достаточно большом расщеплении понятие единой ширины ГДР существенно усложняется.

### **Ширина ГДР в мягких сферических ядрах.**

В мягких сферических ядрах ширина ГДР меняется от  $\sim 3 - 4$  МэВ (для магических ядер) до  $\sim 7 - 10$  МэВ и в целом достаточно хорошо описывается с помощью соотношения

$$\Gamma \approx 0.026 (E^{\text{макс.}})^{1.91} \text{ МэВ.} \quad (10a)$$

### **Ширина ГДР в деформированных ядрах.**

Для описания зависимости ширины ГДР от его энергетического положения в случае деформированных ядер соотношение (10a) соответствующим образом (5, 6) модифицируется для двух проявляющихся в сечении максимумов при энергиях  $E^{\text{макс}}_{1,2}$

$$\Gamma_{1,2} \approx 0.026 (E^{\text{макс.}}_{1,2})^{1.91} \text{ МэВ.} \quad (10б)$$

При небольшой деформации ядра должно наблюдаться не расщепление ГДР на два максимума, а лишь некоторое увеличение его ширины

$$\Gamma^{\text{деф.}} = \Gamma + \Delta\Gamma, \quad (11)$$

где  $\Gamma$  – ширина ГДР недеформированного (сферического) ядра (9), а  $\Delta\Gamma$  – дополнительное уширение, пропорциональное разности  $(1/R_{xy} - 1/R_z)$ , где  $R_z > R_{xy}$  – радиусы ядра соответственно вдоль оси симметрии  $Z$  и в перпендикулярном направлении. Таким образом, между

шириной ГДР и величиной эксцентриситета ядра  $\epsilon$  (8) должна быть корреляция [6, 7], что и находит свое экспериментальное подтверждение.

В дополнение к описанному увеличению ширины (и расщеплению) ГДР, связанному со статической деформацией ядра, характерному для относительно тяжелых ядер, для средних и легких ядер существует ряд факторов, способствующих не только значительному возрастанию ширины ГДР, но и существенному усложнению его формы (проявлению отчетливых структурных особенностей). К числу наиболее важных факторов подобного рода следует в первую очередь отнести эффекты конфигурационного и изоспинового расщепления ГДР. Последнее обстоятельство, в свою очередь, во многих случаях усложняет процедуру определения самой ширины ГДР.

### **3.2. Основные каналы распада гигантского дипольного резонанса**

Процесс поглощения ядром  $\gamma$ -кванта с энергией, характерной для ГДР (до  $\sim 50$  МэВ), приводит к испусканию отдельных нуклонов и их комбинаций. Ядро с наибольшей вероятностью испускает 1 нуклон, с меньшей вероятностью – 2, с еще меньшей – 3 и т.д. Это обстоятельство вместе с соотношением энергий, необходимых для выбивания того или иного количества нуклонов (энергетических порогов соответствующих реакций) из ядра, определяет основные каналы распада ГДР. Представление об основных каналах распада ГДР и областях энергий, в которых эти каналы проявляются, дает Таблица 1 Главы 1, в которой для примера приведены пороги нескольких наиболее вероятных парциальных

фотоядерных реакций для нескольких ядер различного атомного веса.

Реакция, соответствующая каналу распада ГДР с вылетом нуклона или их комбинаций, называется парциальной. Как было показано, ядерная реакция полного фотопоглощения включает в себя (соотношение (13) Главы 1) парциальные реакции всех возможных каналов выбывания фотонов из первичного пучка -  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, 1p)$ ,  $(\gamma, 2p)$ ,  $(\gamma, t)$ ,  $(\gamma, d)$ ,  $(\gamma, \alpha)$ , ...,  $(\gamma, f)$ . При этом в экспериментах, как правило, определяются сечения полных реакций, таких как фотонейтронная  $(\gamma, xn)$  (соотношение (20) Главы 1) и фотопротонная  $(\gamma, xp)$  (соотношение (27) Главы 1). Сечения парциальных реакций, например, фотонейтронных для ядра  $^{119}\text{Sn}$  (Рис. 4), также имеют форму резонансов, которые располагаются в той же энергетической области, однако из-за порога сдвинуты относительно максимума в сечении реакции полного фотопоглощения.

Наибольший вклад в сечение фотопоглощения в области энергий максимума ГДР для легких и средних ядер дают реакции  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ , в тяжелых ядрах доминирует вклад фотонейтронного канала. Положение максимума в сечении парциальной реакции  $(\gamma, n)$  для многих ядер совпадает с максимумом сечения реакции полного фотопоглощения. В средних и тяжелых ядрах максимум сечения фотопротонной реакции расположен при больших энергиях (Рис. 5), а абсолютная величина сечения фотопротонной реакции, как правило, меньше абсолютной величины сечения фотонейтронной реакции, в легких ядрах картина сложнее.

За максимумом ГДР начинают проявляться вклады двухнейтронной реакции  $(\gamma, 2n)$ , двухнуклонной реакции  $(\gamma, np)$ , а также реакции  $(\gamma, 3n)$ , энергетические пороги которых достаточно высоки.

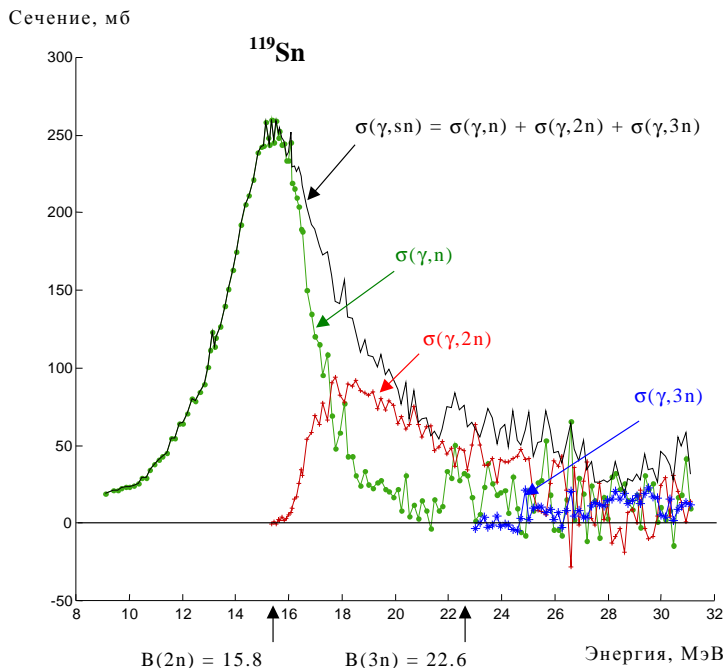


Рис. 4. Взаимное расположение максимумов в сечениях парциальных фотонейтронных реакций на ядре  $^{119}\text{Sn}$ .

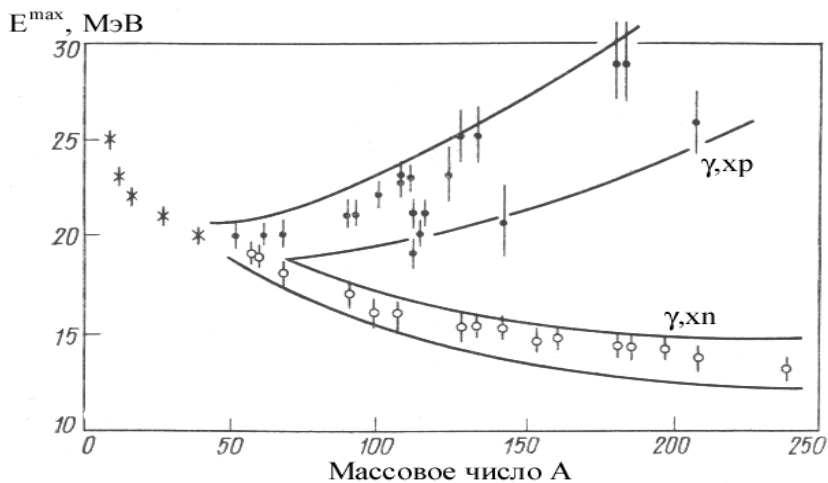


Рис. 5. Энергетические положения максимумов сечений полной фотонейтронной ( $\gamma, xn$ ) реакции (светлые) и полной фотопротонной ( $\gamma, xp$ ) реакции (темные точки) в зависимости от массового числа  $A$  ядра мишени.

Из сказанного ясно, сколь серьезную проблему представляет собой разделение каналов распада ГДР. Однозначное выделение определенного канала возможно при использовании некоторых специальных методов, прежде всего, метода наведенной активности, позволяющем идентифицировать конечное ядро по характерному радиоактивному излучению. Однако, как было показано в Главе 1, этот метод может быть использован далеко не всегда, поскольку многие конечные ядра реакций либо имеют неподходящие характеристики радиоактивного излучения, либо оказываются и стабильными. Техника совпадений для регистрации нескольких частиц-продуктов в условиях относительно небольших абсолютных величин сечений также не дает возможности исследовать отдельные каналы распада ГДР с достаточно высокой точностью.

Наибольшее распространение получил метод прямой регистрации продуктов реакций при использовании специальных методик разделения реакций по множественности. Поскольку при его применении вклад реакции с образованием двух нейтронов будет удваиваться, трех – утраиваться и т.д., требования к процедуре разделения продуктов реакций по множественности оказываются очень высокими и, как показывает практика (см. далее) не всегда достигаемыми.

### **3.3. Основные проблемы теоретической интерпретации гигантского дипольного резонанса**

#### **3.3.1. Проблемы описания структуры**

Как было отмечено выше, положение по энергии и общая форма ГДР как в сферических, так и в деформированных ядрах достаточно хорошо описываются в рамках простейших коллективных моделей ядра [8].

Однако ни одна из них не претендует на описание наблюдаемых экспериментально структурных особенностей ГДР – значительного количества резонансов различной ширины и формы, часто распределенных в области энергий, ширина которых достигает (а в отдельных случаях превышает) 10 МэВ. Эксперименты, выполненные с достаточно высоким энергетическим разрешением, выявляют структуру ГДР трех видов – грубую (гросс), промежуточную и тонкую.

Такие структурные особенности отчетливо проявляются, например, в случае реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, \text{xp})$ , 3 сечения для которой, определенные разными методами, приведены на Рис. 6. Видны особенности с шириной  $\sim 5$  МэВ (собственно ГДР, расположенный при энергии около 24 МэВ), с шириной  $\sim 1$  МэВ (резонансы при энергиях  $\sim 17, 19, 21, 23, 25$  МэВ) и с шириной  $\sim 100$  кэВ.

Кроме того, определенные трудности возникают при описании с их помощью распадных характеристик гигантского резонанса:

- экспериментальные выходы фотопротонов [5] в тяжелых ядрах (Рис. 7) превышают предсказываемые статистической теорией в  $10^2 - 10^3$  раз;
- совершенно не описываются большая ширина и сложная форма (промежуточная и тонкая структура) ГДР;
- фотонуклонные спектры существенно отличаются от статистических по форме;
- угловые распределения фотонуклонов, как правило, не являются изотропными, как того требует статистическая теория.



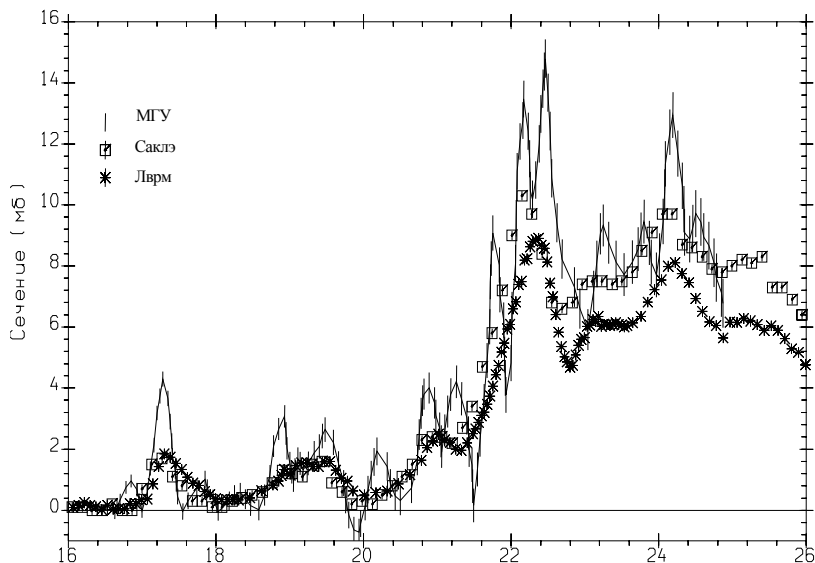


Рис. 6. Сравнение сечений реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$ , полученных в разных экспериментах при близких значениях энергетического разрешения: точки с ошибками - эксперимент, выполненный в МГУ на пучке тормозного -излучения энергетическое разрешение  $\Delta = 200$  кэВ; квадраты - эксперимент, выполненный на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Сакле (Франция) [26],  $\Delta = 180 - 280$  кэВ; звёздочки - аналогичный эксперимент, выполненный в Ливерморе (США),  $\Delta = 200 - 300$  кэВ.

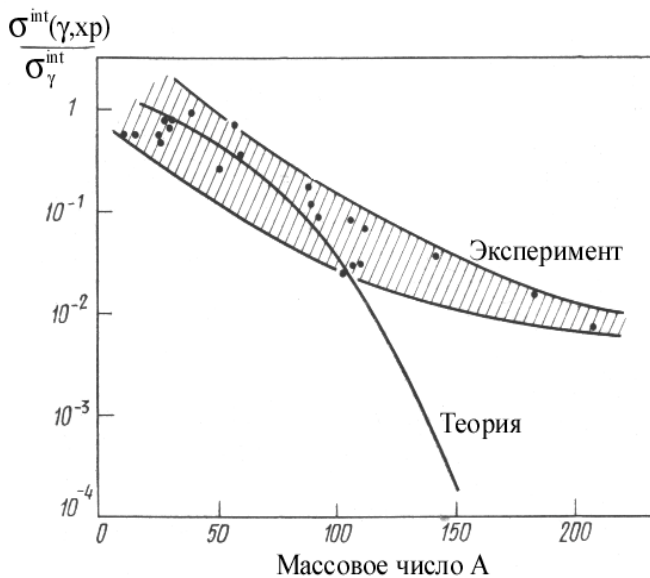


Рис. 7. Экспериментальная и предсказываемая статистической теорией зависимости от массового числа  $A$  ядра мишени относительного вклада сечения фотопротонной реакции в полное сечение фотопоглощения [5].

Необходимость преодоления указанных трудностей потребовала разработки сначала одночастичной, а затем многочастичной модели оболочек [9, 10]. Последняя, предсказывая появление сильных когерентных  $E1$  возбуждений в области энергий существенно больших, чем энергии одночастичных электрических дипольных колебаний, оказывается в состоянии правильно описать энергетическое положение ГДР.

При этом форма ГДР описывается лишь приблизительно: предсказываемый спектр  $E1$  возбуждений оказывается чрезвычайно бедным (учет остаточного взаимодействия приводит, как правило, к формированию одного – двух когерентных (коллективных) состояний, исчерпывающих практически всю дипольную сумму). Развитие модели путем дополнения обычных возбуждений типа «одна частица – одна дырка ( $1p - 1h$ ), многочастично-многодырочными возбуждениями, расширения их возможного базиса путем единого описания различных коллективных движений (вращений, поверхностных колебаний, дипольных колебаний ядра), а также взаимодействий между ними позволило приблизиться к описанию структуры ГДР.

На основании сказанного можно сделать заключение о том, что коллективные входные  $1p - 1h$  состояния определяют гросс-структуру (ширины  $\sim$  несколько МэВ) ГДР, связь входных состояний с более сложными состояниями коллективного характера приводит к формированию резонансов (с шириной  $\sim$  МэВ) промежуточной структуры ГДР, а взаимодействие входных состояний ядра с неколлективными многочастично-многодырочными возбуждениями – к появлению резонансов с шириной  $\sim$  100 кэВ.

### 3.3.2. Проблемы описания ширины

Несмотря на очевидные успехи современных коллективных и микроскопических моделей в описании ГДР, интерпретация его формы и большой ширины далека от завершения. Это обусловлено целым рядом обстоятельств, из которых следует отметить большие вычислительные трудности и отсутствие до сих пор достоверной информации о ряде важных параметров теории.

Вместе с тем большое значение для описания наблюдаемых экспериментально параметров ГДР, его проявлений в сечениях различных парциальных реакций, соотношений вероятностей различных каналов распада имеют эффекты, обусловленные различием конфигурационной структуры ядерных оболочек и действием правил отбора по изоспину.

#### **Конфигурационное расщепление гигантских дипольных резонансов.**

Суть концепции конфигурационного расщепления [11] ГДР, наиболее ярко проявляется в области легких ( $A \leq 40$ ) ядер. Она заключается в том, что в таких ядрах, в отличие от средних и тяжелых, не формируется узкий пик, отвечающий коллективным колебаниям всех протонов ядра относительно всех его нейтронов с некоторой единой частотой. Дипольные колебания в значительной степени утрачивают коллективную природу.

Интенсивное дипольное поглощение фотонов происходит не в области единого максимума ГДР, а в достаточно широкой (10 – 20 МэВ) области энергий. При этом фотоны из области меньших энергий формируют ветвь “Г” (низкоэнергетичная компонента  $\sigma_{нз}$ ) ГДР, обусловленную переходами нуклонов из внешней частично

заполненной оболочки в ближайшую свободную оболочку. Фотоны из области больших энергий формируют ветвь “II” (высокоэнергетичная компонента  $\sigma_{вз}$ ), обусловленную переходами нуклонов из внутренней заполненной оболочки во внешнюю частично заполненную. Физическая причина такого расщепления ГДР заключается в том, что в легких ядрах заметную роль играет пространственно-обменная часть нуклон-нуклонного взаимодействия. Благодаря действию пространственно-обменных сил и нелокальности нуклон-нуклонного взаимодействия и возникает сильный сдвиг по энергии глубоких дырочных состояний, отвечающих внутренним заполненным оболочкам ядра.

На Рис. 8 приведена схема конфигурационного расщепления ГДР легкого ядра  ${}^7\text{Li}$ , для которого оно должно иметь величину  $\sim 10$  МэВ.

Наиболее ярким проявлением эффектов конфигурационного расщепления является заметное различие энергий фотонуклонов, соответствующих двум указанным группам переходов. На Рис. 9 для ядра  ${}^7\text{Li}$  представлены реакции, в которых проявляются обе компоненты расщепления.

Слева перечислены реакции компоненты «I» - в них не происходит разрушения кора ядра лития – ядра гелия или  $\alpha$ -частицы, и она присутствует среди продуктов реакций. Справа перечислены реакции компоненты «II» - в них  $\alpha$ -частица разрушается, и среди продуктов реакций отсутствует

Следует отметить, что и для более тяжелых ядер, например, ядер 1f-2p оболочки величина расщепления, обусловленного этими эффектами, может достигать нескольких МэВ, а для ядер 1s оболочки – десятка МэВ.

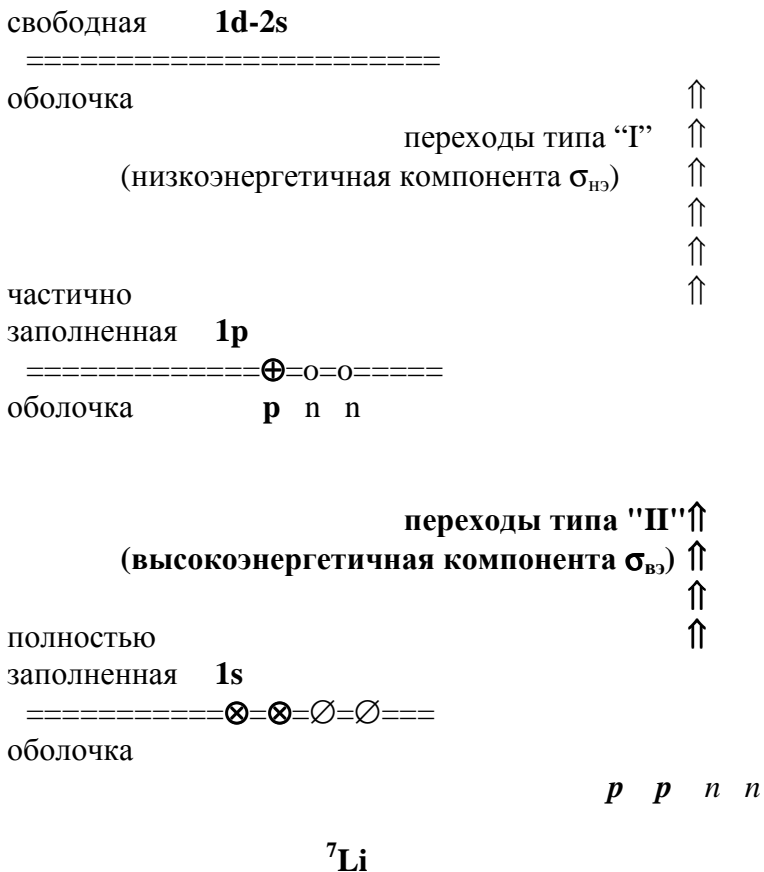


Рис. 8. Схема конфигурационного расщепления ГДР ядра <sup>7</sup>Li.

## ${}^7\text{Li}$

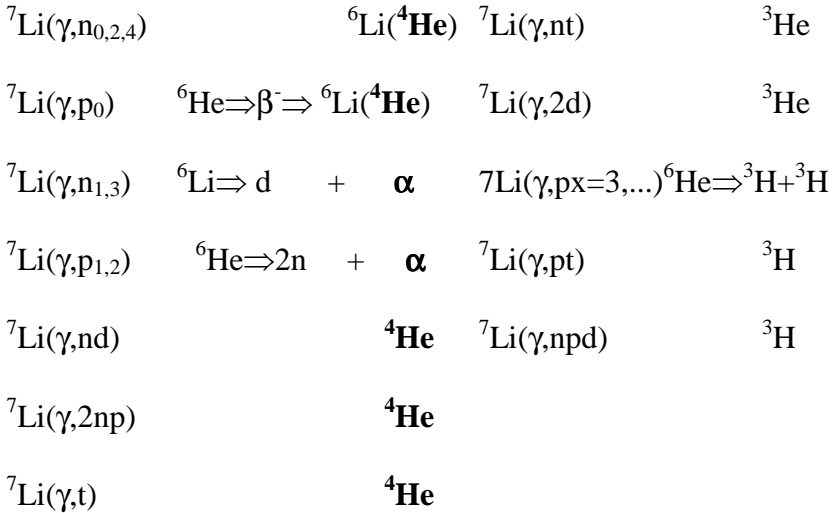


Рис. 9. Перечень реакций, формирующих 2 конфигурационные компоненты ГДР ядра  ${}^7\text{Li}$ . Слева – реакции компоненты «I», справа – компоненты «II».

С одной стороны, распад высоковозбужденных состояний гигантского резонанса ядра  $(N, Z)$  с изоспином  $T_>$  по нейтронному каналу на основной и низколежащие уровни конечного ядра  $(N - 1, Z)$  запрещен правилами отбора по изоспину, поскольку нейтрон, уносящий изоспин  $1/2$ , не может оставить конечное ядро в состоянии с изоспином  $T = T_0 - 1/2$ .

С другой стороны, распад уровней гигантского резонанса, имеющих изоспин  $T_<$ , по протонному каналу на состояния конечного ядра  $(N, Z - 1)$  по сравнению с распадом более высоко расположенных уровней с изоспином  $T_>$  сильно подавляется кулоновским барьером ядра. Таким образом, распад состояний гигантского с изоспином  $T_<$  должен идти преимущественно по нейтронному каналу, а с изоспином  $T_>$  – по протонному: гигантский резонанс с  $T_>$  будет проявлять себя главным образом в фотопротонной реакции, а гигантский резонанс с  $T_<$  – в фотонейтронной. Для детального изучения таких эффектов необходима информация не только об энергетических спектрах выбиваемых фотонуклонов, но и о парциальных и полных сечениях реакций с их образованием: необходимо знать не только с какого именно состояния возбужденного ядра испускается нуклон определенной энергии, но и на какое состояние конечного ядра происходит этот переход. Поскольку заселение ядерных оболочек протонами и нейтронами происходит порозному, для детального изучения эффектов конфигурационного расщепления ГДР необходима информация об обоих каналах его распада.



## **Изоспиновое расщепление гигантских дипольных резонансов.**

В начале шестидесятых годов было установлено, что изоспин является хорошим квантовым числом. Тот факт, что состояния ядра характеризуются определенным значением изоспина, существенным образом сказывается на особенностях различных ядерных реакций, в том числе и реакций, вызываемых электромагнитным излучением. Суть концепции изоспинового расщепления ГДР [12 - 14] наиболее ярко проявляющегося в области средних и тяжелых ядер, заключается в следующем. В соответствии с правилами отбора по изоспину, в ядрах с  $N = Z$  конечными состояниями будут являться состояния с одним значением изоспина  $T = 1$ . При взаимодействии налетающих  $\gamma$ -квантов с ядром, имеющим изоспин основного состояния  $T_0 = (N - Z)/2 \neq 0$ , в нем происходит (Рис. 10) возбуждение двух групп уровней с изоспинами  $T_{<} = T_0$  и  $T_{>} = T_0 + 1$ , которые концентрируются при разных энергиях возбуждения.

Центр гигантского резонанса с  $T_{>}$  располагается при более высоких энергиях, чем центр тяжести гигантского резонанса с  $T_{<}$ . Это позволяет более правильно описать ширину ГДР.

### **3.3.3. Проблемы описания интегрального сечения фотопоглощения**

Несмотря на то, что предсказания дипольного правила сумм (9) считаются вполне удовлетворительными оценками абсолютных величин ГДР (12), сравнение конкретных значений [15] интегральных сечений реакций  $(\gamma,sn)$ ,  $(\gamma,p)$  и  $(\gamma,abs)$  – соответственно  $\sigma^{инт}(sn)$ ,  $\sigma^{инт}(p)$  и  $\sigma^{инт}(abs)$  – с такими предсказаниями (Таблица 1) выявляют весьма пеструю картину.

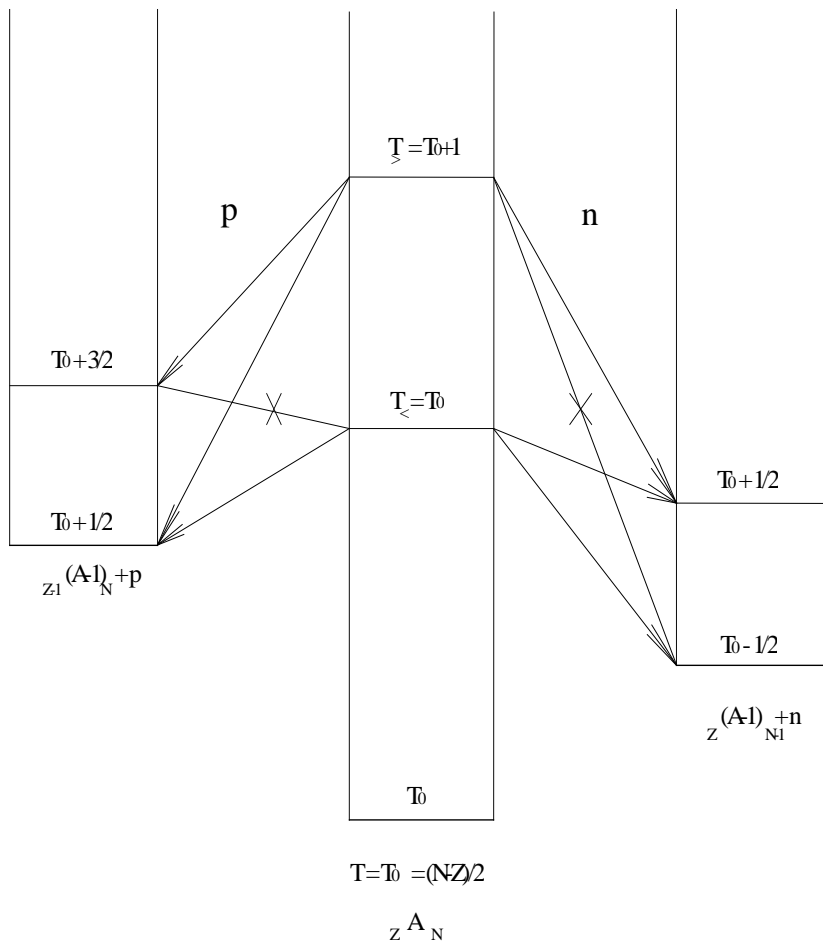


Рис. 10. Схема возбуждения и распада по нейтронному и протонному каналам состояний ГДР с различными значениями изоспина (пунктир – переходы, запрещенные законом сохранения изоспина).

Таблица 1.

Сравнение величин [15] интегральных сечений реакций ( $\gamma,sn$ ), ( $\gamma,p$ ) и ( $\gamma,abs$ ) – соответственно  $\sigma^{инт}(sn)$ ,  $\sigma^{инт}(p)$  и  $\sigma^{инт}(abs)$  – с предсказаниями дипольного правила сумм.

Ядро	$\sigma^{инт}(sn)$		$\sigma^{инт}(p)$	$\sigma^{инт}(abs)$	60NZ /A
	Саклэ	Ливермор			
МэВ•мбн					
$^{40}\text{Ca}$		100	510	920	600
$^{51}\text{V}$	610 (до 28 МэВ)	552	175		758
$^{55}\text{Mn}$				816	818
$^{74}\text{Ge}$			92 ( $^{70}\text{Ge}$ )	1697	1090
$^{75}\text{As}$	1089	909			1109
$^{82}\text{Se}$				1049	1194
$^{89}\text{Y}$	1353	1059	146		1315
$^{90}\text{Zr}$	1260 (до 26 МэВ)	1060	193		1333
ест. Ag				2568	1652
$^{115}\text{In}$	1833 (до 31 МэВ)	1875			1687
$^{116}\text{Sn}$	1883 (до 30 МэВ)	1669			1707
$^{117}\text{Sn}$	1972 (до 31 МэВ)	1894			1717
$^{118}\text{Sn}$	2042 (до 31 МэВ)	1853			1729
$^{120}\text{Sn}$	2102 (до 30 МэВ)	2074			1750
$^{124}\text{Sn}$	1981 (до 31 МэВ)	2010	14		1790
$^{127}\text{I}$	2446 (до 29 МэВ)	1728			1852

<sup>133</sup> Cs	2213	1986			1935
<sup>140</sup> Ce			48 ( <sup>142</sup> Nd)		2038
<sup>154</sup> Sm				1940	2222
<sup>156</sup> Gd			92 ( <sup>160</sup> Gd)	2070	2265
<sup>159</sup> Tb	2557 (до 27 МэВ)	2300		3111	2306
<sup>165</sup> Ho	3221 (до 29 МэВ)	2523		1952	2388
<sup>168</sup> Er				2240	2429
<sup>174</sup> Yb				2690	2510
<sup>178</sup> Hf				2850	2573
<sup>181</sup> Ta	2983 (до 25 МэВ)	2947		2952	2613
<sup>182</sup> W			50 (ест. W)	2935	2635
<sup>184</sup> W				2780	2655
<sup>186</sup> W				2900	2674
<sup>197</sup> Au	3067 (до 25 МэВ)	2947		3100	2839
Tl				3770	2917
<sup>208</sup> Pb	3235 (до 26 МэВ)	2636			2980
<sup>209</sup> Bi				4264	3002
<sup>232</sup> Th	3506	3483		2935	3305
<sup>235</sup> U				3444	3359
<sup>238</sup> U	4808	3515		3487	3386

В то время, как для одних ядер действительно наблюдается удовлетворительное согласие, для других обнаруживаются существенные расхождения, причем как в одну, так и другую сторону.

Следует отметить, что имеется большое количество случаев, когда экспериментальные величины ГДР заметно превышают оценки дипольного правила сумм. Эти расхождения оказываются настолько значительными, что для их объяснения в ряде теоретических исследований было введено понятие эффективной массы нуклона внутри ядра, отличающейся от массы нуклона в свободном состоянии.

Детальный анализ приведенных данных выявляет их вполне определенную зависимость от способа получения. Так, например, абсолютные значения сечений фотопоглощения, полученных в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением, отличаются от результатов экспериментов, выполненных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов.

Более того, сравнение данных и того и другого типа, полученных в разных лабораториях, также отличаются друг от друга. Очевидно, что подобные расхождения являются следствием присутствия в данных неучтенных систематических погрешностей. Определение их величины и степени влияния на результат измерений, разработка методов их учета существенно меняют ситуацию с оценкой абсолютной величины ГДР.

Более подробно описание основных характеристик ГДР может быть получено в работах [16 – 21].

### Литература к Главе 3

1. E.G.Fuller, H.Gerstenberg. Photonuclear Data – Abstracts Sheets 1955 - 1982. NBSIR 83-2742. U.S.A. National Bureau of Standards, 1986.
2. В.В.Варламов, В.В.Сапуненко, М.Е.Степанов. Фотоядерные данные 1976 - 1995. Указатель. Издательство Московского университета, -М., 1996.
3. S.S.Dietrich, B.L.Berman. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 38 (1988) 199.
4. A.V.Varlamov, V.V.Varlamov, D.S.Rudenko, М.Е.Степанов. Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections. INDC(NDS)-394, IAEA NDS, Vienna, Austria, 1999.
5. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Издательство Московского университета. Москва, 1979.
6. M.Danos. On the long-range correlation model of the photonuclear effect. Nucl.Phys., 5 (1958) 23.
7. K.Okamoto. Intrinsic quadrupole moment and the resonance width of photonuclear reactions. Phys.Rev., 110 (1958) 143.
8. D.H.Wilkinson. Nuclear Photodisintegration. Physica, 22 (1956) 1039.
9. J.P.Elliot, B.H.Flowers. The Odd-Parity States of  $^{16}\text{O}$  and  $^{16}\text{N}$ . Proc.Roy.Soc., A242 (1957) 57.
10. G.E.Brown, M.Boisterli. Dipole States in Nuclei. Phys.Rev.Lett., 3 (1959) 472.
11. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Неудачин, В.Г.Шевченко, Р.А.Эрамжян, Н.П.Юдин. Конфигурационное расщепление дипольного

- гигантского резонанса в атомных ядрах. Препринт ИИЯИ АН СССР, П-0578, Москва, 1988.
12. H.Morinaga. Phys. Rev., 97 (1955) 444.
  13. R.O.Akyuz, S.Fallieros. Phys. Rev. Lett., 27 (1971) 1016.
  14. S.Fallieros, B.Goulard, R.H.Venter. Phys. Lett., 19 (1965) 398.
  15. База данных по ядерным реакциям (<http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>)
  16. А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 15 (1945) 81.
  17. M.Goldhaber, E.Teller. Phys. Rev., 74 (1948) 1046.
  18. H.Steinwedel, Y.D.Jensen. Z.Naturforsch, 5A (1950) 413.
  19. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра. Издательство «Мир», Москва, 1977.
  20. Л.Валантэн. Субатомная физика: ядра и элементарные частицы. Издательство «Мир», Москва, 1986.
  21. Дж.Левинджер. Фотоядерные реакции. Издательство иностранной литературы, Москва, 1962.

## **Глава 4. Сравнительный анализ данных о сечениях фотоядерных реакций, полученных в экспериментах с тормозным $\gamma$ -излучением и квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами**

Созданные в последние годы большие (представительные, репрезентативные) международные базы данных по ядерным реакциям (Глава 2) позволяют провести достаточно детальный системный сравнительный анализ результатов исследования ГДР в различных экспериментах.

Как отмечалось выше, несмотря на большое разнообразие методов исследования энергетических зависимостей сечений фотоядерных реакций, абсолютное большинство таких данных было получено [1 - 4] в экспериментах двух основных типов, выполненных с помощью тормозного  $\gamma$ -излучения (ТИ) и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции (КМА) на лету релятивистских позитронов. Поскольку, несмотря на принципиально различные подходы к получению информации о сечении реакции, построенные разными способами аппаратные функции (эффективные спектры фотонов) в экспериментах обоого типа локализованы по энергии в достаточно узкой области (Рис. 4 Главы 1) и, в целом, не слишком сильно различаются по форме, определяемые сечения реакций должны быть в целом похожими. Небольшое различие по характеру проявления структурных особенностей может быть лишь следствием некоторого различия в энергетическом разрешении, определяемом шириной



квазимоноэнергетической линии в фотонном спектре – 100 – 150 кэВ в большинстве ТИ-экспериментов и 250 – 400 в большинстве КМА-экспериментов. В этой связи вполне естественные расхождения между результатами различных экспериментов должны были бы определяться, главным образом, статистическими погрешностями, которые в большинстве экспериментов были вполне сравнимыми и относительно небольшими: ~ 10 – 15 %.

Однако, специалистам давно и хорошо известно, что между результатами экспериментов этих двух типов существуют отчётливо выраженные расхождения (Рис. 1). Наиболее важные из них могут быть охарактеризованы следующим образом: как правило, сечения реакций из КМА-экспериментов по сравнению с сечениями реакций из ТИ-экспериментов оказываются существенно более гладкими по форме и имеющими несколько меньшие абсолютные величины.

Различия сечений из разных экспериментов по форме могут свидетельствовать о том, что упомянутые выше различия в аппаратных функциях обсуждаемых экспериментов напрямую связаны с различием достигаемого в них энергетического разрешения. А такие расхождения результатов экспериментов по энергетическому разрешению по существу ставят вопрос о том, что именно в них интерпретируется как сечение реакции. Ведь с точки зрения интерпретации экспериментальных данных, очевидно, что, например, выход ТИ-эксперимента (соотношение (1) Главы 1) может быть интерпретирован и как сечение реакции, но только как полученное с аппаратной функцией, ширина которой очень велика (стремится к бесконечности).

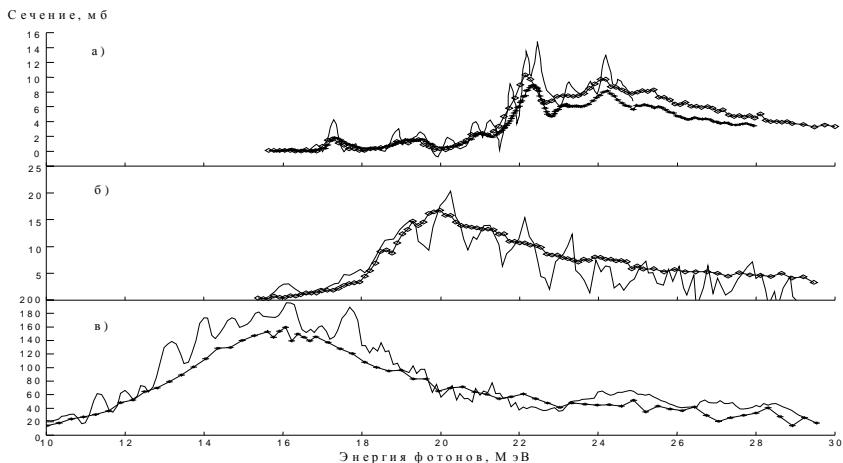


Рис. 1. Сравнение между собой сечений однопипных реакций, полученных в ТИ- (сплошные линии) и КМА- (кресты и ромбы) экспериментах:

а) реакция  $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$ ;

б) реакция  $^{40}\text{Ca}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$ ;

в) реакция  $^{107}\text{Ag}(\gamma, xn)$ .

Важно подчеркнуть, что, поскольку обсуждаемые особенности сечений реакций, получаемых в различных экспериментах, однозначно связаны с их типом, они – расхождения - имеют систематическую природу. Не менее важно отметить, что наблюдаемые систематические расхождения результатов различных экспериментов превосходят достигнутые в них статистические погрешности.

## **4.1. Данные по сечению полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, xn$ )**

### **4.1.1. Структура сечения реакции (энергетическое разрешение)**

#### **Реакция $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$ .**

Типичный пример обсуждаемых расхождений – сравнение результатов трех экспериментов по определению сечения полной фотонейтронной реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$  из одного ТИ- [5] и двух КМА-экспериментов [6, 7], представленных на Рис. 1а – с большей детализацией приводится на Рис. 2. Хорошо видно, что надёжно разделенные мощные максимумы, располагающиеся при близких значениях энергии, наблюдаются во всех трёх сравниваемых сечениях, полученных при близких значениях заявленного энергетического разрешения ([5]: 200 кэВ, [6]: 180 – 200 кэВ, [7]: 200 – 300 кэВ).

По форме и по абсолютной величине соответствующие резонансы различаются, причём все резонансы в обоих КМА-сечениях имеют величины меньшие, а ширины большие по сравнению с резонансами в ТИ-сечении.

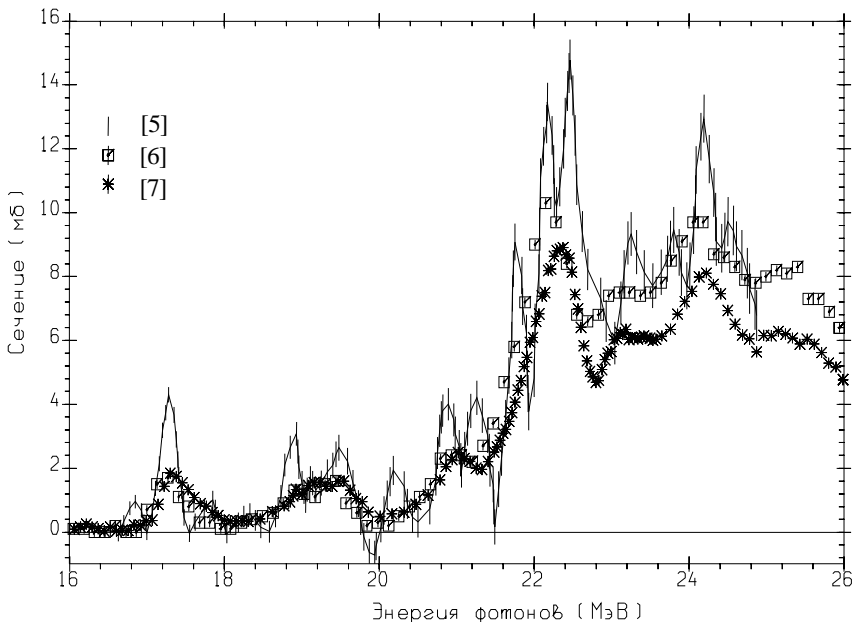


Рис. 2. Сравнение сечений реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$ , полученных в разных экспериментах при близких значениях энергетического разрешения:

точки с ошибками – ТИ-эксперимент, выполненный в Московском университете (Россия) [5], энергетическое разрешение  $\Delta = 200$  кэВ;

квадраты – КМА-эксперимент, выполненный в Саклэ (Франция) [6],  $\Delta = 180 - 280$  кэВ;

звёздочки – КМА-эксперимент, выполненный в Ливерморе (США) [7],  $\Delta = 200 - 300$  кэВ.

Это представляется вполне естественным, если сравнить между собой соответствующие типичные эффективные спектры фотонов (аппаратные функции), представленные на Рис. 4 Главы 1.

Важно отметить, что абсолютные значения ТИ-сечения [5] и КМА-сечения Саклэ [6] близки: интегральные сечения, рассчитанные для общих пределов интегрирования составляют 36.90 и 34.52 МэВ·мб (КМА-сечение Саклэ выглядит как сглаженная версия ТИ-сечения).

В то же время КМА-сечение Ливермора [7] значительно отличается по величине от двух других и приближается к ним лишь после умножения на некий коэффициент ( $31.01 = 1.12 \times 27.64$  МэВ·мб; происхождение дополнительного нормировочного множителя 1.12 будет обсуждаться ниже).

Эти расхождения могут быть обусловлены не только сглаженностью сечений реакций, но другими причинами, такими как, например, различия (погрешности) процедур определения интенсивности фотонного пучка и/или эффективности детектора нейтронов.

### **Реакция $^{18}\text{O}(\gamma, xn)$ .**

Для того, чтобы выяснить природу наблюдавшихся расхождений, было проведено несколько специальных исследований. Одним из них является детальное сравнение [8] сечений полной фотонейтронной реакции на изотопе кислорода  $^{18}\text{O}(\gamma, xn)$ . Анализировались параметры резонансов, обнаруженных [8] в ТИ-эксперименте (Австралия, Мельбурн) и КМА-эксперименте (Ливермора) [9]. Авторы работы [8] говорят о хорошем согласии данных, однако из их собственного анализа следует очевидный вывод о том, что оба сечения заметно расходятся (Таблица 1).

Таблица 1.  
Сравнение параметров (энергия Е, амплитуда А, ширина Г) структурных особенностей сечений реакции  $^{18}\text{O}(\gamma, xn)$ , полученных с помощью пучков тормозного  $\gamma$ -излучения и квазимоноэнергетических фотонов.

ТИ-эксперимент [8]			КМА-эксперимент [9]			Отношения амплитуд и ширин	
Е, МэВ	А, мбн	Г, МэВ	Е, МэВ	А, мбн	Г, МэВ	$A_{\text{ТИ}}/A_{\text{КМА}}$ , отн.ед.	$\Gamma_{\text{КМА}}/\Gamma_{\text{ТИ}}$ , отн.ед.
9.1	1.4	0.4	9.1	1.1	0.6	1.27	1.50
10.4	6.5	0.4	10.3	5.3	0.9	1.27	2.25
11.6	11.5	0.6	11.5	9.0	0.7	1.28	1.17
13.2	8.5	0.6	13.1	8.6	0.7	1.00	1.17
14.0	8.5	0.6	13.8	6.9	0.6	1.23	1.00
14.8	14.0	0.6	14.8	13.1	0.8	1.07	1.33
15.8	13.0	0.7	15.8	10.9	0.7	1.19	1.00
17.6	10.5		17.2	10.1		1.04	
19.3	12.0	0.6	19.1	10.0		1.20	
23.6	21.0	1.8	23.7	17.7	2.5	1.19	1.39
Среднее значение $\langle A_{\text{ТИ}}/A_{\text{КМА}} \rangle$			Среднее значение $\langle \Gamma_{\text{КМА}}/\Gamma_{\text{ТИ}} \rangle$			1.17	1.35

При всей условности процедуры определения ширин и амплитуд резонансов в сечениях, имеющих сложную структуру, практически все резонансы в КМА-сечении имеют меньшие амплитуды и большие ширины, чем резонансы в ТИ-сечении, да и надежно выявленных резонансов в ТИ-сечении больше, чем в КМА-сечении.

Соответствующие средние значения отношений составляют  $\langle A_{\text{ТИ}}/A_{\text{КМА}} \rangle = 1.17$  и  $\langle \Gamma_{\text{КМА}}/\Gamma_{\text{ТИ}} \rangle = 1.35$ . При

этом интегральные сечения для области энергий 8 – 28 МэВ также различаются:  $\sigma_{\text{ТИ}}^{\text{ИИТ}} = 187.12$  МэВ·мб и  $\sigma_{\text{КМА}}^{\text{ИИТ}} = 167.33$  МэВ·мб (а их отношение оказывается вновь весьма близким к уже упомянутому выше значению 1.12).

Для количественного сравнения формы сечений реакций, полученных в разных экспериментах (свыше 250 наборов данных для ядер от  $^3\text{H}$  до  $^{238}\text{U}$ ), был введен [10] специальный параметр «структурность»  $S$ , описывающий степень отклонения определенного сечения от того же самого сечения, но сглаженного на некотором интервале энергий (1 МэВ):

$$S = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\sigma_i - \langle \sigma_i \rangle)^2}{\langle \langle \sigma \rangle \rangle^2}, \quad (1)$$

$$\langle \sigma_i \rangle = \frac{1}{\Delta} \int_{E_i - \frac{\Delta}{2}}^{E_i + \frac{\Delta}{2}} \sigma(k) dk, \quad (2)$$

$$\langle \langle \sigma \rangle \rangle = \frac{1}{D} \int_D \sigma(k) dk, \quad (3)$$

где  $\Delta$  – шаг сглаживания (1 МэВ),

$D$  – общая область энергии, в которых определены сравниваемые сечения реакции

С целью исследования того, насколько близкую форму имеют сильно сглаженные сечения разных лабораторий, при использовании введенного параметра структурности  $S$ , была получена [10] общая систематика данных по соотношению параметров структурности, рассчитанных по данным различных экспериментов.

На Рис. 3 представлены отношения  $S/S_L$ , в которых структурность  $S$  рассчитывалась по данным различных

лабораторий, а структурность  $S_L$  – по КМА-данным Ливермора (в случаях, когда данные Ливермора отсутствуют, использовались данные других КМА-лабораторий).

Такие отношения рассматривались потому, что для рассмотрения систематических различий отдельных экспериментов следует приводить данные различных типов к данным какого-либо одного типа, выбранного в качестве своеобразного “эталона”. Выбор в качестве такого “эталона” данных из Ливермора не означает их какого-либо приоритета перед другими и обусловлен лишь тем обстоятельством, что наибольшее количество КМА-данных было получено именно в Ливерморе.

Из Рис. 3 видно, что все данные достаточно отчётливо разделяются на две группы: ТИ-данные (среднее значение  $\langle S/S_L \rangle = 4.35$ ) и КМА-данные (среднее значение  $\langle S/S_L \rangle = 1.22$ ). Близость последнего среднего значения к 1 означает, что для всех трёх КМА-лабораторий (Ливермор, Саклэ, Гессен) заявляемые оценки энергетического разрешения по расчётной ширине аннигиляционной линии (во многих случаях: 250 – 400 кэВ, в некоторых: 500 кэВ, в нескольких: 150 – 300 кэВ) не соответствуют реальному разрешению, достигаемому в эксперименте: все они в той или иной степени оказываются близкими к использованному шагу сглаживания – 1 МэВ.

Эти данные могут быть сопоставлены с независимыми результатами экспериментов совершенно иного типа, выполненных в Иллинойсе [11, 12] на пучках меченых фотонов (МФ), аппаратная функция для которых близка к гауссиану. По величине анализируемого параметра  $S/S_L$  такие данные существенно превосходят КМА-данные, оказываясь весьма близкими к ТИ-данным (среднее значение  $\langle S/S_L \rangle = 4.22$ ).



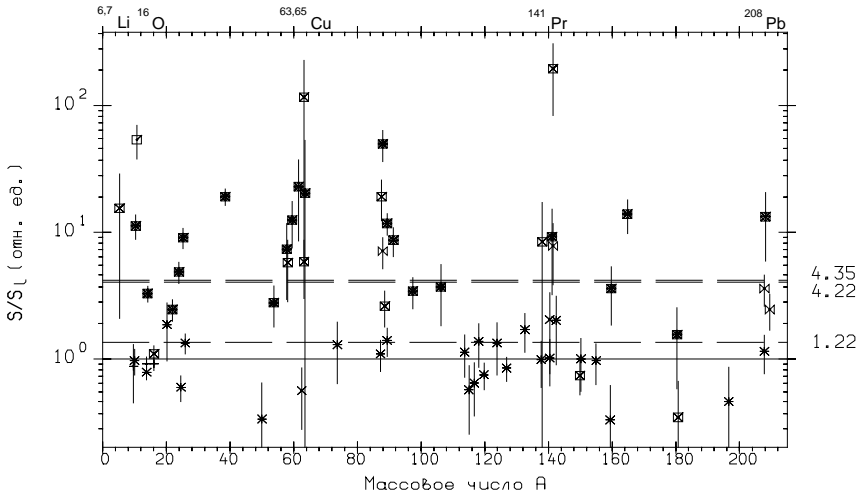


Рис. 3. Систематика данных о величине параметра  $S/S_L$  для сечений полной фотонейтронной реакции:

ТИ-данные (⊠ – Москва (Россия), ⊠ – Мельбурн (Австралия), □ – другие);  
 КМА-данные (\* – Саклэ (Франция), † – Гессен (Германия), \* – другие);  
 МФ-данные (⊗ – Иллинойс (США)).

Эта близость ТИ- и МФ-данных по значениям параметра  $S/S_L$  означает, что они существенно лучше по сравнению с КМА-данными отражают реальную структуру сечений реакций, тогда как структура сечений, полученных в КМА-экспериментах оказывается существенно сглаженной.

Такой результат представляется вполне естественным, поскольку, как отмечалось выше (соотношение (14) Главы 1), результат КМА-эксперимента представляет собой по существу не собственно сечение реакции, а лишь её выход – интеграл (соотношение (1) Главы 1) от произведения сечения реакции и аппаратной функции очень сложной формы и достаточно протяжённой по энергии. Для того, чтобы получить из результата КМА-эксперимента сечение реакции, он должен быть подвергнут дополнительной обработке.

Такой обработкой может быть [13] процедура восстановления (“unfolding”) сечения реакции из её выхода, аналогичная тем, которые применяются в ТИ-экспериментах, или метод, учитывающей реальную форму аппаратной функции эксперимента. Как упоминалось в Главе 1, во многих исследованиях, выполненных ранее [13 - 19], для такого рода обработки использовался (см. далее) метод редукции [20, 21], который позволяет преобразовать результат конкретного эксперимента, полученный при определенной форме аппаратной функции, к виду, который этот результат может иметь, будучи полученным в эксперименте с аппаратной функцией иной формы (см. далее Главу 5).

## 4.1.2. Абсолютная величина сечения реакции

### Данные по интегральным сечениям.

Сравнение результатов многочисленных исследований [5 – 9, 13 - 19], выполненных в различных экспериментах свидетельствует о том, что между сечениями фотонейтронных реакций, полученными в экспериментах одного типа в разных лабораториях, наблюдаются очевидные расхождения, причём и по абсолютной величине (Рис. 2) и по форме (Рис. 3). Это справедливо не только для ТИ-, но и для КМА-экспериментов. Если первое несколько не удивительно вследствие большого разнообразия методов извлечения информации о сечении реакции из её экспериментального выхода, то второе вызывает определенное удивление, поскольку данных о сечениях фотонейтронных реакций в Ливерморе и Саклэ получались в однотипных экспериментах с одинаковой методикой получения квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов и высокоэффективными детекторами прямой регистрации нейтронов.

В качестве наглядного количественного примера расхождений по абсолютной величине сечений однотипных реакций в Таблице 2 представлены данные [3] Ливермора и Саклэ по интегральным сечениям полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, xn$ ) для 5 ядер.

Данные именно для этих 5 ядер подобраны лишь по соображениям наглядности из-за близости пределов интегрирования  $E_{\gamma}^{\text{инт-макс}}$  (они или равны в Саклэ и Ливерморе, или имеют в Ливерморе большие значения) или самих значений интегральных сечений (подобных примеров имеется [3] очень много, все они столь же убедительны, но менее наглядны). Приведенные данные свидетельствуют о том, что значения Саклэ превышают соответствующие значения Ливермора более на 6 – 16 % и более (для случая

ядра  $^{133}\text{Cs}$  отношение близко к 1, однако в этом случае пределы интегрирования различаются более, чем на 5 МэВ).

Таблица 2

Сравнение величин интегральных сечений (по данным [3]) реакции  $(\gamma, xn)$ , полученных в КМА-экспериментах в Саклэ (верхние значения) и Ливерморе (нижние значения) и их отношений.

Ядро	$^{51}\text{V}$	$^{75}\text{As}$	$^{90}\text{Zr}$	$^{133}\text{Cs}$	$^{165}\text{Ho}$
$E_{\gamma}^{\text{макс}}$ , МэВ	27.8 27.8	26.2 29.5	25.9 27.6	24.2 29.5	26.8 28.9
$\sigma^{\text{int}}$ , МэВ•мбн	689 654	1306 1130	1309 1158	2484 2505	3667 3385
Отношение	1.06	> 1.16	> 1.13	> 1.00	> 1.08

Детально и системно расхождения данных, полученных в Ливерморе и Саклэ были впервые исследованы в работах [22, 23], в которых одновременно анализировались энергетические положения и абсолютные величины сечений полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, xn)$ , полученных непосредственно в экспериментах, а также и сечений парциальных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  для 12 средних и тяжелых ядер от  $^{89}\text{Y}$  до  $^{208}\text{Pb}$ . В Таблице 3 для всех рассмотренных ядер приведены данные [3] по соотношению интегральных сечений всех трех фотонейтронных реакций.

Таблица 3.

Сравнение [22, 23] отношений (Саклэ/Ливермор) интегральных сечений [3] реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, xn)$  – соответственно  $R^{int}(n)$ ,  $R^{int}(2n)$  и  $R^{int}(xn)$ .

Ядро	$R^{int}(n)$	$R^{int}(2n)$	$R^{int}(xn)$
$^{89}\text{Y}$	1.33 (1279/960)	0.75 (74/99)	1.26
$^{115}\text{In}$	1.09 (1470/1354)	0.55 (278/508)	0.94
$^{117}\text{Sn}$	0.97 (1334/1380)	0.46 (220/476)	1.01
$^{118}\text{Sn}$	1.06 (1377/1302)	0.59 (258/531)	1.06
$^{120}\text{Sn}$	0.98 (1371/1389)	0.75 (399/673)	0.99
$^{124}\text{Sn}$	0.82 (1056/1285)	0.75 (502/670)	0.93
$^{133}\text{Cs}$	1.24 (1828/1475)	0.65 (328/503)	1.11
$^{159}\text{Tb}$	1.37 (1936/1413)	0.68 (605/887)	1.06
$^{165}\text{Ho}$	1.20 (2090/1735)	1.03 (766/744)	1.14
$^{181}\text{Ta}$	1.68 (2180/1300)	0.90 (790/881)	1.22
$^{197}\text{Au}$	1.18 (2588/2190)	0.62 (479/777)	1.00
$^{208}\text{Pb}$	1.54 (2731/1776)	0.38 (328/860)	1.30

Были установлены следующие закономерности:

- сечения полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, xn)$ , полученные в Саклэ и Ливерморе, оказываются сдвинутыми друг относительно друга по энергии;
- сечения реакции  $(\gamma, xn)$ , полученные в Саклэ, оказываются по абсолютной величине на  $\sim 8 - 15\%$  больше сечений, полученных в Ливерморе;
- величины сечений реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , полученные в Саклэ и Ливерморе, соотносятся между собой существенно иначе (детально ситуация будет рассмотрена далее):

- величины сечений реакций ( $\gamma, n$ ), полученных в Саклэ, в целом также оказываются больше величин сечений, полученных в Ливерморе, однако их отношение намного превышает 10 – 15 % расхождения между величинами сечений реакций ( $\gamma, xn$ );
- величины сечений реакций ( $\gamma, 2n$ ) оказываются связанными между собой в обратном соотношении.

Значительные расхождения одностипных данных по абсолютной величине были предметом многих исследований, в том числе и выполненных самими участниками экспериментов на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов.

Наиболее детальное из них было проведено в [24]. Сечения фотонейтронных реакций на ядрах  $^{e\sigma}\text{Zr}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{141}\text{Pr}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{e\sigma}\text{Pb}$ , полученные в Ливерморе ранее, были специально повторно измерены при энергиях вблизи максимума ГДР именно с целью выяснения возможных причин и способов устранения их расхождений с сечениями Саклэ. Новые данные по абсолютным величинам сечений фотонейтронных реакций для ядер  $^{e\sigma}\text{Zr}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{141}\text{Pr}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{e\sigma}\text{Pb}$  детально сравнивались между собой и были использованы для выработки рекомендаций по устранению расхождений данных и для других ядер. Основные рекомендации базировались на хорошем (в пределах величины 7 %) согласии данных различных лабораторий для ядра  $^{141}\text{Pr}$ . Данные для сравниваемых сечений (параметры аппроксимирующих лоренцианов  $E_m$ ,  $\sigma_m$  и  $\Gamma$ ) приведены в Таблице 4.

Таблица 4.

Сравнение [24] результатов экспериментов по определению сечения реакции  $^{141}\text{Pr}(\gamma, \text{sn})$ , выполненных в разных лабораториях

Лаборатория	Год	Ссылка	$E_m$ , МэВ	$\sigma_m$ , мбн	$\Gamma$ (МэВ)
Ливермор 1	1966	[25]	15.15	324	4.42
Джен. Атом.	1970	[26]	15.23	341	4.00
Саклэ	1971	[27]	15.04	347	4.49
Иллинойс	1972	[11]	15.36	332	4.07 *)
Ливермор 2	1974	[28, 29]	15.19	344	4.24
Ливермор 3	1987	[24]	15.19	340	4.15

\*) Данные, полученные на пучке меченых фотонов.

Выполненное сравнение позволяет сделать некоторые замечания о проявлении определенных систематических расхождений, полезные для анализа их возможных причин:

- сечение, полученное в Саклэ [27] имеет наибольшую величину;
- сечение, определенное в Ливерморе в 1966 году [25], имеет наименьшую величину;
- отношение данных Саклэ [27]/Ливермор [25] составляет 7 %;
- данные, полученные в Ливерморе в трех экспериментах, выполненных, в разные годы (1966, 1974 и 1987) значительно различаются;
- расхождение калибровок (значений  $E_m$ ) трех экспериментов, выполненных в Ливерморе, невелико (40 кэВ), однако все они заметно (170 – 210 кэВ) расходятся с калибровкой эксперимента в Саклэ;
- заметно различаются и формы ( $\Gamma$ ) полученных сечений, причем наибольшая ширина ГДР получена в Саклэ.

Относительно хорошее согласие результатов различных экспериментов, полученных для ядра празеодима  $^{141}\text{Pr}$ , послужило основанием для выработки рекомендаций по устранению расхождений между данными Ливермора и Саклэ для других ядер, исследованных в работе [24].

**Ядро  $^{90}\text{Zr}$ .** Установлено, что сечение, полученное в Саклэ [30], имеет величину, на 14 % большую, чем сечение Ливермора [24], тогда как для ядра  $^{89}\text{Y}$  расхождение данных работ [31] и [24] составляет 22 %, в связи с чем, было рекомендовано все данные работ [30, 31] для ядер  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$  и  $^{89}\text{Y}$  уменьшить на величину  $18 \pm 4$  %.

**Ядро  $^{127}\text{I}$ .** Установлено, что сечение, полученное в Саклэ [32], имеет величину, на 20 % большую, чем сечение Ливермора [24], в связи с чем, рекомендовано ввести для данных Саклэ нормировочный коэффициент 0.8.

**Ядро  $^{197}\text{Au}$ .** На основании аналогичного сравнения данных [24] с сечением, полученным в Саклэ [33], дается рекомендация об использовании для этого последнего нормировочного коэффициента 0.93.

**Ядра  $\text{Pb}$  и  $\text{Bi}$ .** На основании аналогичного сравнения данных [24] с сечениями, полученными в Иллинойсе [11], Ливерморе [34] и Саклэ [33], выработаны рекомендации по увеличению сечений Саклэ на 22 %.

Выработанные рекомендации представлены в Таблице 5.



Таблица 5.

Рекомендованный [24] фактор F (отношение  $\sigma_{Л}^{int}/\sigma_{С}^{int}$ ) нормировки данных Саклэ.

Ядро	Лаборатория	Фактор F
$^{ест}Rb$	Саклэ	$0.85 \pm 0.03$
$^{89}Sr$	Саклэ	$0.85 \pm 0.03$
$^{89}Y$	Саклэ	0.82
$^{89}Y$	Ливермор	1.0
$^{90}Zr$	Саклэ	0.88
$^{90}Zr$	Ливермор	1.0
$^{91}Zr$	Ливермор	1.0
$^{92}Zr$	Ливермор	1.0
$^{93}Nb$	Саклэ	$0.85 \pm 0.03$
$^{94}Zr$	Ливермор	1.0
$^{127}I$	Саклэ	0.8
$^{127}I$	Ливермор	Рекомендовано не использовать
$^{197}Au$	Саклэ	0.93
$^{197}Au$	Ливермор	Рекомендовано не использовать
$^{206}Pb$	Ливермор	1.22
$^{207}Pb$	Ливермор	1.22
$^{208}Pb$	Ливермор	1.22
$^{208}Pb$	Саклэ	0.93
$^{209}Bi$	Ливермор	1.22

Следует специально отметить, что при анализе расхождений, которые самими авторами [24] определяются как «ощутимые (appreciable)», ими в качестве возможных причин были названы ошибки (погрешности) процедур определения потока фотонов и эффективности регистрации нейтронов (“...error either in photon flux determination or in the neutron detection efficiency or in both”), использованных в Ливерморе. Тем не менее, в качестве основной рекомендации по устранению обсуждаемых расхождений стала процедура дополнительной нормировки данных не Ливермора, а Саклэ – умножения сечений, полученных в Саклэ, на фактор F (Таблица 5).

Данные, приведенные в Таблице 5, свидетельствуют о том, что предложенные [24] рекомендации по устранению ощутимых превышений данных Саклэ над данными Ливермора, двойственны и непоследовательны. Это вытекает из следующего:

- с одной стороны, абсолютные величины сечений реакций, полученных в Саклэ для всех перечисленных ядер (за исключением ядер  $^{206,207,208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$ ), рекомендовалось уменьшить (коэффициенты  $F = 0.80 - 0.93$ ), оставляя неизменными ( $F = 1.0$ ) величины сечений, полученных в Ливерморе – типичные примеры: данные для ядер  $^{89}\text{Y}$  и  $^{90}\text{Zr}$ ;
- с другой стороны, сечения для перечисленных выше ядер  $^{206,207,208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , полученные в Ливерморе [25], предлагалось увеличить – домножить на коэффициент 1.22 (выделены в таблице) – с тем, чтобы привести данные для ядра  $^{209}\text{Bi}$  в соответствие с данными эксперимента с МФ-фотонами [11], выполненного в Иллинойсе (США);
- двойственность и нелогичность использованного подхода становится еще более очевидной, если обратить внимание на то, что данные для ядер  $^{127}\text{I}$  [25]

и  $^{197}\text{Au}$  [35] оказались настолько расходящимися с соответствующими данными Саклэ, что для них никаких количественных рекомендаций выработано не было - вместо этого было рекомендовано эти данные вообще не использовать, как ненадежные.

Определённый разброс от ядра к ядру значений коэффициентов и  $F$  делает актуальным задачу системного исследования обсуждаемой ситуации, в общем.

### **Полная систематика данных по интегральным сечениям .**

С целью исследования соотношения абсолютных значений сечений полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, xn)$ , полученных в разных экспериментах, и выработки последовательных рекомендаций по их приведению в соответствие друг с другом по данным для свыше 500 сечений реакций для ядер от  $^3\text{H}$  до  $^{238}\text{U}$  была получена [16] полная систематика данных для отношений

$$r = R_{\text{сист}}^{\text{int}} = \sigma_{\text{разные лаборатории}}^{\text{int}}(\gamma, xn) / \sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{int}}(\gamma, xn) \quad (4)$$

значений интегральных сечений реакций  $(\gamma, xn)$ , полученных в разных лабораториях, к значениям, полученным в одной из них (конкретно в Ливерморе), представленная на Рис. 4.

Как и в случае анализа данных по параметру структурности в качестве своеобразного “эталона” вновь были выбраны данные Ливермора.

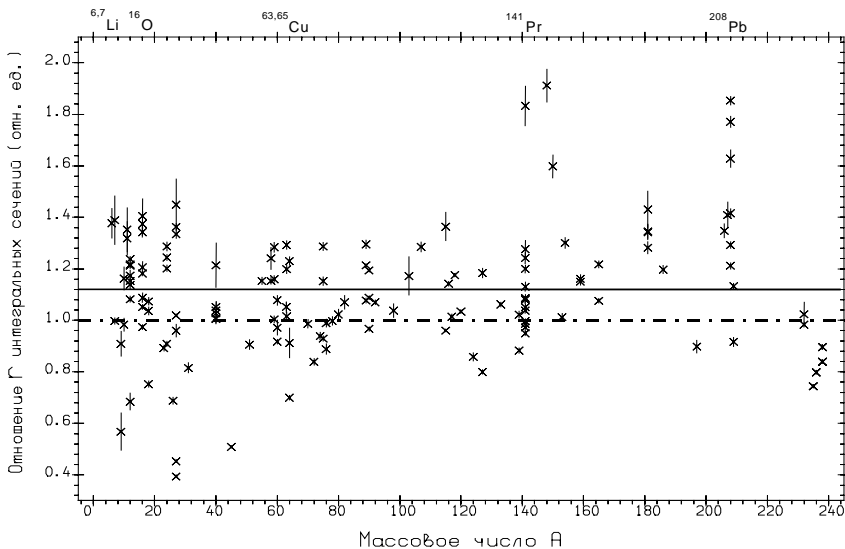


Рис. 4. Систематика [16] значений отношения  $r = R_{\text{сист}}^{\text{int}} = \sigma_{\text{разные лаборатории}}^{\text{int}}(\gamma, xn) / \sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{int}}(\gamma, xn)$  величин интегральных сечений полной фотонейтронной реакции до порога реакции  $(\gamma, 2n)$  для различных ядер, полученных с помощью различных фотонных пучков в разных лабораториях и с помощью квазимоноэнергетических фотонов в Ливерморе. Сплошная линия – среднее значение отношения  $r = R_{\text{сист.}}^{\text{int}} = 1.12$ , пунктир  $r = 1.0$ .

Для того, чтобы избежать дополнительных погрешностей, которые могут проявляться при энергиях выше порогов реакций с различной множественностью фотонейтронов (соотношения (27) Главы 1), которые будут специально рассмотрены ниже, значения интегральных сечений для каждого из ядер рассчитывались для областей энергий между порогами реакций ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) – фактически приведены интегральные характеристики тех частей сечений однейтронных реакций, которые в обеих лабораториях должны быть идентичными.

Приведенные на Рис. 4 отношения  $r$  свидетельствуют о явном расхождении по абсолютной величине данных Ливермора с данными большинства других лабораторий: среднее значение отношения  $\langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle \neq 1$ , причем подавляющее большинство отношений  $r$  располагается в области значений, больших 1. Несмотря на то, что между данными различных лабораторий также существуют определенные расхождения, а также на то обстоятельство, что среди рассчитанных значений отношений  $r$  присутствуют значения, меньшие 1, абсолютное большинство значений исследуемого отношения отчетливо концентрируются вокруг среднего значения  $\langle r \rangle = \langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle = 1.12$ . Весьма важно отметить, что КМА-данные Саклэ по абсолютной величине согласуются не с однотипными КМА-данными Ливермора, а с данными, полученными как в КМА-экспериментах в других лабораториях (General Atomic (США), Pennsylvania (США), Giessen (Германия)), так и в эксперименте с мечеными фотонами (Illinois (США)), а также и с данными ТИ-экспериментов (выполненными преимущественно в Москве и Мельбурне (Австралия)).

По-видимому, полная систематика данных подтверждает приведенные выше выводы авторов работы [24] о возможных причинах таких расхождений:

- погрешности в определении эффективности регистрации нейтронов в следствие использования нейтронных детекторов с различными эффективностями (как правило, известными с точностью, не превышающей 10 %)
- неточности процедур определения потока фотонов вследствие использования различных способов определения дозы  $\gamma$ -квантов (точность измерений, например с помощью тонкостенной ионизационной камеры составляет около 10 %);
- отсутствие во многих экспериментах учета самопоглощения фотонов в веществе мишени, что может приводить к погрешностям порядка нескольких %;
- погрешность в определении числа ядер мишеней на участке, обучаемом пучком фотонов, которая может достигать нескольких процентов;
- использование различных нормировок при проведении относительных измерений, поскольку сечения реакций-мониторов известны с точностью ~ 5 – 15 %).

Результаты выполненного анализа требуют по-новому взглянуть на рекомендации работы [24] по проведению согласования данных Ливермора и Саклэ.

Очевидно, что к их согласованию между собой (а также с данными упоминавшегося МФ-эксперимента [11] и большого количества данных ТИ-экспериментов!) приводит не уменьшение (умножение на коэффициент  $F$  (Таблица 5)) данных Саклэ, а напротив – увеличение данных Ливермора (как это собственно и было сделано в работе [24] для  $^{206,207,208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$ ). Естественным образом такое увеличение следует проводить путем умножения данных Ливермора на коэффициенты  $1/F = 1.08 - 1.25$ , полученные по данным для коэффициентов  $F$  Таблицы 5.

При таком подходе все значения коэффициентов  $1/F$  оказываются положительными и близкими к среднему значению приведенной выше систематики  $\langle r \rangle = \langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle = 1.12$ . К этому же значению естественно близки и данные, приведенные в Таблицах 2 и 3, представляющие собой малую выборку значений полной систематики.

### 4.1.3. Энергетический центр тяжести сечения реакций

Выше были отмечены значительные расхождения сечений реакций, полученных в разных экспериментах, по форме (вследствие, например, различий в энергетическом разрешении, присутствия переколебаний, перекачки значений сечения из одной области энергий в другую и т.д.). Были приведены расхождения, возникающие вследствие различных нормировок абсолютных величин сечений (асимметричная форма аппаратной функции, наличие подложек, погрешностей в определении дозы  $\gamma$ -излучения и эффективности регистрирующей аппаратуры).

В дополнение к описанным выше причинам существенных расхождений результатов разных экспериментов могут быть указаны и заметные различия энергетических калибровок разных экспериментов (вследствие, например, различного определения энергии фотонов, вызывающих реакцию (например, по максимуму или центру тяжести аннигиляционной линии, различных способов энергетической калибровки и т.д.).

На Рис. 5 представлена полная систематика [16, 17] данных о значении параметра  $\Delta E_{\text{ц.т.}}$ .

$$\Delta E_{\text{ц.т.}} = \Delta E_{\text{ц.т.}} - \langle E_{\text{ц.т.}} \rangle, \quad (5)$$

где  $E_{\text{ц.т.}} = \int \sigma(E) E dE / \int \sigma(E) dE$  – энергетический центр тяжести каждого из сравниваемых между собой экспериментальных сечений  $\sigma$  реакции ( $\gamma, xn$ ) рассчитанный

по общей для всех экспериментов области энергий, а  $\langle E_{ц.т.} \rangle$  - среднее значение центра тяжести сечения для каждого изотопа.

Из Рис. 5 видно, что энергетические центры тяжести сечений реакции, полученных в разных экспериментах, как правило, не совпадают друг с другом. Они оказываются сдвинутыми друг относительно друга на энергию, в среднем имеющую величину  $\langle E_{ц.т.} \rangle \sim 200$  кэВ (в отдельных случаях – до 400 кэВ), стандартное отклонение составляет  $\pm 83.6$  кэВ: при сравнении или совместной обработке сечений реакций из разных экспериментов, для достижения наилучшего согласия допустимо сдвигать их навстречу друг-другу по энергии на величину  $\sim 160$  кэВ (или одного к другому на величину  $\sim 300$  кэВ).

В качестве возможных причин возникновения погрешностей калибровки энергетической шкалы сечений в разных экспериментах, вызывающих смещения друг относительно друга энергетических центров тяжести сечений реакций (5), могут быть названы следующие:

- различные методы калибровки по энергии ТИ-пучков (калибровка по известным порогам или изломам в кривых выхода реакций приводит к точностям энергетической шкалы порядка 100 — 200 кэВ);
- систематические различия в определении энергетической шкалы при решении обратной задачи определения сечения реакции по экспериментальному выходу в ТИ-экспериментах различными методами и с различным шагом обработки (точность при этом составляет половину шага обработки);
- систематические расхождения в определении энергетической шкалы в разных КМИ-экспериментах (например, по энергии позитронов или центру тяжести эффективного спектра фотонов ) достигают 200 — 400 кэВ и т.д.



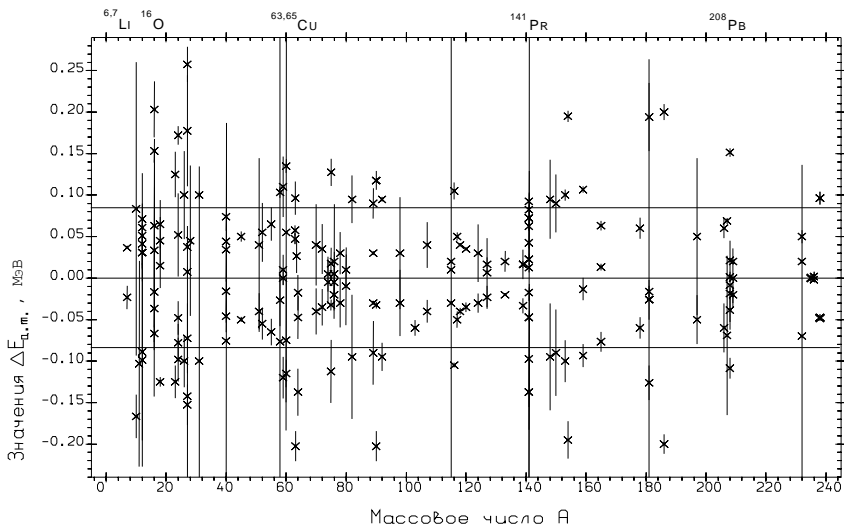


Рис. 5. Систематика данных о величине отклонений энергетического центра тяжести  $E_{\text{ц.т.}}$  сечения полной фотонейтронной реакции от среднего значения для различных ядер. Пунктирные линии - границы области стандартного отклонения.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что в энергетических калибровках экспериментов имеются систематические погрешности, которые при совместном анализе, оценке, использованы в комбинациях исходных сечений должны учитываться путем внесения соответствующих поправок. Эти поправки должны сближать однозначно идентифицированные особенности сечений, таким образом, чтобы не происходило заметного (превышающего величину  $\sim 2 \times 83.6 = 167.2$  кэВ) смещения центров тяжести корректируемых сечений.

#### **4.2. Расхождения сечений парциальных фотонейтронных реакций ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ), полученных в КМА-экспериментах в Ливерморе (США) и Саклэ (Франция)**

Выше были проанализированы расхождения величин интегральных сечений полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, xn$ ) (соотношение (27а) Главы 1), полученных в различных экспериментах. Было установлено, что данные Ливермора систематически отличаются по абсолютной величине от данных других лабораторий, и показано, что согласование данных может быть достигнуто путем дополнительной нормировки данных Ливермора.

Наряду с расхождениями сечений полной фотонейтронной реакции, определяемой в экспериментах непосредственно, ещё более серьезные расхождения были обнаружены для сечений составляющих её парциальных реакций – ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) – для определения множественности которых используются специальные методы, описанные в Главе 1. Выше упоминалось, что значительные расхождения данных Ливермора и Саклэ по сечениям реакций ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) были установлены [22, 23] при их совместном анализе

для 12 ядер –  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{117,118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  (Таблица 3).

К сожалению, в работах [22, 23] сравнение абсолютных величин сечений реакций проводилось на основании данных не об их интегральных характеристиках, а об амплитудах ГДР, корректировка энергетических шкал проводилась по областям энергий, в которых уже проявляются недостатки процедуры определения множественности фотонейтронов, а к тому же некоторые данные были использованы ошибочно. В этой связи, полученные [22, 23] данные были затем в значительной степени пересмотрены и уточнены [36]. Кроме того были получены [36] аналогичные данные ещё для 7 ядер –  $^{51}\text{V}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ .

В Таблице 6 приведены скорректированные значения отношений (Саклэ/Ливермор) отдельно для интегральных сечений полной ( $R^{\text{int}}(\gamma n) = \sigma^{\text{int}}_{\text{C}}(\gamma, n)/\sigma^{\text{int}}_{\text{Л}}(\gamma, n)$ ) и парциальных ( $R^{\text{int}}(n) = \sigma^{\text{int}}_{\text{C}}(\gamma, n)/\sigma^{\text{int}}_{\text{Л}}(\gamma, n)$  и  $R^{\text{int}}(2n) = \sigma^{\text{int}}_{\text{C}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{int}}_{\text{Л}}(\gamma, 2n)$ ) фотонейтронных реакций, полученные в совпадающих областях энергий для всех 19 рассмотренных ядер.

Из данных Таблицы 6 ясно видно, что, как уже отмечалось выше, в то время как величины интегральных сечений полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, n$ ), полученные в Саклэ, превышают величины, полученные в Ливерморе, на 6 – 15 % (в соответствии с данными полной систематики (Рис. 3 и Таблицы 3, 6), величины интегральных сечений парциальных реакций соотносятся между собой существенно иначе. В то время как для реакции ( $\gamma, n$ ) данные Саклэ также заметно превышают данные Ливермора, для реакции ( $\gamma, 2n$ ) наблюдается обратное соотношение.

Таблица 6.

Сравнение [36] величин отношений (Саклэ/Ливермор) интегральных сечений реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, xn)$  – соответственно  $R^{int}(n)$ ,  $R^{int}(2n)$  и  $R^{int}(xn)$ .

Ядро	$R^{int}(n)$ *)	$R^{int}(2n)$	$R^{int}(xn)$ *)
$^{51}\text{V}$	1.07	0.79	1.07
$^{75}\text{As}$	1.21	1.22	1.21
$^{89}\text{Y}$	1.25	0.87	1.25
$^{90}\text{Zr}$	1.26	0.73	1.26
$^{115}\text{In}$	0.97	0.76	0.97
$^{116}\text{Sn}$	1.10	0.92	1.10
$^{117}\text{Sn}$	1.02	0.93	1.02
$^{118}\text{Sn}$	1.07	0.86	1.07
$^{120}\text{Sn}$	1.00	0.86	1.00
$^{124}\text{Sn}$	0.93	0.94	0.93
$^{127}\text{I}$	1.34	1.07	1.34
$^{133}\text{Cs}$	1.10	0.88	1.10
$^{159}\text{Tb}$	1.07	0.71	1.07
$^{165}\text{Ho}$	1.20	1.05	1.20
$^{181}\text{Ta}$	1.25	0.89	1.25
$^{197}\text{Au}$	1.00	0.69	1.00
$^{208}\text{Pb}$	1.21	0.77	1.21
$^{232}\text{Th}$	0.84	0.69	0.84
$^{238}\text{U}$	0.76	0.79	0.76

\*) До порога реакции  $(\gamma, 2n)$  отношения практически совпадают (отличия – в третьем знаке).

Реакции  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  оказываются связанными (соотношение (20) Главы 1), вследствие чего определение сечения одной из них с большой систематической погрешностью неизбежно приводит к значительной систематической погрешности в сечении другой реакции. Очевидно также, что занижение абсолютного значения сечения реакции  $(\gamma, n)$  приводит к завышению абсолютного значения сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  и, соответственно, наоборот.

Полная систематика обсуждаемых отношений интегральных сечений парциальных фотонейтронных реакций для 19 перечисленных выше ядер представлена на Рис. 6.

Отмеченные выше расхождения интегральных сечений реакций проявляются отчетливо для 14 из 19 исследованных ядер: если сечения реакции  $(\gamma, n)$ , полученные в Саклэ, имеют большие величины, чем в Ливерморе (квадраты в основном расположены в области значений, больших 1.0), то для сечений реакции  $(\gamma, 2n)$  соотношение оказывается обратным (треугольники в основном расположены в области значений, меньших 1.0).

Исключения составляют данные для 5 ядер  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  и  $^{238}\text{U}$ . Отношения для первых трех из них названы «Особые случаи», поскольку для них треугольники (отношения для реакций  $(\gamma, 2n)$ ) располагаются в области выше 1.0. Отношения для двух последних – «Идеальные случаи» – условно названы так потому, что для них треугольники и квадраты оказываются близкими и друг к другу.

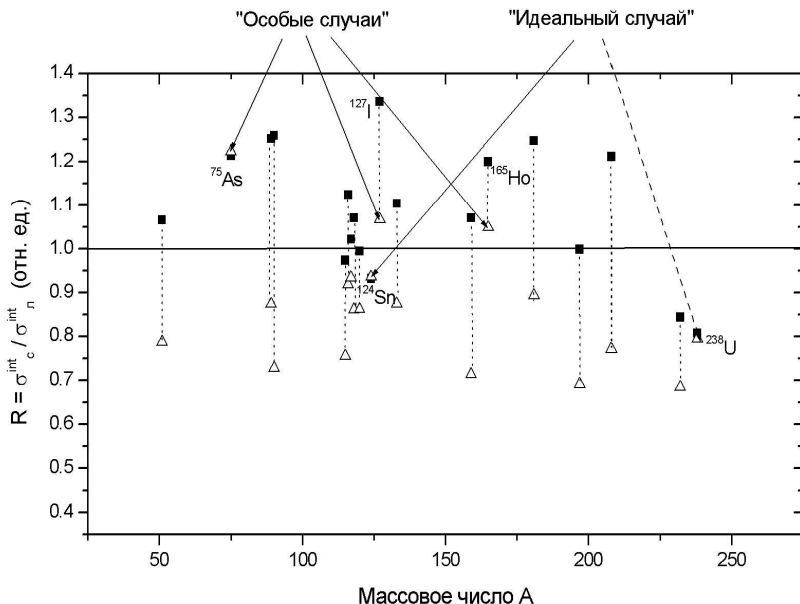


Рис. 6. Систематика значений (Таблица 6) отношений  $R(n) = \sigma_{\text{Саклэ}}^{\text{int}}(\gamma, n) / \sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{int}}(\gamma, n)$  – квадраты и  $R(2n) = \sigma_{\text{Саклэ}}^{\text{int}}(\gamma, 2n) / \sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{int}}(\gamma, 2n)$  – треугольники, полученных после соответствующей корректировки энергетических шкал для согласованных диапазонов интегрирования по данным экспериментов, выполненных в Саклэ и Ливерморе.

В работе [36] показано, что появление «особых» и «идеальных» случаев обусловлено тем, что, в отличие от остальных 14 ядер, для перечисленных 5 ядер значения  $R^{\text{инт}}(xn) = \sigma^{\text{инт}}_{\text{с}}(\gamma, xn) / \sigma^{\text{инт}}_{\text{л}}(\gamma, xn) \neq \text{const}$  и зависят от энергии фотонов  $E_{\gamma}$  в областях энергий выше порогов реакции  $(\gamma, 2n)$ . Это свидетельствует о наличии дополнительных погрешностей, которые должны учитываться специальным образом. Учёт таких погрешностей был сделан в работе [36] с помощью введения вместо постоянных отношений  $R^{\text{инт}}(xn)$  соответствующих функций энергии фотонов  $R(E_{\gamma})$ .

### **4.3. Влияние систематических погрешностей результатов отдельных экспериментов на взаимную обработку нескольких из них**

Для повышения точности данных о сечениях полного фотопоглощения и каналах распада ГДР, необходимых для проведения на современном уровне детальных исследований многих особенностей фоторасщепления атомных ядер, использования данных в разнообразных приложениях, требуется объединение информации возможно максимального числа независимых измерений. Однако в условиях, когда результаты отдельных экспериментов существенно расходятся друг с другом, и простое сравнение, а тем более комбинирование данных из разных экспериментов представляет собой во многих случаях нетривиальную задачу. Эта задача требует для своего решения возможно более полного учета всех проявляющихся систематических расхождений (аппаратная функция, абсолютная нормировка, энергетическая

калибровка) и связанных с ними погрешностей экспериментов.

Приведенные выше данные свидетельствуют о том, что в то время, как в каждом из экспериментальных сечении достигнута достаточно высокая ( $\sim 5 - 10 \%$ ) статистическая точность, систематические расхождения между отдельными сечениями намного превосходят статистический разброс точек каждого из них и составляют около  $30 - 35 \%$ . В таких условиях оценка точности каждого отдельного сечения лишь по его статистической погрешности представляется неправомочной: необходимо оперировать полной погрешностью

$$\Delta\sigma_{\text{полн.}} = \Delta\sigma_{\text{статист.}} + \Delta\sigma_{\text{системат.}} \quad (6)$$

В связи со всем сказанным, очевидно, что простое объединение (суммирование или объединение с весами) соответствующих значений всех сечений без учета систематических погрешностей может привести к существенной потере информации. Безусловно, такое объединение естественным образом уменьшит значение  $\Delta\sigma_{\text{статист.}}$  (повысит статистическую точность до значений  $\sim 1.5 - 2.0 \%$ !), но никак не изменит величину систематической погрешности, которая так и останется равной  $\sim 30 - 35 \%$ . Поскольку расхождения между отдельными сечениями могут иметь разную природу – погрешности в нормировке и энергетической калибровке, одним из следствий такого не вполне корректного объединения станет существенная потеря информации: усредненные или средневзвешенные сечения окажутся существенно более гладкими по сравнению с исходными. Из приведенных ранее данных ясно, форма сечения, полученного их простым объединением, может существенно измениться. Так, например, в наличие в объединенном сечении всего лишь одного отчетливо



выраженного максимума в то время, как каждое из объединяемых содержит их, к примеру, два, представляет собой именно искажение (потерю) информации о сечении.

Природу влияния систематических погрешностей обсуждаемого типа на результат объединения результатов нескольких экспериментов иллюстрирует Рис. 7, на котором приведены очень простые, наглядные и очевидные примеры получения суммы и разности двух сечений, каждое из которых имеет форму единственного резонанса и получено при одинаковых идеальных (гаусианоподобных) аппаратных функциях.

На Рис. 7 в верхней части показывается, каким образом получаются сумма и разности рассматриваемых сечений в идеальных условиях. Если для рассматриваемых двух сечений имеется всего лишь небольшое расхождение калибровок (сдвиг энергетических шкал сравниваемых сечений относительно друг друга), то сумма исходных сечений (Рис. 7, середина) уже не будет соответствовать исходным аппаратным функциям. Она будет представлять собой искаженное и к тому же уширенное сечение (в определенном смысле), то есть имеющее худшее энергетическое разрешение. Такое получение информации о суммарном сечении при искаженной аппаратной функции означает искажение (потерю) информации о самом сечении.

Еще более существенным окажется потеря информации о сечении, которое будет представлять собой результат вычитания одного из них из другого.

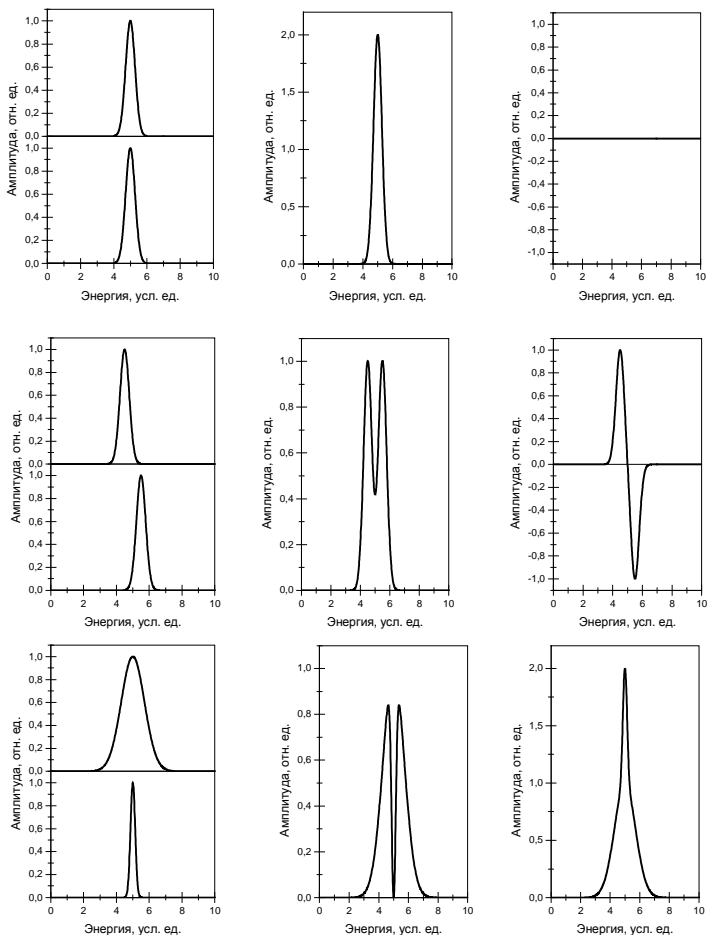


Рис. 7. Влияние расхождений в аппаратных функциях двух экспериментов (столбцы слева) на структуру сечения реакции, получаемого в результате суммирования их результатов (столбцы посередине) и вычитания одного из другого (столбцы справа):

- сверху – при совпадении калибровок и разрешений;
- посередине – при расхождении калибровок;
- внизу – при расхождении разрешений.

На Рис. 7 (внизу) видно, что без специальной корректировки энергетических шкал полученный таким образом результат – разность сечений – по существу уже вообще не будет сечением, поскольку соответственно форме результирующей аппаратной функции – разности аппаратных функций, при которых были получены уменьшаемое и вычитаемое сечения - будет содержать области отрицательных значений.

Такое «сечение», имеющее отрицательные значения в областях отрицательных значений результирующей аппаратной функции, будет по существу представлять нефизический результат.

Рис. 7в иллюстрирует искажения информации о сечении, которые возникают в том случае, когда данные получены при одной и той же калибровке, но при различных энергетических разрешениях.

Следует обратить особое внимание на то обстоятельство, что пренебрежение систематическими погрешностями сравниваемых сечений реакций будет вести к тем большим искажениям в результирующем сечении, чем с большей статистической точностью получены сечения исходные. Так, например, чем с более высоким энергетическим разрешением будут получены исходные сечения, тем меньшие рассогласования их энергетических шкал будут приводить к потере информации об этих сечениях в результате их совместной обработки. Так, суммирование сечений, определенных с высоким разрешением, при достаточно больших расхождениях калибровок будет приводить к тому, что, например, вместо одного максимума появятся два, то есть в суммарном сечении будет получена ложная (отсутствующая в исходных сечениях) структура. В то же время, в сечении, полученном, как разность других, напротив, искажения будут заключаться в том, что реальные максимумы, попадая

в область отрицательных значений результирующей аппаратной функции, будут ослабляться или вообще исчезать.

Таким образом, совместная обработка результатов разных экспериментов без достаточно детального анализа присутствующих в них систематических погрешностей будет приводить к искажениям не только абсолютных величин результирующих сечений, но и их формы. Простой пример того, как к подобным искажениям величины и формы исследуемого сечения реакции приводит проведение простейшей разностной процедуры без учета обсуждаемых систематических погрешностей, представлен на Рис. 8 [37].

Сечение реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, \text{np})^{61}\text{Ni}$  определялось из анализа разности двух экспериментальных сечений с применением соотношения

$$\sigma(\gamma, \text{np}) = \sigma[(\gamma, \text{n}) + (\gamma, \text{np})] - \sigma(\gamma, \text{n}) \quad (7)$$

- к результатам двух экспериментов. В одном из них [27] сечение реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, \text{n})^{62}\text{Cu}$  было определено с помощью метода наведенной активности, в другом [38] сечение реакции  $^{63}\text{Cu}[(\gamma, \text{n}) + (\gamma, \text{np})]$  было получено с помощью прямой регистрации фотонейтронов и их разделения по множественности. Оба экспериментальных сечения приведены на Рис. 8а.

Представленные данные свидетельствуют о присутствии систематических погрешностей, которые кратко обсуждались выше – сумма сечений реакций  $(\gamma, \text{n})$  и  $(\gamma, \text{np})$  имеет меньшую абсолютную величину, чем сечение реакции  $(\gamma, \text{n})$ . Очевидно, что присутствуют погрешности, как нормировки, так и энергетической калибровки сечений обоих (или одного из них, по крайней мере – рассогласования этих параметров в обоих экспериментах).

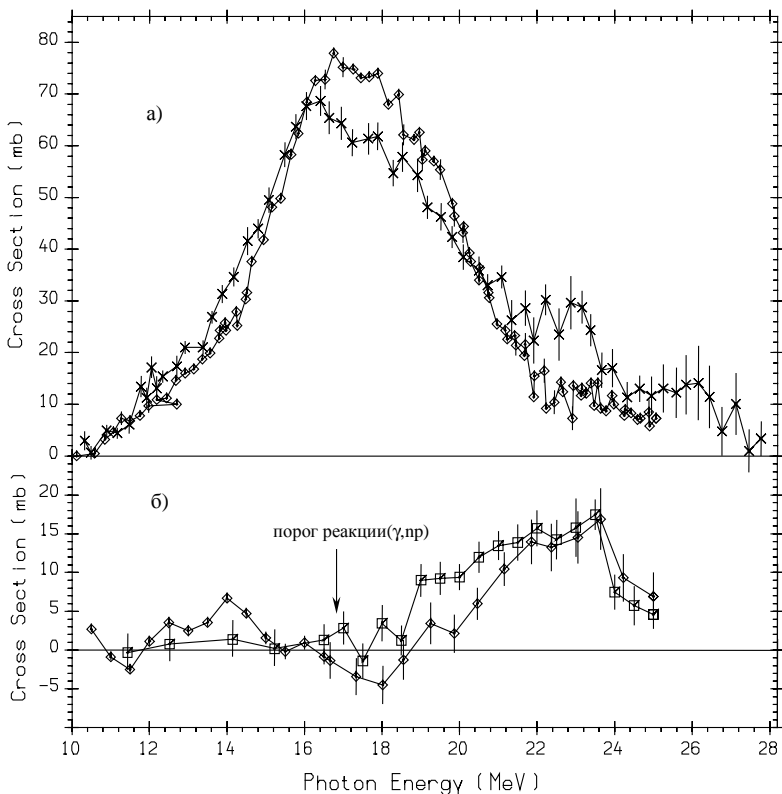


Рис. 8. Сравнение сечений реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, np)^{61}\text{Ni}$ , оцененных разными способами:

а – сечения реакций  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  (ромбы, [37]) и  $^{63}\text{Cu}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  (кресты, [38]);

б – сечение реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, np)^{61}\text{Ni}$ :

- ромбы - данные [37] о сечении реакции  $(\gamma, np)$ , полученные с использованием простой нормировки данных о сечениях реакций  $[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  и  $(\gamma, n)$ ;
- квадраты - данные [39] о сечении реакции  $(\gamma, np)$ , полученные с помощью совместной обработки данных

о сечениях реакций  $[(\gamma,n)+(\gamma,np)]$  и  $(\gamma,n)$  с помощью метода редукции.

Для устранения систематических расхождений была выполнена [37] простая нормировка данных обоих экспериментов в области энергий ниже порога реакции  ${}^{63}\text{Cu}(\gamma,np){}^{61}\text{Ni}$  ( $E_{\text{пор.}} = 16.7$  МэВ), а конкретно – при  $E_{\gamma} = 160$  МэВ (на Рис. 8а хорошо видно совпадение при этой энергии абсолютных значений обоих сечений).

Полученное с применением после этого соотношения (7) сечение  ${}^{63}\text{Cu}(\gamma,np){}^{61}\text{Ni}$  приведено на Рис. 8б (ромбы) и характеризуется наличием областей, в которых сечение представляет собой нефизический результат:

- большие положительные значения (до 10 мбн) при энергиях 12 – 16 МэВ (ниже порога  $E_{\text{пор.}} = 16.7$  МэВ);
- большие отрицательные значения при энергиях выше порога (до -4,5 мбн при  $E_{\gamma} = 18$  МэВ).

Происхождение областей с отрицательными значениями напрямую связано с эффектами, которые проиллюстрированы на Рис. 7б – на Рис. 8а хорошо видны различия и по величине и по форме обоих сечений. Наличие нефизических областей в сечении  ${}^{63}\text{Cu}(\gamma,np){}^{61}\text{Ni}$  [28] в соответствии со сказанным выше указывает на ненадежность (недостаточность) использованной процедуры взаимной нормировки сечений из работ [37] и [38], выполненной без учета отмечавшихся погрешностей энергетических калибровок обоих экспериментов.

На Рис. 8б приведено сечение (квадраты), оцененное нами [39] с помощью метода редукции (см. далее Главу 5) при учете имеющихся систематических расхождений обрабатываемых данных и по абсолютным величинам и по калибровке энергетических шкал.

Для этого предварительно сечение реакции  ${}^{63}\text{Cu}(\gamma,n){}^{62}\text{Cu}$  было оценено (Рис. 9) с помощью метода

редукции на основе результатов 9 различных экспериментов (в том числе и сечения реакции, полученного в работе [37]).

Как отмечалось ранее в Главе 1 (см. далее Главу 5), метод редукции позволяет преобразовать каждое сечение, полученное со своей формой аппаратной функции и при своей калибровке, к виду, которое оно имело бы, будучи полученным при некоторой другой - единой для всех экспериментов аппаратной функции.

При формировании такой единой аппаратной функции (формулировании требований к ней) может учитываться и различие калибровок каждого эксперимента, например, на основании приведения в соответствие таких обобщенных характеристик каждого из сечений, значения центров тяжести и интегральных сечений. Учет систематических расхождений при переходе к единой аппаратной функции позволяет получить более правильные величину и форму оцененного сечения, а объединение информации нескольких сечений при учете систематических погрешностей каждого позволяет в оцененном сечении достигнуть большей статистической точности.

Конкретное сравнение (Рис. 9) оцененного сечения реакции (сплошная линия) с обсуждавшимся выше сечением [37] (квадраты) показывает, к каким именно изменениям приводит учет упомянутых систематических погрешностей:

- оцененное сечение имеет максимум, сдвинутый в сторону меньших энергий на величину  $\sim 400$  кэВ (16.54 вместо 16.97 МэВ);
- оцененное сечение имеет несколько иную форму, прежде всего на начальном участке до энергий  $\sim 19$  МэВ.
- .

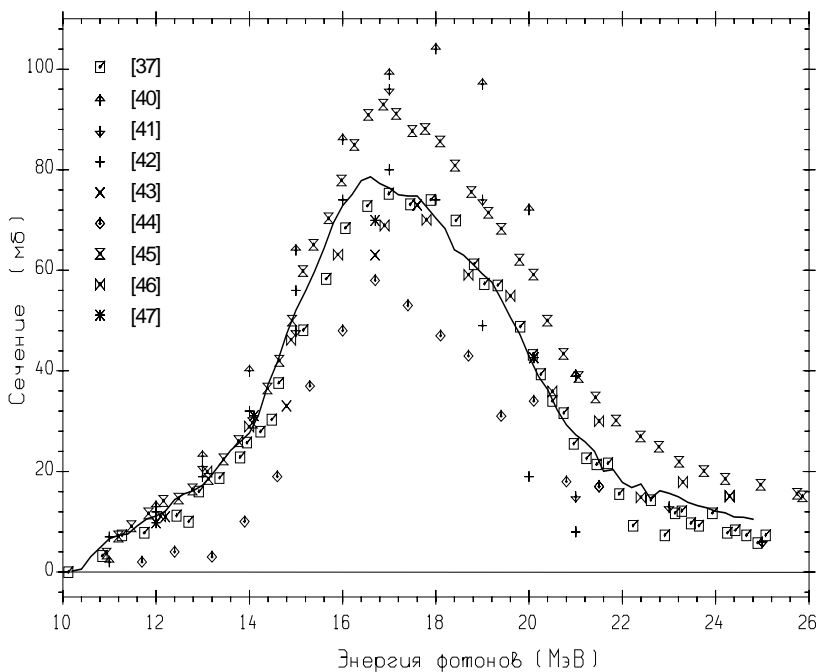


Рис. 9. Экспериментальные сечения, полученные в 9 различных экспериментах и оцененные с помощью метода редукиции (сплошная линия) сечения фотонейтронной реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ .



Новые надежные параметры взаимной нормировки и калибровки оцененного сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$  [39] с сечением реакции  $^{63}\text{Cu}[(\gamma,n)+(\gamma,np)]$  [28], основанные на данных о центрах тяжести и интегральных сечениях (а не на абсолютных величинах сравниваемых сечений в одной точке при) позволили применить ту же разностную процедуру (7), однако в условиях учета взаимных систематических расхождений.

Сравнение приведенных на Рис. 8б данных, полученных с учетом систематических погрешностей и без него, наглядно иллюстрирует все сказанное выше о влиянии рассогласований аппаратных функций экспериментов на конечный результат их взаимной обработки (в данном случае вычитания одного результата из другого). В оцененном сечении реакции  $(\gamma,np)$  также имеется отрицательный резонанс на начальном участке сечения (~ 12 – 15 МэВ), обусловленный тем обстоятельством, что кроме систематических погрешностей обсуждаемых типов, в результатах одного (или обоих) экспериментов, имеются и определенные неучтенные погрешности иного типа, о чем свидетельствует некоторое (незначительное) расхождение обрабатываемых сечений по форме.

Из данных Рис. 8б видно, каким образом корректировка обоих сечений с помощью метода редукции позволяет устранить их основные систематические расхождения – амплитуда наблюдающегося в оцененном сечении отрицательного резонанса находится практически в пределах статистических погрешностей (интегральное сечение на этом участке равно  $1.4 \pm 1.3$  МэВ·мбн, тогда как в сечении, полученном в работе [37], оно имело заметно большую величину -  $5.9 \pm 2.7$  МэВ·мбн).

Следует особо отметить, что даже в простейшем рассмотренном случае в полном соответствии со сказанным

выше отсутствие учета систематических погрешностей энергетических калибровок двух совместно обрабатываемых сечений реакций привело [37] к искажению не только абсолютной величины результата такой обработки, но и наблюдаемой в нем промежуточной структуры. Точность оцененного с помощью метода редукции сечения [39] позволяет надежно интерпретировать лишь один максимум при энергии 23.6 МэВ и некоторую относительно слабую особенности при энергии 22.0 МэВ. В то же время в полученном ранее сечении реакции [37] на уровне достигнутой статистической точности как достаточно «надежно» выделенные обсуждались 7 максимумов при энергиях 12.3, 14.0, 17.0, 18.0, 19.1, 22.0 и 23.6 МэВ.

Очевидно, что в более сложных случаях такие искажения структурных особенностей сечений также будут присутствовать, однако не будут столь явными, как в рассмотренном простейшем случае. Рассогласования энергетических калибровок могут приводить как к возникновению ложной структуры, так и к заглаживанию реальной структуры.

Систематические расхождения результатов разных экспериментов должны учитываться также и при определении информации о сечениях одних реакций по сечениям других, что широко используется в тех случаях, когда искомые сечения могут быть определены не прямо, а лишь в каких то комбинациях с другими.

При отсутствии учета систематических расхождений информация о сечениях реакций, получаемая в фотоядерных исследованиях с помощью упомянутой выше комбинации (7), а также ряда других широко используемых, например,

$$\sigma(\gamma,p) = \sigma[(\gamma,p) + (\gamma,np)] - \sigma(\gamma,np) \quad (8a)$$

$$\sigma(\gamma,2n) \approx \frac{1}{2}[\sigma(\gamma,xn) - \sigma(\gamma,n) - \sigma(\gamma,np)], \quad (8б)$$

$$\sigma(\gamma,sn) \approx \sigma(\gamma,abs) - \sigma(\gamma,p), \quad (8в)$$

так же, может быть в значительной степени искажена – искажение абсолютной величины, появление ложной или заглаживание реальной структуры, появление нефизических областей.

Очевидно, что для предотвращения (или, по крайней мере, снижения влияния) систематических расхождений обсуждаемого типа на характеристики определяемых сечений реакций, при обработке данных разных экспериментов должны быть приняты специальные меры – их нормировки и калибровки должны быть унифицированы, аппаратные функции максимально приближены друг к другу [40 – 48].

## Литература к Главе 4

1. E.G.Fuller, H.Gerstenberg. Photonuclear Data - Abstracts Sheets 1955 - 1982. NBSIR 83-2742. U.S.A. National Bureau of Standards, 1983.
2. В.В.Варламов, В.В.Сапуненко, М.Е.Степанов. Фотоядерные данные 1976 - 1995. Указатель. Издательство Московского университета, -М., 1996.
3. S.S.Dietrich, B.L.Berman. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 38 (1988) 199. B.L.Berman, S.C.Fultz. Rev.Mod.Phys., 47 (1975) 713.
4. A.V.Varlamov, V.V.Varlamov, D.S.Rudenko, M.E.Stepanov. Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections. INDC(NDS)-394, IAEA NDS, Vienna, Austria, 1999.
5. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.В.Лазутин, И.М.Пискарёв, В.С.Сопов, В.Г.Шевченко. Ядерная физика, 12 (1970) 892.
6. A.Veysiere, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre, A.De Miniac. Nucl.Phys., A227 (1974) 513.
7. R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, R.R.Harvey, S.C.Fultz. Phys.Rev., 133 (1964) B869.  
J.T.Caldwell, R.L.Bramblett, B.L.Berman, R.R.Harvey. Phys.Rev.Lett., 15 (1965) 976.
8. R.E.Pywell, M.N.Thompson, B.L.Berman. Nucl.Instr. and Meth., 178 (1980) 149.
9. J.G.Woodworth, K.G.McNeill, J.W.Jury, R.A.Alvarez, B.L.Berman, D.D.Faul, P.Meyer. Phys.Rev., C19 (1979) 1667.
10. В.В.Варламов, Н.Г.Ефимкин, Б.С.Ишханов, В.В.Сапуненко. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1 (1993) 52.

11. L.M.Young. Photoneutron Cross Sections and Spectra from Monoenergetic Photons on Yttrium, Praseodimium, Lead, and Bismuth in the Giant Resonance. Ph.D. Thesis, University of Illinois, USA, 1972.
12. L.S.Cardman. Photon Tagging. Present Practice and Future Prospects. Preprint P/83/12/168, University of Illinois at Urbana -Champaign, 1983.
13. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Ю.П.Пытьев, А.П.Черняев, Д.В.Юдин. Вестник Московского университета. Физика, Астрономия. 25 (1984) 53.
14. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Н.Г.Ефимкин, А.П.Черняев. Известия АН СССР, серия физическая, 55, 1021 (1991).
15. N.G.Efimkin, B.S.Ishkhanov, Ju.P.Pyt'ev, V.V.Varlamov. The Energy Resolution Improvement by the Method of Reduction in Photonuclear Experiments. MSU INP Preprint-91-35/239, -M., 1991.
16. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Ядерная физика, 67 (2004) 2131.
17. N.G.Efimkin, V.V.Varlamov. The Method of Reduction as Photonuclear Data Evaluation Tool. International Symposium on Nuclear Data Evaluation Methodology (USA BNL, 12 - 16 October 1992). World Scientific Press, ISBN 981-02-1285-2, 1993, p. 585.
18. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, М.Е.Степанов. Известия РАН, серия физическая, 62 (1998) 1035.
19. В.В.Варламов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Оценка сечения реакции  $^{34}\text{S}(\gamma, \text{sn})$  с помощью метода редукции. Тезисы докладов Международной конференции по ядерной физике “Кластеры в ядерной физике”. I Совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Санкт-Петербург, 14 - 17 июня 2000 г., -С -Пб, 2000, с. 349.

20. Ю.П.Пытьев. Методы анализа и интерпретации эксперимента. Издательство Московского университета, -М, 1990.
21. Ю.П.Пытьев. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. Физматлит. -М, 2002.
22. B.L.Berman, R.E.Pywell, S.S.Dietrich, M.N.Thompson, K.G.McNeill, J.W.Jury. Phys.Rev., C36 (1987) 1286.
23. R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, B.L.Berman, R.R.Harvey, S.C.Fultz. Phys.Rev., 148 (1966) 1198.
24. R.E.Sund, V.V.Verbinski, H.Weber, L.A.Kull. Phys.Rev., C 2 (1970) 1129.
25. H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre, A.Veyssiere, A.Parlag. Nucl.Phys., A172 (1971) 426.
26. J.T.Caldwell, E.J.Dowdy, B.L.Berman, R.A.Alvarez, P.Meyer. Phys.Rev., C 21 (1980) 1215.
27. B.L.Berman, J.T.Caldwell, E.J.Dowdy, S.S.Dietrich, P.Meyer. Phys.Rev., C 34 (1986) 2201.
28. A.Lepretre, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Veyssiere, M.Sugawara. Nucl.Phys., A 175 (1971) 609.
29. B.L.Berman, J.T.Caldwell, R.R.Harvey, M.A.Kelly, R.L.Bramblett, S.C.Fultz. Phys.Rev., 162 (1967) 1098.
30. R.Bergere, H.Beil, P.Carlos, A.Veyssiere. Nucl.Phys., A 133 (1969) 417.
31. A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre. Nucl.Phys., A 159 (1970) 561.
32. R.R.Harvey, J.T.Caldwell, R.R.Bramblett, S.C.Fultz. Phys.Rev., B136 (1964) 126.
33. S.C.Fultz, S.C.Fultz, J.T.Caldwell, N.A.Kerr. Phys.Rev., 127 (1962) 1273.
34. E.Woly nec, A.R.V.Martinez, P.Gouffon, Y.Miyao, V.A.Serrao, M.N.Martins. Phys.Rev., C29 (1984) 1137.
35. E.Woly nec, M.N.Martins. Revista Brasileira Fisica, 17 (1987) 56.

36. В.В.Варламов, Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Ядерные константы», 1- 2 (2003) 48.
37. R.E.Sund, M.P.Baker, L.A.Kull, R.B.Walton. Phys.Rev., 176 (1968) 1366.
38. В С.Fultz, R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, R.R.Marvey. Phys.Rev., B133 (1964) 1149.
39. В.В.Варламов, Н.Г.Ефимкин, Б.С.Ишханов, В.В.Сапуненко, М.Е.Степанов. Ядерная физика, 58 (1995) 387.
40. V.V.Varlamov, N.N.Peskov. Evaluation of  $(\gamma, xn)$ ,  $(\gamma, sn)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ , and  $(\gamma, f)$  Reactions Cross Sections for Actinides Nuclei  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , and  $^{239}\text{Pu}$ : Consistency Between Data Obtained Using Quasimonoenergetic Annihilation and Bremsstrahlung Photons. Preprint MSU SINP 2007-8/829.
41. В.В.Варламов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. № 6 (2004) 19.
42. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Ядерная физика, 67, №12 (2004) 2131.
43. B.S.Ishkhanov, V.V.Varlamov. Photonuclear Reactions: Modern Status of the Data. Ядерная физика, 67, No 9 (2004) 1691.
44. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов. Физика элементарных частиц и атомного ядра, том 35, вып. 4, 2004, с. 858.
45. В.В.Варламов, М.Е.Степанов. Ядерная физика, 65, N1 (2002) 1.
46. V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov. Study of Consistency Between  $(\gamma, xn)$ ,  $[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  and  $(\gamma, 2n)$  Reaction Cross Sections Using Data Systematics. Vienna, Austria. INDC(CCP)-433, IAEA NDS, Vienna, Austria, 2002.

47. В.В.Варламов, Н.Г.Ефимкин, Б.С.Ишханов, В.В.Сапуненко, М.Е.Степанов. Ядерная физика, 58 (1995) 387.
48. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.В.Сургутанов, А.П.Черняев, Р.А.Эрамжян. Известия АН СССР, серия физическая, 51 (1987) 195.



## **Глава 5. Способы учета и устранения расхождений сечений фотонейтронных реакций, полученных в различных экспериментах**

### **5.1. Устранение расхождений сечений реакций по форме на основании учёта аппаратных функций экспериментов**

В Главе 1 было показано, что как условия проведения измерений, так и процедуры получения информации о сечении реакции в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения (ТИ) и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов (КМА), с помощью которых было получено наибольшее количество данных, существенно различаются. В Главе 4 было показано, что, прежде всего, это относится к аппаратной функции эксперимента - эффективному спектру фотонов, вызывающих реакцию - различия по форме которых, являются причиной расхождений получаемых сечений по форме. Различие методов определения потока фотонов, вызывающих реакцию, а также наличие погрешностей в определении эффективности используемых нейтронных детекторов приводят к заметным расхождениям получаемых сечений по величине. Расхождения энергетических калибровок различных установок служат источниками определенных искажений при проведении сравнения и совместного использования результатов разных экспериментов. При совместном использовании результатов разных экспериментов существенные искажения в форму результирующего сечения могут вносить и относительно небольшие различия в их энергетическом разрешении.

В этой связи при сравнении и совместном использовании результатов различных экспериментов особую актуальность приобретает проблема их единой интерпретации. Для того, чтобы в результат такой обработки не были внесены дополнительные искажения, при ее проведении должны быть созданы условия для того, чтобы учесть и в максимальной степени снизить влияние на результат обработки систематических погрешностей трех типов, подробно рассмотренных в Главе 4:

- расхождения по форме, обусловленные различиями в аппаратных функциях;
- расхождения в абсолютной величине;
- расхождения в энергетической калибровке.

В Главах 1 и 4 отмечалось, что для единой интерпретации результатов разных экспериментов, полученных в различных условиях, необходимо их преобразование от вида, который они приобрели, будучи определенными в своих индивидуальных условиях, к виду, который все они имели бы, будучи определенными в некоторых единых условиях (при идентичных или достаточно близких аппаратных функциях, при единых нормировках и калибровках). Отмечалось также (и было кратко проиллюстрировано в Главе 4 на примере особенностей получения сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, np)^{61}\text{Ni}$ ), что систематические погрешности всех трех рассматриваемых типов могут быть учтены с помощью метода редукции [1, 2].

Этот метод позволяет преобразовывать сечение реакции от вида, определяемого конкретной формой аппаратной функции, к его виду при другой аппаратной функции, которая может задаваться из соображений физического смысла задачи. Наиболее естественное направление формулировки такой задачи в свете рассматриваемых проблем – получение данных о сечении

реакции, соответствующем аппаратной функции с формой близкой к гауссиану.

### 5.1.1. Метод редукции результатов измерений

Метод редукции, основанный на теории измерительно-вычислительных систем сверхвысокого разрешения, был разработан [1, 2] дополнительно к методам восстановления сечения реакции из ее экспериментально измеренного выхода, как метод, позволяющий избежать прямого решения обратной задачи, которая для экспериментов на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения имеет вид (соотношение (1) Главы 1):

$$Y(E_{jm}) = \alpha \int_{E_{th}}^{E_{jm}} W(E_{jm}, E) \sigma(E) dE, \quad (1)$$

где  $E_{th}$  – энергетический порог реакции;  
 $\alpha$  – нормировочная константа.

Метод редукции результатов измерений отличается от многих других широко распространённых методов обработки, таких, например, как методы наименьших квадратов и их различные регуляризационные варианты, метод максимальной энтропии и другие, в которых решение находится путём минимизации функционалов, не имеющих прямого отношения к погрешностям интерпретации результатов измерений.

Фактически он представляет собой статистически обеспеченный метод подбора сечения реакции, соответствующего выбранной (желаемой) аппаратной функции (например, гауссианом), которое, будучи свернутым со спектром фотонов, дает наименьшие отличия от экспериментального выхода реакции.

Подход к получению информации о сечении реакции с помощью метода редукции имеет определенные преимущества:

- ширина на половине высоты аппаратной функции, выбранной в виде гауссиана, реально определяет достигаемое в сечении энергетическое разрешение;
- аппаратная функция имеет вид гауссиана (симметрична, не имеет подложки и переколебаний), а следовательно, восстановленное сечение свободно от обычных недостатков аппаратных функций других методов;
- имеются возможности приводить сечение к заранее заданному (желаемому, «идеальному») энергетическому разрешению, а также - прямо рассчитывать погрешности восстановленного сечения из погрешностей экспериментального выхода;
- использование метода редукции позволяет экспериментатору освободиться от необходимости создания условий, при которых спектр бы считался близким к моноэнергетическому, непосредственно при проведении измерения – ему важно лишь как можно более точно знать аппаратную функцию, с помощью которой это измерение проводится.

Очень кратко суть метода редукции заключается в следующем.

Интегральное уравнение (1), связывающее между собой искомое сечение реакции, ее экспериментальный выход и тормозной спектр, представляется в матричном виде (модель  $[A, \Sigma]$ ), при этом связь выхода реакции с ее сечением описывается следующим соотношением

$$y = A\sigma + v, \quad (2)$$

где  $y$  – экспериментальный выход реакции;  
 $A$  – аппаратная функция прибора, при поступлении на вход которого сигнала  $\sigma$ , на его выходе получается сигнал  $y$ ;

$\sigma$  – сечение реакции;

$v$  – шум,  $v_i$  – случайные ошибки значений  $Y_i$  такие, что  $\Delta Y_i^2 = M(v_i)^2 = M((v_i - Mv_i)^2)$  – математическое ожидание, а вектор ошибки характеризуется корреляционной матрицей

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \Delta Y_1^2 & \dots & 0 \\ & \Delta Y_2^2 & \dots \\ & & \dots \\ 0 & & \dots & \Delta Y_n^2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Задача редукции в модели с минимизацией погрешности ставится таким образом, чтобы для минимального уровня погрешностей

$$M \|\text{Ry} - \text{U}\sigma\| = \min, \quad (4)$$

при условии существования решения для любого  $\sigma$

$$\text{RA} = \text{U}, \quad (5)$$

найти оператор  $R$

$$\text{Ry} = \text{R}(A\sigma + v) = \text{U}\sigma + (\text{RA} - \text{U})\sigma + \text{Rv} = \sigma^{\text{оцен.}}, \quad (6)$$

такой, чтобы вектор  $\sigma^{\text{оцен.}}$

$$\sigma^{\text{оцен.}} = \text{Ry} = \text{U}\sigma + (\text{RA} - \text{U})\sigma + \text{Rv} = \text{U}\sigma + \text{Rv} \quad (7)$$

можно было интерпретировать как искаженный шумом  $Rv$  результат измерения сечения  $\sigma$  с помощью прибора заданного качества  $U$ .

Согласно [1, 2] решение сформулированной задачи редукции ( $\sigma^{\text{оцен.}} = Ry$ ;  $v^{\text{оцен.}} = Rv$ ) существует: оператор  $R$  находится из следующего соотношения

$$R = U (\Sigma^{-1/2} A)^{-} \Sigma^{-1/2} = U (A^* \Sigma^{-1} A)^{-} A^* \Sigma^{-1}, \quad (8)$$

где  $(X)^{-}$  обозначает операцию псевдоинверсии оператора  $X$ , а погрешность определяется ковариационной матрицей  $\Sigma$ .

$$v^{\text{оцен.}} = Rv = (R \Sigma R^*)^{1/2} = (A^* \Sigma^{-1} A)^{1/2}. \quad (9)$$

Соотношения ((7) – (9)) и определяют решение задачи: найти оптимально-моноэнергетическое представление сечения реакции по информации, содержащейся в выходе реакции – сечение реакции при моноэнергетической аппаратной функции (эффективном спектре фотонов) с конкретным точно определяемым энергетическим разрешением.

Следует отметить, что задача метода редукции может быть сформулирована различным образом в зависимости от физического смысла. Представленные выше соотношения ((7) – (9)) описывают решение задачи редукции к «идеальному прибору», то есть вариант нахождения по информации о выходе реакции информации о ее сечении при моноэнергетическом эффективном спектре фотонов с определенным энергетическим разрешением.

Однако, применение метода редукции к идеальному прибору оказывается оправданным далеко не всегда. Так в условиях недостаточно высокой точности данных об аппаратной функции такая редукция может оказаться весьма неустойчивой относительно возмущенной модели. Это означает, что либо неизбежная погрешность в задании модели (задание оператора  $A$ ) на практике может привести

к неопределенно большой ошибке редукции (неустойчивость операции псевдообращения, вычисление оператора  $A^{-1}$ ), либо решение оказывается неприемлемым из-за слишком больших погрешностей, искажающих сигнал  $U_{\sigma}$ . В этом случае устойчивости задачи и подавления шума можно добиться ценой некоторого (минимального) отклонения (смещения)  $U$  от фактически реализуемого при редукции прибора. При этом редукция оказывается устойчивой относительно возмущенной модели  $[A, \Sigma]$ . Таким образом, небольшим отклонением от идеального прибора можно добиться подавления шума или, иначе говоря, минимизации погрешностей восстанавливаемого сечения. Таким образом, может быть сформулирована задача редукции с минимизацией погрешностей восстанавливаемого сечения

В случаях, когда исходная информация, которая может быть использована при обработке выхода реакции по методу редукции, получена в нескольких независимых экспериментах, точность и надежность результата обработки могут быть увеличены путем формулировки соответствующей модели, в единой процедуре обработки объединяющей всю доступную информацию. В частности, если измерение « $A' \Sigma$ » является дополнительным к основному измерению « $A \Sigma$ », может быть сформулирована модель редукции с дополнительным измерением « $AA' \Sigma \Sigma'$ ».

Следует отметить, что модель и задача редукции не зависят от конкретного вида оператора аппаратной функции  $A$  и применимы для обработки результатов различных фотоядерных экспериментов, то есть результатов экспериментов, выполненных с различными аппаратными функциями (Рис. 4 Главы 1), которые между собой могут различаться достаточно сильно. Это означает, что, с помощью метода редукции может быть исследовано, как зависит форма искомого сечения реакции от формы

аппаратной функции, и получено оптимально моноэнергетическое представление [3 - 14] информации о сечении реакции по информации о её выходе.

### **5.1.2. Оптимально моноэнергетическое представление результатов фотоядерных экспериментов**

Было обработано [3 - 14] значительное количество результатов разных экспериментов. Основной результат анализа зависимости формы оцененного сечения от формы аппаратной функции эксперимента и реально достигаемого энергетического разрешения, заключается в том, что после обработки с помощью метода редукиции результатов КМА-экспериментов, оцененные сечения реакции по форме (структуре, величине параметра «структурность» - соотношение (1) Главы 4) становятся существенно более близкими к соответствующим ТИ-сечениям.

Типичное изменение характера проявления структурных особенностей результата КМА-эксперимента (тонкая линия в нижней части Рис. 1) для реакции  $^{40}\text{Ca}(\gamma, n)^{39}\text{Ca}$  после дополнительной обработки с помощью метода редукиции иллюстрируется в сравнении с результатом ТИ-эксперимента (верхняя часть Рис. 1). Оно заключается в следующем: лишь слабо намеченные и статистически не обеспеченные резонансы в КМА-сечении становятся отчетливо выраженными, причем положение, форма и амплитуда резонансов в оцененных с помощью метода редукиции сечениях оказываются весьма близкими к параметрам соответствующих резонансов в ТИ-сечениях.



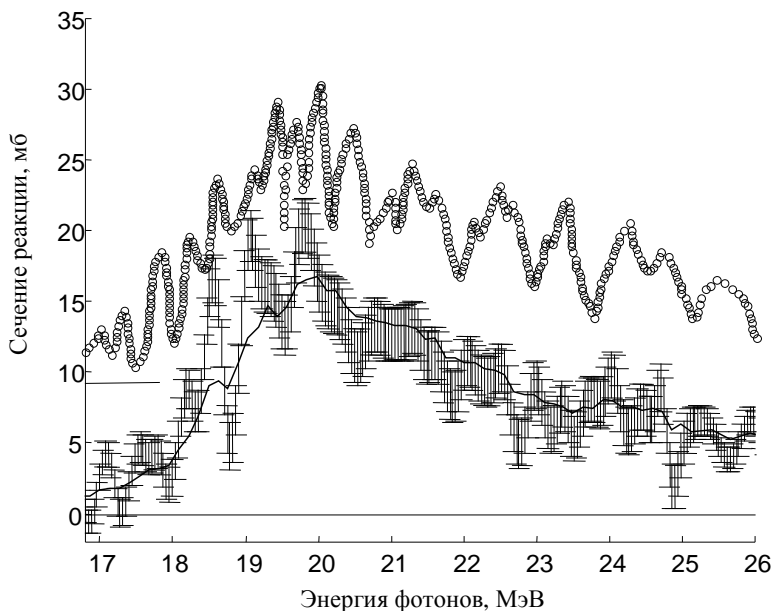


Рис. 1. Сравнение результата (точки с погрешностями в нижней части рисунка) обработки с помощью метода редукции сечения реакции  $^{40}\text{Ca}(\gamma, n)^{39}\text{Ca}$ , полученного в КМА-эксперименте (тонкая линия в нижней части рисунка) с сечением, полученным в ТИ-эксперименте (верхняя часть рисунка).

После всего сказанного выше очевидно, что обсуждаемые изменения являются прямым следствием перехода от переоцененного (по ширине теоретически рассчитываемой аннигиляционной линии в спектре фотонов) энергетического разрешения эксперимента к реально достигаемому в результате обработки с помощью метода редукции.

Из сказанного выше ясно, что с помощью метода редукции обработка результатов экспериментов различного типа заключается в преобразовании сечений реакций от вида, который они имеют при некоторой определенной, но «плохой» аппаратной функции к виду, который они имели бы при использовании в эксперименте другой «хорошей» аппаратной функции. Для количественного сравнения результатов наряду параметром структурности  $S$ , описывающим степень отклонения отдельного сечения от себя самого, но сильно сглаженного (соотношения (1) – (3) Главы 4), было предложено [11 - 14] использовать еще некоторые обобщенные характеристики:

- интегральное сечение, определяющее площадь под кривой сечения реакции

$$\sigma^{\text{int}} = \int_D \sigma(E) dE ; \quad (13)$$

- энергетический центр тяжести, определяющий форму сечения - степень разброса значений сечения реакции вокруг наиболее вероятного из них

$$E_{c.t} = \frac{\int_D \sigma(E) E dE}{\int_D \sigma(E) dE} ; \quad (14)$$

- средняя погрешность значений сечения реакции, в определенном смысле представляющая общее «качество» информации

$$\Sigma = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i ; \quad (15)$$

- «информативность»  $I$ , условная характеристика, описывающая (в определенном смысле) увеличение количества информации при возрастании структурности сечения  $S$ , уменьшении в нем погрешности  $\Sigma$  и улучшении энергетического разрешения (уменьшении величины  $\Delta E$ )

$$I = S/\Sigma\Delta E. \quad (16)$$

То, что происходит с результатами КМА-эксперимента после обработки с помощью метода редукции, можно наглядно наблюдать при детальном анализе данных, полученных после обработки результатов всех этапов КМА-эксперимента [15] по определению сечения реакции  ${}^{63}\text{Cu}(\gamma, n){}^{62}\text{Cu}$ . Как было показано в Главе 1, в таком эксперименте эффект воздействия на исследуемое ядро «квазимоноэнергетических» фотонов выделяется (соотношение (14):  $Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j) \approx \sigma(E)$ ) при использовании специальной разностной процедуры, для реализации которой эксперимент проводится в 3 этапа:

1. измерение выхода  $Y_{e+}(E_j)$  (1) реакции под суммарным действием фотонов и от аннигиляции и от тормозного  $\gamma$ -излучения позитронов;
2. измерение выхода  $Y_{e-}(E_j)$  (1) реакции под действием фотонов от тормозного  $\gamma$ -излучения электронов;
3. получение (после соответствующей нормировки и в предположении о том, что спектры тормозного  $\gamma$ -излучения позитронов и электронов идентичны)

разности экспериментальных выходов  $Y_{e+}(E_j)$  и  $Y_{e-}(E_j)$  и интерпретация этой разности  $Y(E_j) \approx \sigma(E)$  как искомого сечения реакции.

На Рис. 2 приведены все (2 промежуточные  $Y_{e+}(E_j)$  и  $Y_{e-}(E_j)$ ) и окончательный  $Y(E_j)$  – соотношение (14) Главы 1) результаты КМА-эксперимента [15] по определению сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  вместе с соответствующими каждому из них аппаратными функциями. Заявленное [15] энергетическое разрешение 2 % - в области максимума ГДР составляет  $\sim 200$  кэВ.

На Рис. 3 результаты обработки всех трех результатов КМА-эксперимента с помощью метода редукции для энергетического разрешения 210 кэВ, заявленного в работе [15], сравниваются с результатами ТИ-эксперимента [16], заглаженными для достижения такого же разрешения.

Следует специально отметить, что и оцененное сечение (Рис. 3г) получено после обработки результата КМА-эксперимента  $Y(E_j)$  (Рис. 3д и 2а) с помощью метода редукции в модели для оптимально-энергетического представления информации о сечении при энергетическом разрешении 210 кэВ.

Так же, как и в предыдущем примере (Рис. 1), лишь слабо намеченные и статистически не обеспеченные резонансы в КМА-сечении становятся отчетливо выраженными, а их форма и амплитуда оказываются весьма близкими к параметрам соответствующих резонансов в ТИ-сечениях. Более того, это оцененное сечение по своей форме оказывается весьма близким к сечениям, оцененным после обработки каждого из двух промежуточных результатов  $Y_{e+}(E_j)$  и  $Y_{e-}(E_j)$  КМА-эксперимента для того же значения разрешения.

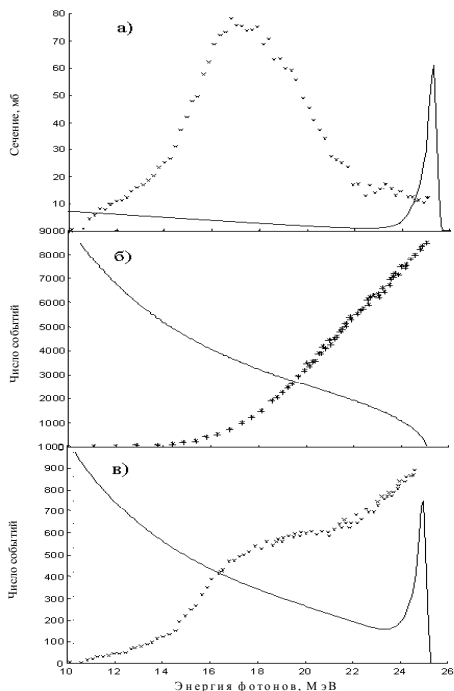


Рис. 2. Экспериментальные данные (кресты) и смоделированные эффективные спектры фотонов (точки), при которых эти данные были получены в работе [15] по определению сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ :

а) результат типичного КМА-эксперимента (2) - разность выходов  $Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(E)$  и соответствующая разность спектров фотонов, образуемых позитронами и электронами;

б) выход (2)  $Y_{e-}(E_j)$  эксперимента на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения от электронов и соответствующий спектр фотонов;

в) выход (2)  $Y_{e+}(E_j)$  эксперимента на пучке фотонов, образуемых суммой тормозного и аннигиляционного  $\gamma$ -излучения от позитронов, и соответствующий суммарный спектр фотонов.

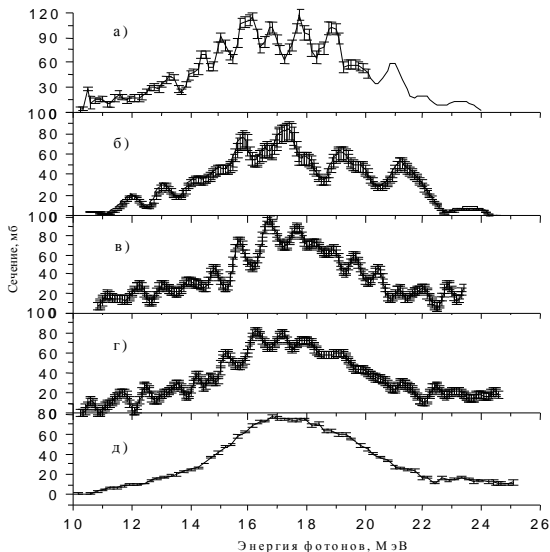


Рис. 3. Сравнение обработанных с помощью метода редукции промежуточных и окончательного результатов (2) КМА-эксперимента [15] по определению сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  с результатами ТИ-эксперимента [16]:

а) результат ТИ-эксперимента [16] (разрешение  $\Delta E = 200$  кэВ);

б) результат обработки (разрешение  $\Delta E = 210$  кэВ) выхода  $Y_{e-}(E_j)$  – промежуточного результата (2) работы [15];

в) результат обработки (разрешение  $\Delta E = 210$  кэВ) выхода  $Y_{e+}(E_j)$  – промежуточного результата (2) работы [15];

г) результат обработки ( $\Delta E = 210$  кэВ) разности выходов  $Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(E)$  – окончательного результата (2) работы [15];

д) окончательный результат работы [15] – разность выходов  $Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(E)$ , для которой заявлено разрешение 2 % (200 – 400 кэВ).

В Таблице 1 детально сравниваются обобщенные характеристики КМА-сечений реакции до и после их обработки с использованием метода редукции экспериментального ТИ-сечения (как исходного с энергетическим разрешением  $\Delta E = 100$  кэВ, так и сглаженного таким образом, чтобы энергетическое разрешение стало равным разрешению, заявленному в КМА-эксперименте,  $\Delta E = 210$  кэВ).

Таблица 1.

Обобщенные характеристики сечений реакций  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  полученных [15, 16] с помощью различных эффективных фотонных спектров

		$E_{\text{ц.т.}}$ , МэВ	$\sigma^{\text{инт}}$ , МэВ $\times \text{мб}$	$\Sigma$ , мб	$I$ , $1/(\text{МэВ} \times \text{мб})$	$S$ , отн. ед.	$\Delta E$ , МэВ
1	Результат ТИ-эксперимента [16]	17.2	658	43	578	452	0.1
2	Результат ТИ-эксперимента [16], сглаженный до $\Delta E = 210$ кэВ, Рис. 3а	17.2	658	34	422	319	0.21
3	Результат обработки $Y_{e^-}$ [15], Рис. 3б	18.0	497	39	371	308	0.21
4	Результат обработки $Y_{e^+}$ [15], Рис. 3в	17.9	497	35	435	264	0.21
5	Результат обработки разности $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ [15], Рис. 3г	17.8	497	36	426	272	0.21
6	Результат работы [12] – КМА-выход $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ , Рис. 3д (2а)	17.8	497	32	77	67	0.2 - 0.4 *)

\*) Энергетическое разрешение, заявленное авторами [14].

Данные Таблицы 1 дают наглядное представление о том, насколько согласуются между собой (и с особенностями результата ТИ-эксперимента [16]) структурные особенности всех трех сечений реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ , оцененных по данным работы [15]:

1. **Строки 1 и 2.** Результаты сглаживания отнормированы по величине интегрального сечения) очевидны: разрешение изменилось соответствующим образом ( $\Delta E$ : 0.21 вместо 0.1), структурность  $S$  и информативность  $I$  заметно уменьшились (соответственно, 319 вместо 452 и 422 вместо 578) погрешности уменьшились ( $\Sigma$ : 34 вместо 43).

2. **Строки 1 - 2 и 3 - 5.** Центр тяжести сечения реакции  $(\gamma, n)$  [16] расположен при меньших (17.2 вместо 17.8 МэВ) энергиях по сравнению с центром тяжести сечения [15]. Это является следствием погрешностей в определении (с использованием статистической теории) вклада сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  в сечение реакции  $(\gamma, xn)$  по сравнению с методикой (наведенная активность) прямого измерения [15]. Величины интегрального сечения  $(\gamma, 2n)$  реакции равны соответственно 288 [15] и 43 [16] МэВ•мбн. Завышение [16] величины сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  в области энергий, больших ее энергетического порога (19.74 МэВ), приводит естественно к занижению в высокоэнергетической области величины сечения реакции  $(\gamma, n)$  и, как следствию - смещению к меньшим энергиям его центра тяжести. Некоторую роль в этом процессе может играть и неучтенный в работе [16] вклад сечения реакции  $(\gamma, np)$ .

3. **Строки (1, 2) и (3 - 6).** Различия в интегральных сечениях (658 и 497 МэВ•мбн) могут представлять предмет отдельного обсуждения. Кратко, они могут быть обусловлены, по-различию методик определения сечений (вычитание фона, нормировка на дозу  $\gamma$ -излучения и т.д.). В



целом эти различия не противоречат описанной ранее полной систематике данных о сечениях полной фотонейтронной реакции (Рис. 4 Главы 4).

4. **Строки (3 – 5).** Обработанные по методу редукции (использовалась модель с минимизацией погрешностей) сильно различающиеся результаты разных экспериментов ( $Y_{e^-}$  - Рис. 2б,  $Y_{e^+}$  - Рис. 2в и  $[Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)]$  - Рис. 2а и Рис. 3д) оказываются весьма близки друг к другу по всем рассматриваемым параметрам (разброс значений  $\Sigma$  - от 35 до 39,  $I$  – от 371 до 435,  $S$  – от 264 до 308).

5. **Строка 5.** По всем анализируемым параметрам обработанный по методу редукции результат традиционного эксперимента [15] с квазимоноэнергетическими фотонами  $[Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)]$  при сравнимом уровне погрешностей ( $\Sigma = 34$ ) практически не отличается от остальных (промежуточных -  $Y_{e^-}$  и  $Y_{e^+}$ ) результатов аналогичной обработки ( $I = 371 - 435$ ,  $S = 264 - 308$ ).

6. **Строка 6. Основной результат!** По всем анализируемым параметрам результат традиционного эксперимента [15] с аннигиляционными фотонами  $[Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)]$ , - Рис. 2а (Рис. 3д)] практически, при одном и том же уровне погрешностей ( $\Sigma = 32 - 39$ ) имеет малые значения параметров информативности и структурности ( $I = 77$ ,  $S = 67$ ) и значительно отличается от всех остальных результатов обработки по методу редукции.

Все сказанное свидетельствует о том, что при полученной в эксперименте [15] форме (достигнутой структурности  $S$ ) сечения реакции для минимизированного (соответствующая модель метода редукции) уровня погрешностей в 5.5 (426/77) раз меньшее значение информативности  $I$  может быть обусловлено лишь приблизительно таким же завышением величины реально достигнутого энергетического разрешения.

Оценка реально достигаемого энергетического разрешения была сделана с помощью обратной процедуры сглаживания. Все 4 сравниваемых между собой сечения (ТИ-сечение [16] и результаты обработки с помощью метода редукции трех (двух промежуточных -  $Y_{e^-}$  и  $Y_{e^+}$  и окончательного -  $[Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)]$ ) выходов из работы [15]) сглаживались с помощью гауссианов различной ширины ( $\Delta E$ ) до тех пор, пока не достигалось (Рис. 4) наилучшее согласие ( $\chi^2 = \min$ ) каждого из них с пятым обсуждаемым сечением – результатом (2) соответствующего КМА-эксперимента  $[Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)]$  [15].

Наилучшее согласие с сечением из работы [15], как показано на Рис. 4, было достигнуто для ширины заглаживающего гауссиана  $\Delta E = 1.2 - 1.3$  МэВ при значении  $\chi^2_{\min} = 0.03 - 0.05$ . Из результатов такой обработки данных по сечению реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  может быть сделан вывод о том, что ширина заглаживающего гауссиана  $\Delta E$  и определяет энергетическое разрешение, реально достигнутое в КМА-эксперименте.

Это разрешение почти в 4 раза превосходит его оценку по расчетной ширине аннигиляционной линии в спектре фотонов, и согласуется с систематикой данных по параметру «структурность» (Рис. 4 Главы 4). Следует отметить, что аналогичные исследования, проведенные [17] для данных по сечению реакции  $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ , показали, что для него величина реального энергетического разрешения составляет 1.6 МэВ и оказывается в 3 раза худшему по сравнению с заявленной величиной.

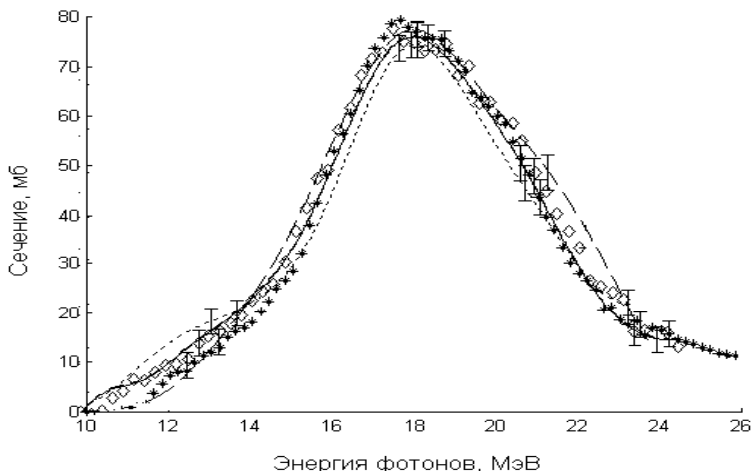


Рис. 4. Сравнение обсуждаемых сечений реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ , сглаженных (см. текст и Таблицу 1) с помощью гауссианов до достижения максимального согласия ( $\chi^2 = \min$ ) с окончательным результатом работы [15]

«◇» сдвинутый (см. текст) по энергии результат эксперимента на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения [16]

« $\sim$ » результат обработки кривой выхода  $Y_{e-}(E_j)$  - промежуточного результата (вычитаемого (2)) работы [15]

« $- -$ » результат обработки кривой выхода  $Y_{e+}(E_j)$  - промежуточного результата (уменьшаемого (2)) работы [15]

« $\longleftarrow$ » результат обработки разности выходов  $Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(E)$  - окончательного результата (2) работы [15]

«\*» разность выходов  $Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(E)$  - окончательный результат работы [15].

Столь низкое (1.2 – 1.6 МэВ) реальное энергетическое разрешение КМА-экспериментов и не позволяет выделить в полученных [15, 17] сечениях реакций структурные особенности, подобные тем, которые наблюдаются в сечениях, полученных в ТИ-экспериментах, несмотря на близость заявляемых значений ( $\sim 200$  кэВ) энергетического разрешения. Очевидно, что подобные структурные особенности могут проявиться лишь в сечении, реальное разрешение которого будет близко к значению  $\sim 200$  кэВ, что и наблюдается в сечениях, полученных после обработки по методу редукции.

Рис. 5 показывает зависимость интерпретации результата эксперимента от реально достигаемого энергетического разрешения: иллюстрируется, каким образом при сближении реально достигаемых разрешений практически устраняются существенные расхождения обсуждаемого типа между результатами ТИ-и КМА-экспериментов.

На Рис. 5 представлены (кресты) сечения той же реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$ , которые приводились выше на Рис. 2 Главы 4. Кроме исходных сечений [18, 19] (верхние графики), представлены (сверху вниз) результаты их обработки с помощью метода редукции для все более высоких значений энергетического разрешения (соответственно 250, 150 и 100 кэВ). Для детального сравнения на всех графиках приведен (сплошная линия) результат эксперимента [20] на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения. Отчетливо видно, как при преобразовании результатов КМА-экспериментов к оптимально-моноэнергетическим представлениям со все более высоким энергетическим разрешением последовательно уменьшаются их расхождения с результатом тормозного эксперимента, энергетическое разрешение которого составляет 100 кэВ.

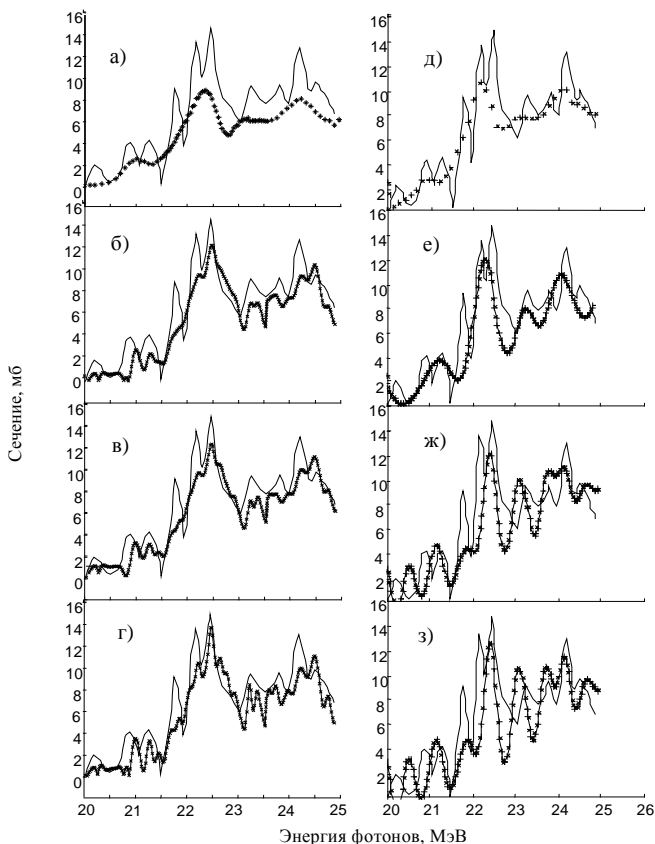


Рис. 5. Сравнение сечений реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$ , полученных с помощью метода редукции из результатов (2) КМА-экспериментов ([18] – кресты слева и [19] – кресты справа) с результатами ТИ-эксперимента ([20] – сплошные линии):

а) и д) заявленное разрешение КМА-экспериментов соответственно ([18]  $\Delta E = 200 - 300$  кэВ и [19]  $\Delta E = 180 - 280$  кэВ, ТИ-эксперимента – 200 кэВ;

б) и е) достигнутое разрешение  $\Delta E = 250$  кэВ;

в) и ж) достигнутое разрешение  $\Delta E = 200$  кэВ;

г) и з) достигнутое разрешение  $\Delta E = 150$  кэВ.

Полученные результаты [3 – 14, 21], по существу, снимают проблему известных существенных расхождений результатов экспериментов, выполненных на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения и аннигиляционных фотонов, подробно рассмотренных в Главе 4. То, что практически все КМА-сечения имеют существенно более гладкую форму по сравнению с ТИ-сечениями (Рис. 1 и 2 Главы 4), имеет весьма простую причину – они являются не сечениями, а выходами реакции, и для того, чтобы быть интерпретированными как сечения, требуют дополнительной обработки. То, что реально достигаемое в КМИ-сечениях энергетическое разрешение намного превосходит полуширину аннигиляционной линии в спектре фотонов, также имеет весьма простое объяснение. Как уже отмечалось, используемый в КМИ-экспериментах разностный метод (соотношение (14) Главы 1) представляет собой процедуру вычитания из выхода реакции  $Y_{e^+}(E_j)$ , измеренного на пучке фотонов от аннигилирующих позитронов и их тормозного излучения, выхода реакции  $Y_{e^-}(E_j)$ , измеренного на пучке электронов. Количество фотонов от аннигилирующих позитронов (много) меньше количества фотонов их тормозного излучения. Следовательно, с точки зрения получения информации о сечении с определенным энергетически разрешением этот выход может быть интерпретирован как сечение, но измеренное с очень невысоким (плохим) разрешением. Это очевидно, поскольку, если бы это было не так, никакого дальнейшего вычитания не требовалось бы. Вычитание необходимо, поскольку «хвост» тормозного излучения позитронов велик. Однако вычитание из выхода  $Y_{e^+}(E_j)$ , измеренного (с точки зрения определения информации о сечении) с плохим разрешением, выхода  $Y_{e^-}(E_j)$ , измеренного (с той же точки зрения) с очень плохим разрешением, хотя и помогает избавиться от «хвоста», никоим образом повисить

разрешение разности не может. В противном случае реализовывался бы своеобразный «вечный двигатель».

В заключение этого раздела следует заметить следующее. Как отмечалось выше, метод редукции, представляет собой способ преобразования результата фотоядерного эксперимента, полученного при одной аппаратной функции, к виду, который этот результат имел бы, если бы был получен в эксперименте с другой (лучшей - близкой к идеальной, например, имеющей форму гауссиана) аппаратной функцией. Он разработан так, что позволяет включать в единую схему расчета (соотношения (10) – (17) Главы 1) любое количество результатов различных экспериментов с их индивидуальными аппаратными функциями, что позволяет в едином подходе учесть систематические погрешности обсуждаемого типа каждого из результатов. Это позволяет получить результат, свободный от обсуждаемых систематических погрешностей с достаточно высокой статистической точностью. Безусловно, метод не является панацеей от всех проблем, сопутствующим получению информации о сечении реакции на основании информации о ее выходе. По существу, он позволяет лишь подобрать (построить) такое сечение (с его погрешностями), которое при некоторой заданной (желаемой, идеальной или какой-то другой) аппаратной функции приводит к наилучшему согласию с экспериментальным выходом и его погрешностями. Говоря иными словами метод предлагает выбор между несколькими вариантами решений с различными соотношениями таких параметров, как точность и разрешение, выбор диапазонов изменений которых определяются качеством исходной информации, содержащейся в экспериментальном выходе. Очевидно, что из выхода, измеренного «хорошо» (с высокой статистической точностью в эксперименте высокого

разрешения), информация о сечении может быть получена с более высокими точностью и разрешением, чем из выхода, измеренного «плохо». Выбор конкретного варианта из тех, которые предлагаются методом при обработке каждого конкретного выхода, определяется физическим смыслом решаемой задачи. Так, например, при сравнительном рассмотрении данных для сечений реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ , полученных в разных экспериментах (Рис. 2 – 4, Таблица 1), и данных для сечения реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$  (Рис. 5) основной задачей была задача обеспечения для сравниваемых сечений одинакового реально достигаемого энергетического разрешения. В связи с этим выбиралась модель редукиции с оптимально-моноэнергетическим представлением информации о сечении, в которой заданное энергетическое разрешение ( $\Delta E = 210$  кэВ для реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  и  $\Delta E = 250, 200$  и  $150$  кэВ для реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$ ) и определяло уровень погрешностей в восстанавливаемом сечении. При формулировании другой задачи редукиции могут быть достигнуты другие параметры восстанавливаемого сечения, например, в модели минимизации погрешностей может быть определено то реально достижимое энергетическое разрешение сечения, которое будет соответствовать установленному минимальному уровню погрешностей в нем.

### **5.1.3. Согласованная оценка результатов нескольких экспериментов**

Одной из главных трудностей экспериментального изучения фотоядерных реакций является относительная малость величин их сечений. Это, с одной стороны, требует проведения экспериментов в течение относительно больших промежутков времени, а с другой - неизбежно



приводит к погрешностям, обусловленными дрейфом электронной аппаратуры управления ускорителями и изменением эффективности регистрирующей аппаратуры. В этой связи для каждого эксперимента выбираются условия достижения оптимальной статистической точности. Очевидно, что статистическая точность информации о конкретном сечении реакции может быть повышена путем объединения результатов независимых экспериментов. Однако, как было показано выше, такое объединение без изучения и учета основных особенностей каждого из экспериментов, тем более из экспериментов различных типов, как правило, приводит к искажению информации об исследуемом сечении реакции.

Наглядное представление о масштабах обсуждаемых систематических погрешностей отдельных экспериментов, дают данные [5, 6], приведенные на Рис. 6а (сечение реакции  $^{16}\text{O}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$ ) и 7а (сечение реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n) \rightarrow ^{207}\text{Pb}$ ).

Хорошо видно, что, в каждом из экспериментальных сечении достигнута достаточно высокая ( $\sim 5 - 10$  %) статистическая точность, однако расхождения между отдельными сечениями намного превосходят статистический разброс точек каждого из них и составляют около 30 – 35 %. Кроме того, отчетливо видно и наличие определенных расхождений энергетических калибровок отдельных сечений. В сечении реакции  $^{16}\text{O}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  на уровне фона приведенных погрешностей могут быть выделены лишь 4 наиболее сильных резонанса при энергиях 17.2, 19.2, 22.1 и 24.1 МэВ, в сечении реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n) \rightarrow ^{207}\text{Pb}$  – лишь 1 при энергии 13.4 МэВ. Вместе с тем, столь же хорошо видно, что в каждом индивидуальном сечении обеих осуждаемых реакций достаточно надежно может быть выделено большее количество резонансов.

Результаты, к которым приводит последовательный и корректный учет погрешностей трех обсуждавшихся выше типов - в аппаратных функциях, энергетических калибровках экспериментов и абсолютных величинах сечений, иллюстрируют Рис. 6б и 7б.

### **Оцененное сечение фотонейтронной реакции на ядре $^{16}\text{O}$ .**

На Рис. 6б и в Таблице 2 приведены результаты объединенной оценки (модель редукции с минимизацией погрешностей) 13 сечений реакции  $^{16}\text{O}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  из разных экспериментов. При энергетическом разрешении 240 кэВ для основного максимума при энергии  $E_\gamma = 21.96$  МэВ достигнут уровень погрешности  $\sim 0.8$  %.

Рис. 6б и Таблица 2 дают полное представление о том, какова точность и надежность информации о каждой отдельной структурной особенности сечения исследуемой реакции.

Следует обратить внимание также и на то обстоятельство, что во всех приведенных на Рис. 6а экспериментальных сечениях эти резонансы с той или иной степенью достоверности наблюдаются. Однако достигнутый в каждом из экспериментальных сечений уровень указанных статистических погрешностей не позволяет назвать проявляющиеся особенности выделенными достаточно надежно.

Форма оцененного сечения оказывается весьма близкой к форме сечения, полученного ([20], см. Рис. 2 Главы 4) с помощью тормозного  $\gamma$ -излучения при использовании метода Пенфолда-Лейсса для восстановления сечения реакции из ее выхода. Вместе с тем, некоторые относительно слабые структурные особенности этого сечения в оцененном сечении не проявились. .

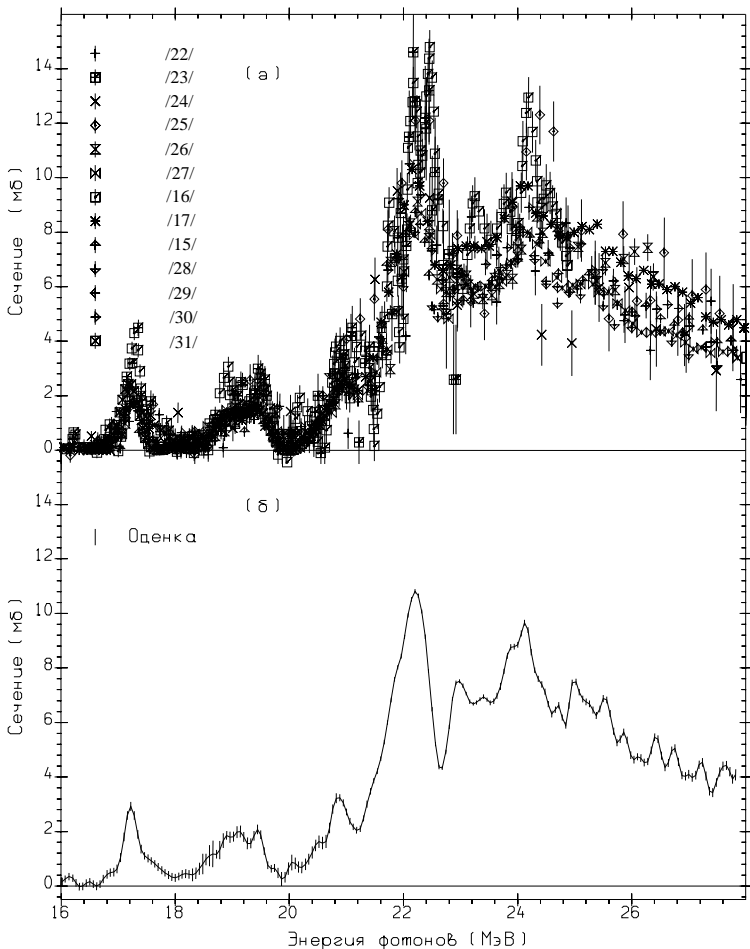


Рис. 6. Сравнение совокупности исходных экспериментальных сечений фотонейтронной реакции на ядре кислорода  $^{16}\text{O}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  (а) с результатом (б) оценки [5, 6] по описанной методике, выполненной для энергетического разрешения 240 кэВ.

Таблица 2.

Энергии  $E_\gamma$ , значения сечения в максимуме  $\sigma^m$  и их среднеквадратичные погрешности  $\Delta\sigma$  для резонансов в оцененном сечении реакции  $^{16}\text{O}[(\gamma,n) + (\gamma,np)]$ .

$E_\gamma$ , МэВ	$\sigma^m$ , мб	$\Delta\sigma$ , мб
16.14	0.347	0.138
16.50	0.163	0.132
17.22	2.925	0.161
19.14	2.003	0.217
19.44	2.078	0.178
20.04	0.863	0.285
20.52	1.632	0.225
20.88	3.240	0.130
22.20	10.810	0.084
22.98	7.512	0.069
23.52	6.719	0.089
23.94	8.781	0.110
24.12	9.658	0.108
24.72	6.639	0.115
25.02	7.487	0.120
25.50	6.882	0.127
25.86	5.644	0.132
26.40	5.460	0.138
27.24	4.540	0.159
27.66	4.420	0.165

Как отмечалось выше, некоторые слабые особенности в сечениях, полученных с помощью метода Пенфолда-Лейсса, могут представлять собой переколебания, обусловленных присутствием определенных переколебаний в аппаратной функции (Рис. 4 Главы 1)

## Оцененное сечение фотонейтронной реакции на ядре $^{208}\text{Pb}$ .

На Рис. 7б результаты оценки сечения реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$  сравниваются с результатами эксперимента [22], выполненного с помощью меченых фотонов. Совместно обрабатывались 8 сечений, 5 из которых были получены в трех [23 – 26] экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением, а 3 - в экспериментах [22, 27, 28 ] с квазимоноэнергетическими фотонами. Обработка с помощью редукции проводилась таким образом, чтобы достигнуть в оцененном сечении разрешения 120 кэВ, равного тому, при котором был выполнен эксперимент с мечеными фотонами [22].

В полученном с помощью метода редукции сечении (в котором систематические погрешности практически отсутствуют (все исходные сечения преобразованы к единому оптимально-моноэнергетическому представлению, в каждое внесены поправки на погрешности в калибровке и нормировке)), достигнут вполне приемлемый уровень статистических (среднеквадратичных) погрешностей  $\sim 2\%$ , который позволяет надежно идентифицировать 15 отчетливо проявляющихся структурных особенностей сечения реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$  (Таблица 3).

Хорошо видно, что совместная обработка 8 экспериментальных сечений, которые исходно заметно расходились ( $\Delta\sigma_{\text{систем.}} \sim 35\%$ ) друг с другом (Рис. 7а), с учетом их систематических погрешностей обсуждавшихся выше трех типов приводит (Рис. 7б) к хорошему согласию (и по абсолютной величине и по положению отдельных структурных особенностей) с результатом эксперимента [22], выполненного с помощью пучка меченых фотонов (соотношение (21) Главы 1) при энергетическом разрешении 120 кэВ.

Детальное рассмотрение сечения, полученного в результате совместной оценки 8 экспериментальных сечений, при проведении которой учитывались их систематические погрешности, обусловленные расхождением аппаратных функций, позволяет сделать определенные выводы относительно надежности информации о структурных особенностях сечения.

Практически все структурные особенности, отчетливо проявляющиеся в оцененном сечении при достигнутом в нем достаточно высоком уровне статистической точности, наблюдаются и в экспериментальных сечениях. Однако говорить о надежности выделения возможно относительно далеко не всех из них. Во-первых, такие особенности экспериментальных сечений заглажены вследствие заметного отличия аппаратных функций от квазимоноэнергетического представления, а во-вторых, каждое из экспериментальных сечений имеет относительно невысокую статистическую точность.

Применительно к такой характеристике структурной особенности сечения, как ее энергетическое положение, то следует отметить, что такие выводы оказываются полностью аналогичными тем, которые ранее приводились относительно обработки кривых выхода реакций, определенных с помощью пучков тормозного  $\gamma$ -излучения. Небольшое отличие заключается лишь в том, что в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением положение структурной особенности в сечении соответствует излому в кривой выхода (1).

Таким образом, объединение результатов различных экспериментов с учетом вида аппаратной функции, при которой они получены, позволяет восстанавливать информацию, которая без такого учета терялась (искажалась).

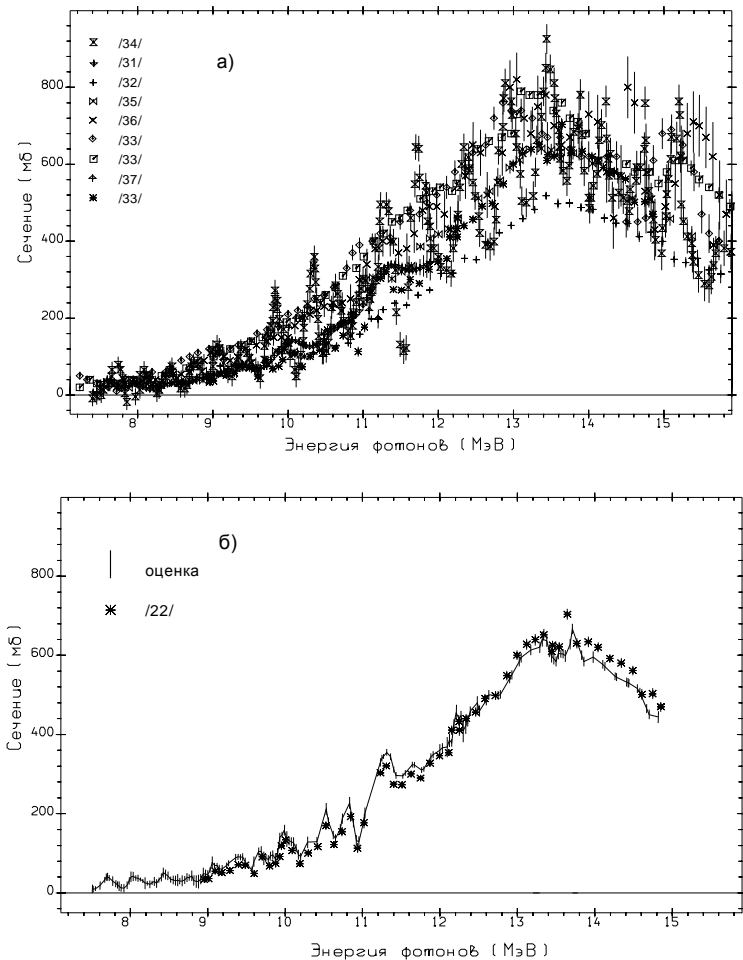


Рис. 7. Сравнение совокупности исходных экспериментальных сечений фотонейтронной реакции на ядре  $^{208}\text{Pb}$  (а) с результатом оценки [5, 6] по описанной методике для энергетического разрешения для энергетического разрешения для энергетического разрешения 120 кэВ и данными эксперимента [22] с мечеными фотонами (б).

Таблица 3.

Энергии  $E_\gamma$ , значения сечения в максимуме  $\sigma^m$ , и их среднеквадратичные погрешности  $\Delta\sigma$  для резонансов в оцененном сечении реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$ .

$E_\gamma$ , МэВ	$\sigma^m$ , мбн	$\Delta\sigma$ , мбн
7.70	41.0	10.0
8.03	41.5	11.6
8.42	51.1	12.7
8.79	43.0	13.1
9.06	76.3	15.4
9.39	90.8	7.5
9.99	158.2	13.4
10.53	211.5	15.6
10.83	226.9	15.0
11.31	354.8	8.3
11.64	1323.9	7.4
12.21	454.9	19.9
12.48	480.3	17.1
13.32	641.0	19.0
13.71	666.6	12.8

#### 5.1.4. Новые возможности совместного использования оцененных сечений реакций

Из предыдущего раздела ясно, что с помощью метода редукации возможно получение сечений реакций, практически свободных от систематических погрешностей различных экспериментов (полученных при учете систематических погрешностей обсуждаемого типа каждого эксперимента) и при этом имеющих весьма высокую точность. Это открывает новые возможности использования



таких оцененных сечений с достижением приемлемого уровня погрешностей.

То, что сравниваемые или совместно используемые сечения из разных экспериментов получены при одной и той же аппаратной функции позволяет избежать опасности внесения дополнительных искажений в результат их совместного использования в различных сочетаниях (например, в тех, которые были приведены ранее (соотношение (8) Главы 4)):

$$\sigma(\gamma,p) = \sigma[(\gamma,p) + (\gamma,np)] - \sigma(\gamma,np) \quad (8)$$

$$\sigma(\gamma,2n) \approx \frac{1}{2}[\sigma(\gamma,xn) - \sigma(\gamma,n) - \sigma(\gamma,np)], \quad (9)$$

$$\sigma(\gamma,sn) \approx \sigma(\gamma,abs) - \sigma(\gamma,p). \quad (10)$$

Во многих случаях для определения сечений, не измерявшихся ранее, не могут быть использованы простые линейные комбинации известных данных, поскольку их может не хватать. В этих случаях необходимы более сложные соотношения между сечениями каких-либо определенных реакций, полученными в одних экспериментах, и некоторыми суммами сечений каких-либо других реакций, полученными в других экспериментах. Образование из нескольких соотношений такого типа систем уравнений также создает возможность для оценки по экспериментальным сечениям сечений, непосредственно не измерявшихся. Так, например, в случае фоторасщепления ядра  ${}^6\text{Li}$  в области энергий  $E_\gamma = 30 - 40$  МэВ для оценки сечений четырех многочастичных реакций ( $\gamma nd^3\text{He}$ ), ( $\gamma n2pt$ ), ( $\gamma 2np^3\text{He}$ ) и ( $\gamma 2n2pd$ ), прямое определение которых сопряжено со многими (часто непреодолимыми) трудностями может быть составлена [38, 39] следующая система уравнений:

$$\begin{aligned}
\sigma(\gamma, xn) &= \sigma(\gamma nd^3 He) + \sigma(\gamma n2pt) + 2\sigma(\gamma 2np^3 He) + \\
&+ 2\sigma(\gamma 2n2pd) + 3\sigma(\gamma, 3n3p) \\
\sigma(\gamma, xd) &= \sigma(\gamma nd^3 He) + \sigma(\gamma, pdt) + \sigma(\gamma, 2n2pd) \\
\sigma(\gamma, xt) &= \sigma(\gamma n2pt) + \sigma(\gamma, t^3 He) + \sigma(\gamma, pdt) \quad (11) \\
\sigma(\gamma, x^3 He) &= \sigma(\gamma nd^3 He) + \sigma(\gamma, t^3 He) + \sigma(\gamma 2np^3 He).
\end{aligned}$$

В нее кроме четырех неизвестных искомым сечений многочастичных реакций, входят известные опубликованные сечения реакций, как многочастичных, так и полных. Система четырех уравнений с четырьмя неизвестными уже разрешима и позволяет с достаточно высокой точностью получить информацию о сечениях реакций, которые не были получены экспериментально. Использование для решения системы уравнений (11) сечений, предварительно оцененных с помощью метода редукции по результатам нескольких экспериментов по описанной выше методике, повышает точность ее решений.

С использованием системы уравнений (11) были впервые оценены сечения многочастичных реакций на ядрах  ${}^6,7\text{Li}$  [29, 30], которые для ядра  ${}^7\text{Li}$  приведены на Рис. 8. Такие новые данные о сечениях многочастичных фотоядерных реакций позволили детально исследовать впервые многие эффекты взаимодействия фотонов с ядрами, например, явления конфигурационного расщепления ГДР (Рис. 6 Главы 2). Оцененные сечения низко- и высокоэнергетических компонент конфигурационного расщепления ГДР для ядер  ${}^6,7\text{Li}$  приведены соответственно на Рис. 9 и 10

Оцененные сновные параметры конфигурационного расщепления приведены в Таблице 4.

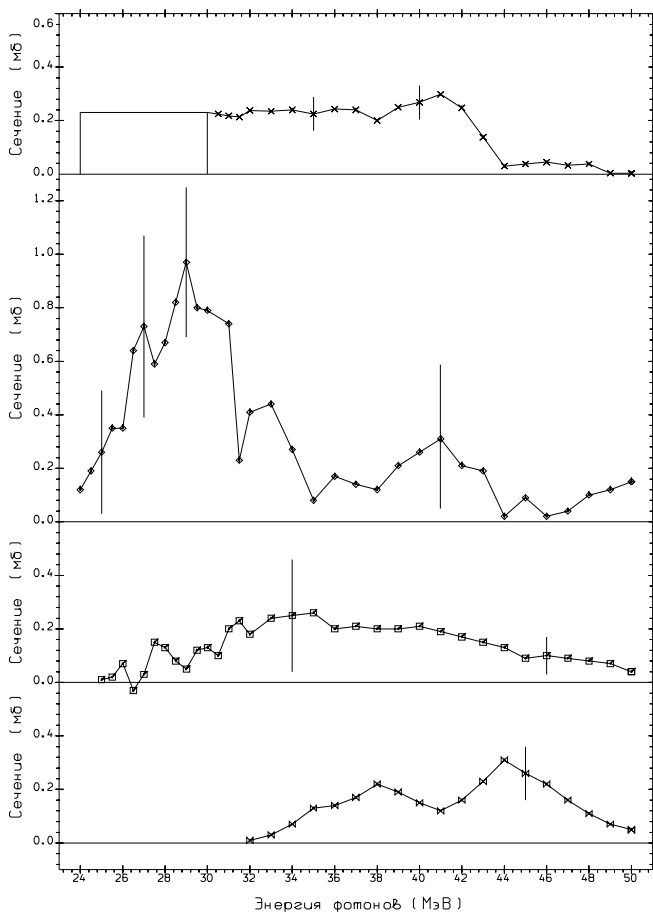


Рис. 8. Оцененные сечения многочастичных реакций

для ядра  ${}^6\text{Li}$ :

✱ - реакция  $(\gamma, n d {}^3\text{He})$ ;

◇ - реакция  $(\gamma, n 2p t)$ ;

▣ - реакция  $(\gamma, 2n p {}^3\text{He})$ ;

✱ - реакция  $(\gamma, 2n 2p d)$ .

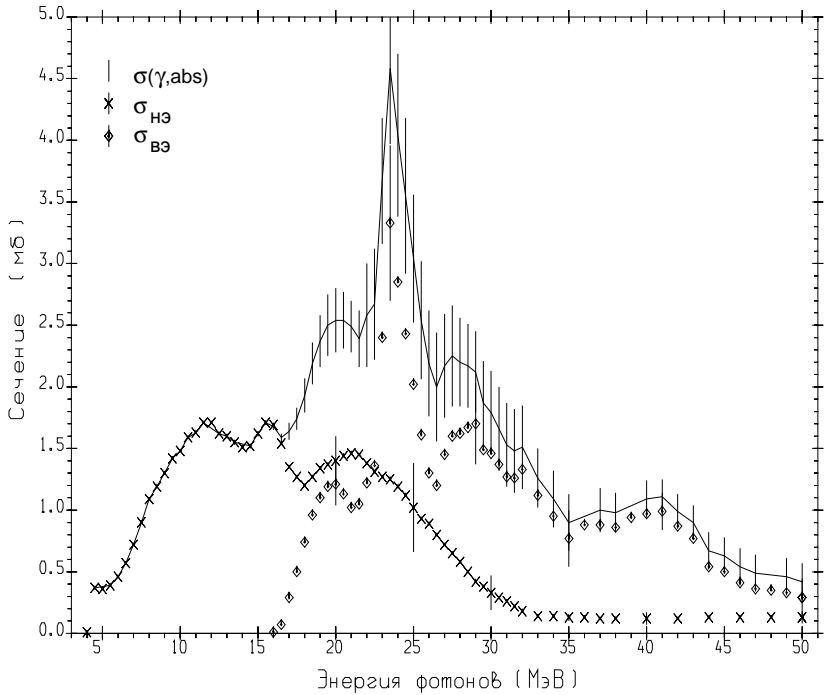


Рис. 9. Оцененные сечение фотопоглощения  $\sigma(\gamma, \text{abs})$  и его низко- и высокоэнергетичная компоненты  $\sigma_{\text{НЭ}}$  и  $\sigma_{\text{ВЭ}}$  для ядра  ${}^6\text{Li}$ .

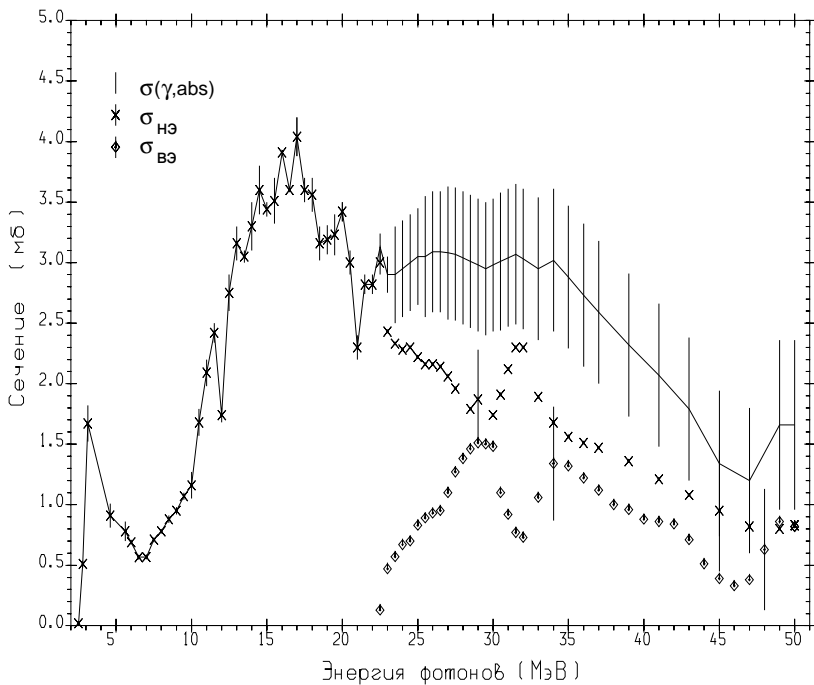


Рис.10. Оцененные сечение фотопоглощения  $\sigma(\gamma, \text{abs})$  и его низко- и высокоэнергетичная компоненты  $\sigma_{\text{НЭ}}$  и  $\sigma_{\text{ВЭ}}$  для ядра  ${}^7\text{Li}$ .

Таблица 4.

Характеристики (положение максимума  $E_{\gamma}^m$ , амплитуда  $\sigma^m$ , интегральное сечение  $\sigma^{\text{инт}}$ , вклад в интегральное сечение фотопоглощения R, энергетический центр тяжести  $E^{\text{ц.т.}}$ ) высокоэнергетической  $\sigma_{\text{вэ}}$  и низкоэнергетической  $\sigma_{\text{нэ}}$  компонент сечений фотопоглощения изотопов  ${}^6,7\text{Li}$ , определяющие параметры конфигурационного расщепления ДГР (расщепление  $\Delta E$ ).

Ядро	Комп.	$E_{\gamma}^m$ , МэВ	$\sigma^m$ , мбн	$\sigma^{\text{инт}}$ , МэВ• мбн	R %	$E^{\text{ц.т.}}$ , МэВ	$\Delta E$ , МэВ
${}^6\text{Li}$	$\sigma_{\text{вэ}}$	23.5	2.0	36.2	53.5	28.3	10.7
	$\sigma_{\text{нэ}}$	13.8	1.7	31.5	46.5	17.6	
$\text{Li}^7$	$\sigma_{\text{вэ}}$	29.0	1.5	24.7	23.0	32.2	10.8
	$\sigma_{\text{нэ}}$	16.0	3.9	85.1	77.0	21.4	

Данные Таблицы 4 позволили впервые получить полное представление об особенностях конфигурационного расщепления обоих изотопов лития, среди которых как основные могут быть выделены следующие:

- обе компоненты  $\sigma_{\text{нэ}}$  и  $\sigma_{\text{вэ}}$  расположены для изотопа  ${}^7\text{Li}$  выше по энергии, чем для изотопа  ${}^6\text{Li}$ ;
- для изотопа  ${}^6\text{Li}$  интенсивности обеих компонент  $\sigma_{\text{нэ}}$  и  $\sigma_{\text{вэ}}$  оказываются приблизительно равными, тогда как для изотопа  ${}^7\text{Li}$  они существенно расходятся;
- форма (энергетическая зависимость сечения) обеих компонент в изотопах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  оказываются существенно различной - разности между положениями максимумов компонент  $\sigma_{\text{вэ}}$  и  $\sigma_{\text{нэ}}$  составляют 9.7 и 13.0 МэВ соответственно, тогда как разности между положениями центров тяжести обоих сечений - 10.7 и 10.8 МэВ соответственно;

- разности между центрами тяжести высоко- и низкоэнергетических компонент  $\Delta E$ , определяющие величины конфигурационного расщепления ДГР изотопов  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ , оказываются приблизительно одинаковыми.

Из данных Таблицы 4 обращает на себя особое внимание существенное различие для изотопов  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  соотношений вкладов в полное сечение фотопоглощения процессов, обусловленных переходами из заполненной и частично незаполненной оболочек. В случае ядра  ${}^6\text{Li}$  их интенсивности близки ( $\sigma_{\text{нз}}/\sigma_{\text{вз}} = 46.5/53.5 \approx 0.9$ ), тогда как в случае ядра  ${}^7\text{Li}$ , они существенно расходятся ( $\sigma_{\text{нз}}/\sigma_{\text{вз}} = 77.0/23.0 \approx 3.3$ ). Столь резкое уменьшение интенсивности  $\sigma_{\text{вз}}$  в ядре  ${}^7\text{Li}$  по сравнению с ситуацией в ядре  ${}^6\text{Li}$  обусловлено [30] разрушением  $\alpha$ -частичного остова (системы из четырех нуклонов) в двухчастичных реакциях в случае изотопа  ${}^6\text{Li}$  и его сохранением в случае изотопа  ${}^7\text{Li}$  (Рис. 6 Главы 2).

## 5.2. Учёт расхождений абсолютных величин сечений полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, xn$ )

Как было показано в Главе 4, выполненные исследования [5, 21, 31, 32, 34] отношений абсолютных величин сечений и интегральных сечений полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, xn$ ) для различных ядер хорошо согласуются между собой и в большинстве своём попадают в интервал 1.08 – 1.25 (Таблицы 2 – 4 Главы 4). Это в целом согласуется с полной систематикой [5, 21, 34] отношений  $r = R_{\text{сист}}^{\text{int}} = \sigma_{\text{разные лаборатории}}^{\text{int}}(\gamma, xn) / \sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{int}}(\gamma, xn)$  (Рис 4 Главы 4) - несмотря на то, что между данными различных лабораторий существуют определенные расхождения, абсолютное большинство значений исследуемого отношения отчетливо концентрируются вокруг среднего значения  $\langle r \rangle = \langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle = 1.12$ .

Как отмечалось в Главе 4, систематически меньшие значения сечений реакций, полученных в Ливерморе, могут быть обусловлены [33] ошибками, допущенными в этой лаборатории при определении потока фотонов и эффективности детектора нейтронов.

С этой точки зрения, корректировка таких расхождений может быть выполнена [5, 21, 34] относительно простым способом – дополнительной нормировкой - умножением данных Ливермора на соответствующий коэффициент -  $\langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle = 1.12$ . Однако, наличие определенных расхождений между данными других лабораторий (заметный разброс значений  $R_{\text{сист}}^{\text{int}}$  на Рис. 4 Главы 4) делает такую корректировку данных Ливермора достаточно усредненной, рекомендовать к использованию которую можно лишь в тех случаях, когда известны лишь данные Ливермора.

Детальные совместные исследования [34] соотношений сечений реакции  $(\gamma, xn)$  для 19 ядер, полученных и в Ливерморе и в Саклэ, позволили для каждого ядра получить индивидуальные коэффициенты нормировки, приводящие данные Ливермора в согласие с данными Саклэ, и, следовательно, в соответствии с систематикой значений  $R_{\text{сист}}^{\text{int}}$  и с данными других лабораторий. С целью более корректного исследования и описания обсуждаемых систематических расхождений КМА-данных, полученных в Саклэ и Ливерморе, их детальный анализ в работе [34] включал 2 этапа:

- с целью контроля за возможной зависимостью расхождений обсуждаемого типа от энергии фотонов во всей исследованной области энергий получались энергетические зависимости отношения  $R(E) = \sigma_{\text{Саклэ}}(\gamma, xn) / \sigma_{\text{Ливермор}}(\gamma, xn)$ ;
- сечения реакций, полученные в Ливерморе, сдвигались (процедура проводилась итерационно,



коэффициент  $R(E)$  рассчитывался каждый раз после перевода обоих сравниваемых сечений на общую шкалу (для чего применялась интерполяция по Гауссу) к данным Саклэ на величину  $\Delta E$ , такую, чтобы в области энергий от порога  $B(n)$  реакции  $(\gamma, n)$  до порога  $B(2n)$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , то есть в области, в которой множественность фотонейтронов точно равна 1, коэффициент  $R(E)$  оказывался максимально близким к некоторому постоянному значению.

Полученные описанным способом коэффициенты корректировки данных Ливермора (нормировки на данные Саклэ) приведены в таблице 5. Положительные значения  $\Delta E$  означают корректировку энергетических шкал путем сдвига сечений Саклэ к сечениям Ливермора в сторону больших энергий, а отрицательные значения  $\Delta E$  означают корректировку энергетических шкал путем сдвига сечений Саклэ к сечениям Ливермора в сторону меньших энергий.

Именно эти значения  $R(xn)$  должны использоваться для перечисленных 19 ядер с целью приведения данных Ливермора по сечениям полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, xn)$  в соответствие с данными других лабораторий.

Следует отметить, что ситуация со взаимно скорректированными данными Ливермора и Саклэ для перечисленных 19 ядер оказывается в целом весьма схожей с общей систематикой значений  $R_{\text{сист}}^{\text{int}}$  (Рис. 4 Главы 4) – среднее значение по 19 коэффициентам, приведенны в Таблице 5, составляет 1.089. При этом видно, что два последних коэффициента нормировки для трансурановых ядер  $^{232}_{90}\text{Th}$  и  $^{238}_{92}\text{U}$  имеют «аномально» малые значения. В работе [35] эта ситуация была исследована детально, и было показано, что эта ситуация связана с недостаточно корректным учетом вклада в сечение полной фотонейтронной реакции процессов фотоделения ядер (соотношение (13) Главы 1).

Таблица 5.

Основные параметры процедуры сравнения сечений  
реакции ( $\gamma, xn$ ), полученных в Саклэ и Ливерморе

Ядро	Сдвиг $\Delta E$ , МэВ	$V(2n)$ , МэВ	$E_{\min}^{\text{int}}$ , МэВ	$E_{\max}^{\text{int}}$ , МэВ	$R(xn) =$ $\sigma_{\text{С}}^{\text{int}}(\gamma, xn) /$ $\sigma_{\text{Л}}^{\text{int}}(\gamma, xn),$ отн. ед.
$^{51}\text{V}$	0.2 *)	20.4	20.4	27.78	1.066
$^{75}\text{As}$	-0.07 **)	18.2	18.2	26.2	1.214
$^{89}\text{Y}$	-0.08	20.8	21.03	27.02	1.252
$^{90}\text{Zr}$	-0.2	21.3	21.57	25.93	1.259
$^{115}\text{In}$	0.1 *)	16.3	16.46	24.05	0.974
$^{116}\text{Sn}$	-0.1	17.1	17.1	22.12	1.103
$^{117}\text{Sn}$	-0.04	16.5	16.73	21.06	1.022
$^{118}\text{Sn}$	-0.4	16.3	16.3	21.57	1.071
$^{120}\text{Sn}$	-0.2	15.6	15.6	22.39	0.995
$^{124}\text{Sn}$	0.15 *)	14.4	14.56	21.61	0.932
$^{127}\text{I}$	-0.2	16.3	16.3	29.54	1.336
$^{133}\text{Cs}$	-0.05	16.2	16.2	24.16	1.104
$^{159}\text{Tb}$	-0.3	14.9	14.9	27.99	1.071
$^{165}\text{Ho}$	-0.05	14.7	14.7	28.48	1.2
$^{181}\text{Ta}$	-0.5	14.2	14.2	24.58	1.247
$^{197}\text{Au}$	-0.35	14.7	14.7	24.70	0.999
$^{208}\text{Pb}$	-0.2	14.1	14.1	26.33	1.212
$^{232}\text{Th}$	-0.05	11.6	11.6	16.33	0.844
$^{238}\text{U}$	-0.15	11.3	11.3	18.26	0.762

С учетом этого обстоятельства среднее значение по 17 оставшимся коэффициентам нормировки составляет 1.121 в полном соответствии со значением  $\langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle = 1.122$ .

## Литература к Главе 5

1. Ю.П.Пытьев. Методы анализа и интерпретации эксперимента. Издательство Московского университета, -М, 1990.
2. Ю.П.Пытьев. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. Физматлит. -М, 2002.
3. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Н.Г.Ефимкин, А.П.Черняев. Известия АН СССР, серия физическая, 55 (1991) 1021.
4. N.G.Efimkin, B.S.Ishkhanov, Ju.P.Pyt'ev, V.V.Varlamov. The Energy Resolution Improvement by the Method of Reduction in Photonuclear Experiments. MSU INP Preprint-91-35/239, -М., 1991.
5. В.В.Варламов, Н.Г.Ефимкин, Б.С.Ишханов, В.В.Сапуненко. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1 (1993) 52.
6. N.G.Efimkin, V.V.Varlamov. The Method of Reduction as Photonuclear Data Evaluation Tool. International Symposium on Nuclear Data Evaluation Methodology (USA BNL, 12 - 16 October 1992). World Scientific Press, ISBN 981-02-1285-2, 1993, p. 585.
7. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, М.Е.Степанов. Известия РАН, серия физическая, 62 (1998)1035.
8. В.В.Варламов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Оценка сечения реакции  $^{34}\text{S}(\gamma, \text{sn})$  с помощью метода редукции. Тезисы докладов Международной конференции по ядерной физике "Кластеры в ядерной физике". L Совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Санкт-Петербург, 14 - 17 июня 2000 г., -С -Пб, 2000, с. 349.

9. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Ю.П.Пытьев, А.П.Черняев, Д.В.Юдин. Вестник Московского университета. Физика, Астрономия. 25 (1984) 53.
10. V.V.Varlamov, N.G.Efimkin, N.A.Lenskaja, A.P.Chernjaev. The Investigation of the Reasons for Discrepancies in Results of Photonuclear Experiments at the Beams of Bremsstrahlung and Quasimonoeenergetic Gamma-Quanta. The Problem of Interpretation. MSU INP Preprint-89-66/143, -M., 1989.
11. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Структура гигантского дипольного резонанса в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов. Препринт НИИЯФ МГУ-2002-19/703, -М., 2002.
12. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, М.Е.Степанов, Д.С.Руденко. Известия РАН, серия физическая, 67 (2003) 1570.
13. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Ядерная физика, 67 (2004) 2131.
14. В.В.Варламов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия, 6 (2004) 19.
15. R.E.Sund, M.P.Baker, L.A.Kull, R.B.Walton. Phys.Rev., 176 (1968) 1366.
16. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.М.Лазутин, И.М.Пискарёв, В.Г.Шевченко. Вестник Московского университета. Физика. Астрономия, 6 (1970) 606.
17. S.C.Fultz, R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, N.A.Kerr. Phys.Rev., 127 (1962) 1273.
18. A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre, A.De Miniac. Nucl.Phys., A227 (1974) 513.
19. R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, R.R.Harvey, S.C.Fultz. Phys.Rev., 133 (1964) B869.

20. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.В.Лазутин, И.М.Пискарёв, В.С.Сопов, В.Г.Шевченко. Ядерная физика, 12 (1970) 892.
21. B.S.Ishkhanov, V.V.Varlamov. Ядерная физика, 67 (2004) 1691.
22. L.M.Young. Photoneutron Cross Sections and Spectra from Monoenergetic Photons on Yttrium, Praseodimium, Lead, and Bismuth in the Giant Resonance. Ph.D. Thesis, University of Illinois, USA, 1972.
23. С.Н.Беляев, О.В.Васильев, А.Б.Козин, А.А.Нечкин, В.А.Семенов. Известия АН СССР, серия физическая, 48 (1984) 1940.
24. R.R.Harvey, J.T.Caldwell, R.L.Bramblett, S.C.Fultz. Phys.Rev., 136 (1964) B126.
25. Б.И.Горячев, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Шевченко. Письма ЖЭТФ, 7 (1968) 210.
26. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.В.Лазутин, И.М.Пискарёв, О.П.Шевченко. Ядерная физика, 12 (1970) 682.
27. A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre. Nucl.Phys., A159 (1970) 561.
28. Z.W.Bell, L.S.Cardman, P.Axel. Phys.Rev., C25 (1982) 791.
29. В.В.Варламов, М.Е.Степанов. Ядерная физика, 65 (2002) 1. В.В.Варламов., В.В.Сургутанов, Н.Г.Ефимкин, А.П.Черняев. Фотоядерные данные. Фоторасщепление лития. Оцененные сечения каналов и реакций. Информационный обзор. Издательство Московского университета, -М., 1986.
30. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.В.Сургутанов, А.П.Черняев, Р.А.Эрамжян. Известия АН СССР, серия физическая, 51 (1987) 195.

31. E.Wolyneć, A.R.V.Martinez, P.Gouffon, Y.Miyao, V.A.Serrao, M.N.Martins. Phys.Rev., C29 (1984) 1137.
32. E.Wolyneć, M.N.Martins. Revista Brasileira Fisica, 17 (1987) 56.
33. B.L.Berman, R.E.Pywell, S.S.Dietrich, M.N.Thompson, K.G.McNeill, J.W.Jury. Phys.Rev., C36 (1987) 1286.
34. В.В.Варламов, Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. Вопр. атомной науки и техн. Сер. «Ядерные константы», 1- 2 (2003) 48.
35. V.V.Varlamov, N.N.Peskov. Evaluation of  $(\gamma, xn)$ ,  $(\gamma, sn)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ , and  $(\gamma, f)$  Reactions Cross Sections for Actinides Nuclei  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , and  $^{239}\text{Pu}$ : Consistency Between Data Obtained Using Quasimonoenergetic Annihilation and Bremsstrahlung Photons. Preprint MSU SINP 2007-8/829.

## **Глава 6. Некоторые важные физические следствия учета систематических погрешностей разных экспериментов**

Настоящая работа, не претендуя на полноту и всесторонность охвата всех проблем, относящихся к гигантскому дипольному резонансу, дает лишь весьма краткий обзор некоторых весьма важных проблем, без которых, не может быть рассмотрен современный статус накопленных фотоядерных данных. Новый системный подход, основанный на анализе с единых позиций разнообразной информации о фоторасщеплении атомных ядер, полученной в разных экспериментах, позволяет сделать обобщающие замечания относительно того, что известно в настоящее время о таком явлении, как гигантский дипольный резонанс.

Как наиболее общие могут быть сформулированы следующие утверждения:

- к настоящему времени получено большое количество экспериментальных данных, прежде всего о сечениях различных фотоядерных реакций;
- во многих из этих данных достигнута высокая (~ нескольких %) статистическая точность, позволившая достаточно надежно определить целый ряд параметров и характеристик (положение, амплитуда, ширина, форма) ГДР и исследовать закономерности их изменения от ядра к ядру;
- на основании результатов таких исследований решен целый ряд фундаментальных проблем взаимодействий электромагнитного излучения с атомными ядрами, на



основании сравнения этих результатов с предсказаниями различных (коллективных, оболочечных, предравновесных) теоретических моделей сделаны определенные выводы об областях их применимости.

Вместе с тем, системный анализ накопленных данных, основные моменты которого были описаны выше, выявляет целый ряд проблем, от решения которых прямо зависит надежность многих сделанных ранее выводов относительно различных фундаментальных аспектов электромагнитных взаимодействий.

Кратко эти проблемы могут быть сформулированы следующим образом:

- при получении многих однотипных данных использованы различающиеся (часто существенно) методики (различные пучки фотонов, способы регистрации продуктов, детекторы, существенно различающиеся по типу и эффективности, не согласованные разностные методики и т.п.);
- в данных, полученных с помощью различных экспериментальных методик, наряду с очень маленькой ( $\sim$  нескольких %) статистической погрешностью присутствуют большие (20 – 30 %) систематические погрешности; они, как правило, не приводятся и, тем более, не учитываются; очевидные и значительные расхождения систематического характера заставляют рассматривать необходимые для применений результаты строго индивидуально, с учётом того, каким методами и на каких установках они были получены;
- систематические погрешности, обусловленные различиями аппаратных функций экспериментов (эффективных спектров фотонов, вызывающих реакцию), оказывают наиболее сильное влияние на

расхождение сечений реакций из разных экспериментов по форме, так КМА-сечения реакций оказываются сильно заглаженными (их реальное энергетическое разрешение оказывается в 3 – 4 раза хуже) по сравнению с приводимой авторами работ оценкой этого разрешения по расчётной ширине аннигиляционной линии в спектре фотонов и с энергетическим разрешением соответствующих ТИ-экспериментов;

- неучтенные погрешности энергетических калибровок приводят, как правило, к искажению (что по существу означает – потере) информации, содержащейся в исходных данных (чрезмерному заглаживанию или, напротив - появлению ложной структуры, возникновению нефизических областей, к неверному соотношению между сечениями полных и парциальных реакций и т.п.);
- значительные погрешности абсолютных нормировок данных приводят к существенным расхождениям результатов, непосредственно получаемых в экспериментах; так, сечения полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, xn$ ), полученные с помощью КМА-фотонов в Ливерморе, имеют в целом меньшие абсолютные значения по сравнению с аналогичными данными, полученными в КМА- и ТИ-экспериментах в других лабораториях (одной из причин являются погрешности [1] в определении потока фотонов и эффективности нейтронного детектора); усредненный коэффициент расхождений, определенный по данным большой систематики имеет значение  $\langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle = 1.12$  [2, 3];
- значительные систематические погрешности методик разделения реакций с образованием различного количества продуктов реакций приводят к тому, что

соотношения между абсолютными значениями сечений парциальных ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) и полных ( $\gamma, xn$ ) фотонейтронных реакций оказываются не согласованными между собой.

Системный анализ данных многих экспериментов позволяет выявить природу наиболее заметных систематических погрешностей результатов разных экспериментов и выработать требования к методам их совместной обработки, позволяющим определить и учесть (практически исключить) такие погрешности. С учетом этих требований эффективный метод учета систематических погрешностей трех типов (в аппаратных функциях, абсолютной нормировке и энергетической калибровке) – метод редукции, может быть разработан на основе идей теории распознавания образов. С его помощью могут быть получены данные, практически свободные от систематических погрешностей экспериментальных данных многих экспериментов и при этом имеющих их объединенную весьма высокую статистическую (среднеквадратичную точность). Выполненный системный анализ данных многих экспериментов позволяет также корректно учесть вклады реакций с образованием различного количества частиц-продуктов в процессы формирования и распада ГДР.

Полученные на основе такого подхода точные и надежные оцененные сечения как полных, так и парциальных реакций могут эффективно использоваться в различных комбинациях с другими как известными, так и неизвестными сечениями, что создает возможность определения таких неизвестных сечений, то есть получения новых физических результатов. К настоящему времени получено значительное количество таких результатов, небольшая их часть представлена в настоящей работе.

Сделанные выше основные выводы, основанные на результатах выполненных исследований систематических расхождений результатов разных экспериментов, приводят к некоторым вполне очевидным физическим следствиям относительно характеристик фотоядерных реакций и ГДР в целом.

### **6.1. Форма (промежуточная структура) сечений фотоядерных реакций**

Хорошо известно, какую важную роль сыграли и продолжают играть в становлении современных представлений о структуре и динамике атомного ядра, механизмах ядерных реакций исследования реакций под действием  $\gamma$ -квантов. Установленное в середине 50-х годов расхождение между характеристиками ГДР, рассчитанными в рамках оболочечной модели ядра и наблюдаемыми экспериментально, привело к открытию коллективных состояний ядер и механизмов их формирования в рамках этой модели. Всё последующее развитие физики атомного ядра было в значительной степени связано с изучением коллективных состояний ядер, их роли в различных реакциях, их взаимодействиях с одночастичными степенями свободы, их мод распада и т.д. Положение по энергии и форма ГДР, как в сферических, так и деформированных ядрах, достаточно хорошо описываются в рамках простейших коллективных моделей ядра. Однако ни одна из них не претендует на описание наблюдаемых экспериментально структурных особенностей ГДР – значительного количества резонансов различной ширины и формы, часто распределенных в области энергий, ширина которых достигает (а в отдельных случаях превышает) 10 МэВ. Эксперименты, выполненные с достаточно высоким

энергетическим разрешением, выявляют структурные особенности ГДР трех видов:

- гросс-структура (структурные особенности с шириной  $\sim 1$  МэВ) и ширина (величина области разброса наиболее сильных  $E1$ -возбуждений ядра) сечений фотопоглощения определяются коллективными  $1p-1h$  (одночастично-однодырочными) состояниями;
- промежуточная структура (структурные особенности с шириной  $\sim 0.1$  МэВ) ГДР формируется за счет связи входных состояний с более сложными состояниями коллективного характера;
- тонкая структура (структурные особенности с шириной  $\sim 0.01$  МэВ) ГДР возникает за счет связи входных состояний с неколлективными многочастично-многодырочными состояниями.

Следует отметить, что спектр возбужденных состояний ядер в области энергий ГДР усложняется и вследствие проявления эффектов, обусловленных, например, различием конфигурационной структуры ядерных оболочек и действием правил отбора по изоспину.

Для описания таких структурных особенностей потребовалась разработка сначала одночастичной, а затем многочастичной модели оболочек. Последняя, предсказывая появление сильных когерентных  $E1$  возбуждений в области энергий существенно больших, чем энергии одночастичных электрических дипольных колебаний, оказалась в состоянии описать энергетическое положение ГДР правильно, а его форму – весьма приблизительно: предсказываемый спектр  $E1$  возбуждений оказывается чрезвычайно бедным (учет остаточного взаимодействия приводит, как правило, к формированию одного – двух когерентных (коллективных) состояний, исчерпывающих практически всю дипольную сумму). Развитие модели путем дополнения обычных возбуждений типа «одна частица – одна дырка ( $1p - 1h$ ),

многочастично-многодырочными возбуждениями, расширения их возможного базиса путем единого описания различных коллективных движений (вращений, поверхностных колебаний, дипольных колебаний ядра), а также взаимодействий между ними позволило приблизиться к описанию структуры ГДР. Весьма кратко можно отметить, что гросс-структура особенности ГДР (с шириной  $\sim$  несколько МэВ) отражают проявление коллективных входных  $1p - 1h$  состояний, промежуточная – проявление связи входных состояний с более сложными состояниями коллективного характера, а тонкая - взаимодействие входных состояний ядра с неколлективными многочастично-многодырочными возбуждениями.

Вместе с тем, по мере развития экспериментальных исследований фоторасщепления атомных ядер выяснилось, что теоретический спектр  $E1$  возбуждений оказывается существенно беднее структуры ГДР, выявляемой в широко распространенных экспериментах одного типа (на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения), но заметно богаче, чем структура ГДР, выявляемая в экспериментах другого типа (например, на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов). Это казалось тем более неожиданным и непонятным, что для экспериментов обоого типа, как правило, приводились близкие значения энергетического разрешения (100 – 200 кэВ), которым в первую очередь и определяется способность эксперимента к выявлению структурных особенностей ГДР. В связи с тем, что эксперименты с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами изначально представлялись как более прогрессивные и свободные от некоторых существенных недостатков экспериментов с тормозным  $\gamma$ -излучением, в течение некоторого времени ситуация выглядела несколько парадоксальной: значительное количество теоретических расчетов предсказывали все

более выраженную и все лучше согласующуюся с результатами экспериментов с тормозным  $\gamma$ -излучением структуру ГДР, тогда как результаты экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов ставили вопрос о существовании в принципе промежуточной структуры ГДР, прежде всего для средних и тяжелых ядер.

Исследования энергетического разрешения, реально достигаемого в разных экспериментах, описанные выше, свидетельствуют о том, что форма определяемого в эксперименте сечения реакции во многом определяется формой аппаратной функции эксперимента. Было показано, что ТИ-эксперименты являются более предпочтительными для детальных исследований структуры ГДР по сравнению с КМА-экспериментами. Это, прежде всего, обусловлено тем, что результаты этих последних, в принципиальном отличии от результатов первых, оказываются по существу не сечениями, а всего лишь выходами реакции. Эти выходы могут быть в принципе интерпретированы как сечения, но лишь как сечения, сильно заглаженные (реальное энергетическое разрешение составляет не завлеченное  $\sim 250 - 400$  кэВ, а лишь  $\sim 1.3 - 1.6$  МэВ). Столь низкое реально достигаемое энергетическое разрешение не позволяет изучать структурные особенности с указанными и меньшими ширинами.

Дополнительная обработка результатов КМА-экспериментов с помощью метода редукции выявляет в оцененных сечениях структурные особенности, которых по своим характеристикам оказываются весьма близкими к особенностям сечений реакций, получаемых при близких значениях энергетического разрешения в ТИ-экспериментах.

Ранее было показано (Рис. 3 Главы 5), каким образом изменяется форма сечения реакции  ${}^{63}\text{Cu}(\gamma, n){}^{62}\text{Cu}$  при получении с помощью метода редукции оптимально

моноэнергетического представления этого сечения для различных значений реально достигаемого энергетического разрешения. Метод редукции применялся к конкретному результату соответствующего КМА-эксперимента [4]. В дополнение к этим результатам на Рис. 1 сравниваются между собой три результата обработки с помощью метода редукции [5, 6] для разных значений энергетического разрешения (Рис. 1а – 100 кэВ, Рис. 1б – 250 кэВ, Рис. 1в – 500 кэВ) промежуточного результата – «электронного» выхода  $Y_{e-}(E_j)$  (соотношение (2) Главы 5) КМА-эксперимента [4]). Выбор для такого сравнения результатов обработки лишь одного «электронного» (то есть полученного на пучке тормозного излучения от электронов) промежуточного результата обусловлен тем, что именно его можно наиболее прямо сравнивать с результатами традиционных ТИ-экспериментов. Сравнение результатов, представленных на Рис. 1б, с приведенными на Рис. 3 Главы 5 результатами аналогичной обработки второго промежуточного результата – «позитронного» выхода  $Y_{e+}(E_j)$ , а также и окончательного результата ( $\sigma(E_\gamma) \approx Y(E_j) = Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j)$ ) КМА-эксперимента [4] свидетельствует о том, что в каждом из них присутствуют и проявляются (хотя и с несколько различающейся степенью отчетливости) одни и те же (точнее, весьма близкие) структурные особенности исследуемого сечения реакции  ${}^{63}\text{Cu}(\gamma, n){}^{62}\text{Cu}$ . Степень надежности их проявления, как было показано выше, определяется только соотношением статистической точности и достигнутого энергетического разрешения.



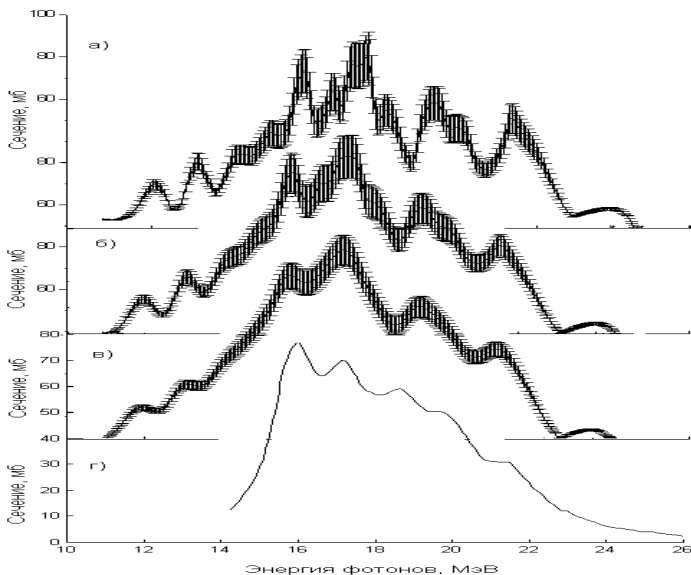


Рис. 1. Сравнение результатов обработки с помощью метода редукции [5, 6], выполненной для различных значений достигаемого энергетического разрешения, выхода  $Y_e(E_j)$  реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  - промежуточного результата (соотношение (20) Главы 1) работы [4], измеренного с помощью тормозного  $\gamma$ -излучения:

а) результат обработки кривой выхода  $Y_e(E_j)$  с разрешением 100 кэВ;

б) результат обработки выхода  $Y_e(E_j)$  с разрешением 250 кэВ;

в) результат обработки выхода  $Y_e(E_j)$  с разрешением 500 кэВ;

г) результат теоретического расчета [9], полученный в рамках коллективной модели для сечения реакции  $(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, np) + (\gamma, 2n)$  на мишени из естественной смеси изотопов  $^{63}\text{Cu}$ .

Отсутствие подобных структурных особенностей в окончательном результате  $\sigma(E_\gamma) \approx Y(E_j) = Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j)$  КМА-эксперимента (Рис. 3д Главы 1) объясняется несоответствием приводимых статистической точности и энергетического разрешения: как было показано выше достигаемое в конечном результате разрешения оказывается значительно худшим, чем в каждом из промежуточных. Следует отметить, что достаточно отчетливо выраженные структурные особенности сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  наблюдались при близких значениях энергии и в других работах, например, [7, 8].

На Рис. 1 кроме сечений реакций, полученных после обработки с помощью метода редукции результата КМА-эксперимента, приводится (Рис. 1г) результат теоретического расчета [9], выполненного для сечения реакции  $(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, np) + (\gamma, 2n)$  на мишени из естественной смеси изотопов  $^{63}\text{Cu}$  в рамках коллективной модели, учитывающей связь колебаний ядерной поверхности с колебаниями сферического ядра. Общая форма связи между указанными двумя видами коллективного движения задавалась действием законов сохранения углового момента и четности, а константы связи полностью определялись в рамках адиабатического приближения гидродинамической модели.

В свете обсуждаемых проблем обращает на себя внимание то обстоятельство, что даже такое достаточно приблизительное описание процессов фоторасщепления средних ядер предсказывает отчетливое проявление нескольких структурных особенностей (например, при энергиях  $E_\gamma \sim 16, 17.5, 19, 21$  МэВ), энергии и амплитуды которых весьма близки к заметным особенностям экспериментальных сечений.

В работе [9] результаты расчетов в рамках коллективной динамической модели сравнивались с большим количеством экспериментальных данных для ядер от V до Pb (для ядра Cu рассматривались данные работы [10]).

Отмечались следующие обстоятельства:

- наличие в экспериментальных данных отчетливо выраженной структуры;
- хорошее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными в описании не только положений, но и амплитуд максимумов в сечениях реакций, достигавшееся без подгонки нормировок;
- возможность проявления при учете более тонких эффектов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с ядерной материей дополнительных структурных особенностей сечения реакции.

Следует отметить, что расстояния по энергии между столь мощными и широкими особенностями сечения оказываются порядка одного МэВ. В том случае, если бы реально достигаемое энергетическое разрешение КМА-эксперимента соответствовало бы его заявляемой оценке по ширине ( $\Delta E = 0.2 - 0.4$  МэВ) аннигиляционной линии в спектре фотонов, такие резонансы должны были бы так же отчетливо проявляться и в его результатах - промежуточном  $Y_{e+}(E_j)$  и окончательном  $Y(E_j) = Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j)$ . Однако, как было показано в Главе 5, реально достигаемое в КМА-эксперименте энергетическое разрешение оказывается намного хуже полуширины аннигиляционной линии и составляет всего  $\Delta E \sim 1.3 - 1.6$  МэВ. Это приводит к существенному заглаживанию определяемого сечения – информация о резонансах в нем искажается (теряется).

В свете обсуждаемых проблем это означает, что обсуждаемые структурные особенности не проявляются в КМА-результате [4] постольку, поскольку этот результат необоснованно интерпретирован как сечение с заявленным энергетическим разрешением ( $\Delta E = 0.2 - 0.4$  МэВ). Этот результат следует интерпретировать либо как выход (свертку сечения с заявленным разрешением с эффективным фотонным спектром сложной формы, а, следовательно, как результат с существенно более плохим разрешением), либо как сечение, но полученное с разрешением всего лишь  $\Delta E \sim 1.3 - 1.6$  МэВ. Уместно еще раз повторить один из основных выводов Главы 5 о том, что столь плохое (по сравнению с заявляемым) реально достигаемое энергетическое разрешение КМА-экспериментов прямо обусловлено используемым разностным методом получения информации о сечении реакции. Его применение является вынужденным, поскольку эффективный спектр фотонов, вызывающих реакцию (аппаратная функция КМА-эксперимента, Рис. 4 Главы 1) не отвечает требованиям моноэнергетического эксперимента ни на одном из этапов его проведения (соотношения (2), (3) Главы 5):

- наиболее очевидно это для второго этапа – измерения «электронного» выхода  $Y_e(E_j)$ , поскольку он представляет собой типичный результат ТИ-эксперимента (со всеми особенностями его обработки), и с точки зрения информации о сечении реакции может быть интерпретирован как сечение, но лишь как измеренное с очень плохим («бесконечно большим») разрешением;
- поскольку на первом этапе – измерение «позитронного» выхода  $Y_{e^+}(E_j)$  – количество

фотонов от тормозного излучения позитронов велико ((много) больше количества аннигилирующих фотонов), этот выход может быть интерпретирован как сечение, но как измеренное с очень невысоким (плохим) разрешением; это очевидно, поскольку в противном случае никакого дальнейшего вычитания не требовалось бы;

- вычитание  $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$  необходимо именно потому, что вклад тормозного излучения позитронов велик (это - не просто лишний вклад, от которого необходимо избавляться, но и вклад, который «портит» энергетическое разрешение); однако вычитание из выхода  $Y_{e^+}(E_j)$ , измеренного с плохим разрешением, выхода  $Y_{e^-}(E_j)$ , измеренного с очень плохим разрешением, хотя и помогает избавиться от вклада тормозного излучения позитронов, никоим образом не может повысить разрешение разности - в противном случае реализовывался бы своеобразный «вечный двигатель».

Таким образом, результаты описанных выше (в том числе и в Главе 5), а также большого числа других аналогичных исследований дают все основания для важного утверждения относительно фундаментальной характеристики гигантского дипольного резонанса – его формы. Существование структуры ГДР (прежде всего, резонансов с шириной порядка одной – нескольких сотен кэВ) не вызывает сомнений, хотя детальные параметры (энергетическое положение и амплитуда) структурных особенностей сечений реакций требуют уточнения, поскольку в определенной степени зависят от непростых методов их определения.

## **6.2. Согласование абсолютных величин сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций, полученных в различных экспериментах**

Как было показано в Главах 4 и 5, системный анализ данных многих экспериментов позволяет выявить природу наиболее заметных систематических погрешностей результатов разных экспериментов и выработать требования к методам их совместной обработки, позволяющим определить и учесть (практически исключить) такие погрешности.

В предыдущем разделе было показано, каким образом с помощью специально разработанного метода учета систематических погрешностей трех типов (в аппаратных функциях, абсолютной нормировке и энергетической калибровке) – метода редукции - могут быть получены данные, практически свободные от таких погрешностей, позволяющие сделать определенные выводы относительно формы ГДР.

Выполненный системный анализ [11 – 14] данных многих экспериментов свидетельствует о том, что между результатами различных экспериментов имеются очевидные и значительные расхождения явно систематического характера, которые заставляют рассматривать необходимые для применений результаты строго индивидуально, с учётом того, каким методом и на какой установке получен каждый результат. Результаты проведенных исследований позволяют корректно учесть вклады реакций с образованием различного количества частиц-продуктов в процессы формирования и распада ГДР:

- сечения полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, xn$ ), полученные с помощью КМА-фотонов в Ливерморе

имеют, как правило, меньшие абсолютные значения по сравнению с аналогичными данными, полученными в КМА- и ТИ-экспериментах в других лабораториях (одной из причин являются, как отмечалось в Главах 4 и 5, погрешности [15] в определении потока фотонов и эффективности нейтронного детектора, допущенные в Ливерморе); вследствие этого обстоятельства данные Ливермора по сечениям полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, xn$ ) для 19 ядер, исследованных в работах [12, 13], должны домножаться на соответствующие коэффициенты ( $R^{int}(xn)$  из Таблицы 4 Главы 4); для всех остальных в качестве множителя может использоваться усредненный коэффициент  $\langle R^{int}_{сист} \rangle = 1.12$  (Рис. 4 Главы 4 [11, 12]);

- данные Ливермора для сечений парциальных фотонейтронных реакций ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) получены при использовании корректной процедуры определения множественности нейтронов и могут быть использованы, однако так же, как и сечения полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, xn$ ) лишь после умножения на коэффициент  $R^{int}(xn)$  из Таблицы 4 Главы 4 или  $\langle R^{int}_{сист} \rangle = 1.12$ ;
- сечения парциальных фотонейтронных реакций ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ), полученные в Саклэ, определены со значительными систематическими погрешностями, не согласуются друг с другом, очень сильно расходятся с соответствующими данными Ливермора, не могут быть прямо использованы и должны быть пересчитаны (соотношения (14) – (17) Главы 5).

Таким образом, результаты проведенных исследований позволяют сделать ряд важных

утверждений относительно фундаментальной характеристики гигантского дипольного резонанса – абсолютной величины сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций - и решить давнюю и хорошо известную специалистам проблему систематических расхождений абсолютных величин сечений фотоядерных реакций, определенных в различных экспериментах.

### **6.3. Соотношение прямого и статистического механизмов распада ГДР**

Соотношение сечений реакций с испусканием одного ( $\gamma, n$ ) и двух ( $\gamma, 2n$ ) нейтронов является одной из важнейших характеристик процесса фоторасщепления ядра, зависящей от механизма его возбуждения и распада. Так, расхождение энергетической зависимости сечения реакции испускания единственного нейтрона ( $\gamma, n$ ) с предсказаниями статистической модели может служить доказательством проявления процессов прямого выбивания нейтронов  $\gamma$ -квантами из ядра, а степень этого расхождения – мерой соотношения различных механизмов реакции [15 - 17].

Как уже было показано в Главе 1, для определения соотношения прямых (нестатистических) и статистических процессов в распаде ГДР по нейтронному каналу используется метод, основанный на предположении о том, что поглощение дипольных  $E1$  фотонов ядром перед испусканием им одного или двух нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра. В рамках такого предположения для определения температуры ядра  $\theta$  и параметра плотности уровней  $\ll a \gg$



соседнего ядра с  $(N - 1)$  может быть использовано следующее соотношение [16, 17]

$$[\sigma_{\gamma,2n}(E)]/[\sigma_{\gamma,n}(E) + \sigma_{\gamma,2n}(E)] = \int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-B2n} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon / \int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-Bn-\delta} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon, \quad (1)$$

где  $U = E - Bn - \varepsilon - \delta$  - эффективная энергия возбуждения ядра  $(A - 1)$ ,

$\varepsilon$  - кинетическая энергия испущенного нейтрона,

$\delta$  - энергия спаривания ядра  $(A - 1)$ ,

$\rho(U)$  - выражение для плотности уровней ядра  $(A-1)$ , в модели Ферми-газа имеющее вид  $\rho(U) = CU^2 \exp(2\sqrt{\alpha}U)$ ,

$Bx_n$  - порог соответствующей  $xn$ -реакции, которое при использовании для плотности ядерных уровней формулы Блатта и Вайскопфа может быть представлено в виде

$$[\sigma_{\gamma,2n}(E)]/[\sigma_{\gamma,n}(E) + \sigma_{\gamma,2n}(E)] = 1 - [1 + (E - B2n)/\theta] \exp[-(E - B2n)/\theta]. \quad (2)$$

Оба соотношения ((1) и (2)) для разумных значений параметров  $\theta$  и « $\alpha$ » предсказывают исчезновение сечения  $\sigma_{2n}$  в области энергий, на несколько МэВ превышающих порог  $B2n$ .

Однако, экспериментальная проверка [7, 18, 19] свидетельствует о том, что в большинстве случаев это не так: в области энергий  $E = B2n + 5$  МэВ сечение  $\sigma^n(E) \neq 0$ , что может быть следствием того, что статистическое испарение нейтронов не является единственным механизмом их эмиссии. Некоторая часть ( $x$  %) испускаемых нейтронов в высокоэнергетичной части их спектра оказывается обусловленной нестатистическим

(прямым) механизмом эмиссии. Такое прямое испускание нейтрона с образованием конечного ядра ( $A - 1$ ) в одном из низкоэнергетичных состояний делает невозможной эмиссию второго нейтрона, которая необходима для осуществления реакции ( $\gamma, 2n$ ).

На основании результатов некоторых специальных исследований [15, 16] было установлено, что такая фракция прямых нейтронов в реакциях на разных ядрах остается приблизительно постоянной в рассматриваемой области энергий. Это позволяет связать между собой прямую  $x\sigma^{\text{tot}}$  и статистическую  $(1 - x)\sigma^{\text{tot}}$  фракции полного сечения  $\sigma^{\text{tot}} = \sigma(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n)$ :

$$M(E) = [\sigma^n + 2\sigma^{2n}]/[\sigma^n + \sigma^{2n}] = \sigma^{xn}/\sigma^{sn}, \quad (3)$$

асимптотическая форма для которого в области энергий выше порога  $B_{2n}$  имеет вид

$$M_A = (2 - x_A) = [x_A\sigma^{\text{tot}} + 2(1 - x_A)\sigma^{\text{tot}}]/[x_A\sigma^{\text{tot}} + (1 - x_A)\sigma^{\text{tot}}] \quad (4)$$

и позволяет оценить вклад прямых распадов [5] с помощью соотношения

$$n_{\text{прям}} = x_A/(2 - x_A). \quad (5)$$

Однако надежность таких заключений в значительной степени зависит от того, с какой надежностью определяется сечение реакции с испусканием единственного нейтрона ( $\gamma, n$ ) в той области энергий, где становится возможным процесс испускания двух нейтронов в реакции ( $\gamma, 2n$ ).

Хорошо известно, что данные по реакциям ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) взаимно связаны и влияют друг на друга. К сожалению, как было показано выше (например, на Рис. 6 Главы 4), данные по реакциям ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ), полученные в

таких условиях в разных экспериментах (главным образом, в экспериментах с квазимоноэнергетическими фотонами в Ливерморе (США) и Саклэ (Франция)), существенно расходятся друг с другом [11 – 13, 20]. Расхождения оказываются столь значительными, что, вопрос о том, каким образом происходит распад ГДР, до последнего времени оставался, по существу, открытым. Так, по оценкам, сделанным по данным Саклэ, вклад прямых процессов в распад ГДР составляет 17 - 40%, а по данным Ливермора ГДР распадается преимущественно статистически, так как вклад прямых процессов оценивается величиной  $\sim 10\%$  [17].

Предложенная в Саклэ [11, 16, 22] интерпретация сечений реакций  $(\gamma, n)$  в областях энергий, на несколько ( $\sim 3 - 5$ ) МэВ превышающих пороги реакций  $(\gamma, 2n)$ , как вкладов высокоэнергетичных прямых нейтронов, требует серьёзных уточнений. Как было показано выше, в исследованиях [11 – 13, 20], выполненных специально с учётом особенностей определения множественностей реакций в разных экспериментах, именно в этих областях энергий сечения реакций  $(\gamma, n)$  получены в Саклэ в сильно искаженном виде за счет неоправданного приписывания этому каналу распада ГДР значительного количества нейтронов из реакций  $(\gamma, 2n)$ . Такое положение дел заставляет пересмотреть оценки соотношений вкладов прямых и статистических распадов ГДР, основанные именно на соотношениях сечений одно- и двух-нейтронных реакций в различных энергетических областях

На Рис. 2 и 3 приведены примеры использования описанных выше процедур для определения доли прямых процессов в распадах ГДР ядер  $^{51}\text{V}$  [23] и  $^{181}\text{Ta}$  [11] («старые» данные).

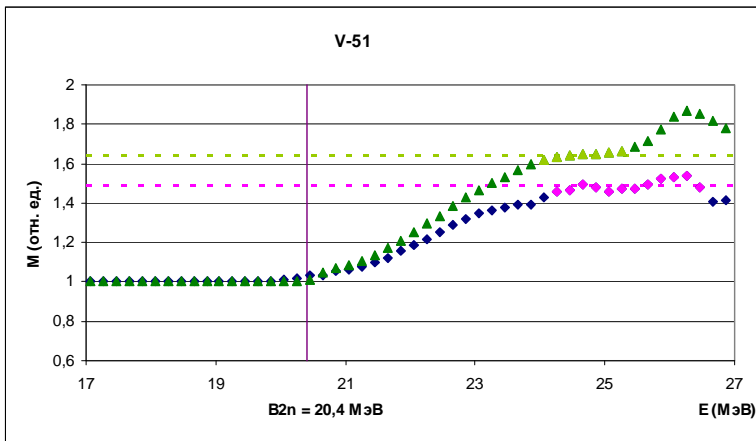


Рис. 2. Сравнение новых (треугольники) и старых (ромбы) энергетических зависимостей множественности  $M(E)$  фотонейтронов из реакции фоторасщепления ядра  $^{51}\text{V}$ , полученных по данным Саклэ [23]:  $M_A(\text{нов.}) = 1.64$  (область аппроксимации: 24.06 – 25.26 МэВ),  $M_A(\text{стар.}) = 1.49$  (область аппроксимации: 24.26 – 26.46 МэВ).

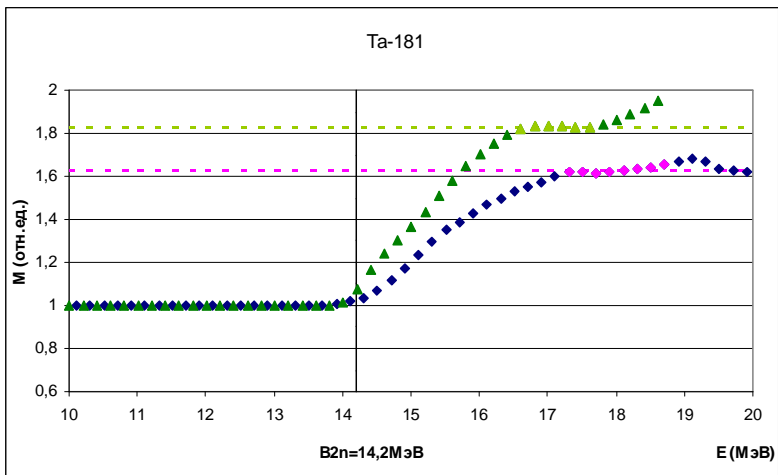


Рис. 3. Сравнение новых (треугольники) и старых (ромбы) энергетических зависимостей множественности  $M(E)$  фотонейтронов из реакции фоторасщепления ядра  $^{181}\text{Ta}$ , полученных по данным (Саклэ) [15]:  $M_A(\text{нов.}) = 1.83$  (область аппроксимации 16.61 – 17.61 МэВ),  $M_A(\text{стар.}) = 1.63$  (область аппроксимации 17.31 – 18.71 МэВ).

Представлены данные для экспериментальных энергетических зависимостей множественности (3) фотонейтронов  $M(E)$  в реакциях фоторасщепления ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{181}\text{Ta}$ . Хорошо видно, каким образом из этих данных по плато в областях энергий соответственно  $\sim 24.06 - 25.26$  и  $16.61 - 17.61$  МэВ могут быть получены значения их асимптотик (4) -  $M_A(\text{стар.}) = 1.49$  и  $1.63$ . Использование определенных таким образом асимптотик для множественности фотонейтронов приводит к значениям  $\chi_A = 0.51$  и  $0.37$ , с помощью которых, в свою очередь, могут быть получены (5) значения  $n_{\text{прям}} = 0.34$  и  $0.23$ .

Поскольку согласно (3) множественность определяется соотношением сечений реакций  $(\gamma, xn)$  и  $(\gamma, sn)$  с различным числом нейтронов, очевидно, что корректность значений  $M(E)$  прямо зависит от корректности разделения таких реакций. Для того, чтобы исключить влияние обсуждаемых систематических погрешностей на оценку соотношения прямых и статистических процессов при распаде ГДР, согласно соотношению (3) необходимо использовать исходные данные для сечения полной  $(\gamma, xn)$  реакции, а для сечений  $(\gamma, sn)$  реакции также выполнить необходимую корректировку, основанную на описанной выше взаимной корректировке сечений парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ .

С использованием соотношения

$$(\gamma, sn) = (\gamma, xn) - (\gamma, 2n) \quad (6)$$

новые данные о скорректированных сечениях реакции  $(\gamma, sn)$  были получены для 17 ядер  $^{51}\text{V}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , для которых была выполнена [11, 13] взаимная

корректировка сечений парциальных фотонейтронных реакций Ливермора и Саклэ. Очевидно, что использование для оценки по данным Саклэ скорректированных сечений реакции  $(\gamma,sn)$  соотношения (6), в котором из исходного сечения реакции  $(\gamma,xn)$  вычитается заметно возросшее в результате корректировки сечение реакции  $(\gamma,2n)$ , должно приводить (и, действительно, приводит - Таблица 2) к заметному уменьшению величин сечения реакции  $(\gamma,sn)$ .

Таблица 2.

Сравнение интегральных сечений реакции  $(\gamma,sn)$ , полученных по данным Саклэ до и после описанной корректировки в совпадающих областях интегрирования

Ядро	60NZ/A, МэВ·мбн	$E_{\gamma}^{\text{макс}}$ , MeV	$\sigma_{sn}^{\text{int}}$ , МэВ·мбн	
			До	После
$^{51}\text{V}$	758	28	610	576
$^{75}\text{As}$	1109	26	1089	1036
$^{89}\text{Y}$	1315	27	1353	1243
$^{90}\text{Zr}$	1333	26	1260	1213
$^{115}\text{In}$	1687	24	1748	1656
$^{116}\text{Sn}$	1707	22	1630	1587
$^{117}\text{Sn}$	1717	22	1554	1515
$^{118}\text{Sn}$	1729	22	1635	1566
$^{120}\text{Sn}$	1750	22	1770	1725
$^{124}\text{Sn}$	1790	22	1558	1541
$^{127}\text{I}$	1852	25	1989	1626
$^{133}\text{Cs}$	1935	24	2156	1968
$^{159}\text{Tb}$	2306	27	2557	2286
$^{165}\text{Ho}$	2388	27	2871	2827
$^{181}\text{Ta}$	2613	25	2983	2670
$^{197}\text{Au}$	2839	21	3067	2913
$^{208}\text{Pb}$	2980	19	3059	2992

То, каким образом изменение сечений реакции ( $\gamma, sn$ ) изменяет множественность  $M(E)$ , иллюстрируют новые данные, приведенные на Рис. 2 и 3 («новые» данные). С использованием соотношений ((3) – (5)) и скорректированных сечений реакции (6) для всех 17 перечисленных выше ядер были получены новые вклады  $n_{\text{прям}}$  (8) прямых процессов, которые приводятся в Таблице 3.

Таблица 3.

Данные о величине вклада  $n_{\text{прям}}$  прямых процессов в распад ГДР по нейтронному каналу

Ядро	Данные Саклэ		Данные Ливермора
	старые	новые	
$^{51}\text{V}$	0.34	0.22	0.20
$^{75}\text{As}$	0.24	0.06	0.07
$^{89}\text{Y}$	0.36	0.30	0.25
$^{90}\text{Zr}$	<b>0.37</b>	<b>0.01</b>	<b>0.17</b>
$^{115}\text{In}$	0.30	0.14	0.10
$^{116}\text{Sn}$	0.20	0.09	0.11
$^{117}\text{Sn}$	<b>0.19</b>	<b>0.22</b>	<b>0.21</b>
$^{118}\text{Sn}$	<b>0.16</b>	<b>0.18</b>	<b>0.14</b>
$^{120}\text{Sn}$	0.21	0.22	0.16
$^{124}\text{Sn}$	0.22	0.16	0.11
$^{127}\text{I}$	<b>0.23</b>	<b>0.22</b>	<b>0.18</b>
$^{133}\text{Cs}$	<b>0.33</b>	<b>0.09</b>	<b>0.06</b>
$^{159}\text{Tb}$	0.23	0.03	0.05
$^{165}\text{Ho}$	<b>0.16</b>	<b>0.22</b>	<b>0.14</b>
$^{181}\text{Ta}$	<b>0.23</b>	<b>0.09</b>	<b>0.04</b>
$^{197}\text{Au}$	0.25	0.09	0.06
$^{208}\text{Pb}$	0.19	0.09	0.21



Несмотря на то, что для отдельных ядер проведенная корректировка сечений реакций или не меняет значений  $n_{\text{прям}}$  или даже приводит к их возрастанию, что свидетельствует о необходимости индивидуального подхода к ситуации для каждого ядра, в целом корректировка приводит к заметным изменениям оценок вклада  $n_{\text{прям}}$ : в то время как по исходным данным Саклэ оценки величины этого вклада составляют ~ 25 - 40 %, оценки по скорректированным данным (в целом согласующиеся с оценками по данным Ливермора) как правило, оказываются ~ 10 %.

В этой связи вполне определенно может быть сделан вывод о том, что в средних и тяжелых ядрах ГДР распадается преимущественно статистически. Это подтверждает надежность использования традиционной процедуры разделения по множественности фотонейтронов сечений реакций в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения.

Результаты выполненных исследований абсолютных величин сечений парциальных фотоядерных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , полученных в разных экспериментах в различных областях энергий, заставляют пересмотреть оценки соотношения вкладов прямых и статистических распадов ГДР, предложенные в нескольких работах [16, 22, 24 - 26] и основанные именно на соотношениях сечений одно- и двухнейтронных реакций в различных энергетических областях. Результаты совместного анализа данных Саклэ и Ливермора по сечениям таких реакций и их совместная корректировка приводят к выводу о том, что в отличие от высказанных ранее предположений о значительной доле прямых нейтронов (вклад которых оценивался в 17

– 40 %), доля прямых распадов не превышает (10 – 12 %).

Таким образом, на основании выполненных исследований может быть сделано важное утверждение относительно фундаментальной характеристики гигантского дипольного резонанса – характера его распада по нейтронному каналу. В рассматриваемой области энергий налетающих  $\gamma$ -квантов до  $\sim 30$  МэВ распад ГДР в средних и тяжелых ядрах происходит преимущественно статистически доля прямых процессов не превышает 20%.

#### **6.4. Сечение фотопоглощения и дипольное правило сумм**

Происхождение термина «дипольный» в названии ГДР обусловлено следующими обстоятельствами. Длина волны  $\lambda$  фотона, энергия  $E_\gamma$  которого соответствует максимуму гигантского резонанса ( $\approx 15$  МэВ)

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi\hbar c}{E_\gamma} = \frac{6.28 \cdot 1.05 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{1.6 \cdot 10^{-6} \cdot 15} \approx 8 \cdot 10^{-12} \text{ см.} \quad (7)$$

намного превосходит радиус  $R$  даже очень тяжелого ядра, который, например для  $A \approx 200$  имеет величину

$$R = 1.2 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см} \approx 7 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (8)$$

Отсюда следует, что в рассматриваемой энергетической области применимо длинноволновое приближение, а значит, вероятность поглощения электрических дипольных фотонов должна во много раз превосходить вероятность поглощения фотонов другого

типа. Такой вывод подтверждаются также формой угловых распределений протонов и нейтронов, испускаемых ядрами после поглощения фотонов с энергиями, соответствующими максимуму гигантского дипольного резонанса, которые могут быть описаны зависимостью  $a + b \cdot \sin^2 \theta$ , где  $\theta$  – угол между направлением вылета нуклона и направлением движения фотона. Можно показать, что такие угловые распределения возникают лишь при поглощении либо чистого E1 либо чистого M1 излучения. При энергиях возбуждения больших, чем энергия максимума гигантского резонанса, в угловых распределениях появляется асимметрия относительно 90 градусов, причем максимум распределения смещается к малым углам. Такая форма углового распределения может быть описана выражением  $a + b \cdot \sin^2 \theta(1 + p \cdot \cos \theta)$ , которое отвечает совместному поглощению E1 и E2 фотонов.

Все сказанное позволяет считать твердо установленным, что гигантский резонанс в сечениях фоторасщепления атомных ядер вызван преимущественным поглощением электрических дипольных фотонов. Это и обуславливает появление термина «дипольный» в его названии - гигантский дипольный резонанс (ГДР) и дает возможность оценить абсолютную величину ГДР (амплитуду сечения фотопоглощения или соответственно интегральное сечение) по значению классического правила сумм для E1 переходов (соотношение (9) Главы 2). Известно, что интегральное сечение ГДР  $\sigma^{\text{инт}}$  увеличивается с ростом атомного веса ядра, причем зависимость  $\sigma^{\text{инт}} = f(A)$  является приблизительно линейной.

Как отмечалось, в области энергий ГДР ядро, поглотившее  $\gamma$ -квант, испускает 1 - 2, реже 3 нуклона [27], что означает, что сечение реакции фотопоглощения может быть представлено в виде следующей суммы сечений нескольких парциальных реакций

$$(\gamma, \text{abs}) = (\gamma, n) + (\gamma, np) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n) + \dots + (\gamma, p) + \dots + (\gamma, f), \quad (9a)$$

где  $(\gamma, f)$  – реакция деления, которая возможна лишь в относительно тяжелых ядрах ( $A > 200$ ) или

$$(\gamma, \text{abs}) = (\gamma, sn) + (\gamma, p), \quad (9b)$$

где

$$(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, np) + (\gamma, 2n) \quad (10a)$$

или

$$(\gamma, sn) = (\gamma, xn) - (\gamma, 2n). \quad (10b)$$

Очевидно, что для получения информации о полных сечениях фотопоглощения на основе данных о сечениях парциальных реакций необходимо (учитывая высокие энергетические пороги реакций с испусканием трех нейтронов [28]) использовать [27, 29] соотношения типа:

$$\sigma(\gamma, \text{abs}) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, p) \quad (11)$$

или

$$\sigma(\gamma, \text{abs}) = (\gamma, sn) + (\gamma, p). \quad (12)$$

Прямое измерение сечения реакции фотопоглощения представляет собой достаточно сложную экспериментальную задачу: необходимо

определить, сколько фотонов вышло из первичного пучка, после взаимодействий с ядрами мишени, причем в очень тяжелых фоновых условиях (упругое и неупругое рассеяние фотонов). Несмотря на эти обстоятельства к настоящему времени выполнено некоторое количество таких экспериментов, результаты которых позволили в общих чертах исследовать [27] зависимость интегрального сечения ГДР от массы ядра.

Вместе с тем в значительном числе работ для большого количества ядер сечения фотопоглощения были получены на основе суммирования (9а) сечений парциальных реакций. Во многих из них, прежде всего, в работах, выполненных в Саклэ [16, 22, 24 - 26 и ряде других], на основании данных о сечениях реакций фотопоглощения (9а) были обнаружены существенные превышения величин интегральных сечений реакции фотопоглощения ( $\gamma, \text{abs}$ ) над предсказаниями дипольного правила сумм (соотношение (9) Главы 2)

$$\sigma^{\text{int}}(\gamma, \text{abs}) \approx K \cdot 60NZ/A \text{ (МэВ} \cdot \text{мбн)}. \quad (12)$$

Коэффициент превышения  $K$  в большинстве случаев имеет значения в диапазоне 1.28 – 1.34, однако имеются отдельные, как меньшие ( $\sim 1.1 - 1.2$ ), так и большие ( $\sim 1.4 - 1.6$ ) значения. Для объяснения расхождений экспериментальных величин интегральных сечений фотопоглощения с предсказаниями дипольного правила сумм было предложено учитывать изменение эффективной массы нуклона вследствие действия мезонных обменных сил. Однако, учет мезонных обменных токов позволял достигать значения коэффициента расхождений лишь  $\sim 1.20 - 1.24$ , вследствие чего проблема расхождений оставалась открытой.

Поскольку выполненные в Саклэ исследования сечений реакции фотопоглощения основывались на соотношении (9б), очевидно, что описанные выше корректировки (Таблица 2) сечений реакции ( $\gamma,sn$ ) дают возможность для пересмотра проблемы превышения экспериментальных значений  $\sigma^{инт}(\gamma,abs)$  предсказаний дипольного правила сумм.

Таблица 4.

Скорректированные данные по интегральным сечениям  $\sigma^{инт}$  реакции ( $\gamma,abs$ )

Ядро	$\sigma^{инт}(\gamma,abs)$ , МэВ·мбн	Погр-ть, МэВ·мбн	60NZ/A, МэВ·мбн	$\sigma^{инт}(\gamma,abs)$ / 60NZ/A
<sup>51</sup> V	821	15	758	1.08
<sup>75</sup> As	1220	53	1109	1.10
<sup>89</sup> Y	1536	15	1315	1.17
<sup>90</sup> Zr	1530	19	1333	1.14
<sup>115</sup> In	1910	43	1687	1.13
<sup>116</sup> Sn	1902	50	1707	1.11
<sup>117</sup> Sn	2133	64	1717	1.24
<sup>118</sup> Sn	2176	58	1729	1.26
<sup>120</sup> Sn	2309	73	1750	1.32
<sup>124</sup> Sn	2051	35	1790	1.15
<sup>127</sup> I	2325	100	1852	1.25
<sup>133</sup> Cs	2263	43	1935	1.17
<sup>159</sup> Tb	2484	79	2306	1.08
<sup>165</sup> Ho	2854	150	2388	1.20
<sup>181</sup> Ta	2725	48	2613	1.04
<sup>197</sup> Au	2992	54	2839	1.05
<sup>208</sup> Pb	3423	202	2980	1.15

Данные Таблицы 4 дают представление о степени различия оцененных (скорректированных) и предсказываемых теоретически значений. Вместе с результатами других исследований, выполненных в других лабораториях аналогичным методом или с

помощью метода прямого измерения (Таблица 5), они представлены в графическом виде на Рис. 4.

Таблица 5.

Данные по интегральным сечениям отпоглощения.

Ядро	$\sigma^{\text{int}}(\gamma, \text{abs})$	$\Delta\sigma^{\text{int}}(\gamma, \text{abs})$	60NZ/A
<sup>40</sup> Ca	920		600
<sup>55</sup> Mn	816		818
<sup>58</sup> Ni	846		869
<sup>60</sup> Ni	1028		896
<sup>63</sup> Cu	804		939
<sup>65</sup> Cu	722		964
<sup>70</sup> Ge	1463	128	1042
<sup>72</sup> Ge	1690	118	1067
<sup>74</sup> Ge	1805	136	1090
<sup>76</sup> Ge	1892	89	1112
<sup>82</sup> Se	1049		1194
<sup>93</sup> Mo	1598		1382
<sup>103</sup> Rh	1619		1520
<sup>108</sup> Ag	2568		1652
<sup>124</sup> Te	2040	163	1812
<sup>126</sup> Te	2040	163	1832
<sup>128</sup> Te	2110	169	1853
<sup>130</sup> Te	2190	175	1872
<sup>140</sup> Ce	2400	192	2038
<sup>142</sup> Ce	2210	177	2059
<sup>142</sup> Nd	1575		2079
<sup>154</sup> Sm	1940		2222
<sup>156</sup> Gd	2070		2265
<sup>159</sup> Tb	3111		2306
<sup>160</sup> Gd	2882		2304
<sup>168</sup> Er	2240		2429
<sup>174</sup> Yb	2690		2510
<sup>178</sup> Hf	2850		2573
<sup>182</sup> W	2935		2635
<sup>184</sup> W	2780		2655
<sup>186</sup> W	2900		2674
<sup>209</sup> Bi	4264		3002

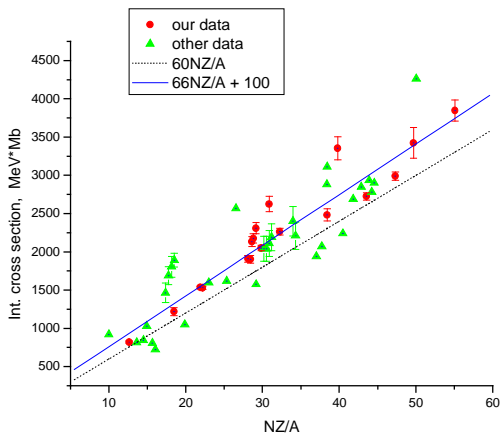
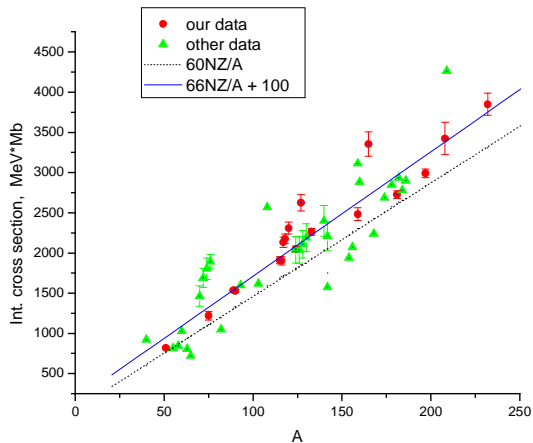


Рис. 4. Полная систематика данных по интегральным сечениям фотопоглощения  $\sigma^{\text{int}}(\gamma, \text{abs})$ .

Пунктир – A-зависимость  $60\text{NZ}/A$ ,  $\chi^2 = 23.25$ ;

Сплошная линия – A-зависимость  $66.18 \text{NZ}/A (\pm 4.13) + 99.83 (\pm 133.65)$ ,  $\chi^2 = 7.41$ .



На рисунке вместе с данными приведены прямые линии, описывающие 2 следующие А-зависимости:

- $60\text{NZ}/\text{A}, \chi^2 = 23.25;$
- $66.18\text{NZ}/\text{A} (\pm 4.13) + 99.83 (\pm 133.65),$  полученная при использовании метода  $\chi^2$  ( $\chi^2 = 7.41$ ).

Коэффициент  $\chi^2$  считался по алгоритму, учитывающему различность вкладов разных точек в зависимости от величины погрешности каждой точки (точки с меньшей погрешностью вносят в коэффициент  $\chi^2$  больший вклад, чем точки с большей погрешностью). Для тех данных, погрешность для которых не известна, в качестве погрешности бралась величина равная 10 процентам величины интегрального сечения.

На основании полученных данных можно сделать вывод о том, что широко высказывавшиеся в научной литературе сомнения в том, что именно дипольное правило сумм дает надежную верхнюю оценку абсолютной величины ГДР, полученными в настоящей работе данными получают дополнительное обоснование.

## Литература к Главе 6

1. B.L.Berman, R.E.Pywell, S.S.Dietrich, M.N.Thompson, K.G.McNeill, J.W.Jury. Phys.Rev., C36 (1987) 1286.
2. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Структура гигантского дипольного резонанса в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов. Препринт НИИЯФ МГУ-2002-19/703, -М., 2002.
3. В.В.Варламов, Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. Согласованная оценка сечений фотонейтронных реакций по данным, полученным в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Саклэ (Франция) // Вопр. атомной науки и техн. Сер. «Ядерные константы». 2003. Т. 1- 2. С. 48.
4. R.E.Sund, M.P.Baker, L.A.Kull, R.B.Walton. Phys.Rev., 176 (1968) 1366.
5. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Структура гигантского дипольного резонанса в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов. Препринт НИИЯФ МГУ-2002-19/703, -М., 2002, сс. 1 – 30.
6. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Н.Н.Песков, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов, В.В.Чесноков. Известия РАН, серия физическая, 69 (2005) 149.
7. D.G.Owen, E.G.Muirhead, V.M.Spicer. Nucl.Phys., A122, 177 (1968).
8. F.Dreyer, H.Dahmen, J.Staude, H.H.Thies. Nucl.Phys., A181, 477 (1972).

9. M.G.Hubert, M.Danos, H.J.Weber, W.Greiner. Phys Rev, 155, 4 (1967).
10. G.Baciu, G.C.Bonazzola, B.Minetti, C.Molono, L.Pasqualini, G.Piragino. Nucl.Phys., 67, 178 (1965).
11. V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov. Study of Consistency Between  $(\gamma, xn)$ ,  $[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  and  $(\gamma, 2n)$  Reaction Cross Sections Using Data Systematics. Vienna, Austria. INDC(CCP)-433, IAEA NDS, Vienna, Austria, 2002.
12. В.В.Варламов, Н.Н.Песков, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Сечения фотонейтронных реакций в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Препринт НИИЯФ МГУ-2003-2/715, - М., 2003.
13. В.В.Варламов, Н.Н.Песков, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1 - 2 (2003) 48.
14. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 35 (2004) 858.
15. B.L.Berman, R.E.Pywell, S.S.Dietrich, M.N.Thompson, K.G.McNeill, J.W.Jury. Phys.Rev., C36 (1987) 1286.
16. H.Beil, A.Veysiére. Nucl.Phys., A121 (1968) 463.
17. A.Veysiére, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre. Nucl.Phys., A159 (1970) 561.
18. B.L.Berman, S.C.Fultz. Rev.Mod.Phys. 47 (1975) 713.
19. R.Harvey, J.T.Caldwell, R.L.Bramblett, S.C.Fultz. Phys.Rev., 136 (1964) B126.
20. S.C.Fultz, R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, N.A.Kerr. Phys.Rev., 127 (1962) 1273.

21. E.Wolynec, M.N.Martins. Revista Brasileira Fisica, 17 (1987) 56.
22. H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre. Nucl.Phys., A227 (1974) 427.
23. A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre, A.De Miniac. Nucl.Phys., A227 (1974) 513.
24. R.L.Bergere, H.Beil, A.Veyssiere. Nucl.Phys., A121 (1968) 463.
25. R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, G.F.Auchampaugh, S.C.Fultz. Phys.Rev., 129 (1963) 2723.
26. R.Bergere, H.Beil, P.Carlos, A.Veyssiere. Nucl.Phys., A133 (1969) 417.
27. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Издательство Московского университета. Москва, 1979.
28. G.Audi, A.H.Wapstra. Nucl. Phys., A595 (1995) 409.
29. В.В.Варламов, М.Е.Степанов, В.В.Чесноков. Известия РАН, серия физическая, 67 (2003) 656.

## Заключение

Гигантский дипольный резонанс атомных ядер изучается уже больше 60 лет (с 1947 г.). За это время проведено огромное количество экспериментальных и теоретических исследований, и в настоящее время можно считать, что физика этого уникального ядерного явления понята достаточно хорошо. Гигантский резонанс присущ всем ядрам, и по яркости и универсальности своего проявления с ним, пожалуй, не сравнится ни одно ядерное «событие». Если делить ядерную физику на низкоэнергичную (ядерную спектроскопию до энергий отделения нуклона  $B_{n,p}$ ) и высокоэнергичную (при энергиях выше  $B_{n,p}$ ), то, по существу, основные сведения о высокоэнергичной ядерной динамике получены из исследований, непосредственно связанных с гигантским резонансом или инициированных им. Достаточно отметить, что вся физика мультипольных гигантских резонансов атомных ядер возникла из физики гигантского дипольного резонанса.

Гигантский резонанс экспериментально изучался для большинства стабильных атомных ядер, и в настоящее время мы располагаем богатой систематикой сведений о нём по всей периодической таблице элементов. Основные сведения такого рода накоплены в Центре данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ и являются достоянием всего мирового научного сообщества. Анализ этих обширных данных и попытки интерпретировать их в рамках различных теоретических подходов позволили совершить прорыв в понимании физики ядерных возбуждений большой энергии (физики «горячих» ядер). Более того, удалось выявить непосредственную связь этой физики со свойствами основных и низколежащих ядерных состояний, т.е. удалось объединить физику «горячих» и

«холодных» атомных ядер и тем самым получить единую картину всех главных ядерных явлений.

Ниже в сжатом виде приводятся те выводы о физике гигантского дипольного резонанса, которые следуют из внимательного (тщательного) анализа накопленных экспериментальных данных по ядерному фоторасщеплению и сопоставления их с теоретическими расчетами, выполненными в рамках различных подходов. Подчеркнем, что все эти выводы базируются, прежде всего, на огромном массиве экспериментальных данных, полученных самыми разными методами и в различных лабораториях. Потребовались серьезный и критический анализ всех этих данных, разработка методов выявления и устранения систематических погрешностей данных параллельного типа, опубликованных разными экспериментальными группами, и сведение этих данных к некому «общему знаменателю». Благодаря этой работе, выполняемой в течение многих лет в ЦДФЭ НИИЯФ МГУ, мы впервые располагаем обширными и доступными базами не только экспериментальных, но оцененных (проанализированных по совокупности результатов разных экспериментов) данных по всем основным параметрам ГДР. Путем сопоставления именно этих во многом итоговых данных с результатами теоретических расчетов оказалось возможным сделать, по существу, окончательные выводы о той глубинной физике, которая и определяет формирование столь яркого и многообразного ядерного явления каким является гигантский дипольный резонанс.

Одним из наиболее существенных и показательных достижений в физике ядра, непосредственно связанных с гигантским резонансом, явилось создание современного варианта многочастичной модели оболочек, позволившей в рамках сугубо микроскопического подхода объяснить возникновение коллективных ядерных возбуждений.

Отметим, что физика гигантских резонансов получила и внеядерную «прописку». Электрический гигантский дипольный резонанс наблюдают и в таких неядерных системах как атомы, металлические, кластеры и фуллерены. Более того, основные теоретические подходы, используемые для описания гигантских резонансов в этих системах, прямо заимствованы из ядерной физики.

Гигантский дипольный резонанс оказался чрезвычайно богат по своему физическому содержанию. Это хорошо видно, если рассматривать его свойства, последовательно увеличивая число нуклонов в ядре. Простейшим ядром, способным поглотить фотон, является дейтрон  ${}^2\text{H}$ . Резонанс нейтрон-протонных ( $E1$ ) колебаний возникает в нём при достаточно низкой энергии 4.4 МэВ (ширина резонанса  $\approx 10$  МэВ), и это резонансное поглощение  $E1$ -фотонов является доминирующим явлением для этого ядра на всей энергетической шкале (вплоть до  $\approx 100$  МэВ). С этой точки зрения это уже гигантский дипольный резонанс, хотя частота его  $n$ - $p$  колебаний из-за аномальной рыхлости дейтрона ещё слишком низка по сравнению со «стандартной» частотой  $E1$ -колебаний, присущих ГДР. Однако уже в ядрах из трёх нуклонов ( ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ ) средняя энергия резонансных  $E1$ -колебаний поднимается до 16 – 18 МэВ (при ширине резонанса  $\approx 15$  МэВ), и это уже «полноценный» гигантский дипольный резонанс, глобальные характеристики которого довольно систематически эволюционируют по мере дальнейшего увеличения числа нуклонов вплоть до самого конца периодической таблицы элементов.

С точки зрения простейших коллективных моделей ГДР – это резонансные колебания протонной ядерной жидкости относительно нейтронной внутри фиксированной ядерной поверхности. Конечно, такой подход оправдан

лишь для достаточно массивных ядер ( $A \gtrsim 60$ ). Эффект Даноса-Окамото, проявляющийся в массивных несферических ядрах, непосредственно демонстрирует это.

Более фундаментальный подход к описанию ГДР использует микроскопические модели, ключевое место среди которых занимает модель оболочек. С помощью современных вариантов этой модели (многочастичная модель оболочек в приближении Тамма–Данкова или случайных фаз) в принципе можно рассчитать характеристики гигантского резонанса любого ядра. С точки зрения оболочечного подхода гигантский резонанс представляет собой группу смешанных остаточными силами  $E1$ -переходов нуклонов из внешних заполненных или частично заполненных оболочек на свободные места в ближайшей высокорасположенной оболочке с образованием пар частица–дырка. Типичная энергия такой пары в простейшей (одночастичной) модели оболочек, т.е. без учета остаточных сил, дается средним межоболочечным расстоянием  $1\hbar\omega$  в стандартном осцилляторном внутриядерном потенциале и оказывается в 1.5 – 2 раза ниже реальной энергии ГДР. Учет остаточных сил между нуклонами с одной стороны раздвигает одночастичные оболочки, а с другой приводит к дополнительному взаимодействию между образовавшейся при поглощении ядром фотона частицей и дыркой (частично-дырочному взаимодействию), также имеющему характер отталкивания. Всё это в совокупности повышает энергию расчётного ГДР до экспериментально наблюдаемой величины, знаменуя исторический успех многочастичной модели оболочек.

Поучительным этапом в понимании физики гигантского резонанса явилось осознание того, что оболочечная картина ядерного фоторасщепления поразному реализуется в легких и тяжелых ядрах. В тяжелых ядрах остаточные силы между нуклонами играют



определяющую роль в формировании ГДР. Совместное остаточное взаимодействие многих частично-дырочных пар (в тяжелых ядрах число этих пар достигает  $\approx 30$ ) оказывается столь большим, что оно нивелирует (по существу, стирает) различия между энергиями исходных (до включения остаточных сил) частично-дырочных пар. Оно формирует единое дипольное состояние, являющееся почти равномерной смесью невозмущенных частично-дырочных ( $1p1h$ ) состояний, и втягивающее в себя практически всю вероятность  $E1$ -переходов.

Этот механизм (Брауна-Болстерли), впервые возникший в задаче описания ГДР, показывает, как возникает коллективное состояние (любое, не только ГДР) из набора простейших частично-дырочных ядерных степеней свободы, т.е. как в возбужденной системе многих отдельных нуклонов возникает их единое скоррелированное движение – ядерная коллективная степень свободы.

В силу мощной коллективизации многих частично-дырочных конфигураций свойства ГДР в средних и тяжелых ядрах слабо меняются при переходе от ядра к ядру. В таких ядрах доминирует статистический (испарительный) механизм нуклонного распада ГДР. Ядро, поглотившее фотон, в конечном счете «забывает» о своем прошлом и своём структурном своеобразии в исходном состоянии. Поэтому свойства ГДР в средних и тяжелых ядрах определяются не индивидуальными (структурными), а усредненными характеристиками ядер. Распадные свойства ГДР массивных ядер и, в частности, его ширина связаны с фрагментацией коллективного дипольного состояния по огромному числу  $2p2h$  и более сложных конфигураций, и, следовательно, также отражают только усредненные характеристики ядер. За счет этой фрагментации гигантский резонанс в массивных сферических ядрах имеет форму достаточно гладкого резонанса с шириной  $\approx 4$  МэВ. Можно

сказать, что картина ГДР в средних и тяжелых ядрах является довольно монотонной, оживляемой разве что его расщеплением из-за деформации и изоспиновым расщеплением.

Совсем иная ситуация имеет место в легких ядрах. Во-первых, за счёт резкого опускания глубоких одночастичных уровней энергии  $E1$ -переходов из внешней частично заполненной оболочки в свободную (переходы типа А) и из самой высокой заполненной оболочки в частично заполненную (переходы типа Б) оказываются сильно различающимися. За счет этого фактора в ряде случаев энергетический разброс  $E1$ -конфигураций достигает 10 – 15 МэВ. Во-вторых, особенности супермультиплетной структуры самых легких ядер приводят к дополнительному расщеплению конфигураций по схемам Юнга, достигающему в ядрах  $1p$ -оболочки 15–16 МэВ. Сильный разброс по энергии исходных конфигураций, обусловленный влиянием этих двух факторов, приводит к тому, что в легких ядрах остаточное взаимодействие оказывается не в состоянии сформировать единое дипольное состояние. Коллективизация в смысле механизма Брауна-Болстерли отсутствует. Гигантский резонанс оказывается «рассыпанным» по сильно разделенным отдельным группам состояний, на которых могут образовываться локальные дипольные подсостояния. Более того, поскольку ГДР легких ядер распадается максимально быстро (на полупрямой стадии), т.е. непосредственно из  $1p1h$ -конфигураций, возникших сразу при поглощении ядром фотона, то вылетающие из ядра  $A$  фотонуклоны несут информацию об этих конфигурациях, которая и может быть непосредственно извлечена из экспериментов, в которых фиксируются заселяемые состояния конечных  $A-1$  ядер. Таким образом, по сравнению с ГДР средних и тяжелых ядер, ГДР легких ядер, во-первых, формируется на основе

других принципов, во-вторых, является значительно более богатым по запечатленной в нем информации. Вся совокупность этих явлений в легких ядрах носит название конфигурационного расщепления ГДР. Это явление, открытое в НИИЯФ МГУ, имеет универсальный характер. Оно проявляется в ядерных реакциях с самыми различными пробными частицами. Можно сказать, что без концепции конфигурационного расщепления вообще нельзя понять «отклик» легких ядер на действие различных зависящих от времени внешних полей. С точки зрения простейших коллективных моделей конфигурационное расщепление ГДР в легких ядрах можно интерпретировать как более быстрые дипольные колебания нуклонов внутренних оболочек по сравнению с внешними нуклонами.

Явление конфигурационного расщепления наиболее ярко и масштабно проявляется в ядрах  $1p$ - и  $1d2s$ -оболочек, т.е. в области  $A \leq 40$ . Его можно проследить вплоть до  $A \approx 60$ . В более массивных ядрах оно исчезает. В них с ростом массового числа всё больше доминирует механизм Брауна-Болстерли. Таким образом, с ростом массового числа происходит переход от ГДР, представляющего собой широкую полосу рассыпанных по энергии отдельных  $1p1h$ -состояний, к коллективному дипольному состоянию. Имеет место своеобразный «фазовый переход». Область массовых чисел, где происходит этот переход, можно примерно оценить в 70 – 80 нуклонов.

Понимание различной природы формирования ГДР в легких и тяжелых ядрах позволяет окончательно разобраться в том, какие факторы, формируют ширину и структуру гигантского резонанса ядер, расположенных в разных частях периодической таблицы. Под шириной и структурой ГДР мы здесь имеем ввиду энергетический интервал, в котором группируются основные частично-дырочные  $E1$ -переходы, и гросс-структуру сечений

фотопоглощения. Основными факторами, формирующими ширину ГДР, являются процессы его расщепления:

- по энергии дипольных  $1p1h$ -переходов из одной оболочки;
- по энергии  $1p1h$ -переходов из разных, как правило, двух, оболочек (конфигурационное расщепление);
- связанного со спецификой квантового числа изоспина (изоспиновое расщепление);
- связанного с деформацией (несферичностью) ядра в основном состоянии.

Эти же факторы формируют и гросс-структуру гигантского резонанса. Вся совокупность имеющихся экспериментальных данных по фоторасщеплению ядер даёт достаточно полное представление о том, какие из этих факторов «работают» в ядрах различного веса. Не отвлекаясь на детали, ограничимся краткими выводами. В легких ядрах в принципе могут быть существенными все перечисленные факторы, но наиболее масштабные и хорошо фиксируемые экспериментом являются конфигурационное и изоспиновое расщепление. Они, как правило, дополняют и усиливают друг друга. Что касается деформации, то нет прямых экспериментальных свидетельств не только в пользу её определяющего влияния на характеристики ГДР легких ядер, но даже на сколько-нибудь заметное влияние на них. Причина этого до конца не ясна. Возможно, деформация влияет на характеристики ГДР легких ядер «параллельно» и в ту же сторону, что конфигурационное и изоспиновое расщепление, но, поскольку её влияние менее масштабно, то оно тонет в проявлениях более сильных факторов. Вторая возможная причина – это потеря легким ядром при поглощении высокоэнергичного фотона своей статической деформации, присущей основному состоянию. К этой теме мы ещё вернёмся ниже.

В средних и тяжелых ядрах конфигурационное расщепление перестает оказывать существенное влияние на глобальные характеристики ГДР. Что касается изоспинового расщепления, то оно по мере роста массы ядра (и одновременно нейтронного избытка  $N - Z$ ) также утрачивает влияние на ширину и гросс-структуру гигантского резонанса, поскольку  $T_{>}$ -ветвь сечения фотопоглощения с увеличением  $A$  быстро вырождается и уходит далеко за максимум ГДР. В этих условиях на первый план выходит деформация. Её проявление составляет содержание эффекта Даноса-Окамото, существование которого доказано многими экспериментами. Показательным является то, что характер и величина деформационного расщепления ГДР в средне-тяжелых и тяжелых несферических ядрах являются именно такими, которые следуют из характера и величины её статической деформации. Это означает, что массивное ядро, поглотившее высокоэнергичный фотон, не утрачивает этой деформации за время жизни ГДР ( $10^{-19} - 10^{-18}$  с). На вопрос о том, почему в ядре с энергией возбуждения  $\approx 15$  МэВ за это достаточно длительное по ядерным меркам время (до  $10^4$  ядерных времён) не только не разрушается исходная форма ядра, но даже и не нарушается сколько-нибудь заметно, ответ может быть следующим. В формировании гигантского резонанса участвуют нуклоны двух самых внешних ядерных оболочек. Таким образом, в тяжелом ядре основной нуклонный остов, лежащий под внешними оболочками, вообще не затрагивается процессом фоторасщепления. В тяжелом ядре этот остов – основная часть ядра и именно с его поляризацией дальнедействующими остаточными силами связано появление несферичности ядра в основном состоянии. Фотоны, формирующие ГДР, вызывают дипольные протон-

нейтронные колебания в поверхностном ядерном слое и поэтому не влияют на поляризацию остова.

В легких ядрах ситуация иная. Все оболочки (в  $1p$ -ядрах) или две из трех оболочек (в  $1d2s$ -ядрах) вовлечены в процесс фоторасщепления, и поэтому естественно ожидать, по крайней мере, частичной потери ядром его исходной (статической) деформации. В какой степени более быстрый (за время  $\approx 10^{-21}$  сек) распад ГДР легкого ядра способствует сохранению деформации, неясно.

Кратко остановимся на проблеме промежуточной и тонкой структуры ГДР. Она по-разному «решается» в легких и тяжёлых ядрах. В легких ядрах из-за сравнительно низкой плотности роль  $2p2h$ -конфигураций в формировании промежуточной структуры незначительна. Эта структура определяется разбросом  $1p1h$ -конфигураций в пределах одной оболочки. Тонкая структуры ГДР наблюдается у легких ядер с числом нуклонов  $> 20$ . Именно за её возникновение в таких легких ядрах и отвечают  $2p2h$ -конфигурации.

В средних и особенно тяжелых ядрах плотность  $2p2h$ -конфигураций, на которые могут распадаться входные  $1p1h$  дипольные состояния, огромна. Поэтому эти конфигурации формируют не только ширину ГДР массивных ядер, но и его промежуточную и тонкую структуру. Структурные эффекты разброса  $1p1h$ -состояний в таких ядрах, в отличие от легких ядер, несущественны и подавлены сильной коллективизацией этих состояний.

В целом рассмотрение физики гигантского резонанса показывает, что он весьма чувствителен к структурным особенностям ядер, особенно легких. Изменение числа нуклонов в ядре на 1 – 2 способно радикальным образом изменить форму и ширину ГДР. Эта тонкая настроенность параметров ГДР на структурную индивидуальность ядер делает его необычайно ценным

инструментом ядерно-физических исследований. Для того, чтобы ещё раз подчеркнуть это представим себе гипотетическую ситуацию, когда различные ядра в плане особенностей своей внутренней структуры почти не отличаются друг от друга. Ядра различной массы - это просто кусочки одной и той же ядерной материи большего или меньшего объема. С точки зрения оболочечного строения такое единообразие предполагает существование у всех ядер системы одночастичных уровней, каркасом которой являются осцилляторные оболочки сферического потенциала. В этом случае во всех ядрах мы будем иметь ГДР в виде узкого одиночного резонанса с энергией  $1\hbar\omega \approx 41 \cdot A^{-1/3}$  МэВ. В таком «максимально упрощенном» ГДР отражена как одинаковость всех ядер в смысле их оболочечного строения (все ядра имеют одинаковые расстояния между оболочками), так и одинаковость формы ядер (все ядра сферические). К этой оболочечной и сферической симметрии мы добавим и  $N - Z$  симметрию, т.е. будем считать, что у всех ядер число нейтронов равно числу протонов (все ядра самосопряженные). В этом случае «осцилляторный»  $E1$ -резонанс, которым мы наделили все ядра, будет у всех у них иметь и один и тот же изоспин  $T_> = 1$ .

Теперь будем последовательно возвращаться к реальным ядрам. Сначала обратимся к их оболочечному строению. Осцилляторная однородность оболочек (их эквидистантность и, соответственно, вырожденность по межоболочечному расстоянию) снимается реальными нуклон-нуклонными силами и, прежде всего их остаточной составляющей. Это сильно опускает энергии глубоких оболочек (особенно в легких ядрах) по сравнению с внешними оболочками и это расщепление по межоболочечному расстоянию немедленно приводит к конфигурационному расщеплению ГДР. В массивных ядрах

масштаб этого межоболочечного расщепления быстро уменьшается и его следы стираются возросшим эффектом коллективизации  $1p1h$ -конфигураций остаточными силами.

Откажемся теперь от однородности ядерной формы, т.е. от сферичности всех ядер. Снятие вырождения ядерной формы также осуществляется остаточными нуклон-нуклонными силами (их дальнедействующей частью, поляризующей ядерный остов). Теперь наряду с сферическими ядрами мы получаем и несферические и ГДР обогащается эффектом Даноса-Окамото.

И, наконец, откажемся от  $N - Z$  симметрии. Эта симметрия (вырожденность по числу нуклонов каждого типа) снимается кулоновскими силами. При этом подавляющая часть ядер превратится в несамосопряженные ядра ( $N > Z$ ) и возникнет расщепление гигантского резонанса по изоспину.

Из этого схематического примера, с одной стороны, хорошо видно, как гигантский резонанс отслеживает структурные изменения ядер. С другой стороны мы убеждаемся, что многообразие характеристик ГДР определяется, прежде всего, потерей ядрами однородности (симметрии) их оболочечного строения, однородности (симметрии) формы и  $N - Z$  симметрии.

Существование в течение многих лет существенных проблем систематического различия данных разных экспериментов, обусловлено целым рядом специфических трудностей проведения экспериментов на фотонных пучках. Главным из них, безусловно, является отсутствие до настоящего времени пучков реально моноэнергетических фотонов. Аппаратные функции экспериментов с различными квазимоноэнергетическими фотонами, во-первых, имеют очень сложные формы, а во вторых, существенно различаются в разных экспериментах.



Сложные формы аппаратных функций разных экспериментов приводят к различиям определяемых сечений по всем основным параметрам – форме, величине и энергетическому положению. Совместный анализ с единых позиций результатов разных экспериментов позволяет выработать методы учета имеющихся систематических расхождений и с их помощью привести результаты таких экспериментов к согласию. Это позволяет получить оцененные сечения фотоядерных реакций, свободные от таких расхождений и имеющих высокие не только статистическую, но и полную погрешности, что открывает возможности для получения не только для существенного уточнения имеющихся данных, но (во многих случаях) и для получения новых физических результатов.

Вместе с тем, окончательное решение не только обсуждавшихся выше, но и многих других проблем определения точности и надёжности экспериментальных фотоядерных данных, несомненно требует проведения новых измерений с истинно моноэнергетическими фотонами на установках нового поколения. При этом всё сказанное свидетельствует о необходимости сочетать открывающиеся возможности установок с пучками реально моноэнергетических фотонов с надёжными методами определения интенсивности потока фотонов, эффективности регистрирующей аппаратуры и множественности продуктов реакций.

Работа поддержана Госконтрактом № 02.513.12.0046, грантами Президента РФ №№ НШ-1619.2003.2, НШ-5365.2006.2 и НШ-485.2008.2 для поддержки молодых российских учёных и ведущих научных школ и в течение ряда лет частично поддерживалась грантами РФФИ № 99-07-90015, 03-07-90431, 04-02-16275, 04-07-99601.

В заключение авторы выражают благодарность доценту Кафедры общей ядерной физики Физического факультета МГУ к.ф.-м.н. М.Е.Степанову, к.ф.-м.н. Д.С.Руденко и Н.Н.Пескову за полезные обсуждения и большую помощь в обработке, анализе, интерпретации и представлении данных, программистам С.Ю.Комарову и В.В.Чеснокову – за помощь в проведении расчетов и оформлении работы.