

УДК 539.17

**ГИГАНТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС В  
ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ РАЗЛИЧНОГО  
ТИПА: РАСХОЖДЕНИЯ, ПРИЧИНЫ, СПОСОБЫ  
УСТРАНЕНИЯ, СЛЕДСТВИЯ**

*В. В. Варламов, Б. С. Ишханов*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,  
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

ВВЕДЕНИЕ	859
ДВА ОСНОВНЫХ ТИПА ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ	862
ОСНОВНЫЕ СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ РАСХОЖДЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ В ТИ- И КМА-ЭКСПЕРИМЕНТАХ	866
СПОСОБЫ УЧЕТА И УСТРАНЕНИЯ РАСХОЖДЕНИЙ СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ В РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ	876
СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС ФОТОЯДЕРНЫХ ДАННЫХ	887
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	890
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	891

УДК 539.17

## ГИГАНТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС В ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ РАЗЛИЧНОГО ТИПА: РАСХОЖДЕНИЯ, ПРИЧИНЫ, СПОСОБЫ УСТРАНЕНИЯ, СЛЕДСТВИЯ

*В. В. Варламов, Б. С. Ишханов*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,  
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Изучение фотоядерных реакций играет важную роль как в фундаментальных, так и в прикладных ядерно-физических исследованиях. Параметры гигантского дипольного резонанса (ГДР), наблюдаемого в сечениях различных реакций под действием  $\gamma$ -квантов, представляют особый интерес с точки зрения изучения структуры и динамики атомных ядер, механизмов ядерных реакций, востребованы в области физики релятивистских тяжелых ионов. Абсолютное большинство данных о фотоядерных реакциях получено в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением (ТИ) и квазимоноэнергетическими фотонами, образующимися при аннигиляции (КМА) на лету релятивистских позитронов. Между результатами экспериментов этих двух типов существуют значительные расхождения систематического характера: они прямо зависят от метода получения данных и по величине существенно превосходят достигнутые в экспериментах статистические погрешности. Все это существенно затрудняет их практическое использование. Создание полных баз данных позволило взглянуть на то, что было получено в области фотоядерных реакций, по-новому, проанализировать точность и надежность данных, выработать рекомендации по учету систематических погрешностей результатов экспериментов различных типов, обусловленных различиями в методах проведения измерений, обработки данных и извлечения информации о сечениях реакций. С целью исследования возможных причин систематических расхождений результатов различных фотоядерных экспериментов, разработки методов их учета и устранения, приведения результатов различных экспериментов к согласию выполнены совместные системные исследования большого количества данных о сечениях различных фотоядерных реакций, полученных в разных экспериментах. Исследования проведены на основе современных полных баз данных. Конкретное рассмотрение проводится для выходов и сечений полных  $(\gamma, xn)$  и парциальных  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  фотонейтронных реакций, дающих основные вклады в процессы формирования ГДР. Основное внимание уделяется особенностям экспериментов с КМА-фотонными пучками, большинство которых выполнено в Ливерморе (США) и Сакле (Франция). Анализируются значительные систематические расхождения, обусловленные различиями эффективных фотонных спектров в этих экспериментах, а также в методах разделения фотонейтронных реакций различной множественности:  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ .

The photonuclear reaction investigation plays very important role in both basic and applied nuclear physics research. Parameters of Giant Dipole Resonance (GDR) observed in cross sections of various reactions induced by  $\gamma$  quanta are of great interest for study of structure and dynamics of atomic nuclei, nuclear reaction mechanisms, involved into the research in the field of relativistic heavy ions. Absolute majority of photonuclear reaction cross section data has been obtained in experiments using electron bremsstrahlung and quasimonoeenergetic photons produced by annihilation in flight of

relativistic positrons. There are many clear systematical disagreements between data obtained in these types of experiments: they are clearly larger than statistical data uncertainties and depend directly on the method used to obtain data. All of them embarrass the data practical using. The development of complete advanced databases gave the possibility to overview jointly all photoneuclear reaction data obtained, to carry out new analysis of data accuracy and reliability, and to produce recommendation how to take into account systematical discrepancies of various experiments caused by differences of experimental methods, procedures of measured data processing to obtain the information on reaction cross section. With the aim of studying possible reasons of systematical disagreements between the results of various experiments, developing methods of taking them into account and bringing the results of various experiments to consistency, the joint investigation of many photoneuclear reaction cross section data obtained in various experiments was carried out. Special treatment was devoted to the yields and cross sections of total ( $\gamma, xn$ ) and partial ( $\gamma, n$ ) and ( $\gamma, 2n$ ) photoneutron reactions that put the main contributions to the GDR forming. The main attention was paid to the specifics of experiments with quasimonoenergetic annihilation photons carried out primarily at Livermore (USA) and Saclay (France). Significant systematical discrepancies arising due to the difference between these experiments effective photon spectra as well as in procedures of neutron multiplicity sorting for reactions ( $\gamma, n$ ) and ( $\gamma, 2n$ ) are analyzed.

## ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач экспериментальных исследований в области ядерной физики была и остается 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  $\gamma$ -квантов, угловых, энергетических, массовых и других распределений частиц-продуктов, энергий возбуждения конечного ядра и каналов его распада, исследованных при различных энергиях тех или иных 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 счет 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]. Накоплен [2–5] огромный экспериментальный материал по фоторасщеплению атомных ядер. В энергетической зависимости сечения процесса поглощения фотонов атомными ядрами (за исключением легчайших — дейтрон, тритон, ядро  $^3\text{He}$ ) обнаружен отчетливо выраженный мощный и широкий максимум, называемый гигантским дипольным резонансом (ГДР). Установлены основные параметры ГДР (положение, величина и форма) для различных ядер.

Природа гигантских резонансов в сечениях фотоядерных реакций получила первое объяснение в рамках полуклассической гидродинамической модели ядра [6–8]. 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 ядерным 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. Позднее было показано, что ГДР может быть описан в рамках оболочечной модели ядра [9–11] 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.

Исследование природы и свойств ГДР сыграло решающую роль в становлении современных представлений о структуре и динамике атомного ядра. 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.

Изучение характеристик фотоядерных реакций играет важную роль как в фундаментальных, так и в прикладных ядерно-физических исследованиях. Различные процессы взаимодействия  $\gamma$ -квантов низких и средних энергий широко используются в самых разных областях науки и техники (ядерная физика и ядерная энергетика, радиационные разделы химии, геологии, медицины, материаловедение и экология и многие другие). В последнее время сечения фотонейтронных реакций были востребованы [12] в области самых современных исследований свойств сильновзаимодействующей материи — кварк-глюонной плазмы — на встречных пучках релятивистских ядер двух крупнейших в мире установок — коллайдере релятивистских тяжелых ионов (Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)) [13] в Брукхейвенской национальной лаборатории США и большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider (LHC)) [14] в CERN (Женева).

Процесс поглощения ядром  $\gamma$ -кванта с энергией до  $\sim 50$  МэВ приводит к тому, что при снятии внесенного возбуждения ядро испускает отдельные нуклоны и их комбинации. Ядро с наибольшей вероятностью испускает один нуклон, с меньшей вероятностью — два 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 того или иного 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

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

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

В области энергий максимума ГДР сечение фотопоглощения для большинства 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 могут давать реакции с большей множественностью испускаемых нуклонов, прежде всего реакция  $(\gamma, 2n)$ . 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 и предсказаний статистической модели может служить доказательством проявления процессов прямого выбывания нейтронов  $\gamma$ -квантами из ядра [15].

Однако обоснованность таких заключений в значительной степени зависит от того, с какой точностью и надежностью определяется сечение реакции  $(\gamma, n)$  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. К сожалению, такие данные, полученные в разных экспериментах, существенно расходятся друг с другом [16]. Большинство данных по реакциям  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  получено в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами в Ливерморе (США) и Сакле (Франция), а причиной их существенных расхождений между собой являются определенные недостатки использованных в экспериментах процедур определения множественности фотонейтронов.

Более того, выполненные ранее исследования (например, [17–19]) показали, что во многих случаях данные по сечениям полной фотонейтронной реакции

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

непосредственно получаемые в экспериментах и с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами, и с тормозным  $\gamma$ -излучением, также заметно

отличаются друг от друга. Были изучены основные причины таких расхождений и предложены способы согласования данных друг с другом.

Работы выполнялись с использованием полной базы данных по ядерным реакциям под действием фотонов, нейтронов, заряженных частиц и тяжелых ионов [20, 21], созданной в соответствии с требованиями и рекомендациями [22] Секции ядерных данных МАГАТЭ в рамках сети [23] центров ядерных данных МАГАТЭ на основе международного массива данных EXFOR [24]. База данных включает в себя огромное количество различных параметров ядерных реакций под действием фотонов, нейтронов, заряженных частиц и тяжелых ионов, в том числе данные по всем сечениям фотоядерных реакций из атласов [4, 5] и значительное количество сечений реакций и других характеристик из известных справочно-библиографических изданий [2, 3].

Настоящий обзор посвящен основным и наиболее значительным из выявленных расхождений данных по сечениям фотонейтронных реакций, методам их учета и оценки на основе анализа систематических расхождений результатов разных экспериментов. Рассмотрены также некоторые существенные физические следствия устранения обсуждаемых расхождений, приводящие к переоценке точности и надежности некоторых полученных ранее результатов и предпочтений одних из них перед другими. Хотя большинство данных по сечениям фотоядерных реакций были получены относительно давно, их присутствие в современных базах данных [20, 21] и достаточно широкое использование до сих пор делают предмет настоящего обзора весьма актуальным.

## 1. ДВА ОСНОВНЫХ ТИПА ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Абсолютное большинство сечений фотоядерных реакций было получено [2–5] в экспериментах двух основных типов, выполненных с помощью тормозного  $\gamma$ -излучения (ТИ) и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции (КМА) на лету релятивистских позитронов. Между результатами экспериментов этих двух типов существуют известные отчетливо выраженные систематические расхождения. 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.

Для того, чтобы причины расхождений результатов разных экспериментов, выполненных достаточно давно, стали более понятными, целесообразно кратко рассмотреть их основные особенности, прежде всего, методы получения сечений реакций из результатов непосредственных измерений.

**1.1. Эксперименты с тормозным  $\gamma$ -излучением.** Исторически эксперименты этого типа были первыми, в которых получена информация о взаимодействии фотонов с ядрами. Они проводились во многих лабораториях, но наибольшее количество данных было получено в Московском государственном университете (Россия), Институте ядерных исследований РАН (Россия) и Университете Мельбурна (Австралия).

Спектр тормозного  $\gamma$ -излучения является сплошным, вследствие чего сечение реакции  $\sigma(k)$  не может быть измерено прямо. Непосредственно в эксперименте измеряется выход реакции

$$Y(E_{jm}) = \frac{N(E_{jm})}{\varepsilon D(E_{jm})} = \alpha \int_{E_{th}}^{E_{jm}} W(E_{jm}, k) \sigma(k) dk, \quad (3)$$

где  $E_{th}$  — энергетический порог реакции;  $W(E_{jm}, k)$  — спектр тормозного  $\gamma$ -излучения как функция верхней границы и энергии фотонов;  $N(E_{jm})$  — число событий реакции;  $D(E_{jm})$  — доза  $\gamma$ -излучения;  $\varepsilon$  — эффективность регистрирующей установки;  $\alpha$  — нормировочная константа.

Информация о сечении  $\sigma(k)$  извлекается из информации о выходе  $Y(E_{jm})$  с помощью одного из нескольких широко известных методов («разности фотонов», «обратной матрицы», Пенфолда–Лейсса, «наименьшей структуры (метод Кука)», «регуляризации (метод Тихонова)» и ряда других) решения неустойчивой обратной задачи — интегрального уравнения (3). Все эти методы были специально разработаны таким образом, чтобы эффективный спектр фотонов, вызывающих реакцию (аппаратная функция эксперимента), мог быть интерпретирован (рис. 1) как в определенной степени (квази)моноэнергетический, т. е. имел форму, в той или иной мере близкую к гауссиану, и относительно небольшую ширину.

Следует специально отметить, что в экспериментах этого типа каждый метод извлечения данных о сечении реакции  $\sigma(k)$  из информации о выходе реакции  $Y(E_{jm})$  имеет ряд специфических особенностей:

- аппаратная функция конкретного метода определения сечения реакции образуется независимо от условий конкретного эксперимента; более того, экспериментаторы стараются обеспечить в эксперименте те условия, которые предусмотрены соответствующим выбранным методом обработки;
- спектр квазимоноэнергетических фотонов, вызывающих реакцию, в каждом из разработанных методов определения сечения реакции получается с помощью специальной процедуры, в принципе представляющей собой не что иное, как линейную комбинацию спектров тормозного  $\gamma$ -излучения с близкими верхними границами;
- аппаратные функции всех разработанных методов определения сечения реакции имеют сложные формы (далекие от идеальной, как, например, форма

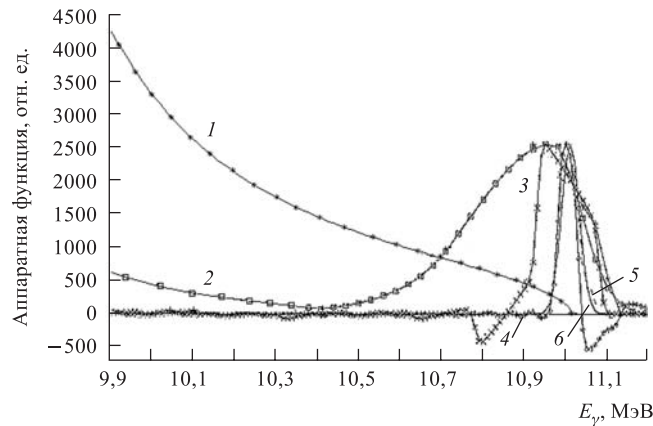


Рис. 1. Сравнение аппаратных функций (эффективных спектров фотонов) в различных методах получения информации о сечении фотоядерной реакции из экспериментальных данных: 1 — спектр тормозного  $\gamma$ -излучения (ТИ) (пример для  $E_{\gamma}^{\max} = 11$  МэВ); 2 — спектр КМА-фотонов (ширина аннигиляционной линии 350 кэВ); 3 — аппаратная функция в методе Пенфолда–Лейсса (шаг обработки 100 кэВ); 4 — аппаратная функция в методе регуляризации Тихонова (шаг обработки 50 кэВ); 5 — аппаратная функция в методе редукции (разрешение 50 кэВ); 6 — гауссиан с шириной 50 кэВ

гауссиана), которые могут приводить к дополнительным неопределенностям в форме, энергетическом положении и величине сечения реакции  $\sigma(k)$ ;

- вследствие относительной локализованности по энергии основных линий этих аппаратных функций полученные результаты, несмотря на очевидные недостатки, тем не менее могут быть интерпретированы именно как искомое сечение реакции.

**1.2. Эксперименты с квазимоноэнергетическими фотонами, образующимися при аннигиляции на лету релятивистских позитронов.** Как альтернатива процедуре решения неустойчивой обратной задачи (3) был предложен метод, основанный на получении квазимоноэнергетических фотонов «непосредственно» в эксперименте. Он использует эффект образования фотонов с энергией  $E_{\gamma} = E_{e^+} + 0,511$  МэВ при аннигиляции быстрых позитронов в тонкой мишени из легкого (малый заряд  $Z$ ) элемента.

Установки такого типа были созданы в нескольких лабораториях в США, Франции и Германии, но наибольшее количество данных этого типа было получено в Ливерморской национальной лаборатории им. Лоуренса (Lawrence Livermore National Laboratory) США (Ливермор) и Центре ядерных исследований Франции (France Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay) в Сакле.



Поскольку процесс аннигиляции позитронов всегда сопровождается их тормозным  $\gamma$ -излучением, эксперимент такого типа проходит в три этапа:

1) измерение выхода  $Y_{e^+}(E_j)$  (3) реакции под суммарным действием фотонов и от аннигиляции, и от тормозного  $\gamma$ -излучения позитронов;

2) измерение выхода  $Y_{e^-}(E_j)$  (3) 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  $Y_{e^-}(E_j)$ :

$$Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k) \quad (4)$$

и интерпретация этой разности  $Y(E_j) \approx \sigma(k)$  как искомого сечения реакции.

Специфическими особенностями экспериментов этого типа являются следующие:

- не существует «пучка квазимоноэнергетических фотонов»; эффективный спектр таких фотонов, вызывающих реакцию, «виртуально» возникает лишь как спектр, соответствующий разности двух реальных спектров налетающих фотонов: суммарного спектра фотонов позитронной аннигиляции и позитронного тормозного  $\gamma$ -излучения и спектра фотонов от позитронного (а реально — электронного) тормозного  $\gamma$ -излучения;

- аппаратная функция каждого конкретного эксперимента (рис. 1) получается индивидуально, поскольку прямо зависит от условий получения обоих экспериментальных результатов (выходов  $Y_{e^+}(E_j)$  и  $Y_{e^-}(E_j)$ ), их нормировки и привязки для получения разности (4);

- поскольку процесс получения «квазимоноэнергетических фотонов» является многоступенчатым (образование тормозного  $\gamma$ -излучения в процессах столкновений релятивистских электронов с толстой тяжелой (большой заряд  $Z$ ) 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, а значит, статистическая точность измерения экспериментальных выходов реакции и, следовательно, точность их нормировки и привязки оказываются также невысокими;

- вследствие всего сказанного аппаратные функции имеют очень сложные формы (рис. 1), могут распространяться на достаточно широкие области энергии, а следовательно, из результата (4) 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.

## 2. ОСНОВНЫЕ СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ РАСХОЖДЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ В ТИ- И КМА-ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Все сказанное выше свидетельствует о том, что условия получения информации о сечении реакции в экспериментах, выполненных с тормозным  $\gamma$ -излучением и квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами, заметно различаются: существенно различаются аппаратные функции. Различия эффективных спектров фотонов (рис. 1) в ТИ- и КМА-экспериментах, по существу, ставят вопрос о том, что именно в них интерпретируется как сечение реакции (так, например, выход ТИ-эксперимента может быть интерпретирован как сечение реакции, но только полученное с аппаратной функцией, ширина которой стремится к бесконечности). Важно отметить, что обсуждаемые систематические расхождения результатов превосходят достигнутые в экспериментах статистические погрешности.

**2.1. Расхождения данных по сечению полной фотонейтронной реакции ( $\gamma, n$ ).** **2.1.1. Структура сечения реакции (энергетическое разрешение).** Следует отметить, что расхождения обсуждаемого типа между результатами ТИ- и КМА-экспериментов были обнаружены сразу после того, как сечения одной и той же реакции были получены в экспериментах обоих типов.

В качестве типичного примера обсуждаемых расхождений на рис. 2 представлены данные по сечению полной фотонейтронной реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$ ,

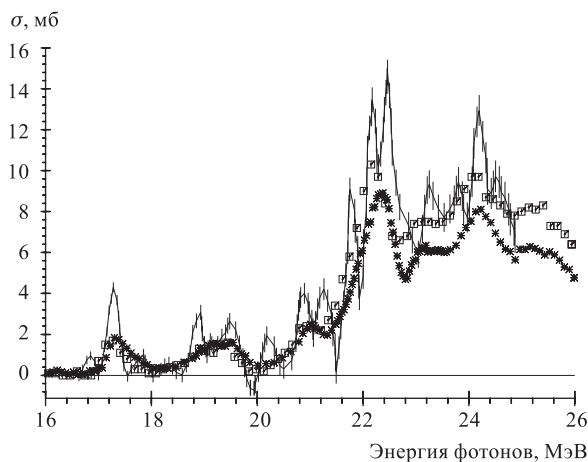


Рис. 2. Сравнение сечений реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$ , полученных в разных экспериментах при близких значениях энергетического разрешения: точки с ошибками — ТИ-эксперимент, выполненный в МГУ (Россия) [25], энергетическое разрешение  $\Delta = 200$  кэВ; квадраты — КМА-эксперимент, выполненный в Сакле (Франция) [26],  $\Delta = 180\text{--}280$  кэВ; звездочки — КМА-эксперимент, выполненный в Ливерморе (США) [27],  $\Delta = 200\text{--}300$  кэВ

полученные в одном ТИ- [25] и двух КМА-экспериментах [26, 27]. Хорошо видно, что надежно разделенные мощные максимумы, располагающиеся при близких значениях энергии, наблюдаются во всех трех сравниваемых сечениях, полученных при близких значениях заявленного энергетического разрешения ([25]: 200, [26]: 180–200, [27]: 200–300 кэВ).

По форме и по абсолютной величине соответствующие резонансы различаются, причем все резонансы в обоих КМА-сечениях имеют величины меньшие, а ширины большие по сравнению с резонансами в ТИ-сечении. Весьма важно отметить, что абсолютные значения ТИ-сечения [25] и КМА-сечения Сакле [26] близки: интегральные сечения, рассчитанные для общих пределов интегрирования, составляют 36,90 и 34,52 МэВ · мб (КМА-сечение Сакле выглядит как сглаженная версия ТИ-сечения). В то же самое время КМА-сечение Ливермора [27] значительно отличается по величине от двух других и приближается к ним лишь после умножения на некий коэффициент ( $31,01 = 1,12 \cdot 27,64$  МэВ · мб; происхождение дополнительного нормировочного множителя 1,12 будет обсуждаться ниже).

Для того чтобы выяснить природу наблюдавшихся расхождений, было проведено несколько специальных исследований. Одним из них является детальное сравнение [28] сечений полной фотонейтронной реакции на изотопе кислорода  $^{18}\text{O}(\gamma, xn)$ . Сравнивались параметры резонансов, обнаруженных [28] в ТИ-эксперименте (Мельбурн, Австралия) и КМА-эксперименте (Ливермор, США) [29]. Хотя сами авторы работы [28] говорят о хорошем согласии данных, из опубликованной таблицы параметров резонансов очевидно, что все резонансы ТИ-сечения имеют большие амплитуды (среднее значение отношения  $\langle A_{\text{ТИ}}/A_{\text{КМА}} \rangle = 1,17$ ) и меньшие ширины (среднее значение отношения  $\langle \Gamma_{\text{КМА}}/\Gamma_{\text{ТИ}} \rangle = 1,35$ ) по сравнению с резонансами в КМА-сечении. Более того, интегральные сечения для области энергий 8–28 МэВ также различаются:  $\sigma_{\text{ТИ}}^{\text{int}} = 187,12$  МэВ · мб и  $\sigma_{\text{КМА}}^{\text{int}} = 167,33$  МэВ · мб (а их отношение оказывается вновь весьма близким к упомянутому выше значению 1,12).

Для количественного сравнения формы сечений реакций, полученных в разных экспериментах, был введен [30] специальный параметр «структурность»  $S$ , описывающий степень отклонения отдельного сечения от себя самого, но сильно (для разрешения 1 МэВ) сглаженного:

$$S = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\sigma_i - \langle \sigma_i \rangle)^2}{\langle \langle \sigma \rangle \rangle^2}, \quad (5)$$

$$\langle \sigma_i \rangle = \frac{1}{\Delta} \int_{E_i - \Delta/2}^{E_i + \Delta/2} \sigma(k) dk, \quad (6)$$

$$\langle\langle\sigma\rangle\rangle = \frac{1}{D} \int_D \sigma(k) dk, \quad (7)$$

где  $\Delta$  — шаг сглаживания (1 МэВ);  $D$  — общая область энергии, в которой определены сравниваемые сечения реакции.

С целью исследования того, насколько близкую форму имеют сильно сглаженные сечения, полученные в разных лабораториях, при использовании введенного параметра структурности  $S$ , была получена [30] общая систематика расхождений данных. На рис. 3 представлены отношения  $S/S_{\text{Л}}$ , в которых структурность  $S$  рассчитывалась по данным различных лабораторий, а структурность  $S_{\text{Л}}$  — по КМА-данным Ливермора (в случаях, когда данные Ливермора отсутствуют, использовались данные других лабораторий — Сакле, университета Юстуса Либегга (Гессен, Германия), лаборатории General Atomic (Сан-Диего, США), университета Пенсильвании (США)). Такие отношения брались потому, что для рассмотрения систематических различий отдельных экспериментов следует приводить данные различных типов к данным какого-либо одного типа, выбранного в качестве своеобразного «этало́на». Выбор в качестве такого «этало́на» данных из Ливермора не означает их какого-либо приоритета перед другими и обусловлен лишь тем обстоя-

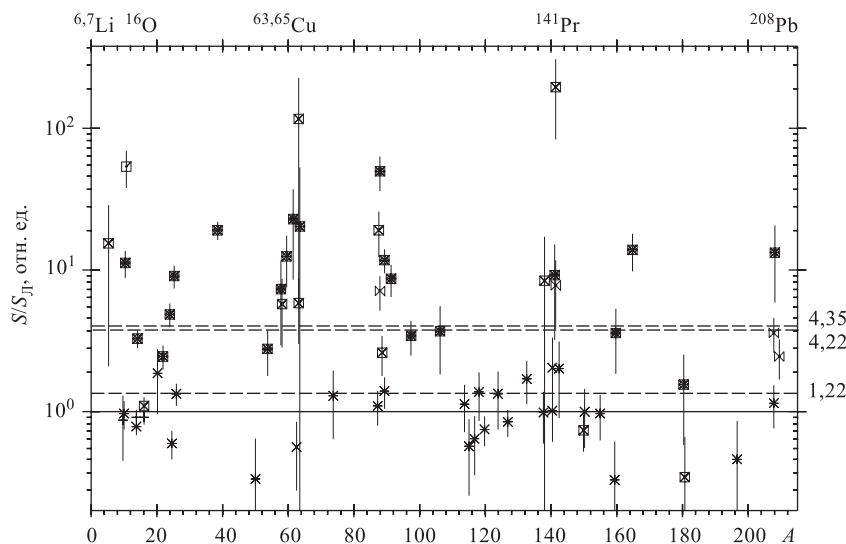


Рис. 3. Систематика данных о величине параметра  $S/S_{\text{Л}}$  для сечений полной фото-нейтронной реакции: ТИ-данные (■ — Москва (Россия), □ — Мельбурн (Австралия), □ — другие); КМА-данные (\* — Сакле (Франция), + — Гессен (Германия), × — другие); МФ-данные (⊗ — Иллинойс (США))

тельством, что наибольшее количество КМА-данных было получено именно в Ливерморе.

Из рис. 3 видно, что все данные достаточно отчетливо разделяются на две группы: ТИ-данные (среднее значение  $\langle S/S_{\text{Л}} \rangle = 4,35$ ) и КМА-данные (среднее значение  $\langle S/S_{\text{Л}} \rangle = 1,22$ ). Близость последнего среднего значения к единице означает, что для всех трех КМА-лабораторий (Ливермор, Са-кле, Гессен) заявляемые оценки энергетического разрешения по расчетной ширине аннигиляционной линии (во многих случаях 250–400 кэВ, в некоторых 500 кэВ, в нескольких 150–300 кэВ [4]) не соответствуют реальному разрешению, достигаемому в эксперименте: все они в той или иной степени оказываются близкими к использованному шагу сглаживания 1 МэВ.

Это находит свое прямое подтверждение в том, что данные, полученные в Иллинойсе [31] в экспериментах, выполненных с помощью меченых фотонов (МФ), аппаратная функция для которых близка к гауссиану, по величине анализируемого параметра  $S/S_{\text{Л}}$  существенно превосходят КМА-данные, оказываясь весьма близкими к ТИ-данным (среднее значение  $\langle S/S_{\text{Л}} \rangle = 4,22$ ). Эта близость ТИ- и МФ-данных по значениям параметра  $S/S_{\text{Л}}$  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.

Такое положение дел представляется вполне естественным, поскольку, как отмечалось выше, результат КМА-эксперимента представляет собой, по существу, не собственно сечение реакции, а лишь ее выход (4) — интеграл (3) от произведения сечения реакции и аппаратной функции очень сложной формы и достаточно протяженной по энергии. Для того чтобы получить из результата КМА-эксперимента сечение реакции, он должен быть подвергнут дополнительной обработке. Такой обработкой может быть [32] процедура восстановления («unfolding») сечения реакции из ее выхода, аналогичная тем, которые применяются в ТИ-экспериментах, или редукции, учитывающей реальную форму аппаратной функции эксперимента. Во многих исследованиях, выполненных ранее [30, 33–36], для такого рода обработки использовался метод редукции [37, 38].

**2.1.2. Абсолютная величина сечений реакции.** Данные по интегральным сечениям. Сравнение результатов многочисленных исследований (например, [25–29]), выполненных в различных экспериментах, свидетельствует о том, что между сечениями фотонейтронных реакций, полученными в экспериментах одного типа в разных лабораториях, наблюдаются очевидные расхождения, причем 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 ее экспериментального выхода, то второе вызывает удивление, поскольку установки для получения

Таблица 1. Сравнение величин интегральных сечений (по данным [4]) реакции  $(\gamma, xn)$ , полученных в КМА-экспериментах в Сакле и Ливерморе

Ядро	$^{51}\text{V}$	$^{75}\text{As}$	$^{90}\text{Zr}$	$^{133}\text{Cs}$	$^{165}\text{Ho}$
$E_{\gamma}^{\text{int. max}}$ , МэВ					
Сакле	27,8	26,2	25,9	24,2	26,8
Ливермор	27,8	29,5	27,6	29,5	28,9
$\sigma_{\text{C}}^{\text{int}} / \sigma_{\text{Л}}^{\text{int}}$	$689/654 = 1,06$	$1306/1130 \geq 1,16$	$1309/1158 \geq 1,13$	$2484/2505 \approx 1$	$3667/3385 \geq 1,08$

КМА-фотонов непосредственно в эксперименте в Ливерморе и Сакле практически идентичны.

В качестве наглядного количественного примера расхождений по абсолютной величине сечений однотипных реакций в табл. 1 представлены данные [4] Ливермора и Сакле 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  $E_{\gamma}^{\text{int. max}}$  (эти пределы или равны в Сакле и Ливерморе, или имеют в Ливерморе большие значения) или самих значений интегральных сечений (подобных примеров имеется [4] очень много, но они менее наглядны). Приведенные данные свидетельствуют о том, что значения Сакле превышают соответствующие значения Ливермора на 6–16 % и более (для случая ядра  $^{133}\text{Cs}$  отношение близко к единице, однако в этом случае пределы интегрирования различаются более чем на 5 МэВ).

Значительные расхождения однотипных данных по абсолютной величине были предметом многих исследований. Наиболее детальное из них было выполнено в Ливерморе [39]. Сечения фотонейтронных реакций на ядрах  $^{e\text{ст}}\text{Zr}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{141}\text{Pr}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{e\text{ст}}\text{Pb}$ , полученные в Ливерморе ранее, были специально перемеряны при энергиях вблизи максимума ГДР именно с целью выяснения возможных причин и способов устранения их расхождений с сечениями Сакле. Новые данные по абсолютным величинам сечений фотонейтронных реакций для ядер  $^{e\text{ст}}\text{Zr}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{141}\text{Pr}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{e\text{ст}}\text{Pb}$  детально сравнивались между собой и были использованы для выработки рекомендаций по устранению расхождений данных и для других ядер (табл. 2). Следует отметить, что расхождения для некоторых ядер значительно превышали значения, приведенные в табл. 1 (при этом расхождения сечений Ливермора для ядер  $^{127}\text{I}$  и  $^{197}\text{Au}$ , полученных ранее, от соответствующих данных Сакле были столь большими, что было рекомендовано не использовать их вовсе).

При анализе расхождений, которые самими авторами [39] определяются как «ощутимые» (appreciable), 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 была предложена процедура дополнительной нормировки данных не Ливермора, а Сакле — умножения сечений, полученных в Сакле, на специальный фактор  $F$  (табл. 2).

Данные, приведенные в табл. 2, свидетельствуют о том, что предложенные [39] рекомендации по устранению ощутимых превышений данных Сакле над данными Ливермора, двойственны и непоследовательны:

- с одной стороны, абсолютные величины сечений реакций, полученных в Сакле 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 [40], 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 [30], выполненного в Иллинойсе.

Определенный разброс от ядра к ядру значений коэффициентов  $F$  делает актуальной 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 [35] полная систематика данных для отношений

$$r = R_{\text{сист}}^{\text{int}} = \sigma_{\text{разн. лаб}}^{\text{int}}(\gamma, xn) / \sigma_{\text{Л}}^{\text{int}}(\gamma, xn) \quad (8)$$

Таблица 2. Рекомендованный [39] фактор  $F$  (отношение  $\sigma_{\text{Л}}^{\text{int}} / \sigma_{\text{С}}^{\text{int}}$ ) нормировки данных Сакле с целью устранения их расхождений с данными Ливермора

Ядро	Лаборатория	Фактор $F$
$^{\text{ест}}\text{Rb}$	Сакле	$0,85 \pm 0,03$
$^{89}\text{Sr}$	Сакле	$0,85 \pm 0,03$
$^{89}\text{Y}$	Сакле	0,82
$^{89}\text{Y}$	Ливермор	1,0
$^{90}\text{Zr}$	Сакле	0,88
$^{90}\text{Zr}$	Ливермор	1,0
$^{91}\text{Zr}$	Ливермор	1,0
$^{92}\text{Zr}$	Ливермор	1,0
$^{93}\text{Nb}$	Сакле	$0,85 \pm 0,03$
$^{94}\text{Zr}$	Ливермор	1,0
$^{127}\text{I}$	Сакле	0,8
$^{197}\text{Au}$	Сакле	0,93
$^{206}\text{Pb}$	Ливермор	1,22
$^{207}\text{Pb}$	Ливермор	1,22
$^{208}\text{Pb}$	Ливермор	1,22
$^{208}\text{Pb}$	Сакле	0,93
$^{209}\text{Bi}$	Ливермор	1,22

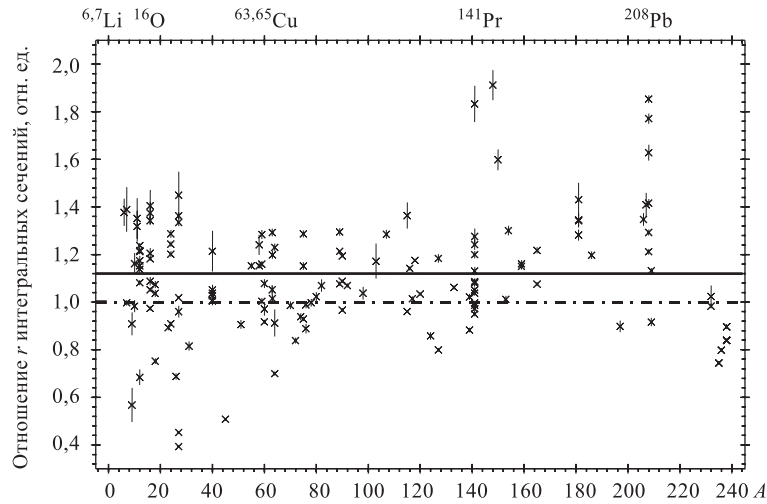


Рис. 4. Систематика [35] значений отношения  $r = R_{\text{сист}}^{\text{int}} = \sigma_{\text{разн. лаб}}^{\text{int}}(\gamma, xn) / \sigma_{\text{Л}}^{\text{int}}(\gamma, xn)$  величин интегральных сечений полной фотонейтронной реакции до порога реакции  $(\gamma, 2n)$  для различных ядер, полученных с помощью различных фотонных пучков в разных лабораториях и с помощью квазимоноэнергетических фотонов в Ливерморе. Сплошная линия — среднее значение отношения  $r = R_{\text{сист}}^{\text{int}} = 1,12$ ; штрихпунктирная —  $r = 1,0$

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 «эталопа» вновь были выбраны данные Ливермора.

Для того чтобы избежать дополнительных погрешностей, которые могут проявляться при энергиях выше порогов реакций с различной множественностью фотонейтронов (2), которые будут специально рассмотрены ниже, значения интегральных сечений для каждого из рассмотренных ядер рассчитывались для областей энергий между порогами реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  — фактически приведены интегральные характеристики тех частей сечений одонейтронных 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 единицы.



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 единицы, 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 Сакле по абсолютной величине согласуются не с однотипными КМА-данными Ливермора, а с данными, полученными как в КМА- и МФ-экспериментах в других лабораториях (Иллинойс, Пенсильвания и Сан-Диего (США), Гессен (Германия)), так и с данными ТИ-экспериментов (выполненными преимущественно в Москве и Мельбурне (Австралия)). По-видимому, полная систематика данных подтверждает приведенные выше выводы авторов работы [39] о возможных причинах расхождений (ошибки (погрешности) процедур определения потока фотонов и эффективности регистрации нейтронов).

Полученная систематика требует по-новому взглянуть на рекомендации работы [39] по согласованию данных Ливермора и Сакле. Очевидно, что к их согласованию между собой (а также с данными упоминавшегося МФ-эксперимента [30] и большого количества данных ТИ-экспериментов!) приводит не уменьшение (умножение на коэффициент  $F$  (табл. 2)) данных Сакле, а напротив — увеличение данных Ливермора (как это, собственно, и было сделано в работе [39] для  $^{206,207,208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$ ). Естественно, что такое увеличение следует производить путем умножения данных Ливермора на коэффициенты  $1/F = 1,08-1,25$ , полученные по данным для коэффициентов  $F$  (табл. 2). 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 табл. 1, представляющие собой малую выборку значений полной систематики.

**2.2. Расхождения сечений парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , полученных в КМА-экспериментах в Сакле и Ливерморе.** Наряду с рассмотренными расхождениями сечений полной фотонейтронной реакции (2), которая для областей энергии (в основном — ниже энергетических порогов реакций  $(\gamma, 3n)$ ) большинства экспериментов, выполненных в Сакле и Ливерморе, может быть представлена в упрощенном виде

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma[(\gamma, n) + 2(\gamma, 2n)], \quad (9)$$

еще более серьезные расхождения сечений были обнаружены [16, 41] для парциальных реакций, ее составляющих —  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  при совместном анализе данных по обеим реакциям для 12 ядер ( $^{89}\text{Y}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{117,118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ). На основании полной базы данных по ядерным реакциям [21] эта информация была затем в значительной

Таблица 3. Сравнение [41, 42] величин отношений интегральных сечений [4] реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, xn)$  — соответственно  $R^{\text{int}}(xn) = \sigma_{\text{C}}^{\text{int}}(\gamma, xn)/\sigma_{\text{I}}^{\text{int}}(\gamma, xn)$ ,  $R^{\text{int}}(n) = \sigma_{\text{C}}^{\text{int}}(\gamma, n)/\sigma_{\text{I}}^{\text{int}}(\gamma, n)$  и  $R^{\text{int}}(2n) = \sigma_{\text{C}}^{\text{int}}(\gamma, 2n)/\sigma_{\text{I}}^{\text{int}}(\gamma, 2n)$ , полученных в Сакле и Ливерморе

Ядро	$R^{\text{int}}(n)$ [4, 41]	$R^{\text{int}}(2n)$ [4, 41]	$R^{\text{int}}(xn)$ [4, 41]	$R^{\text{int}}(n)$ [42]	$R^{\text{int}}(2n)$ [42]	$R^{\text{int}}(xn)$ [42]
1	2	3	4	5*	6	7*
$^{51}\text{V}$				1,07	0,79	1,07
$^{75}\text{As}$				1,21	1,22	1,21
$^{89}\text{Y}$	1,33 (1279/960)	0,75 (74/99)	1,26	1,25	0,87	1,25
$^{90}\text{Zr}$				1,26	0,73	1,26
$^{115}\text{In}$	1,09 (1470/1354)	0,55 (278/508)	0,94	0,97	0,76	0,97
$^{116}\text{Sn}$				1,10	0,92	1,10
$^{117}\text{Sn}$	0,97 (1334/1380)	0,46 (220/476)	1,01	1,02	0,93	1,02
$^{118}\text{Sn}$	1,06 (1377/1302)	0,59 (258/531)	1,06	1,07	0,86	1,07
$^{120}\text{Sn}$	0,98 (1371/1389)	0,75 (399/673)	0,99	1,00	0,86	1,00
$^{124}\text{Sn}$	0,82 (1056/1285)	0,75 (502/670)	0,93	0,93	0,94	0,93
$^{127}\text{I}$				1,34	1,07	1,34
$^{133}\text{Cs}$	1,24 (1828/1475)	0,65 (328/503)	1,11	1,10	0,88	1,10
$^{159}\text{Tb}$	1,37 (1936/1413)	0,68 (605/887)	1,06	1,07	0,71	1,07
$^{165}\text{Ho}$	1,20 (2090/1735)	1,03 (766/744)	1,14	1,20	1,05	1,20
$^{181}\text{Ta}$	1,68 (2180/1300)	0,90 (790/881)	1,22	1,25	0,89	1,25
$^{197}\text{Au}$	1,18 (2588/2190)	0,62 (479/777)	1,00	1,00	0,69	1,00
$^{208}\text{Pb}$	1,54 (2731/1776)	0,38 (328/860)	1,30	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).

степени пересмотрена и уточнена [42]. Дополнительно были получены [42] аналогичные данные еще для 7 ядер —  $^{51}\text{V}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  (табл. 3).

Следует отметить, что реакцию  $(\gamma, n)$  более корректно было бы обозначать  $(\gamma, 1n)$ : именно в этом случае для каждого конкретного ядра-мишени точно определяется конечное ядро. Традиционное обозначение  $(\gamma, n)$ , по существу, обозначает сумму реакций  $[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$ , приводящих к различным конечным ядрам. В связи с тем, что в упомянутых работах [4, 16, 41, 42] используется обозначение  $(\gamma, n)$ , оно же будет использоваться дальше и в настоящей работе.

Из данных табл. 3 ясно видно, что в то время как значения интегральных сечений полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, xn)$ , полученные в Сакле,

на 6–15 % превышают величины, полученные в Ливерморе (в соответствии с данными полной систематики (рис. 3) и табл. 2), величины интегральных сечений парциальных реакций соотносятся между собой существенно иначе. В то время как для реакции  $(\gamma, n)$  данные Сакле заметно превышают данные Ливермора, для реакции  $(\gamma, 2n)$  наблюдается обратное соотношение. Так, например, для ядра  $^{159}\text{Tb}$   $R^{\text{int}}(xn) = 1,06$ , но при этом интегральное сечение реакции  $(\gamma, n)$  оказывается в Сакле больше, чем в Ливерморе, на 37 % ( $R^{\text{int}}(n) = 1,37(1936/1413)$ ), а интегральное сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  в Ливерморе больше, чем в Сакле, на 47 % ( $R^{\text{int}}(2n) = 1,47(887/605)$ )!

Реакции  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  оказываются связанными (9), вследствие чего определение сечения одной из них с большой систематической погрешностью неизбежно приводит и 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 для 19 перечисленных выше ядер представлена на рис. 5.

Отмеченные выше расхождения наблюдаются очень отчетливо для 14 из 19 исследованных ядер: если сечения реакции  $(\gamma, n)$ , полученные в Сакле, имеют большие значения, 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 ядер

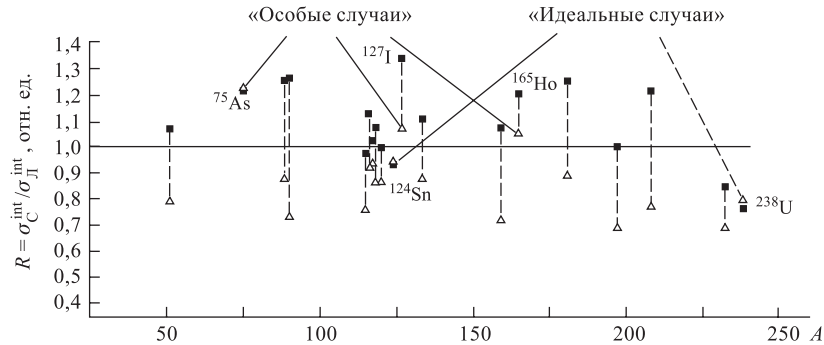


Рис. 5. Систематика [42] значений отношений  $R(n) = \sigma_C^{\text{int}}(\gamma, n) / \sigma_L^{\text{int}}(\gamma, n)$  (квадраты, в основном расположенные в области выше 1,0) и  $R(2n) = \sigma_C^{\text{int}}(\gamma, 2n) / \sigma_L^{\text{int}}(\gamma, 2n)$  (треугольники, в основном расположенные в области ниже 1,0), полученных для согласованных диапазонов интегрирования по данным экспериментов, выполненных в Сакле и Ливерморе. «Особые» (треугольники располагаются в области выше 1,0) и «идеальные» (треугольники и квадраты оказываются близкими друг к другу) случаи рассмотрены специально [42] (см. текст)

$^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  и  $^{238}\text{U}$ . Отношения для первых трех из них названы «особыми случаями», 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.

В работе [42] показано, что появление «особых» и «идеальных» случаев обусловлено тем, что, в отличие от остальных 14 ядер, для перечисленных 5 значения  $R^{\text{int}}(xn) \neq \text{const}$  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. Учет таких погрешностей был сделан в работе [42] с помощью введения вместо постоянных отношений  $R^{\text{int}}(xn)$  соответствующих функций энергии фотонов  $R(E_\gamma)$ .

### 3. СПОСОБЫ УЧЕТА И УСТРАНЕНИЯ РАСХОЖДЕНИЙ СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ В РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

**3.1. Устранение расхождений сечений реакций по форме на основании учета аппаратных функций КМА-экспериментов.** Поскольку, как было показано выше, результат КМА-эксперимента представляет собой, по существу, свертку (3) сечения с аппаратной функцией (рис. 1), достаточно протяженной по энергии, для того чтобы получить сечение реакции, необходима дополнительная обработка результата КМА-эксперимента, которая учитывала бы реальную форму эффективного спектра фотонов, вызывающих реакцию. Исследования того, как зависит форма искомого сечения реакции от формы аппаратной функции конкретного эксперимента, были выполнены [31–36] с помощью математического метода редукции [37, 38].

**3.1.1. Метод редукции результатов измерений.** Метод редукции результатов измерений [38] отличается от многих других широко распространенных методов обработки, таких, например, как методы наименьших квадратов и их различные регуляризационные варианты, метод максимальной энтропии и другие, в которых решение находится путем минимизации функционалов, не имеющих прямого отношения к погрешностям интерпретации результатов измерений. В отличие от них метод редукции может служить основой теории измерительно-вычислительных систем (ИВС) как средств измерений. Метод редукции, гарантируя максимальную точность интерпретации результата измерения позволяет, во-первых, определять предельные возможности каждой ИВС как средства измерения, а во-вторых, сформулировать требования к измерительной компоненте ИВС, обеспечивающие наивысшее качество ИВС как этого средства измерения.

Метод редукции представляет собой не способ решения неустойчивой обратной задачи (3), а 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 функции. Другими словами, с помощью метода редукции может быть исследовано, как зависит форма искомого сечения реакции от формы аппаратной функции, и получено оптимально моноэнергетическое представление [36] информации о сечении реакции по информации о ее выходе.

В методе редукции выход реакции  $y$ , полученный в эксперименте с аппаратной функцией  $A$ , представляется в операторном виде

$$y = A\sigma + \nu, \quad (10)$$

где  $y$  — экспериментальный выход реакции;  $A$  — аппаратная функция прибора, при поступлении на вход которого сигнала  $\sigma$  на выходе получается сигнал  $y$ ;  $\sigma$  — сечение реакции;  $\nu$  — шум;  $\nu_i$  — случайные ошибки значений  $Y_i$ , такие, что  $\Delta Y_i^2 = M(\nu_i)^2 = M((\nu_i - M\nu_i)^2)$  — математическое ожидание, а вектор ошибки характеризуется корреляционной матрицей

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \Delta Y_1^2 & \dots & 0 \\ & \Delta Y_2^2 & \dots \\ 0 & & \dots & \Delta Y_n^2 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Затем с помощью простого преобразования, учитывающего введение в рассмотрение новой аппаратной функции точно определенного качества (оператора  $U$ ), при использовании специально рассчитываемого [37, 38] оператора  $R$ :

$$R = U(\Sigma^{-1/2}A)^{-1}\Sigma^{-1/2} = U(A^*\Sigma^{-1}A)^{-1}A^*\Sigma^{-1} \quad (12)$$

выход реакции преобразуется в оцененное сечение реакции

$$Ry = R(A\sigma + \nu) = U\sigma + (RA - U)\sigma + R\nu = \sigma^{\text{оцен}} = U\sigma + R\nu. \quad (13)$$

Оцененное сечение реакции интерпретируется как результат измерения сечения в эксперименте с аппаратной функцией нужного качества  $U$ . Точность (погрешность) оцененного сечения определяется как ковариационной матрицей  $\Sigma$  (11), характеризующей погрешность  $\nu$  исходного выхода реакции (10), так и оператором  $R$  (12) метода редукции:

$$G = R\Sigma R^* = U(A^*\Sigma^{-1}A)^{-1}U^*. \quad (14)$$

**3.1.2. Использование метода редукции для обработки результатов фотоядерных экспериментов.** Было обработано [31–36] 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 редукции результатов КМА-экспериментов оцененные сечения реакции по форме (структуре, величине параметра «структурность» (5)) становятся весьма близкими к соответствующим ТИ-сечениям. После всего сказанного выше это является прямым следствием перехода от переоцененного (по ширине теоретически рассчитываемой аннигиляционной линии в спектре фотонов) энергетического разрешения эксперимента к реально достигаемому.

Типичным примером того, что происходит с результатами КМА-эксперимента после обработки с помощью метода редукции, являются данные, полученные после обработки результатов всех этапов КМА-эксперимента [43] по определению сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ . На рис. 6 приведены все три (два промежуточных и окончательный (4)) результата КМА-эксперимента [43] по определению сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  вместе с соответствующими им аппаратными функциями (заявлено энергетическое разрешение 2 % в обла-

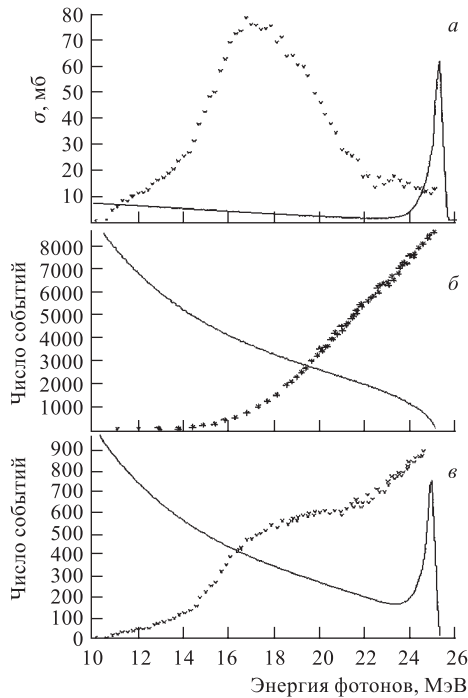


Рис. 6. Экспериментальные данные (кресты) и смоделированные эффективные спектры фотонов (линии), при которых эти данные были получены в [43] при определении сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ . а) Результат типичного КМА-эксперимента (разность (4) выходов  $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$ ) и соответствующая разность спектров фотонов, образуемых позитронами и электронами; б) кривая выхода (4)  $Y_{e^-}(E_j)$  эксперимента на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения от электронов и соответствующий спектр фотонов; в) кривая выхода (4)  $Y_{e^+}(E_j)$  эксперимента на пучке фотонов, образуемых суммой тормозного и аннигиляционного  $\gamma$ -излучения от позитронов, и соответствующий суммарный спектр фотонов

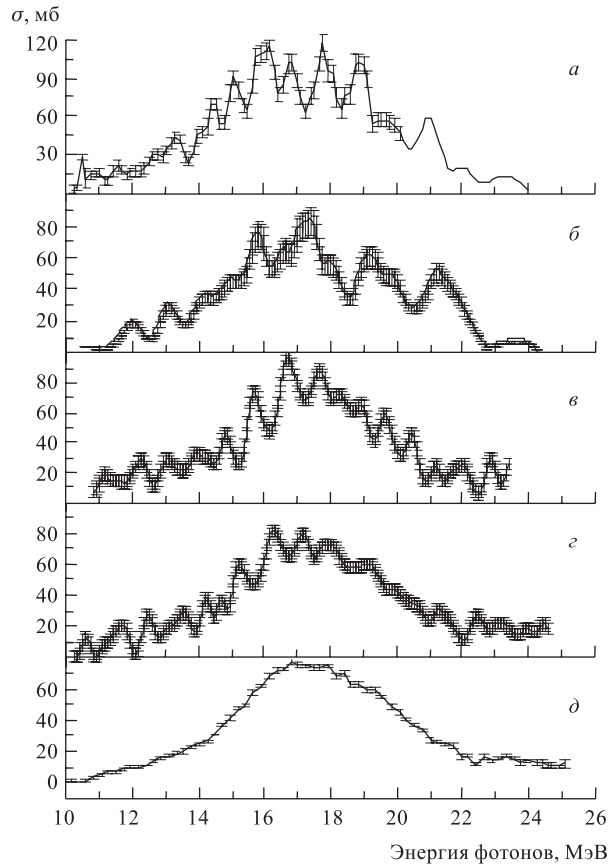


Рис. 7. Сравнение обработанных с помощью метода редукции промежуточных и окончательного результатов (4) КМА-эксперимента [43] по определению сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  с результатами ТИ-эксперимента [44]. а) Результат ТИ-эксперимента [44] (разрешение  $\Delta = 200$  кэВ); б, в) результаты обработки (разрешение  $\Delta = 210$  кэВ) промежуточных результатов (4) работы [43] — выходов  $Y_{e-}(E_j)$  и  $Y_{e+}(E_j)$  соответственно; г) результат обработки ( $\Delta = 210$  кэВ) разности выходов  $Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$  — окончательного результата (4) работы [43]; д) окончательный результат работы [43] — разность выходов  $Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$ , для которого заявлено разрешение 2% (200–400 кэВ)

сти максимума ГДР  $\sim 200$  кэВ). На рис. 7 результаты их обработки с помощью метода редукции для энергетического разрешения 210 кэВ сравниваются с результатами ТИ-эксперимента [44], представленными для такого же разрешения. Следует специально отметить, что оцененное сечение (рис. 7, г) по-

лучено после обработки результата КМА-эксперимента (рис. 7, *д*) для энергетического разрешения 210 кэВ, близкого к заявленному в работе [43]. Более того, это оцененное сечение по своей форме оказывается весьма близким к сечениям, оцененным после обработки каждого из двух промежуточных результатов (4) КМА-эксперимента для того же значения разрешения. Данные табл. 4 дают наглядное представление о том, насколько согласуются между собой (и с особенностями результата ТИ-эксперимента [44]) структурные особенности всех трех сечений реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ , оцененных по данным работы [43].

**Таблица 4. Сравнение энергетических положений и амплитуд структурных особенностей сечений реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ , полученных из результатов разных этапов КМА-эксперимента [43], после обработки с помощью метода редукиции для одинакового энергетического разрешения  $\Delta E = 0,21$  МэВ**

Энергия резонанса $E_\gamma$ , МэВ*	Сечения реакции, полученные с помощью метода редукиции из:			
	ТИ-сечения [44]**	КМА-выхода $Y_{e-}(E_j)$ [43]	КМА-выхода $Y_{e+}(E_j)$ [43]	КМА-выхода $Y(E_j) = Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j)$ [43]
15,8–16,1	112	61	57	53
16,7–16,9	95	55	70	70
17,7–18,0	104	68	64	68
19,3–19,5	94	51	50	52
21,7–22,0	50	45	20	28

\* Корректировка энергетических шкал не проводилась.  
 \*\* Нормировка абсолютной величины сечения реакции не проводилась.

Использование обратной процедуры сглаживания оцененных сечений реакции (представленных на рис. 7, *б, в, з*) показало [45], что реальное энергетическое разрешение результата КМА-эксперимента по определению сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  (рис. 7, *д*) составляет всего лишь  $\sim 1,3$  МэВ (почти в 4 раза хуже, чем оценено авторами работы [43] по расчетной ширине аннигиляционной линии в фотонном спектре). Аналогичная обработка [45] данных работы [46] для сечения реакции  $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$  привела к значению реального энергетического разрешения 1,6 МэВ (в три раза худшему по сравнению с заявленной величиной).

**3.2. Учет расхождений абсолютных величин сечений полной фотонейтронной реакции.** Выполненные исследования [16, 39, 41, 42] соотношений абсолютных величин сечений полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, xn)$  для различных ядер в целом согласуются с полной систематикой [19, 35] таких данных. Все они свидетельствуют об одном и том же — КМА-сечения реакций, полученные в Ливерморе, в основном имеют меньшие абсолютные



величины по сравнению с сечениями, полученными разными методами в разных лабораториях. Соответствующие отношения неплохо согласуются между собой и в большинстве своем попадают в интервал 1,08–1,25 (табл. 1–3). Корректировка таких расхождений может быть выполнена относительно простым способом — дополнительной нормировкой, т. е. умножением данных Ливермора на соответствующий коэффициент из табл. 1–3. Таким коэффициентом, усредненным по большому количеству ядер, является  $\langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle = 1,12$  [19, 30].

Как отмечалось выше, систематически меньшие значения сечений реакций, полученных в Ливерморе, могут быть обусловлены [39] ошибками, допущенными в этой лаборатории при определении потока фотонов и эффективности детектора нейтронов.

**3.3. Учет расхождений абсолютных величин сечений парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ .** **3.3.1. Методы определения множественности фотонейтронных реакций.** Следует еще раз особо подчеркнуть, что обсуждаемые данные полной систематики (рис. 4) были рассчитаны по областям энергии ниже порогов реакций  $(\gamma, 2n)$ , т. е. по тем, в которых не нужно учитывать реакции с большей множественностью фотонейтронов. Как было показано выше, при больших энергиях, в которых начинают образовываться фотонейтроны различной множественности, характер расхождений данных Сакле и Ливермора (табл. 3 и рис. 5) становится иным — существенно более сложным.

Способы учета и устранения таких расхождений должны быть рассмотрены особо при использовании информации о том, как именно определяется множественность фотонейтронных реакций.

Необходимость разделения вкладов реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  с учетом того обстоятельства, что эффективность процесса регистрации двух частиц равна квадрату эффективности регистрации одной частицы, потребовала создания  $4\pi$ -нейтронных детекторов, приспособленных для измерения множественности нейтронов. Были разработаны высокоэффективные (40–60 %) детекторы типа «slowing-down», в которых нейтроны, образующиеся в течение действия импульса  $\gamma$ -квантов ускорителя, замедлялись и регистрировались в период времени между ними. В качестве детекторов замедленных фотонейтронов использовались  $\text{VF}_3$ -счетчики, выполненные в виде длинных трубок и размещенные в парафине или полиэтилене (Ливермор), а также обогащенный гадолинием жидкий сцинтиллятор большого объема (Сакле).

*Определение множественности фотонейтронов с помощью метода кольцевых отношений, применявшегося в Ливерморе.* В Ливерморе для разделения вкладов реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  высокоэффективный нейтронный детектор был построен таким образом, чтобы имелась возможность регистрации замедленных нейтронов с помощью  $\text{VF}_3$ -счетчиков, которые на различных расстояниях от мишени располагались вокруг мишени концентрическими кольцами. Отношение числа отсчетов во внутреннем и внешнем кольцах счет-

чиков монотонно возрастает с увеличением средней энергии фотонейтронов. С использованием техники кольцевых отношений средние энергии нейтронов и соответственно отношения для событий реакций с одним и двумя нейтронами определяются независимо. Это позволяет с использованием данных об эффективности регистрации нейтронов различных энергий определять сечения парциальных реакций различной множественности.

*Метод калибровки энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов, применявшийся в Сакле.* Метод, разработанный в Сакле, основан на прецизионной калибровке жидкого Gd-сцинтиллятора большого объема с помощью источника  $^{252}\text{Cf}$ . Определялась область, в которой эффективность регистрации практически не зависит от энергии нейтронов. Хотя зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов фактически ни на одном участке не является константой [4], считалось, что отклонения эффективности регистрации от константы наблюдаются лишь для нейтронов с энергией  $E_n \sim 5$  МэВ. 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 единице, в реальных экспериментах система детектирования использовалась в таких временных условиях, что достигалась эффективность всего лишь  $\sim 0,6$ .

Очевидным и весьма важным недостатком процедуры определения множественности фотонейтронов, реализованной в Сакле, являлся весьма высокий фон детектора: высокий фон 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.

На основании сказанного может быть сделан вывод о том, что хотя эффективность детектора в Ливерморе в принципе была несколько ниже эффективности детектора в Сакле, применявшийся метод кольцевых отношений в значительной степени этот недостаток компенсировал. Кроме того, как отмечалось, в конкретных экспериментах эффективность детектора в Сакле была заметно ниже в принципе достигаемого значения. Все сказанное свидетельствует о том, что с определением множественности фотонейтронных реакций в Ливерморе и Сакле существуют определенные проблемы. Безусловно, в

таких условиях вопрос о том, какая именно процедура более правильна или, напротив, ошибочна, представляет особый интерес.

В работе [41] данные для ядра  $^{181}\text{Ta}$ , полученные в Сакле и Ливерморе, были проанализированы совместно с результатами исследований [47–49] на этом ядре реакций  $(e, Tn)$ ,  $(e, n)$  и  $(e, 2n)$ . Поскольку сечения электро- и фоторасщепления ядер можно [48, 49] связать между собой, учитывая спектр виртуальных фотонов, имеется возможность по данным для реакции  $(e, 2n)$  оценить сечение реакции  $(\gamma, 2n)$ . Экспериментальное сечение реакции  $^{181}\text{Ta}(e, 2n)$  было получено [41] с использованием очевидного соотношения

$$\sigma(e, 2n) = 1/2(\sigma(e, xn) - \sigma(e, n)), \quad (15)$$

в котором используются экспериментально определенные сечения реакций  $\sigma(e, xn)$  и  $\sigma(e, n)$ . При этом сечение  $\sigma(e, n)$  измерялось дважды:  $\sigma_1(e, n)$  — с определением множественности нейтронов и  $\sigma_2(e, n)$  — с использованием метода наведенной активности (при использовании Ge-Li-детектора регистрировалась  $\gamma$ -линия с энергией 93,3 кэВ распада ( $T_{1/2} = 8,15$  ч) ядра  $^{180}\text{Ta} \rightarrow ^{180}\text{Hf}$ ). Для средневзвешенного отношения измеренных сечений было получено значение  $\langle \sigma_1(e, n)/\sigma_2(e, n) \rangle = 1,057 \pm 0,023$ . Близость этого отношения к единице означает надежность использованной процедуры определения множественности фотонейтронной реакции. Было установлено, что сечение  $\sigma(e, 2n)$  (15) согласуется с данными, пересчитанными из данных Ливермора по реакции  $(\gamma, 2n)$ , но не согласуется с соответствующими данными Сакле: эти последние для сечений реакции  $(\gamma, 2n)$  оказываются заниженными, тогда как для сечений реакций  $(\gamma, n)$ , напротив, завышенными.

**3.3.2. Метод корректировки данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ , полученных в Сакле и Ливерморе.** Из всего сказанного ясно, что для устранения обсуждаемых расхождений данных по сечениям реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , полученных в Сакле и Ливерморе, и приведения данных обеих лабораторий в соответствие друг с другом необходима их взаимная корректировка. Результаты исследований [16, 41, 42, 47–49] свидетельствуют о том, что поскольку данные, полученные в Сакле и Ливерморе, расходятся существенно по-разному в областях энергий ниже и выше энергетических порогов реакции  $(\gamma, 2n)$ , метод такой корректировки должен учитывать выявленные [47–49] недостатки процедуры определения множественности фотонейтронных реакций, использованной в Сакле.

*Оценка сечений реакции  $(\gamma, 2n)$ .* На основе проведенных исследований [41] расхождения между данными Сакле и Ливермора интерпретируются как проявления погрешностей процедуры определения в Сакле множественности фотонейтронных реакций (часть нейтронов из реакции  $(\gamma, 2n)$  приписывается реакции  $(\gamma, n)$ ). Суть метода учета подобных расхождений заключается в том, что данные для сечений реакции  $(\gamma, 2n)$ , полученные в Сакле,

где множественность фотонейтронов была определена со значительными погрешностями, пересчитываются и часть сечения реакции  $(\gamma, n)$  возвращается в сечение двухнейтронной реакции. Этот пересчет осуществляется следующим образом:

- после корректировки энергетических шкал сравниваемых сечений по данным о непосредственно измеряемых в экспериментах сечениях полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, xn)$  — сдвига сечений, полученных в Ливерморе, по энергии на некоторую величину  $\Delta E$  (см. далее рис. 8 и 9) к данным Сакле — определяется коэффициент

$$R = R(xn) = \sigma_{\text{С}}^{\text{int}}(\gamma, xn) / \sigma_{\text{Л}}^{\text{int}}(\gamma, xn), \quad (16)$$

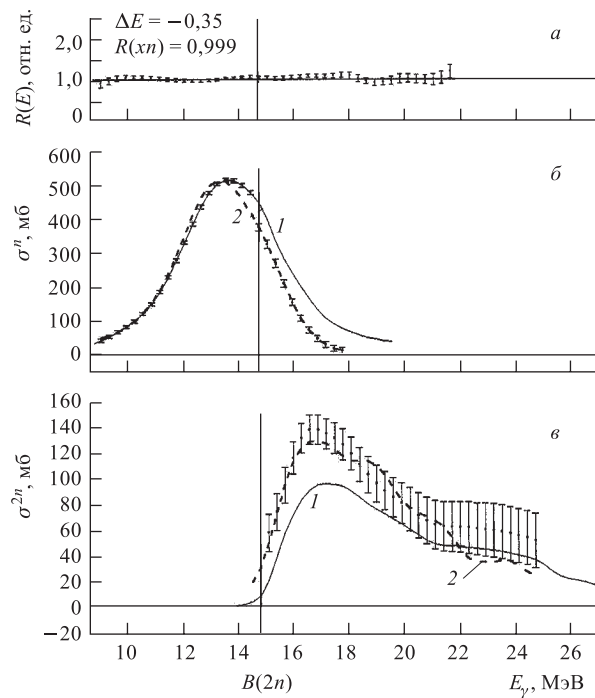


Рис. 8. Результаты взаимной корректировки сечений полной и частичных фотонейтронных реакций для ядра  $^{197}\text{Au}$ , полученных в Сакле и Ливерморе. а) Отношения  $R(E)$ -сечений реакции  $(\gamma, xn)$ ; указаны значения  $\Delta E$  — сдвиг по энергии сечения Ливермора к сечению Сакле и  $R(xn)$  (16); б) сечения реакции  $(\gamma, n)$ : 1 — исходное сечение Сакле  $\sigma_{\text{С}}^n$ ; точки с ошибками — оцененное сечение (20) Сакле  $\sigma_{\text{С}}^{n*}$ ; 2 — оцененное сечение Ливермора  $R\sigma_{\text{Л}}^n$ ; в) сечения реакции  $(\gamma, 2n)$ : 1 — исходное сечение Сакле  $\sigma_{\text{С}}^{2n}$ ; точки с ошибками — оцененное сечение ((17)–(19)) Сакле  $\sigma_{\text{С}}^{2n*}$ ; 2 — оцененное сечение Ливермора  $R\sigma_{\text{Л}}^{2n}$

нормирующий сечения полной фотонейтронной реакции в области энергий до порога  $B(2n)$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , в которой они в обеих лабораториях должны быть идентичны;

• в области энергий перекрытия сечений парциальных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  (8) использование коэффициента  $R$  позволяет получить соотношение, необходимое для обсуждаемого возврата части сечения реакции  $(\gamma, n)$ , полученного в Сакле, в новое (скорректированное) сечение реакции  $(\gamma, 2n)$ :

$$R = \sigma_C^{xn} / \sigma_{\text{Л}}^{xn} = (\sigma_C^n + 2\sigma_C^{2n}) / (\sigma_{\text{Л}}^n + 2\sigma_{\text{Л}}^{2n}), \quad (17)$$

$$\sigma_C^{xn} = (\sigma_C^n + 2\sigma_C^{2n}) = R\sigma_{\text{Л}}^{xn} = R(\sigma_{\text{Л}}^n + 2\sigma_{\text{Л}}^{2n}), \quad (18)$$

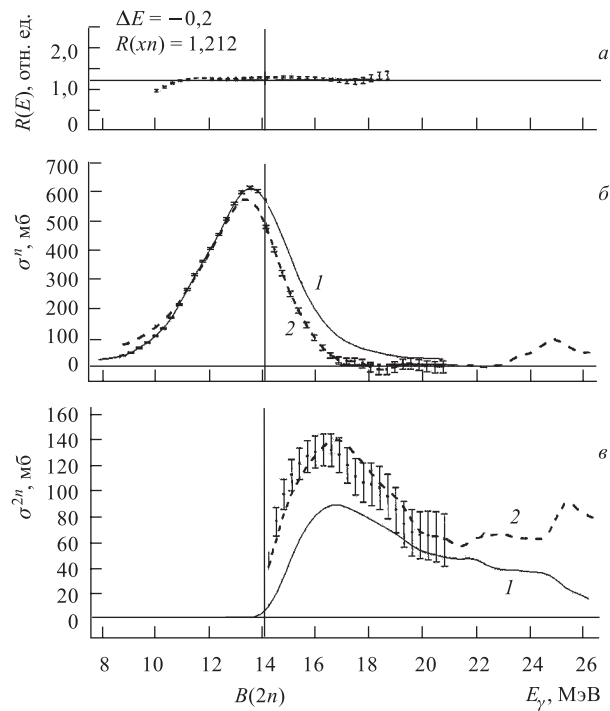


Рис. 9. Результаты взаимной корректировки сечений полной и парциальных фотонейтронных реакций для ядра  $^{208}\text{Pb}$ , полученных в Сакле и Ливерморе. а) Отношения  $R(E)$  сечений реакции  $(\gamma, xn)$ ; указаны значения  $\Delta E$  — сдвиг по энергии сечения Ливермора к сечению Сакле и  $R(xn)$  (16); б) сечения реакции  $(\gamma, n)$ : 1 — исходное сечение Сакле  $\sigma_C^n$ ; точки с ошибками — оцененное сечение (20) Сакле  $\sigma_C^{n*}$ ; 2 — оцененное сечение Ливермора  $R\sigma_{\text{Л}}^n$ ; в) сечения реакции  $(\gamma, 2n)$ : 1 — исходное сечение Сакле  $\sigma_C^{2n}$ ; точки с ошибками — оцененное сечение ((17)–(19)) Сакле  $\sigma_C^{2n*}$ ; 2 — оцененное сечение Ливермора  $R\sigma_{\text{Л}}^{2n}$

$$R\sigma_{\text{Л}}^{2n} = \sigma_{\text{С}}^{2n} = \sigma_{\text{С}}^{2n} + 1/2(\sigma_{\text{С}}^n - R\sigma_{\text{Л}}^n). \quad (19)$$

Правая часть основного соотношения (19) метода корректировки данных по сечению реакции  $(\gamma, 2n)$ , полученных в Сакле, имеет смысл, обсуждавшийся выше: к значению  $\sigma_{\text{С}}^{2n}$  сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  (Сакле) добавляется часть  $(1/2(\sigma_{\text{С}}^n - R\sigma_{\text{Л}}^n))$  сечения реакции  $(\gamma, n)$ , рассчитанная с учетом коэффициента  $R$  (19). Если расхождение данных Ливермора и Сакле обусловлено только погрешностями процедуры Сакле определения множественности фотонейтронной реакции, то согласно левой части соотношения (19) пересчитанное сечение  $\sigma_{\text{С}}^{2n}$  должно согласовываться с сечением  $\sigma_{\text{Л}}^{2n}$ , умноженным на коэффициент  $R$  (19):  $\sigma_{\text{Л}}^{2n} = R\sigma_{\text{Л}}^{2n}$ .

Скорректированные данные Сакле  $\sigma_{\text{С}}^{2n}$  вместе с исходными сечениями и скорректированными данными Ливермора  $\sigma_{\text{Л}}^{2n}$  для ядер  $^{197}\text{Au}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , выбранных в качестве примера, приведены соответственно на рис. 8, 8 и 9, 8. Видно, что в пределах погрешностей данные согласуются друг с другом.

Представление о том, насколько при этом изменяются (возрастают) сечения реакции  $(\gamma, 2n)$ , оцененные (скорректированные) по данным Сакле, дает табл. 5. В ней сравниваются интегральные сечения реакции  $(\gamma, 2n)$ , приведенные для близких пределов интегрирования (некоторые из исходных данных представлены в третьем столбце табл. 3).

Таблица 5. Сравнение интегральных сечений реакции  $(\gamma, 2n)$ , полученных в Сакле, с сечениями, оцененными (скорректированными) с помощью описанного выше метода

Ядро	$E^{\text{int}}$ , МэВ	$\sigma_{\text{исх}}^{\text{int}}$ , МэВ · мб	$\sigma_{\text{оцен}}^{\text{int}}$ , МэВ · мб
$^{51}\text{V}$	27,8	79	104
$^{75}\text{As}$	26,2	217	242
$^{89}\text{Y}$	27,0	74	113
$^{115}\text{In}$	24,1	278	365
$^{116}\text{Sn}$	22,1	193	234
$^{117}\text{Sn}$	22,1	220	232
$^{118}\text{Sn}$	21,6	258	299
$^{120}\text{Sn}$	22,4	399	445
$^{133}\text{Cs}$	24,2	328	432
$^{181}\text{Ta}$	Разные $E^{\text{int}}$	790 (25,2)	1093 (26,6)
$^{208}\text{Pb}$	Разные $E^{\text{int}}$	328 (18,9)	660 (20,9)

Оценка сечений реакции  $(\gamma, n)$ . Поскольку суть примененного метода взаимной корректировки заключается [41, 42] в возвращении в сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  его части, приписанной сечению реакции  $(\gamma, n)$ , сами сечения реакции  $(\gamma, n)$ , полученные в Сакле, также могут быть скорректированы [42]. Для этого из сечения реакции  $(\gamma, n)$  должна быть удалена та приписанная ему

часть, которая перемещается (19) в сечение реакции  $(\gamma, 2n)$ . Скорректированное [42] сечение реакции  $(\gamma, n)$  должно выглядеть следующим образом:

$$R\sigma_{\text{д}}^n = \sigma_{\text{д}^*}^n = \sigma_{\text{с}^*}^n = \sigma_{\text{с}}^n - (\sigma_{\text{с}}^n - R\sigma_{\text{д}}^n), \quad (20)$$

где разность  $\sigma_{\text{с}}^n - R\sigma_{\text{д}}^n$  рассчитывается в области энергий, больших  $B(2n)$ .

Скорректированные данные Сакле ( $\sigma_{\text{с}^*}^n$ ) вместе с исходными сечениями и скорректированными данными Ливермора  $\sigma_{\text{д}^*}^n = R\sigma_{\text{д}}^n$  для тех же ядер  $^{197}\text{Au}$  и  $^{208}\text{Pb}$  приведены соответственно на рис. 8, б и 9, б.

Следует отметить, что в обоих случаях сдвиги по энергии на  $\Delta E$  исходных данных Ливермора к данным Сакле, предпринятые для достижения наилучших (постоянных) отношений сечений полной фотонейтронной реакции в области энергий до порогов  $B(2n)$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , приводят именно в области этих порогов к появлению разрывов в скорректированных сечениях  $\sigma_{\text{с}^*}(\gamma, n)$ . Эти разрывы делают невозможным их использование в качестве оцененных: наилучшими оценками сечений реакции  $(\gamma, n)$  в таких условиях оказываются скорректированные сечения Ливермора  $\sigma_{\text{д}^*}^n = R\sigma_{\text{д}}^n$ .

Следует отметить, что в ТИ-экспериментах разделение вкладов сечений реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  обычно (традиционно) осуществлялось с использованием статистической теории [50], что для надежного обоснования правомерности требует подтверждений из прямых измерений.

#### 4. СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС ФОТОЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

##### 4.1. Некоторые важные выводы о сечениях фотоядерных реакций.

Сказанное выше дает достаточно четкое и полное представление о том, что известно в настоящее время достаточно надежно, а что требует уточнений. Общая ситуация такова, что практическое использование фотоядерных данных в тех случаях, когда требуется относительно высокая точность и надежность, требует детального исследования и учета их современного статуса.

Значение, точность и надежность каждого отдельного параметра, например, сечения конкретной реакции, могут быть определены только после анализа очевидных систематических расхождений результатов определения этого сечения реакции в разных экспериментах, прежде всего, с учетом следующих особенностей:

- использованный пучок фотонов;
- способы измерения интенсивности фотонного пучка;
- применявшийся детектор частиц-продуктов, способы определения его эффективности для регистрации нейтронов различных энергий;
- способы нормировки и калибровки установки;
- способы определения множественности частиц-продуктов реакции.

Выполненный детальный и систематический анализ большого количества данных, полученных в разных экспериментах, дает основания для некоторых вполне определенных заключений:

- между результатами различных экспериментов имеются очевидные и значительные расхождения явно систематического характера, которые заставляют рассматривать необходимые для применений результаты строго индивидуально, с учетом того, каким методом и на какой установке получен каждый результат;

- КМА-сечения реакций сильно заглажены (реальное энергетическое разрешение оказывается в 3–4 раза хуже) по сравнению с приводимой авторами работ оценкой этого разрешения по расчетной ширине аннигиляционной линии в спектре фотонов и с энергетическим разрешением ТИ-экспериментов;

- КМА-сечения нуждаются в дополнительной обработке с помощью метода редукации или любого другого аналогичного, учитывающего реальную форму спектра фотонов, вызывающих реакцию, для достижения энергетического разрешения, близкого к оцениваемому по ширине аннигиляционной линии;

- 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 [39] погрешности 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 работе [42], должны домножаться на соответствующие коэффициенты  $R^{\text{int}}(\gamma, xn)$  из табл. 3; для всех остальных, для которых не проведено специального и детального исследования расхождений, в качестве множителя может использоваться коэффициент  $\langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle = 1, 12$  [35];

- данные Ливермора для сечений парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  получены при использовании корректной процедуры определения множественности нейтронов и могут быть использованы, так же, как и сечения полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, xn)$ , лишь после умножения на коэффициент  $R^{\text{int}}(\gamma, xn)$  из табл. 3 или  $\langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle = 1, 12$ ;

- сечения парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , полученные в Сакле, определены со значительными погрешностями, не согласуются друг с другом, очень сильно расходятся с соответствующими данными Ливермора, не могут быть прямо использованы и должны быть пересчитаны ((17)–(20)).

**4.2. Некоторые важные физические следствия.** Сделанные выше основные выводы, базирующиеся на результатах выполненных исследований систематических расхождений данных разных экспериментов, приводят к некото-



рым вполне очевидным физическим следствиям относительно характеристик фотоядерных реакций и ГДР в целом.

**4.2.1. Структура сечений фотоядерных реакций.** Исследования энергетического разрешения, реально достигаемого в разных экспериментах, свидетельствуют о том, что форма измеряемого в эксперименте сечения реакции во многом определяется формой аппаратной функции эксперимента. 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.

ТИ-эксперименты представляются более предпочтительными для детальных исследований структуры ГДР по сравнению с КМА-экспериментами. Это, прежде всего, обусловлено тем, что результаты этих последних 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  $\sim 1,3$ – $1,6$  МэВ). Столь низкое реально достигаемое энергетическое разрешение не позволяет изучать структурные особенности с указанными и меньшими ширинами.

Дополнительная обработка результатов КМА-эксперимента (причем получаемых на всех его стадиях, т.е. под действием фотонов различного состава — аннигиляционных и тормозных) с помощью метода редукции выявляет в оцененных сечениях структурные особенности, по характеристикам которых они оказываются весьма близкими не только между собой, но и с сечениями реакций, получаемыми при близких значениях энергетического разрешения в ТИ-экспериментах.

**4.2.2. Соотношение прямого и статистического механизмов распада ГДР.** 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 и основанные именно на соотношениях сечений одно- и двухнейтронных реакций в различных энергетических областях.

Полученные результаты совместного анализа данных Сакле и Ливермора приводят к выводу о том, что в отличие от высказанных ранее предположений [15, 51–54] о значительной доле прямых нейтронов (вклад которых оценивался в 17–30%), ГДР в средних и тяжелых ядрах распадается преимущественно статистически. Предложенная в Сакле интерпретация сечений реакций  $(\gamma, n)$  в областях энергий, на несколько МэВ превышающих пороги реакций  $(\gamma, 2n)$ , как вкладов высокоэнергетических прямых нейтронов, требует серьезных уточнений. Как было показано в исследованиях, выполненных специально с учетом особенностей определения множественностей

реакций в разных экспериментах, именно в этих областях энергий сечения реакций  $(\gamma, n)$  получены в Сакле в сильно искаженном виде за счет неоправданного приписывания этому каналу распада ГДР значительного количества нейтронов из реакций  $(\gamma, 2n)$ . Описанная выше корректировка данных Сакле приводит их в согласие с данными Ливермора, в соответствии с которыми (с учетом корректировки и этих последних) доля прямых распадов не превышает 10–12 %.

**4.2.3. Сечение фотопоглощения и дипольное правило сумм.** В работах, выполненных в Сакле [15, 51–54], и в ряде других на основании данных о сечениях реакций фотопоглощения (1) были обнаружены существенные превышения величин интегральных сечений реакции фотопоглощения  $(\gamma, abs)$  над предсказаниями дипольного правила сумм  $(\sigma^{int}(\gamma, abs) \approx (1,28 - 1,34) \cdot 60NZ/A \text{ (МэВ} \cdot \text{мб)})$ .

Из проведенных исследований следует, что эти данные также требуют уточнений, поскольку они основываются на использовании комбинаций сечений реакций

$$\sigma(\gamma, abs) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, p), \quad (21)$$

в которых присутствуют сечения реакции  $(\gamma, 2n)$ , существенные погрешности в определении которых детально рассмотрены выше.

Было показано, что корректировка сечений этой реакции приводит к заметному возрастанию ее значений (табл. 5), а следовательно, и к естественному уменьшению значений сечений реакций  $(\gamma, abs)$ . Таким образом, очевидно, что и соотношения  $\sigma^{int}(\gamma, abs)$  с оценкой дипольного правила сумм должны быть уточнены.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существование в течение многих лет проблем систематического различия данных разных экспериментов обусловлено целым рядом специфических трудностей проведения экспериментов на фотонных пучках. Главной 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:

- по форме (об этом было много сказано выше);
- по величине (поскольку различные участки аппаратных функций по-разному учитываются методами определения сечений);

• по энергетическому положению (поскольку основные линии аппаратных функций асимметричны и содержат разные количества «лишних» фотонов по разные стороны от максимального значения линии).

Окончательное решение не только обсуждавшихся выше, но и многих других проблем определения точности и надежности экспериментальных данных требует проведения новых измерений с истинно моноэнергетическими фотонами на установках типа созданного в последние годы высокоинтенсивного гамма-источника (High Intensity Gamma Source — HIGS) [55]. При этом все сказанное свидетельствует о необходимости сочетать пучки реально моноэнергетических фотонов с надежными методами определения интенсивности потока фотонов и определения множественности продуктов реакций.

Работа поддержана грантом № НШ-1619.2003.2 Президента РФ для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ и частично грантами РФФИ № 03-07-90431, 04-02-16275.

**Благодарности.** Авторы выражают благодарность профессору кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ д. ф.-м. н. И. М. Капитонову за активное обсуждение и полезные идеи, ассистенту той же кафедры к. ф.-м. н. М. Е. Степанову, аспиранту той же кафедры Д. С. Руденко за помощь в обработке, анализе и интерпретации данных, программистам НИИЯФ МГУ Н. Н. Пескову и В. В. Чеснокову за помощь в проведении расчетов, обработке данных, а также в оформлении работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ииханов Б. С., Капитонов И. М.* Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1979.
2. *Fuller E. G., Gerstenberg H.* Photonuclear Data. Abstracts Sheets 1955–1982. NBSIR 83-2742. U.S.A. National Bureau of Standards, 1983.
3. *Варламов В. В., Сапуненко В. В., Степанов М. Е.* Фотоядерные данные 1976–1995: Указ. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1996.
4. *Dietrich S. S., Berman B. L.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 38. P. 199; *Berman B. L., Fultz S. C.* // Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47. P. 713.
5. *Varlamov A. V. et al.* Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections. INDC(NDS)-394, IAEA NDS. Vienna, 1999.
6. *Мигдал А. Б.* Квадрупольное и дипольное  $\gamma$ -излучение ядер // ЖЭТФ. 1945. Т. 15. С. 81.
7. *Goldhaber M., Teller E.* On Nuclear Dipole Vibrations // Phys. Rev. 1948. V. 74. P. 1046.
8. *Steinwedel H., Jensen Y. D.* The Hydrodynamics on Nuclear Dipole Oscillations // Z. Naturforsch. 1950. V. 5A. P. 413.
9. *Wilkinson D. H.* Nuclear Photodisintegration // Physica. 1956. V. 22. P. 1039.
10. *Elliot J. P., Flowers B. H.* The Odd-Parity States of  $^{16}\text{O}$  and  $^{16}\text{N}$  // Proc. Roy. Soc. A. 1957. V. 242. P. 57.
11. *Brown G. E., Boisterli M.* Dipole States in Nuclei // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. P. 472.

12. *Pshenichnov A. et al.* Mutual Heavy Ion Dissociation in Peripheral Collisions at Ultrarelativistic Energies // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 64. P. 024903.
13. Conceptual Design of the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC). BNL-52195 UC-414. 1989.
14. ALICE. Technical Proposal for a Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. CERN/LHCC/95-71. 1995.
15. *Bergere R. L., Beil H., Veyssiere A.* Photoneutron Cross Sections of La, Tb, Ho, and Ta // *Nucl. Phys. A.* 1968. V. 121. P. 463.
16. *Wolyneec E. et al.* Comment on Photoneutron Cross Sections // *Phys. Rev. C.* 1984. V. 29. P. 1137.
17. *Varlamov V. V. et al.* 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. М., 1989.
18. *Варламов В. В. и др.* Сечения фотонейтронных реакций в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Препринт НИИЯФ МГУ-2003-2/715. М., 2003.
19. *Varlamov V. V., Ishkhanov B. S.* Study of Consistency between  $(\gamma, xn)$ ,  $[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  and  $(\gamma, 2n)$  Reaction Cross Sections Using Data Systematics. INDC(CCP)-433, IAEA NDS. Vienna, 2002.
20. *Boboshin I. N. et al.* 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, Vienna, Austria, 28–30 May, 2001. INDC(NDS)-427, IAEA NDS. Vienna, 2001. P. 49.
21. Реляционные базы ядерных данных ЦДФЭ НИИЯФ МГУ. <http://depni.sinp.msu.ru/cdfe>
22. *Pronyaev V. et al.* Requirements for the Next Generation of Nuclear Databases and Services // Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Embracing the Future at the Beginning of the 21st Century, Tsukuba, Japan, Oct. 7–12, 2001. At. Energy Res. Inst., 2001. P. 263.
23. The Nuclear Data Centres Network. IAEA Nuclear Data Section. INDC(NDS)-401, IAEA. Vienna, 1999.
24. EXFOR Systems Manual. Nuclear Reaction Data Exchange Format. BNL-NCS-63330, BNL, NNDC, USA. 1996.
25. *Ишханов Б. С. и др.* Тонкая структура гигантского дипольного резонанса ядра  $^{16}\text{O}$  // *ЯФ.* 1970. Т. 12. С. 892.
26. *Veyssiere A. et al.* A Study of the Photoneutron Contribution to the Giant Dipole Resonance of  $s-d$  Shell Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1974. V. 227. P. 513.
27. *Bramblett R. L. et al.* Photoneutron Cross Sections of  $^{159}\text{Tb}$  and  $^{16}\text{O}$  // *Phys. Rev. B.* 1964. V. 133. P. 869;  
*Caldwell J. T. et al.* Cross Sections for the Ground and Excited-state Neutron Groups in the Reaction  $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$  // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 15. P. 976.
28. *Pywell R. E., Thompson M. N., Berman B. L.* A Measurement of the  $^{18}\text{O}$  Photonuclear Cross Sections as a Test of a Bremsstrahlung Unfolding Technique // *Nucl. Instr. Meth.* 1980. V. 178. P. 149.
29. *Woodworth J. G. et al.* Photonuclear Cross Section for  $^{18}\text{O}$  // *Phys. Rev. C.* 1979. V. 19. P. 1667.
30. *Варламов В. В. и др.* Оценка сечений фотоядерных реакций с помощью метода редукции в условиях значительных систематических погрешностей // *Вопр. атомной науки и техн. Сер. «Ядерные константы».* 1993. Т. 1. С. 52.

31. *Young L. M.* Photoneutron Cross Sections and Spectra from Monoenergetic Photons on Yttrium, Praseodymium, Lead, and Bismuth in the Giant Resonance. Ph. D. Thesis. Univ. of Illinois, USA, 1972.
32. *Варламов В. В. и др.* Редукционная обработка и оценка сечений фотоядерных реакций // Вестн. Моск. ун-та. Сер. «Физика, астрономия». 1984. Т. 25. С. 53.
33. *Varlamov V. V. et al.* The Investigation of the Reasons for Discrepancies in Results of Photonuclear Experiments at the Beams of Bremsstrahlung and Quasimonoenergetic Gamma-Quanta. The Problem of Interpretation. MSU INP Preprint-89-66/143. М., 1989.
34. *Efimkin N. G. et al.* The Energy Resolution Improvement by the Method of Reduction in Photonuclear Experiments. MSU INP Preprint-91-35/239. М., 1991.
35. *Варламов В. В. и др.* Структура гигантского дипольного резонанса в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов. Препринт НИИЯФ МГУ-2002-19/703. М., 2002.
36. *Efimkin N. G., Varlamov V. V.* The Method of Reduction as Photonuclear Data Evaluation Tool // Intern. Symp. on Nuclear Data Evaluation Methodology, BNL, USA, Oct. 12–16, 1992. Singapore, 1993. P. 585.
37. *Пытьев Ю. П.* Методы анализа и интерпретации эксперимента. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1990.
38. *Пытьев Ю. П.* Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. М.: Физматлит, 2002.
39. *Berman B. L. et al.* Absolute Photoneutron Cross Sections for Zr, I, Pr, Au, and Pb // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 1286.
40. *Harvey R. R. et al.* Photoneutron Cross Sections of  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{209}\text{Bi}$  // Phys. Rev. B. 1964. V. 136. P. 126.
41. *Wolynec E., Martins M. N.* Discrepancies between Saclay and Livermore Photoneutron Cross Sections // Revista Brasileira Fisica. 1987. V. 17. P. 56.
42. *Варламов В. В. и др.* Согласованная оценка сечений фотонейтронных реакций по данным, полученным в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) // Вопр. атомной науки и техн. Сер. «Ядерные константы». 2003. Т. 1–2. С. 48.
43. *Sund R. E. et al.* Measurements of the  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$  and  $(\gamma, 2n)$  Cross Sections // Phys. Rev. 1968. V. 176. P. 1366.
44. *Ишханов Б. С. и др.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. «Физика, астрономия». 1970. Т. 6. С. 606.
45. *Варламов В. В. и др.* Структура гигантского дипольного резонанса в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов. Препринт НИИЯФ МГУ-2002-19/703. М., 2003.
46. *Fultz S. C. et al.* Photoneutron Cross-Section Measurements on Gold Using Nearly Monochromatic Photons Facility (LINAC) Positron Annihilation // Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 1273.
47. *Gargaro W. W., Onley D. S.* Real and Virtual Radiation in Electron-Nucleus Scattering // Phys. Rev. C. 1971. V. 4. P. 1032.
48. *Soto Vargas C. W., Onley D. S., Wright L. E.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 288. P. 45.
49. *Dodge W. R., Hayward E., Wolynec E.* Experimental Test of Virtual Photon Theory // Phys. Rev. C. 1983. V. 28. P. 150.
50. *Blatt J. M., Weisskopf V. F.* Theoretical Nuclear Physics. Willey, 1952.
51. *Bramblett R. L. et al.* Photoneutron Cross Sections of  $^{181}\text{Ta}$  and  $^{165}\text{Ho}$  // Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 2723.

52. *Bergere R. et al.* Photoneutron Cross Sections of I, Ce, Sm, Er, and Lu // Nucl. Phys. A. 1969. V. 133. P. 417.
53. *Veyssiere A. et al.* Photoneutron Cross Sections of  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{197}\text{Au}$  // Nucl. Phys. A. 1970. V. 159. P. 561.
54. *Beil H. et al.* A Study of the Photoneutron Contribution to the Giant Dipole Resonance in Doubly Even Mo Isotopes // Nucl. Phys. A. 1974. V. 227. P. 427.
55. *Schreiber E. C. et al.* First Measurement of the Near-Threshold  $^2\text{H}(\gamma, n)p$  Analyzing Power Using a Free-Electron Laser Based  $\gamma$ -Ray Source // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 061604.