

Сечения парциальных фотонейтронных реакций: проблемы с достоверностью и новые данные

А.И. Давыдов,^{1,*} В.В. Варламов,^{2,†} В.Н. Орлин^{2,‡}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 11.01.2023; принята к публикации 20.02.2023)

Обсуждаются сечения парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, абсолютное большинство которых получено на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Анализируются существенные систематические погрешности результатов экспериментов, намного превышающие по величине достигнутые статистические точности. С помощью объективных физических критериев достоверности данных о сечениях парциальных реакций проанализированы результаты экспериментов для ~ 50 ядер от ^{51}V до ^{209}Bi . Показано, что во многих случаях систематические погрешности экспериментальных сечений реакций велики, и эти данные не удовлетворяют физическим критериям. Описан экспериментально-теоретический метод оценки сечений реакций, удовлетворяющих таким критериям. Установлены причины систематических расхождений нескольких типов, обусловленных как недостатками использованного в экспериментах метода разделения фотонейтронов по множественности, так и особенностями применявшихся детекторов нейтронов. Представлены новые оцененные достоверные сечения парциальных реакций и полной фотонейтронной реакции $(\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n)$.

PACS: 25.20.-x УДК: 539.17.

Ключевые слова: гигантский дипольный резонанс, сечения фотонейтронных реакций, абсолютная величина, расхождения данных, систематические погрешности, достоверность данных, новые оцененные данные.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2330205](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2330205)

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач экспериментальных исследований в области ядерной физики является задача получения информации о строении атомного ядра. Она может быть получена прежде всего в ядерных реакциях. Такую информацию позволяет получать анализ вероятностей взаимодействия с ядром различных пробных частиц, угловых, энергетических, массовых и других распределений частиц-продуктов, энергий возбуждения конечного ядра и каналов его распада, исследованных при различных энергиях налетающих частиц. Среди огромного разнообразия ядерных реакций важное место занимают процессы, вызванные электромагнитными взаимодействиями, — реакции под действием фотонов средних энергий, называемые также фотоядерными. Эти реакции протекают за счёт электромагнитного поля, свойства которого хорошо изучены, и механизм передачи энергии от γ -кванта ядру известен точно. В таких реакциях отделить

эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения проще, чем в реакциях под действием нейтронов и заряженных частиц.

Для проведения исследований фотоядерных реакций используются различные экспериментальные методы. Основное их различие заключается в способах обеспечения условий, при которых эффективный спектр фотонов, вызывающих реакцию, в определенном приближении может рассматриваться как квазимоноэнергетический. Исторически первые систематические исследования фотоядерных (прежде всего фотонейтронных) реакций начались в экспериментах, выполненных на пучках тормозного γ -излучения электронных ускорителей — бетатронов, микротронов, линейных ускорителей. Они проводились во многих лабораториях — в Московском и Саратовском государственных университетах, Институте ядерных исследований РАН, Харьковском физико-техническом институте, университете Мельбурна в Австралии и некоторых других. Наибольшее количество данных этого типа было получено в Научно-исследовательском институте ядерной физики (НИИЯФ) МГУ. Таким экспериментам присущ определенный недостаток. Так как энергетический спектр тормозных γ -квантов является сплошным, непосредствен-

* E-mail: alexdavdydovmet@gmail.com

† E-mail: VVVarlamov@gmail.com

‡ E-mail: OrlinVN@yandex.ru

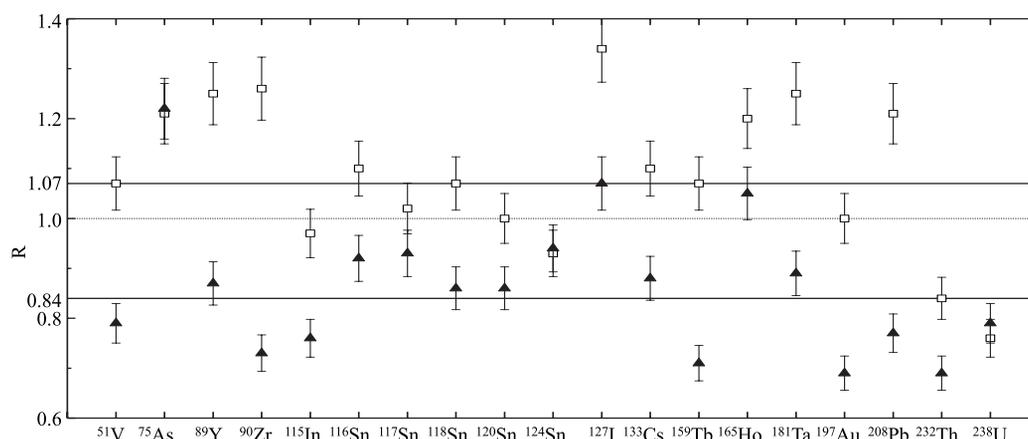


Рис. 1. Полная систематика отношений R интегральных сечений парциальных реакций и полученных в Ливерморе и Сакле [9]: квадраты — данные для реакции $(\gamma, 1n)$, треугольники — $(\gamma, 2n)$

но в эксперименте возможно измерять не сечение реакции, а ее выход — интеграл от произведения сечения с этим спектром. Как следствие, сечение реакции возможно получить лишь в результате решения обратной задачи восстановления (развертки) сечения реакции из ее измеренного выхода. Условия квазимоноэнергетического представления сечения реакции в экспериментах этого типа обеспечивались несколькими специально разработанными математическими методами (метод Пенфолда–Лейсса, метод наименьшей структуры Кука, метод регуляризации Тихонова, метод редукции и некоторые другие).

С целью преодоления описанного недостатка результатов фотоядерных экспериментов на пучках тормозных γ -квантов как альтернатива был разработан метод получения пучков квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов. Наибольшее количество данных было получено на пучках электронных линейных ускорителей в Ливерморской национальной лаборатории им. Э. Лоуренса (National Lawrence Livermore Laboratory) США в Ливерморе и Центре ядерных исследований Франции (France Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay) в Сакле. Экспериментальные установки обеих лабораторий были практически одинаковыми, различаясь лишь незначительными деталями. Преимущество метода аннигиляции позитронов заключалось в том, что в энергетическом спектре фотонов, налетающих на исследуемое ядро, кроме сплошного спектра от тормозящихся позитронов, аналогичного спектру от тормозящихся электронов, присутствует и достаточно узкая (шириной ~ 200 – 400 кэВ) линия от аннигиляции позитронов. Вклад тормозного излучения позитронов исключался с помощью соответствующей разностной процедуры, которая требовала проведения эксперимента в 3 этапа: 1 — измерение выхода реакции со спектром фотонов от позитронов, 2 — измерение выхода реакции со спектром от электронов и 3 — получение соответствующей разности, интерпретируемой как сечение реакции. К настоя-

щему времени накоплен в экспериментах этого типа огромный экспериментальный материал по фоторасщеплению атомных ядер и по основным параметрам (энергетическое положение, абсолютная величина, форма) гигантских дипольных резонансов (ГДР), наблюдаемых в сечениях различных реакций под действием γ -квантов. Эти данные считаются более надежными и достоверными по сравнению с данными экспериментов на пучках тормозного γ -излучения, входят в разнообразные обзоры (например, [1], включены в различные атласы и указатели данных (например [2–4]), а также — в международную электронную базу данных по ядерным реакциям, поддерживаемую сетью Центров ядерных данных Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) [5].

Несмотря на то, что в упомянутых двух лабораториях использовались практически идентичные ускорительные установки, однотипные (хотя и различные) детекторы нейтронов и одинаковые методы разделения фотонейтронов по множественности, в специальных системных исследованиях [6–9] было установлено, что для 19 ядер, исследованных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, как в Сакле, так и в Ливерморе, отношения соответствующих интегральных сечений парциальных реакций

$$R = \sigma^{1n} / \sigma_{\text{Д}}^{\text{ннт}} \quad (1)$$

имеют разброс от 0.69 до 1.34 (рис. 1), а их средние значения равны $\langle R(1n) \rangle = 1.07$ для реакций с одним нейтроном и $\langle R(2n) \rangle = 0.84$ для реакций с двумя нейтронами [9].

Существенные и, что особо важно отметить, разнонаправленные расхождения величин сечений парциальных реакций для 19 представленных на рис. 1 ядер свидетельствуют о том, что их причины не связаны с традиционно возможными погрешностями абсолютной нормировки сечений, поскольку приведение с помощью такой нормировки в соответствие данных по одной парциальной реакции неизбежно приводит к возрастанию расхождений данных по

другой реакции. Такие расхождения делают весьма актуальными следующие вопросы:

- какой именно из сравниваемых результатов является достоверным и должен (может) быть рекомендован для использования в исследованиях и приложениях;
- насколько достоверными являются те результаты, которые получены лишь в одной лаборатории и для которых отсутствует возможность сравнения.

Сказанное делает весьма актуальной проблему разработки объективного метода оценки достоверности сечений парциальных реакций, не зависящего от способа их определения.

1. ОБЪЕКТИВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ ДОСТОВЕРНОСТИ ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

В результате анализа многих соотношений между сечениями полных и парциальных реакций были предложены [10, 11] простые наглядные объективные физические критерии достоверности обсуждаемых данных, позволяющие делать заключения о систематических погрешностях в экспериментальных сечениях реакций — отношения сечений разных парциальных реакций $\sigma(\gamma, in)$ к сечению выхода фотонейтронов

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots, \quad (2)$$

определяемые следующим образом:

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (3)$$

По физическому смыслу этого определения положительные (все члены соотношений (3) — сечения, имеющие размерность площади) универсальные отношения F_1 не могут превышать значения 1.00, F_2 — значения 0.50, F_3 — 0.33, F_4 — 0.25, F_5 — 0.20 и т.д. Превышение отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ указанных предельных значений означает, что в конкретном эксперименте разделение нейтронов между реакциями с различной множественностью нейтронов было выполнено недостоверно (некорректно, ошибочно), а следовательно, полученные сечения парциальных реакций являются физически недостоверными.

Характерный пример недостоверных экспериментальных данных по сечениям реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ приведен на рис. 2, на котором отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$, рассчитанные по экспериментальным данным для ядра ^{116}Sn [12, 13], сравниваются с результатами расчетов отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$ в Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [14, 15]. Модель основана на использовании

плотностей уровней ядра, рассчитанных в модели ферми-газа, учитывает влияние на процессы формирования и распада гигантского дипольного резонанса (ГДР) эффектов, обусловленных деформацией ядра и изоспиновым расщеплениями его ГДР и тестирована на данных по сечениям выхода нейтронов для большого количества средних и тяжелых ядер. Хорошо видно, что отношения $F_1^{\text{теор}}$ в области энергий фотонов до порога $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$ равны 1, а при больших энергиях уменьшаются в соответствии с конкуренцией уменьшающегося сечения реакции $(\gamma, 1n)$ и возрастающего сечения реакции $(\gamma, 2n)$, а отношения $F_2^{\text{теор}}$ в этой области энергий фотонов равны 0, при больших энергиях возрастают в соответствии с конкуренцией возрастающего сечения реакции $(\gamma, 2n)$ и уменьшающегося сечения реакции $(\gamma, 1n)$, снизу приближаются к физическому пределу 0.5, нигде его не достигая; а при энергиях, больших порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$, уменьшаются в связи с появлением в знаменателе отношения (3) вклада $3\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)$. При этом экспериментальные данные, полученные в Ливерморе [12], определенно являются недостоверными, поскольку в области энергий ~ 21 – 26 МэВ наблюдается большое количество физически запрещенных отрицательных $F_1^{\text{эксп}}$ отношений и коррелирующих с ними отношений $F_2^{\text{эксп}}$, превышающих соответствующий физический предел 0.50, в области энергий ~ 26 – 30 МэВ наблюдается большое количество отношений $F_{1,2}^{\text{эксп}}$, существенно отличающихся от отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$, а уменьшение отношения $F_2^{\text{эксп}}$ начинается при энергии на ~ 4 МэВ меньшей по сравнению с $B3n$, для чего нет никаких физических причин. Следует отметить, что и к достоверности данных, полученных в Сакле [13] в ограниченной области энергий, также имеются определенные претензии в связи с заметными расхождениями отношений $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ и $F_{1,2}^{\text{теор}}$.

К настоящему времени исследования (например, [10, 11, 16–26]) достоверности экспериментальных данных с помощью физических критериев выполнены для около 50 ядер (^{51}V , $^{63,65}\text{Cu}$, ^{59}Co , ^{75}As , $^{76,78,80,82}\text{Se}$, ^{89}Y , $^{90,91,92,94}\text{Zr}$, ^{103}Rh , $^{116,117,118,119,120,124}\text{Sn}$, ^{115}In , ^{127}I , ^{129}Xe , ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{139}La , $^{140,142}\text{Ce}$, ^{141}Pr , $^{145,148}\text{Nd}$, ^{153}Eu , ^{159}Tb , ^{160}Gd , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{186}W , $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$, ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{209}Bi). Было установлено, что во многих случаях определенные с помощью метода разделения нейтронов по множественности сечения парциальных реакций физическим критериям достоверности не удовлетворяют: отношения $F_i^{\text{эксп}}$ содержат много физически запрещенных отрицательных значений и/или значений, превышающих указанные ранее верхние пределы, и/или значений $F_i^{\text{эксп}}$, существенно отличающихся от значений $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в КМФЯР. Было показано, что недостоверность данных по сечениям парциальных реакций, полученных с помощью разделения фотонейтронов по множественности, обусловлена присутствием в экспериментальных сечениях существенных систематических погрешностей нескольких типов.

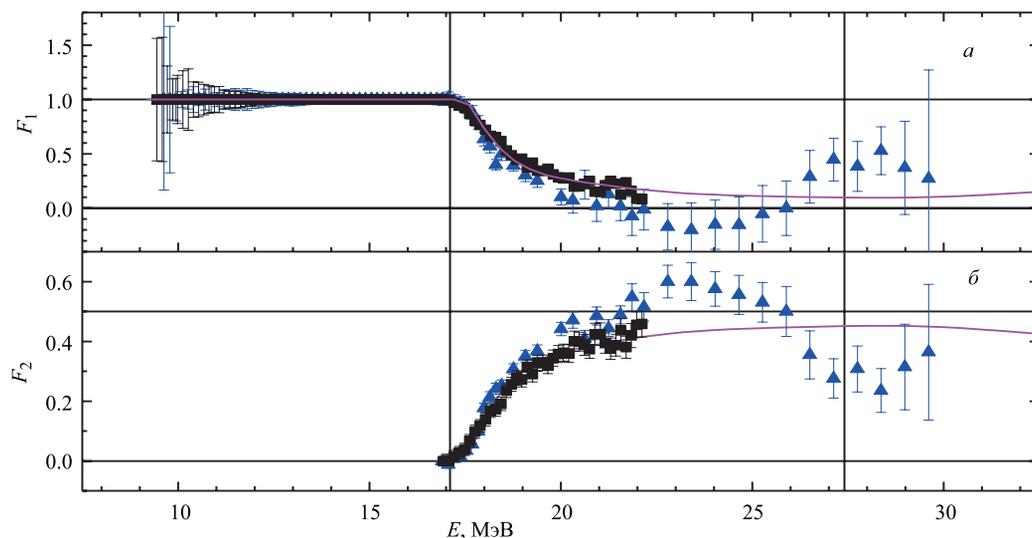


Рис. 2. Отношения $F_1^{\text{эксп}}$ (а) и $F_2^{\text{эксп}}$ (б) для ядра ^{116}Sn (Ливермор [12] — треугольники и Сакле [13] — квадраты) и $F_{1,2}^{\text{теор}}$ (линии — результаты расчётов в рамках КМФЯР [14, 15])

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИХ ФИЗИЧЕСКИМ КРИТЕРИЯМ ДОСТОВЕРНОСТИ ДАННЫХ

Для оценки того, как должны выглядеть сечения парциальных реакций, удовлетворяющие критериям достоверности, свободные от систематических погрешностей, и определения природы таких погрешностей экспериментальных сечений был использован экспериментально-теоретический метод [10, 11]. Он основан на совместном использовании экспериментальных данных только по сечению выхода нейтронов (1), практически не зависящему от проблем их разделения по множественности, поскольку оно включает в себя вклады всех парциальных реакций, и результатов расчета отношений $F_i^{\text{теор}}$ (3) в рамках КМФЯР, которые от этих проблем также не зависят. Оцененные таким методом сечения реакций определяются с помощью соотношения

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} x \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \quad (4)$$

которое означает, что соотношения между оцененными сечениями $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$ устанавливаются в соответствии с положениями модели (на основе отношений $F_i^{\text{теор}}$), а их соответствующая сумма $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$ равна $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$.

Для всех 50 указанных выше ядер были получены оцененные сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, во многих случаях и $(\gamma, 3n)$, а также полной фотонейтронной реакции (γ, sn) (3). Оцененные с помощью описанного экспериментально-теоретического метода сечения реакций для ядер ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{209}Bi детально сравнивались [17–19] с соответствующими данными, полученными с помощью активационного метода, который является альтернативным обсуждаемому методу разделения

фотонейтронов по множественности. При использовании активационного метода достоверное разделение парциальных реакций осуществляется не по характеристикам (энергиям) образующихся в реакциях нейтронов, а по свойствам уровней конечных ядер, естественно, разных для разных реакций. Установленное согласие с результатами активационных экспериментов подтверждает достоверность оцененных данных.

3. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ

3.1. Погрешности, обусловленные близостью энергий нейтронов, образующихся в разных реакциях

Основными имеющими наибольшее распространение являются систематические погрешности процедуры распределения нейтронов между разными парциальными реакциями с помощью определения их энергии, обусловленные тем, что энергии нейтронов из разных реакций во многих случаях оказываются близкими. Так, энергия нейтрона, образующегося в реакции $(\gamma, 1n)$, будет существенно превышать энергию нейтрона, образующегося в реакции $(\gamma, 2n)$, только в том случае, когда конечное ядро реакции $(\gamma, 1n)$ образуется в основном состоянии. Если конечное ядро образуется в возбужденных состояниях, энергии нейтронов из реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ оказываются близкими, что естественно приводит к неоднозначности (существенной систематической погрешности) идентификации принадлежности зарегистрированного нейтрона той или иной парциальной реакции. Как правило, это приводит к тому, что заметное количество нейтронов из одной парциальной реакции недостоверно перемещается в другую. Наиболее распространенным

для 19 ядер, упомянутых выше, является недо-
 верное извлечение нейтронов в экспериментах Ли-
 вермора из реакции $(\gamma, 2n)$ и их недо-
 верное перемещение в реакцию $(\gamma, 2n)$, в результате чего во
 многих случаях сечение реакции $(\gamma, 2n)$ недо-
 верно уменьшается вплоть до появления в нем физиче-
 ски запрещенных отрицательных значений, а сече-
 ние реакции $(\gamma, 2n)$ также недо-
 верно увеличивается вплоть до значений, для которых отношения
 $F_2^{\text{эксп}}$ превышают верхний предел достоверных зна-
 чений 0.50. Представленный выше (рис. 2) пример
 для ядра ^{116}Sn является типичным примером систе-
 матических погрешностей данного типа.

3.2. Систематические погрешности сечений парциальных реакций, обусловленные отсутствием учета соотношения вкладов двухнуклонных реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$

Систематические погрешности иного типа были
 обнаружены при исследовании достоверности дан-
 ных по сечениям парциальных реакций для отно-
 сительно легких ядер — ^{51}V , ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, ^{75}As (на-
 пример, [20–26]). В случаях таких ядер сечения пар-
 циальных реакций содержат существенные допол-
 нительные систематические погрешности, обуслов-
 ленные отсутствием учета вклада нейтронно-про-
 тонной реакции $(\gamma, 1n1p)$. Как в Ливерморе, так
 и в Сакле использовался метод прямой регистрации
 нейтронов, который не позволяет разделять реаль-
 ные вклады таких реакций, как $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 1n1p)$,
 $(\gamma, 1n2p)$, ..., в областях энергий фотонов, в ко-
 торых такие реакции доступны по энергетическим
 соображениям. В двухнуклонной реакции $(\gamma, 1n1p)$
 распределение энергии возбужденного ядра между
 нейтроном и протоном оказывается близким к рас-
 пределению ее между двумя нейтронами в так-
 же двухнуклонной реакции $(\gamma, 2n)$, что приводит
 к естественной близости энергий нейтронов, обра-
 зующихся в обсуждаемых реакциях. При этом мно-
 жественность нейтрона в первой из них равна 1,
 а во второй — 2, что вносит дополнительную по-
 грешность (неопределенность) в процесс иденти-
 фикации принадлежности регистрируемого нейтрона
 той или иной парциальной реакции, что делает ин-
 формацию о таких реакциях недо-
 достоверной.

Характерный пример такой недо-
 достоверной идентификации приведен на рис. 3, на котором пред-
 ставлено сравнение оцененных [23, 25] и экспери-
 ментальных [27] данных для ядра ^{58}Ni . Из данных
 рисунка хорошо видно, что в то время, как экспери-
 ментальное и оцененное сечения реакции $(\gamma, 1n)$, хо-
 тя и различаются, относительно близки друг к дру-
 гу, экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ пре-
 вышает оцененное в несколько раз. Соответствующие
 интегральные сечения, рассчитанные в обла-
 сти энергий от порога $B_{1n} = 12.2$ МэВ, представ-
 лены в табл. 1. Значения интегральных сечений ре-
 акции $(\gamma, 1n)$ в области энергий фотонов $E^{\text{инт}} =$
 $22.5 - 33.5$ МэВ, действительно, относительно близ-

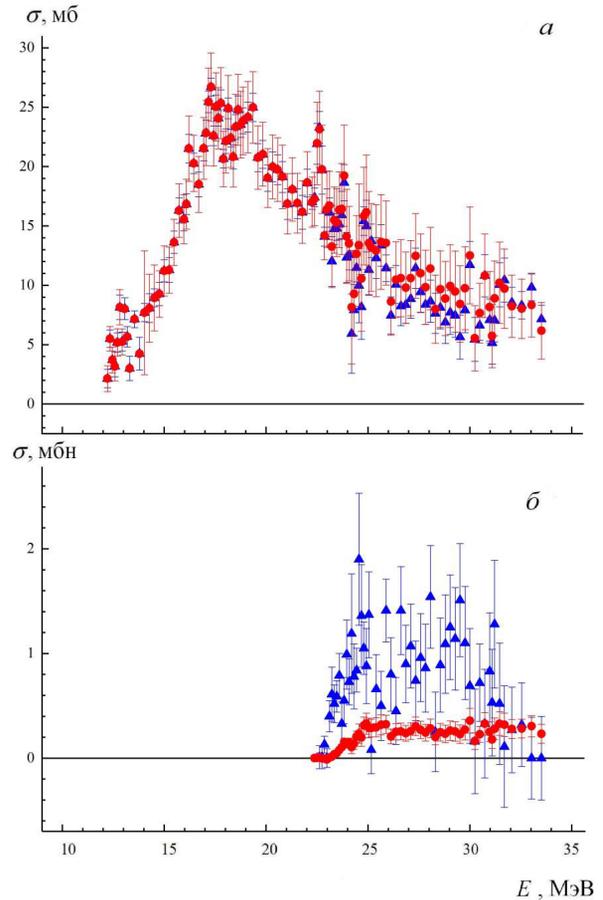


Рис. 3. Сравнение оцененных ([23] — кружки) и экс-
 периментальных ([27] — треугольники) сечений парци-
 альных фотонейтронных реакций для ядра ^{58}Ni : а —
 $\sigma(\gamma, 1n)$, б — $\sigma(\gamma, 2n)$

ки — равны соответственно 111.35 (278.75–167.40)
 и 120.84 (288.25–167.41) МэВ·мб (расхождение со-
 ставляет ~8.5%).

Недостающие в сечении реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$, по
 сравнению с $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$, нейтроны, естественно, пе-
 ремещены в сечение реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$, что долж-
 но было его также недо-
 верно увеличить прибли-
 зительно на ту же величину ~8.5%. Однако инте-
 гральное сечение $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ увеличилось на ве-
 личину ~197.7% (7.65/2.57). Естественным источ-
 ником нейтронов для такого экстремального завы-
 шения сечения реакции $(\gamma, 2n)$ является единствен-
 но энергетически возможная в данной области энер-
 гий фотонов реакция $(\gamma, 1n1p)$. Такая роль ре-
 акции $^{58}\text{Ni}(\gamma, 1n1p)^{56}\text{Co}$ обусловлена тем, что в слу-
 чае ядра ^{58}Ni ее энергетический порог $B_{1n1p} =$
 19.6 МэВ оказывается на 2.9 МэВ ниже порога
 $B_{2n} = 22.5$ МэВ, а также тем, что рассчитанный
 в КМФЯР максимум сечения $\sigma(\gamma, 1n1p)$ при энер-
 гии ~31 МэВ приблизительно в 20 раз (6.3 мб по
 сравнению с 0.3 мб) превышает максимум сечения
 $\sigma(\gamma, 2n)$ [23, 25]. Это позволяет сделать заключение,
 что роль реакции $(\gamma, 1n1p)$ в процессах фоторасщеп-

Таблица 1. Сравнение интегральных сечений (в единицах МэВ·мб), рассчитанных в области энергий до $E^{\text{инт}} = 27.4$ МэВ по данным для ядра ^{159}Tb

Реакция	Ливермор [29]	Сакле [30]	Оценка [31]
(γ, xn)	3170 ± 30	3200 ± 30	3200 ± 30
(γ, sn)	2300 ± 30	2570 ± 20	2383 ± 9
$(\gamma, 1n)$	1390 ± 40	1950 ± 20	1642 ± 7
$(\gamma, 2n)$	870 ± 20	610 ± 10	715 ± 5
$(\gamma, 3n)$	–	16 ± 4	26 ± 1

ления ядра ^{58}Ni весьма велика, тогда как роль реакции $(\gamma, 2n)$ практически пренебрежимо мала. Следовательно, основной причиной обсуждаемых расхождений между отношениями $F_{1,2}^{\text{теор}}$ и $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ является не то, что многие нейтроны из реакции $(\gamma, 1n)$ были ошибочно приписаны реакции $(\gamma, 2n)$, а то, что экспериментальное сечение [27], ошибочно декларируемое как сечение реакции $^{58}\text{Ni}(\gamma, 2n)^{56}\text{Ni}$, практически полностью представляет собой сечение реакции $^{58}\text{Ni}(\gamma, 1n1p)^{56}\text{Co}$. Следовательно, данные [27] как для сечения $\sigma(\gamma, 2n)$, а также, естественно, и для $\sigma(\gamma, 1n)$, в действительности представляющего собой сумму $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, не являются достоверными.

Очень наглядно роль реакции $(\gamma, 1n1p)$ может быть проиллюстрирована результатами детального исследования разностей между оцененными [22] и экспериментальными [28] сечениями реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ в случае ядра ^{59}Co . На рис. 4 разности

$$\Delta\sigma_1(\gamma, 1n) = \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n) - \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n), \quad (5)$$

$$-\Delta\sigma_2(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n) \quad (6)$$

представлены в сравнении с сечением реакции $(\gamma, 1n1p)$, рассчитанным в КМФЯР. Хорошо видно, что теоретическое сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ очень близко к разности (5) и относительно близко к разности (6). Это определенно означает, что значительное количество нейтронов, идентифицированных в эксперименте [28] как принадлежащих реакции $(\gamma, 2n)$, в реальности образовались в реакции $(\gamma, 1n1p)$.

3.3. Систематические погрешности сечений парциальных реакций, обусловленные техническими проблемами

На рис. 1 приведены данные об отношениях интегральных сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для 19 ядер, исследованных как в Ливерморе, так и в Сакле. Отмечалось, что отношения соответствующих интегральных сечений парциальных реакций R (1) имеют разброс от 0.69 до 1.34 (рис. 1) со средними значениями $\langle R(1n) \rangle = 1.07$ для реакций с одним нейтроном и $\langle R(2n) \rangle = 0.84$ для реакций с двумя нейтронами [9]. Для большинства

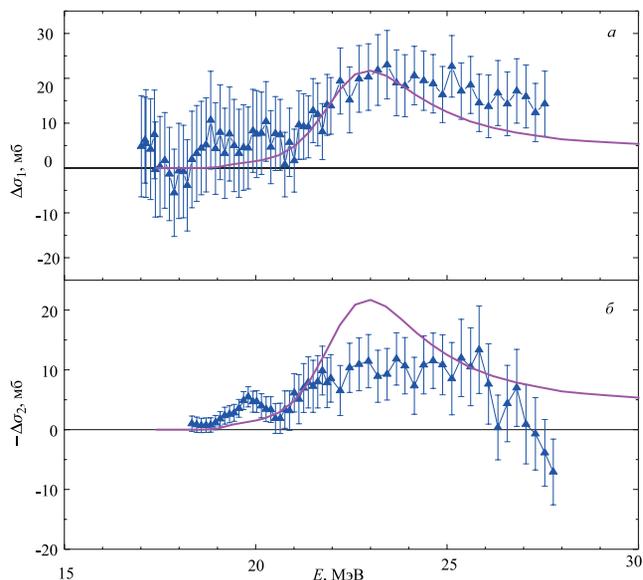


Рис. 4. Сравнение разностей между экспериментальными ([28] — треугольники) и оцененными [22] сечениями реакций $^{59}\text{Co}(\gamma, 1n)^{58}\text{Co}$ ($\Delta\sigma_1$) и $^{59}\text{Co}(\gamma, 2n)^{57}\text{Co}$ ($\Delta\sigma_2$) с сечением реакции $^{59}\text{Co}(\gamma, 1n1p)^{57}\text{Fe}$, рассчитанным в КМФЯР [14, 15]

из указанных 19 ядер обсуждаемые расхождения между сечениями парциальных реакций, полученными в двух лабораториях, столь явно проявляются при том, что сечения выхода нейтронов весьма близки. Характерный пример соотношения экспериментальных [29, 30] сечений таких реакций на ядре ^{159}Tb приведен на рис. 5, а соответствующие данные об экспериментальных и оцененных [31] интегральных сечениях реакций представлены в табл. 1.

Хорошо видно, что является характерным для обсуждаемых расхождений: сечения выхода, полученные в Ливерморе и Сакле, близки, а сечения парциальных реакций существенно и в разные стороны различаются. Для дальнейшего следует особо отметить то обстоятельство, что сечения выхода, полученные в двух лабораториях, практически совпадают в области энергий налетающих фотонов до порога $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$. Это вполне естественно, поскольку в этой области энергетически возможна только реакция $(\gamma, 1n)$, и сечение этой реакции, сечение полной фотонейтронной реакции (γ, sn) и сечения выхода (γ, xn) должны быть идентичны-

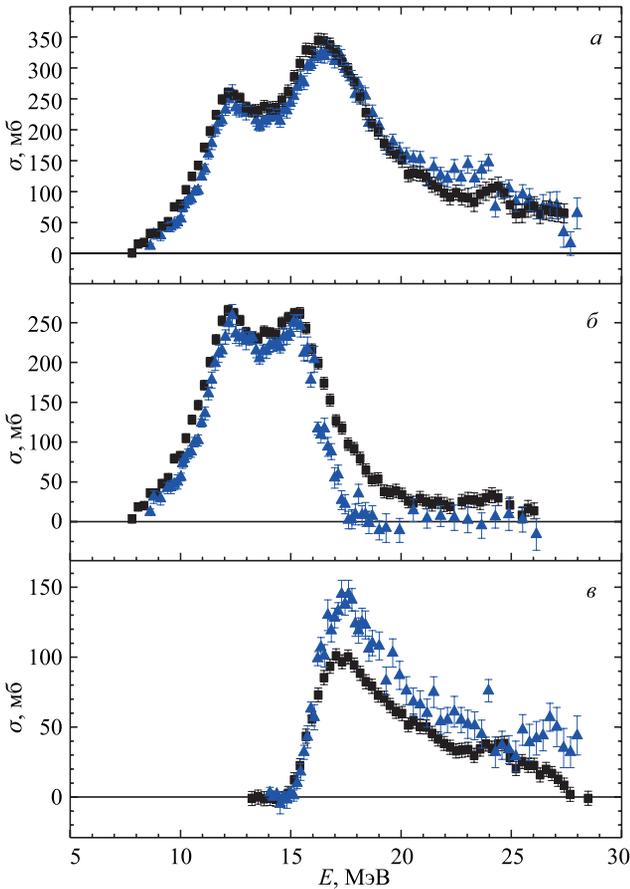


Рис. 5. Сравнение экспериментальных ([29] — треугольники, [30] — квадраты) сечений полных и парциальных реакций на ядре ^{159}Tb : а — (γ, xn) , б — $(\gamma, 1n)$, в — $(\gamma, 2n)$

ми. Как отмечалось выше, это действительно так для большинства из упомянутых 19 ядер, однако не для всех.

В случаях ядер ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta , $^{206,207,208}\text{Pb}$ в области энергий фотонов до $B2n$ наблюдаются существенные расхождения между сечениями и выхода (γ, xn) и полной фотонейтронной реакции (γ, sn) . При детальном исследовании соотношений между сечениями полных и парциальных реакций, полученных в Ливерморе, было установлено, что эти соотношения имеют весьма характерную систематику (табл. 2):

- отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$, рассчитанные по данным для реакций (γ, xn) , (γ, sn) и $(\gamma, 1n)$, имеют величины порядка нескольких десятков процентов и демонстрируют очевидные систематики возрастания ($1.27 > 1.30 > 1.34$ в случае ядра ^{75}As , $1.20 > 1.25 > 1.33$ в случае ядра ^{127}I , $1.24 > 1.30 > 1.46$ в случае ядра ^{181}Ta , $1.13 > 1.15 > 1.19$ в случае ядра ^{206}Pb , $1.21 > 1.24 > 1.30$ в случае ядра ^{207}Pb и $1.20 > 1.30 > 1.40$ в случае ядра ^{208}Pb);
- $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$, рассчитанные для реакции $(\gamma, 2n)$, оказываются намного меньшими по сравне-

нию с отношениями для реакции $(\gamma, 1n)$: соответственно 1.14, 0.98, 1.05, 1.02, 1.02 и 0.83.

Следует обратить внимание на то, чем, собственно, отличаются рассматриваемые реакции. В сечении выхода нейтронов сечение $\sigma(\gamma, 1n)$ имеет определенный вклад, поскольку суммируется с вкладом $2\sigma(\gamma, 2n)$. В сечении полной фотонейтронной реакции вклад сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ возрастает, поскольку суммируется с вкладом $\sigma(\gamma, 2n)$. При этом в сечении $\sigma(\gamma, 1n)$ вклад сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ — максимальный, равный 100%. В сечении $\sigma(\gamma, 2n)$ вклад сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ равен 0. Таким образом, чем больше оказывается вклад сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ «простой» реакции в сечениях «сложных» реакций, в которых этот вклад присутствует, тем больше экспериментальные сечения отличаются от оцененных сечений. Все это, а также то, что в случае отсутствия вклада сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ в сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ это экспериментальное сечение оказывается практически равным оцененному сечению, означает, что наблюдаемые расхождения сечений реакций $\sigma(\gamma, xn)$, $\sigma(\gamma, sn)$ и $\sigma(\gamma, 1n)$, полученных в Ливерморе для всех 6 указанных ядер, с оцененными сечениями обусловлены недостоверным (необоснованным, ошибочным) занижением именно сечения $\sigma(\gamma, 1n)$. Заметное количество нейтронов из этой реакции оказывается, по существу, потерянным. Причиной такой потери нейтронов могут быть определенные проблемы с эффективностью регистрации нейтронов разных энергий, в свою очередь обусловленные техническими проблемами сложной экспериментальной установки [4]. Использовалось большое количество газоразрядных счетчиков, размещенных в парафиновом замедлителе в виде нескольких концентрических колец, из которых внутренние кольца предназначались для детектирования нейтронов малых энергий, а внешние — нейтронов больших энергий. В более поздних экспериментах в такой установке дополнительно использовался так называемый метод «кольцевых отношений», позволяющий в той или иной степени учитывать распределение нейтронов по множественности в промежутках между кольцами счетчиков. Потеря заметного количества нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$, предположительно имеющих большую энергию, свидетельствует, по видимому, о проблемах детектирования нейтронов счетчиками внешних колец.

Все сказанное указывает на то, что данные экспериментов Ливермора для всех рассмотренных 6 ядер не являются достоверными. В случае данных Сакле для тех же ядер рассчитанные [17, 21, 33, 37] отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}$ близки к 1, никакой определенной систематики не демонстрируют, а относительно небольшие их различия соответствуют систематическим погрешностям идентификации нейтронов с разными множественностями в реакциях $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$.

Таблица 2. Сравнение отношений $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{эксп}}^{\text{инт}}$ оцененных и экспериментальных интегральных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядрах ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta и $^{206,207,208}\text{Pb}$, рассчитанных до порогов $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ по данным, полученным в Ливермор

	^{75}As	^{127}I	^{181}Ta	^{206}Pb	^{207}Pb	^{208}Pb
	[21]/[32]	[33]/[34]	[17]/[35]	[37]/[36]	[37]/[36]	[17]/[36]
(γ, xn)	1.27	1.20	1.24	1.13	1.21	1.20
(γ, sn)	1.30	1.25	1.30	1.15	1.24	1.30
$(\gamma, 1n)$	1.34	1.33	1.46	1.19	1.30	1.40
$(\gamma, 2n)$	1.14	0.98	1.05	1.02	1.02	0.85

4. НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО ОЦЕНЕННЫМ СЕЧЕНИЯМ ПАРЦИАЛЬНЫХ И ПОЛНЫХ РЕАКЦИЙ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИМ ФИЗИЧЕСКИМ КРИТЕРИЯМ ДОСТОВЕРНОСТИ

С использованием описанного экспериментально-теоретического метода оценки, основанного на объективных физических критериях достоверности, получены новые данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций и полной фотонейтронной реакции на большом числе (~ 50) ядер. Получены новые сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, а также полной фотонейтронной реакции, свободные от систематических погрешностей экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности. Данные об интегральных сечениях реакций

$$\sigma^{\text{инт}} = \int_B^{E^{\text{инт}}} \sigma(E) dE, \quad (7)$$

определенные для всех оцененных сечений парциальных реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности, приведены в табл. 3. Приведены также данные для сечений реакции выхода нейтронов, использованных как исходные в процедуре оценки (4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сказанное выше позволяет определить статус результатов фотоядерных экспериментов следующим образом:

- в экспериментах с тормозным γ -излучением и квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами получены сечения парциальных и полных фотоядерных (преимущественно фотонейтронных) реакций практически для всех стабильных ядер, данные о которых включены в несколько обзоров, атласов, а также в международную электронную базу данных о реакциях под действием фотонов, нейтронов, заряженных частиц и тяжелых ионов;
- сечения парциальных реакций, таких как $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, полученных в таких

экспериментах, существенно (до 100%) различаются по величине, в то время как сечения выхода фотонейтронов, включающие в себя нейтроны из всех парциальных реакций, в общем согласуются между собой, различаясь в среднем на $\sim 10\%$;

- расхождения по абсолютной величине сечений парциальных реакций обусловлены определенными недостатками использованного в экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов метода разделения нейтронов по множественности, основанного на измерении кинетической энергии нейтронов, или на использовании поправок, рассчитанных по статистической теории, в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения;
- сечения парциальных реакций, оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода и удовлетворяющие объективным физическим критериям достоверности данных, существенно расходятся с экспериментальными данными, что ставит на повестку дня достоверность оценок многих физических эффектов, выполненных с использованием экспериментальных данных;
- сечения разных реакций, полученные в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами и тормозным γ -излучением существенно различаются по форме;
- результаты экспериментов с аннигиляционными фотонами сильно переглажены (реальное энергетическое разрешение ($\Delta E \sim 1.40\text{--}1.60$ МэВ) в несколько раз превышает разрешение, декларируемое по ширине аннигиляционной линии $\Delta E \sim 0.25\text{--}0.40$), информация о структурных особенностях в результатах таких экспериментов «потеряна»: сами результаты представляют собой, по существу, не сечения, а лишь выходы реакций;
- характеристики «потерянной» структуры сечений, полученных на пучках аннигиляционных фотонов, могут быть «восстановлены» после дополнительной обработки-развертки,

Таблица 3. Интегральные сечения (МэВ·мб), определенные в областях энергий налетающих фотонов до $E_{\text{инт}}$ по данным об оцененных сечениях фотонейтронных реакций (в скобках представлены погрешности интегральных сечений)

Ядро	$E_{\text{инт}}$, МэВ	Реакция				
		(γ, xn)	(γ, sn)	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 3n)$
⁵¹ V	27.3	651.6 (8.0)	587.2 (7.5)	522.7 (7.4)	64.5 (1.5)	
⁵⁹ Co	36.5	967.2 (10.2)	804.1 (9.0)	655.2 (8.0)	138.1 (4.1)	0.8 (0.1)
⁶³ Cu	28.0	679.9 (7.5)	664.2 (14.1)	605.2 (14.0)	39.0 (1.6)	
⁶⁵ Cu	28.0	824.8 (15.0)	702.9 (14.3)	581.0 (13.4)	121.9 (4.9)	
⁷⁵ As	26.2	1290.7(12.0)	1090.4(11.6)	890.1(11.0)	200.3(3.7)	
⁷⁶ Se	26.5	1165.5 (14.3)	1022.9(12.8)	880.4(12.3)	142.5(3.6)	
⁷⁸ Se	26.5	1315.5(15.1)	1076.7(12.7)	838.0(11.8)	238.8(4.7)	
⁸⁰ Se	28.0	1527.2(16.2)	1191.1(16.0)	862.6(13.6)	328.5(8.4)	
⁸² Se	26.5	1494.2(17.6)	1190.1(13.1)	723.7(11.3)	385.4(6.7)	
⁸⁹ Y	27.0	1413.4(19.7)	1301.3(16.1)	1189.0(11.5)	112.2(11.3)	
⁹⁰ Zr	27.6	1308.8(3.2)	1228.8(12.5)	1158.2(12.2)	70.9 (1.7)	
⁹¹ Zr	28.5	1276.0 (17.2)	1091.6 (27.5)	947.5 (24.2)	143.4 (6.0)	
⁹² Zr	27.8	1548.3 (8.5)	1144.8 (14.6)	748.2 (8.5)	379.5 (8.5)	
⁹⁴ Zr	31.0	2067.2 (40.0)	1311.4 (8.0)	694.9 (14.3)	539.4 (10.7)	56.1±12.3
¹⁰³ Rh	26.0	1949.9 (51.9)	1594.4 (60.2)	1233.1 (48.3)	361.3 (15.9)	
¹¹⁵ In	31.1	2430.3	1889.0	1371.3	494.2	23.6
¹¹⁶ Sn	29.6	2345.2 (10.2)	1880.2 (10.9)	1417.9 (10.7)	462.3 (3.0)	
¹¹⁷ Sn	31.1	2462.4 (12.3)	1964.5 (7.5)	1479.9 (6.4)	484.6 (4.6)	
¹¹⁸ Sn	30.8	2606.5 (11.3)	1964.8 (6.6)	1407.4 (5.5)	557.4 (4.2)	
¹²⁰ Sn	29.9	2772.4 (6.7)	2041.3 (4.5)	1372.5 (3.7)	668.8 (2.7)	
¹²⁴ Sn	31.1	2606.0 (11.7)	1832.1± (7.2)	1210.9 (6.1)	621.2 (4.3)	
¹²⁷ I	31.2	2661.3 (31.4)	2146.7 (29.1)	1650.2 (26.7)	478.4 (11.5)	18.0 (2.1)
¹²⁹ Xe	31.2	2647.7 (33.5)	2105.7 (28.2)	1615.5 (26.1)	438.7 (9.9)	51.6 (4.0)
¹³³ Cs	29.5	2463.0 (48.2)	2009.5 (43.0)	1568.2 (9.8)	429.2 (9.8)	11.9 (0.7)
¹³⁸ Ba	27.1	2538.4 (27.6)	2036.1(44.1)	1459.8(33.7)	564.0(11.4)	4.0(0.3)
¹³⁹ La	27.0	2584.5(14.7)	2176.1(14.7)	1768.3(41.1)	407.2(9.9)	
¹⁴⁰ Ce	26.4	2869.6(21.9)	2415.4(39.1)	1965.1 (37.5)	450.3 (11.8)	
¹⁴² Ce	21.6	3197.0 (13.0)	2113.1 (31.2)	1029.3 (21.1)	1083.8 (23.0)	
¹⁴¹ Pr	30.0	2526.7 (40.1)	2136.5 (90.8)	1755.7 (79.9)	377.5 (22.0)	3.3 (1.8)
¹⁴⁵ Nd	20.30	2647.7 (46.4)	1999.6 (41.3)	1351.4 (35.5)	648.2 (21.1)	
¹⁴⁸ Nd	19.00	2598.6 (41.6)	1726.6 (33.7)	1185.6 (23.1)	656.3 (24.5)	
¹⁵³ Eu	29.0	3025.9 (25.2)	2184.4 (59.7)	1529.30 (55.5)	655.1 (25.1)	61.0 (6.4)
¹⁵⁹ Tb	27.4	3200 (30)	2383 (9)	1642 (7)	715 (5)	26 (1)
¹⁶⁰ Gd	30.0	3761.5 (69.0)	2569.1 (43.5)	1495.7 (34.7)	954.3 (22.8)	119.1 (12.8)
¹⁶⁵ Ho	28.5	3722.8 (36.8)	2822.4 (44.6)	1961.0 (34.2)	822.9 (18.0)	37.8 (6.0)
¹⁸¹ Ta	35.0	4078.2 (9.3)	3021.9 (36.1)	1956.3 (31.0)	958.3 (17.4)	107.3 (6.3)
¹⁸⁶ W	28.5	4439.9 (36.6)	2986.5 (85.9)	1662.3 (47.1)	1190.4 (40.6)	133.7 (11.1)
¹⁸⁶ Os	20.0	2833.8 (27.8)	2389.3 (57.5)	1967.9 (57.0)	472.8 (10.3)	
¹⁸⁸ Os	31.0	4755.0 (58.9)	3521.4 (74.5)	2402.5 (62.8)	1004.1 (36.6)	114.7 (16.8)
¹⁸⁹ Os	31.0	4715.0 (47.5)	3341.6 (46.6)	2133.0 (39.9)	1043.4 (20.9)	165.2 (11.8)
¹⁹⁰ Os	31.0	4623.7 (55.1)	3276.7 (62.5)	2068.1 (55.4)	1080.6 (25.3)	138.5 (14.3)
¹⁹² Os	31.0	4892.0 (63.4)	3392.7 (63.4)	2032.8 (54.5)	1221.8 (28.4)	138.0 (15.3)
¹⁹⁷ Au	24.7	3765.8 (28.1)	2916.5± (15.5)	2142.5 (9.8)	774.0 (9.2)	
²⁰⁶ Pb	26.4	3930.6 (30.8)	3368.4 (36.2)	2816.6 (32.6)	541.8 (15.6)	10.0 (1.9)
²⁰⁷ Pb	26.4	3945.0 (36.6)	3281.4 (38.4)	2648.9 (32.7)	599.6 (19.7)	32.8 (3.8)
²⁰⁸ Pb	40.0	4592.9 (55.0)	3663.1 (25.8)	2774.7 (13.2)	714.5 (10.8)	165.5 (13.9)
²⁰⁹ Bi	26.4	3738.4 (77.2)	3110.0 (58.2)	2482.9 (66.8)	611.0 (13.9)	8.2 (0.6)

учитывающей реальную форму эффективно-го спектра фотонов (проявляются структур-ные особенности, весьма близкие по фор-ме и величине к тем, которые наблюдают-ся в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения);

- существенные расхождения эксперименталь-ных сечений с оцененными при использо-вании физических критериев достоверности данных или реально достигаемого энергетиче-ского разрешения делают актуальной пробле-му надежности и достоверности многих оце-нок величин, выполненных ранее на основе

экспериментальных данных разных физиче-ских эффектов, зависящих от величин и вза-имного соотношения сечений парциальных ре-акций, таких как исчерпывание дипольного правила сумм, соотношения между прямыми и статистическими переходами в процессах фоторасщепления ядер, характеристики изо-спинового и конфигурационного расщепления гигантских дипольных резонансов ядер.

Работа выполнена в отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ под руководством и при участии многолетне-го заведующего профессора Б. С. Ишханова.

- [1] *Berman B.L., Fultz S.C.* // *Rev. Mod. Phys.* **47**. 713. (1975).
- [2] *Fuller E.G., Gerstenberg H.* Photonuclear Data — Abstracts Sheets 1955–1982. NBSIR 83–2742. U.S.A. National Bureau of Standards, 1983.
- [3] *Dietrich S.S., Berman B.L.* // *Atom. Data and Nucl. Data Tables.* **38**. 199. (1988).
- [4] *Варламов В.В., Сапуненко В.В., Степанов М.Е.* Фотоядерные данные 1976–1995. Указатель. М.: Издательство Московского университета, 1996.
- [5] Международная электронная база данных по ядер-ным реакциям: Секция ядерных данных МАГАТЭ (<http://www-nds.iaea.org/exfor>), Национальный центр ядерных данных США (<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>), Центр данных фото-ядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ (<http://cdf.e.sinp.msu.ru/index.ru.html>).
- [6] *Wolynec E., Martinez A.R.V., Gouffon P.* et al. // *Phys. Rev. C.* **29**. 1137. (1984).
- [7] *Wolynec E., Martins M.N.* // *Rev. Bras. Fis.* **17**. 56. (1987).
- [8] *Berman B.L., Pywell R.E., Dietrich S.S.* et al. // *Phys. Rev. C.* **36**. 1286. (1987).
- [9] *Варламов В.В., Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степа-нов М.Е.* // ВАНИТ. Сер: Ядерные константы. **1–2**. 48. (2003).
- [10] *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Чет-верткова В.А.* // Изв. РАН. Сер. Физ. **74** 875. (2010). (*Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Chetvertkova V.A.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys.* **74**. 833 (2010)).
- [11] *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Тро-щев С.Ю.* // Изв. РАН. Сер. Физ. **74**. 884. (2010). (*Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys.* **74**. 842. (2010)).
- [12] *Fultz S.C., Berman B.L., Caldwell J.T.* et al. // *Phys. Rev.* **186**. 1255. (1969).
- [13] *Lepretre A., Beil H., Bergere R.* et al. // *Nucl. Phys. A.* **219**. 39. (1974).
- [14] *Ishkhanov B.S. Orlin V.N.* // *Phys. Part. Nucl.* **38**. 232. (2007).
- [15] *Ишханов В.С, Орлин В.Н.* // *ЯФ.* **78**. 601. (2015). (*Ishkhanov B.S. Orlin V.N.* // *Phys. Atom. Nucl.* **78**. 557. (2015)).
- [16] *Варламов В.В., Ишханов Б.С.* // *ЯФ.* **80**. 554. (2017). (*Varlamov V.V., Ishkhanov B.S.* // *Phys. Atom. Nucl.* **80**. 957. (2017)).
- [17] *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н.* и др. // *ЯФ.* **76**. 1484. (2013). (*Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N.* et al. // *Phys. Atom. Nucl.* **76**. 1403. (2013)).
- [18] *Varlamov V., Ishkhanov B., Orlin V.* // *Phys. Rev. C.* **96**. 044606. (2017).
- [19] *Belyshev S.S., Filipescu D.M., Gheoghe I.* et al. // *Eur. Phys. J. A* **51**. 67. (2015).
- [20] *Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н.* // *ЯФ.* **84**. 278. (2021). (*Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N.* // *Phys. Atom. Nucl.* **84**. 389. (2021)).
- [21] *Varlamov V., Davydov A., Kaidarova V., Orlin V.* // *Phys. Rev. C* **99**. 024608. (2019).
- [22] *Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S.* // *Phys. J. A* **53**. 180. (2017).
- [23] *Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н.* // *ЯФ.* **85**. 237. (2022). (*Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N.* // *Phys. Atom. Nucl.* **85**. 316. (2022)).
- [24] *Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н.* // *ЯФ.* **85**. 316. (2022). (*Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N.* // *Phys. Atom. Nucl.* **85**. 411. (2022)).
- [25] *Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N.* // *Eur. Phys. J. A.* (2022). **58**. 123.
- [26] *Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. (в печати).
- [27] *Fultz S.C., Alvarez R.A., Berman B.L., Meyer P.* // *Phys. Rev. C* **10**. 608. (1974).
- [28] *Alvarez R.A., Berman B.L., Faul D.D.* et al. // *Phys. Rev. C* **20**. 128. (1979).
- [29] *Bramblett R.L., Caldwell J.T., Harvey R.R., Fultz S.C.* // *Phys. Rev.* **133**. B869. (1964).
- [30] *Bergere R., Beil H., Veyssiere A.* // *Nucl. Phys. A* **121**. 463. (1968).
- [31] *Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N.* // *Phys. Atom. Nucl.* **75**. 1339. (2012).
- [32] *Berman B.L., Bramblett R.L., Caldwell J.T.* et al. // *Phys. Rev.* **177**. 1745. (1969).
- [33] *Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N.* // *Amer. J. Phys. Appl.* **8**. 64. (2020).
- [34] *Bramblett R.L., Caldwell J.T., Berman B.L.* et al. // *Phys. Rev.* **148**. 1198. (1966).
- [35] *Bramblett R.L., Caldwell J.T., Auchampaugh G.F., Fultz S.C.* // *Phys. Rev.* (1963). **129**. 2723.
- [36] *Harvey R.R., Caldwell J.T., Bramblett R.L., Fultz S.C.* // *Phys. Rev.* (1964). **136**, B126.
- [37] *Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N.* // *Eur. Phys. J. A* **57**. 287. (2021).

Cross Sections of Partial Photoneutron Reactions: Problems of Reliability and New Data

A.I. Davydov^{1,a}, V.V. Varlamov^{2,b}, V.N. Orlin^{2,c}

¹*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*

²*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*
E-mail: ^a alexdavdovmet@gmail.com, ^b VVVarlamov@gmail.com, ^c OrlinVN@yandex.ru

The cross sections of partial photoneutron reactions ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$) and ($\gamma, 3n$) the majority of which were obtained using beams of quasimonoeenergetic annihilation photons, are discussed. Significant systematic uncertainties in the experimental results that far exceed the achieved statistical accuracy are analyzed. Using objective physical criteria for the reliability of partial reaction cross section data, experimental results for ~ 50 nuclei ranging ^{51}V to ^{209}Bi are examined. It is shown that in many cases, systematic uncertainties in experimental reaction cross sections are large, and these data do not meet physical criteria of data reliability. An experimental-theoretical method for evaluating reaction cross sections satisfying these criteria is described. The reasons for systematic uncertainties of several types are identified, which are due to both the limitations of the photoneutron multiplicity sorting method used in the experiments, and the peculiarities of the employed neutron detectors. New, reliable evaluated cross sections of partial reactions and the total photoneutron reaction $(\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n)$ are presented.

PACS: 25.20.-x.

Keywords: giant dipole resonance, cross sections of photoneutron reactions, absolute value, data disagreement, systematic uncertainties, data reliability, new evaluated data.

Received 11 January 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2023. 78, No. 3. Pp. 291–302.*

Сведения об авторах

1. Давыдов Александр Иванович — аспирант; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: alexdavdovmet@gmail.com.
2. Варламов Владимир Васильевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: VVVarlamov@gmail.com.
3. Орлин Вадим Николаевич — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: OrlinVN@yandex.ru.