

УДК 539.17

НОВЫЕ ДАННЫЕ О ФОТОРАСЩЕПЛЕНИИ ЯДЕР $^{140, 142}\text{Ce}$ И ^{153}Eu

© 2019 г. В. В. Варламов¹, В. Д. Кайдарова¹ *, В. А. Барбарян¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

*E-mail: vd.kaydarova@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 01.10.2018 г.

После доработки 15.10.2018 г.

Принята к публикации 19.11.2018 г.

Для ядер $^{140, 142}\text{Ce}$ и ^{153}Eu выполнен совместный анализ экспериментальных данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций, полученных с помощью пучков квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции релятивистских позитронов. Для ядра ^{153}Eu для такого анализа привлекались также результаты эксперимента, выполненного на пучке тормозного излучения. С применением объективных физических критериев достоверности данных проанализированы хорошо известные систематические расхождения между результатами разных экспериментов, рассмотрены методы их учета. С помощью экспериментально–теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, удовлетворяющих введенным критериям достоверности, для ядер $^{140, 142}\text{Ce}$ получены новые данные о сечениях реакции $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, для ядра ^{153}Eu дополнительно для реакции $(\gamma, 3n)$, а также для всех трех ядер – сечения полной фотонейтронной реакции. Показано, что значительные отклонения от оцененных сечений экспериментальных сечений реакций обусловлены недостоверным распределением нейтронов между каналами с множественностью 1, 2, обусловленным упомянутыми систематическими погрешностями.

DOI: 10.1134/S0367676519040288

ВВЕДЕНИЕ

Надежная и достоверная информация о сечениях полных и парциальных фотонейтронных реакций широко используется в фундаментальных и прикладных исследованиях для решения целого ряда важнейших проблем электромагнитных взаимодействий в области гигантского дипольного резонанса (ГДР). Прежде всего она востребована для исследования соотношений прямых и статистических процессов при формировании и распаде высоковозбужденных ядерных состояний, определения роли различных компонент при формировании изоспинового расщепления ГДР, конкуренции переходов различного типа, формирующих компоненты конфигурационного расщепления ГДР, и многих других. Кроме того, данные о сечениях парциальных фотонейтронных реакций широко используются в самых различных областях науки и техники (ядерная физика и ядерная энергетика, радиационные разделы химии, геологии, медицины и многие другие).

Данные системного анализа [1–3] сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций позволили установить, что между результатами разных экспериментов имеются значительные расхождения. Различия методов получения ин-

формации о сечениях реакций приводят к заметным (в среднем ~10%) систематическим расхождениям результатов уже при определении сечения реакции выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$

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

Еще более существенными оказываются расхождения между сечениями парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, Они намного превосходят статистические погрешности экспериментов и достигают 60–100%.

Большинство экспериментов по определению сечений парциальных фотонейтронных реакций было выполнено на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) с использованием разных методов разделения фотонейтронов по множественности, основанных на предположении о прямой связи этой множественности со средней энергией нейтронов [4, 5]. Было показано [3, 6–12], что систематические расхождения, обнаруженные между результатами таких экспериментов, обусловлены определенными недостатками использованных методов разделения фотонейтронов по множественности. Так, отношения сечений реакций $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученных в обе-

их лабораториях и зависящих от особенностей использованных методов, существенно отличаются от отношений сечений реакции $\sigma(\gamma, xn)$, от этих особенностей практически не зависящих.

В настоящей работе анализ достоверности экспериментальных данных и оценка достоверных сечений парциальных и полных фотонейтронных реакций

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

выполнены для ядер $^{140, 142}\text{Ce}$ и ^{153}Eu .

Интерес к данным для изотопов Ce обусловлен весьма интересным и не характерным для ядер этой области значений A соотношением сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученным с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности в Сакле (Франция) [13]. Для изотопа ^{140}Ce интегральные сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ равны соответственно 1941 и 457 МэВ · мб, тогда как для изотопа ^{142}Ce — 1022 и 1186 МэВ · мб [4]. Это приводит к весьма нехарактерному соотношению интегральных сечений полной фотонейтронной реакции на изотопах ^{140}Ce и ^{142}Ce — соответственно, 2398 и 2208 МэВ · мб и сечений реакций выхода нейтронов — 2855 и 3394 МэВ · мб. Было установлено [13], что при переходе от изотопа ^{140}Ce к изотопу ^{142}Ce сечение полной фотонейтронной реакции (2) уменьшалось (от 384 до 332 мб), а соответствующая ширина резонанса увеличивалась (от 4.4 до 5.2 МэВ). В то же время было установлено, что в исследованных соседних ядрах $^{124, 126, 128, 130}\text{Te}$ с возрастанием массового числа A сечение полной фотонейтронной реакции (2) возрастало (соответственно, от 281 до 318 мб), а соответствующая ширина резонанса уменьшалась (от 5.5 до 5.1 МэВ). Представляет интерес исследование достоверности отмеченных расхождений с помощью предложенных критериев достоверности.

Интерес к данным для ядра ^{153}Eu обусловлен двумя обстоятельствами. С одной стороны, в экспериментальном сечении реакции $(\gamma, 1n)$, полученном с помощью разделения фотонейтронов по множественности в Ливерморе (США) [14], наблюдаются физически запрещенные отрицательные значения, что ставит вопрос о его достоверности. С другой стороны, опубликованные для ядра ^{153}Eu данные о сечениях реакций (γ, xn) и (γ, sn) , полученные в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения в Саратове (Россия) [15], позволяют получить данные по сечениям парциальных реакций и привлечь их для обсуждения достоверности данных.

1. ПЕРЕХОДНЫЕ ФУНКЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ F_i КАК ОБЪЕКТИВНЫЕ КРИТЕРИИ ДОСТОВЕРНОСТИ ДАННЫХ О СЕЧЕНИЯХ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

В качестве объективных физических критериев достоверности данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций были предложены [16] переходные функции множественности

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

Отношения F_i не должны иметь значений, превышающих физически допустимые по определению (3) 1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$. Превышение отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ указанных предельных значений свидетельствует о физически недостоверных распределениях нейтронов между реакциями $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, обусловленных значительными систематическими погрешностями экспериментального метода определения множественности нейтронов.

В работах [3, 6–12] было показано также, что критерием недостоверности данных может служить наличие в сечениях реакций физически запрещенных отрицательных значений — все члены, входящие в соотношения (3), представляют собой сечения реакций и имеют размерность площади.

На основании сравнения оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода сечений парциальных реакций с результатами их исследований с помощью активационного метода (альтернативного методу разделения фотонейтронов по множественности) было установлено [17, 18], что сомнения в достоверности экспериментальных сечений реакций могут возникать при их существенном расхождении с оцененными сечениями.

На рис. 1 приведены энергетические зависимости переходных функций множественности нейтронов (отношений $F_i^{\text{эксп}}$ (3)), полученных для ядер ^{140}Ce и ^{142}Ce по данным работы [13], и ядра ^{153}Eu по данным работ [14, 15], которые сравниваются с функциями $F_i^{\text{теор}}$ [19, 20].

Физически достоверные энергетические зависимости функций $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$, рассчитанные в КМ [19, 20], соответствуют определениям (3):

— до порога $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$ $F_1^{\text{теор}} = 1$, а после открытия канала “ $2n$ ” $F_1^{\text{теор}}$ уменьшается в соответствии с конкуренцией роста сечения $\sigma(\gamma, 2n)$ и уменьшения сечения $\sigma(\gamma, 1n)$, плавно приближаясь к значению 0;

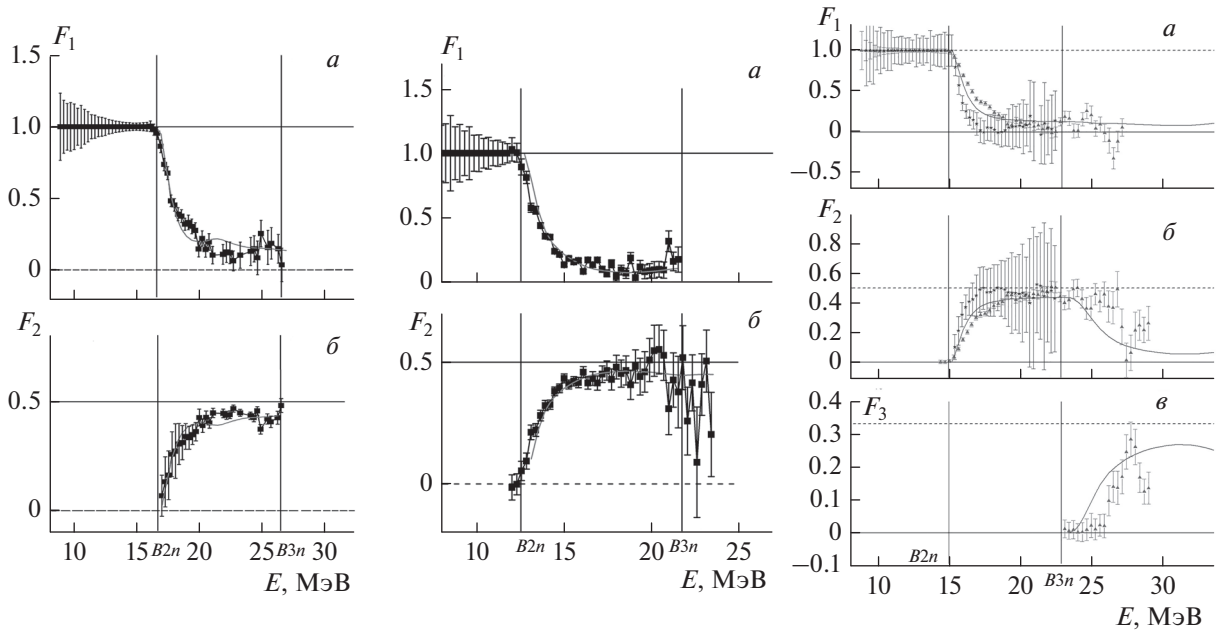


Рис. 1. Сравнение (*a*, *б*, *в* для $i = 1, 2, 3$) переходных функций множественности $F_i^{\text{эксп}}$, полученных по экспериментальным данным (квадраты — [13], треугольники — [14], звезды — [15]) с функциями $F_i^{\text{теор}}$, полученными по результатам теоретических расчетов [19, 20], для ядер ^{140}Ce (левая панель), ^{142}Ce (центральная панель), ^{153}Eu (правая панель).

— до порога $B2n$ $F_2^{\text{теор}} = 0$; после открытия канала “ $2n$ ” $F_2^{\text{теор}}$ нарастает в соответствии с конкуренцией возрастающего сечения $\sigma(\gamma, 2n)$ и уменьшающегося сечения $\sigma(\gamma, 1n)$, приближается снизу к значению 0.50, нигде его не достигая, а при открытии канала “ $3n$ ” уменьшается в соответствии с появлением вклада $3\sigma(\gamma, 3n)$ в знаменателе соотношения (2);

— до порога $B3n$ $F_3^{\text{теор}} = 0$; после открытия канала “ $3n$ ” $F_3^{\text{теор}}$ нарастает в соответствии с конкуренцией возрастающего сечения $\sigma(\gamma, 3n)$ и уменьшающегося сечения $\sigma(\gamma, 2n)$, приближается снизу к значению 0.33, нигде его не достигая, и при открытии канала “ $4n$ ” уменьшается в соответствии с появлением вклада $4\sigma(\gamma, 4n)$ в знаменателе соотношения (3).

Хорошо видно, что во многих областях энергии достоверность экспериментальных данных вызывает серьезные сомнения.

Для ядра ^{140}Ce отрицательные значения $F_i^{\text{эксп}}$ отсутствуют, как и значения $F_2^{\text{эксп}} > 0.50$; в то же время отношения $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ заметно различаются во всей исследованной области энергий за исключением области энергий $\sim 16.5\text{--}18$ МэВ и нескольких значений вблизи энергии ~ 26 МэВ, которые практически совпадают. В области энергий $\sim 20\text{--}25$ МэВ $F_1^{\text{теор}}$ заметно превышает $F_2^{\text{эксп}}$.

При этом $F_2^{\text{эксп}}$ заметно превышает $F_2^{\text{теор}}$ и поведение $F_2^{\text{эксп}}$ относительно $F_2^{\text{теор}}$ является как бы “зеркальным отражением” поведения $F_1^{\text{эксп}}$.

Для ядра ^{142}Ce отрицательные значения $F_i^{\text{эксп}}$ отсутствуют, значения $F_2^{\text{эксп}} > 0.50$ присутствуют только в четырех точках вблизи энергии ~ 20.5 МэВ; в то же время области энергий $\sim 20\text{--}24$ МэВ $F_2^{\text{эксп}}$ заметно превышает $F_2^{\text{теор}}$.

Для ядра ^{153}Eu отрицательные значения $F_1^{\text{эксп}}$ [16] наблюдаются при энергиях $\sim 25\text{--}27$ МэВ, в этой же области энергий, а также в области $\sim 27\text{--}29$ МэВ наблюдаются существенные расхождения $F_2^{\text{эксп}}$ [14] и $F_3^{\text{теор}}$, в целом согласие между $F_i^{\text{эксп}}$ [14] и $F_i^{\text{теор}}$ наблюдается лишь в области энергий $\sim 19\text{--}21$ МэВ; при этом согласие между $F_i^{\text{эксп}}$ [15] и $F_i^{\text{теор}}$ наблюдается лишь в области энергий $\sim 19.5\text{--}21.5$ МэВ.

Отмеченные особенности энергетических зависимостей $F_i^{\text{эксп}}$ свидетельствуют о том, что экспериментальное разделение нейтронов между обусуждаемыми парциальными реакциями было выполнено не вполне достоверно. Определенная часть нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ была ошибочно идентифицирована как нейтроны из реакции

($\gamma, 2n$), в результате чего сечение первой было недостоверно уменьшено, а сечение второй столь же недостоверно увеличено вплоть до появления в нем значений, для которых $F_2^{\text{эксп}} > 0.50$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

С целью избежать зависимости сечений парциальных фотонейтронных реакций от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности был предложен [16] экспериментально-теоретический метод к оценке этих сечений. В нем в качестве исходной экспериментальной информации используются данные о сечении реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ (1), по существу, не зависящей от множественности нейтронов, а разделение реакций с различной множественностью нейтронов выполняется с помощью переходных функций множественности (3), рассчитываемых в рамках комбинированной модели (КМ) фотоядерных реакций [19, 20].

Оценка достоверных данных по конкурирующим реакциям ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$) и ($\gamma, 3n$) выполняется следующим образом:

- теоретически рассчитанные в рамках КМ [19, 20] сечения реакций $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)$ объединяются в сечение реакции выхода $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ (1);

- для каждого значения энергии фотонов E рассчитываются переходные функции $F_i^{\text{теор}}(E)$, описывающие вклады в сечение $\sigma(\gamma, xn)$ реакций с образованием i нейтронов;

- с использованием энергетических зависимостей переходных функций $F_i^{\text{теор}}(E)$ и экспериментальных данных по сечению реакции выхода фотонейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ для каждого значения множественности нейтронов i получают оцененные сечения $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$ парциальных реакций

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

Такой метод оценки означает, что конкуренция между парциальными реакциями описывается с помощью соотношений КМ, а их соответствующая сумма $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$ равна $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$.

2.1. Сечения реакции выхода фотонейтронов (γ, xn)

В рамках предложенного метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, удовлетворяющих введенным объективным физическим критериям достоверности данных, особое значение приобретает степень согласия с экспериментальными данными сечений реакции выхода фотонейтронов (γ, xn), рассчитанных в рамках КМ. На предварительном этапе оценки сечений парциальных реакций экспериментальное и теоретическое сечения реакции выхода нейтронов по возможности полно согласовываются друг с другом.

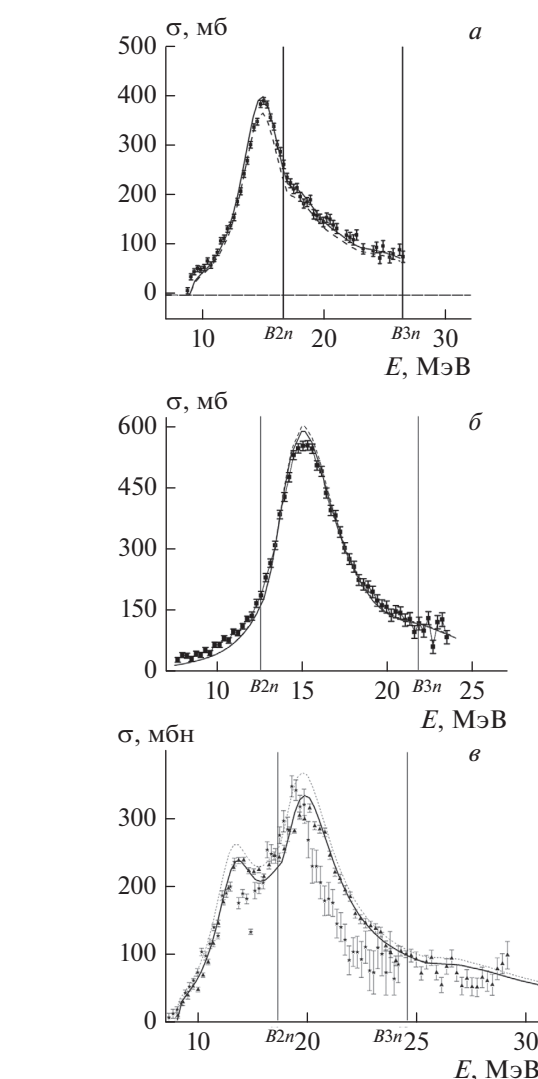


Рис. 2. Сравнение исходных (штриховые линии) и скорректированных (сплошные линии) теоретических [19, 20] сечений реакции выхода фотонейтронов (γ, xn) с экспериментальными данными (квадраты – [13], треугольники – [14], звезды – [15]) для ядер ^{140}Ce (а), ^{142}Ce (б), ^{153}Eu (е).

риментальными данными сечений реакции выхода фотонейтронов (γ, xn), рассчитанных в рамках КМ. На предварительном этапе оценки сечений парциальных реакций экспериментальное и теоретическое сечения реакции выхода нейтронов по возможности полно согласовываются друг с другом.

На рис. 2 с теоретическими сечениями $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$, рассчитанными в рамках КМ [19, 20], сравниваются экспериментальные сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, полученные в экспериментах, результаты которых обсуждаются. Видно, что для всех трех ядер экспериментальные сечения достаточно

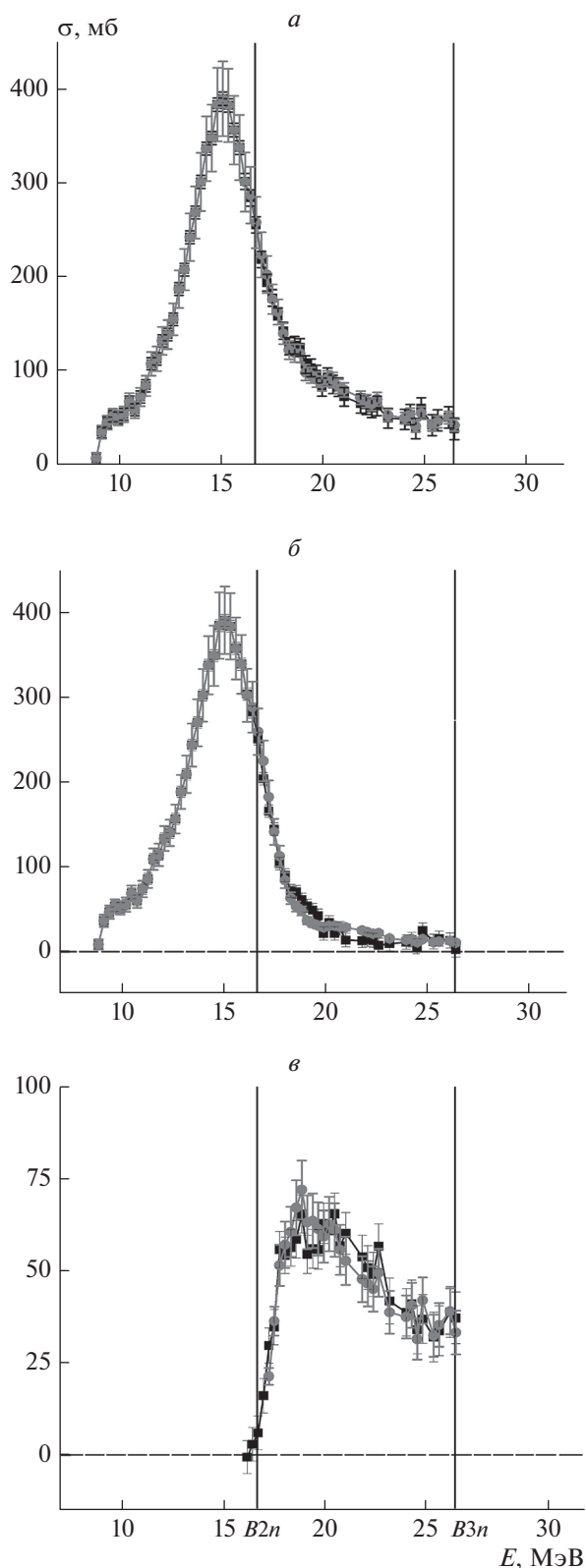


Рис. 3. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных ([13] — квадраты) данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{140}Se : *a* — $\sigma(\gamma, xn)$, *б* — $\sigma(\gamma, sn)$, *в* — $\sigma(\gamma, 1n)$.

хорошо согласуются с результатами расчетов. Несмотря на это для достижения наилучшего согласия для каждого из трех рассматриваемых ядер рассчитанные сечения были на основании данных об энергетических центрах тяжести и интегральных сечениях дополнительно слегка скорректированы:

— для ядра ^{140}Se $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ было сдвинуто в сторону больших энергий на 0.01 МэВ и умножено на коэффициент 1.087;

— для ядра ^{140}Se $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ было сдвинуто в сторону меньших энергий на 0.01 МэВ и умножено на коэффициент 0.984;

— для ядра ^{153}Eu $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ было сдвинуто в сторону меньших энергий на 0.10 МэВ и умножено на коэффициент 1.058.

2.2. Оцененные сечения парциальных реакций, удовлетворяющие критериям достоверности данных

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ оцененные с помощью экспериментально—теоретического метода (4) при использовании в качестве исходных экспериментальных данных сечений $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [13, 14], на рис. 3–5 сравниваются с соответствующими экспериментальными данными. В табл. 1–3 приведены интегральные характеристики экспериментальных и оцененных сечений всех обсуждаемых парциальных и полных реакций.

В целом картина расхождений между оцененными сечениями реакций, удовлетворяющих введенным критериям достоверности, и экспериментальными сечениями реакций, этим критериям не удовлетворяющими, оказывается следующей.

2.2.1. Ядро ^{140}Se

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода (4) при использовании в качестве исходных экспериментальных данных сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [13], на рис. 3 сравниваются с соответствующими экспериментальными данными. В табл. 1 приведены интегральные характеристики экспериментальных и оцененных сечений всех обсуждаемых парциальных и полных реакций.

В области энергий ниже порога B_{2n} реакции $(\gamma, 2n)$, где отсутствует проблема разделения нейтронов по множественности, расхождение экспериментальных [13] и оцененных сечений реакций невелико: различие интегральных сечений составляет 0.2% (1556.50 и 1560.05 МэВ мб). В области больших энергий, при которых реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ конкурируют, данные для них заметно различаются. Так, $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) > \sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)$ на 3.0%

(1965.12 и 1941.58 МэВ мб) [13] и для $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n) < \sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ на 3.0% (450.32 и 463.98 МэВ мб) [13]. Такие разнонаправленные расхождения сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ убедительно иллюстрируют причины существенных систематических погрешностей результатов выполненного эксперимента [13] – недостоверное перемещение значительного количества нейтронов из канала “1n” в канал “2n”.

Сравнение данных, приведенных на рис. 1 и 3, свидетельствует о том, что существуют значительные систематические погрешности процессов разделения нейтронов по множественности. Отмеченные систематические погрешности в области энергий ~24–27 МэВ коррелируют между собой: в $F_2^{\text{эксп}}$ наблюдается спад, в то время как в функции $F_1^{\text{эксп}}$ наблюдается рост. В соответствии с различиями в энергетических зависимостях отношений $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ экспериментальные данные [13] для сечений реакции $(\gamma, 2n)$ оказываются недостоверно завышенными за счет присутствия в них вклада значительного числа нейтронов, которым необоснованно приписана множественность 2. В связи с этим экспериментальные данные для сечений реакции $(\gamma, 1n)$ оказываются столь же необоснованно заниженными.

2.2.2. Ядро ^{142}Ce

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, оцененные с помощью экспериментально–теоретического метода (4) при использовании в качестве исходных экспериментальных данных сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [13], на рис. 4 сравниваются с соответствующими экспериментальными данными. В табл. 2 приведены интегральные характеристики экспериментальных и оцененных сечений всех обобщаемых парциальных и полных реакций.

Таблица 1. Сравнение оцененных интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ · мб) для ядра ^{140}Ce с экспериментальными данными [13]

	$E^{\text{инт}} = B2n = 16.7 \text{ МэВ}$	
	Сакле	Оценка
$(\gamma, xn)^*$	1561.0 ± 9.9	1561.0 ± 9.9
$(\gamma, 1n)$	1556.5 ± 9.7	1560.1 ± 35.6
	$E^{\text{инт}} = 26.4 \text{ МэВ}$	
	Сакле	Оценка
$(\gamma, xn)^*$	2869.6 ± 21.9	2869.6 ± 21.9
$(\gamma, 1n)$	1941.6 ± 18.5	1965.1 ± 37.5
$(\gamma, 2n)$	464.0 ± 11.6	450.3 ± 11.8

* Экспериментальное сечение [13] – исходное для оценки.

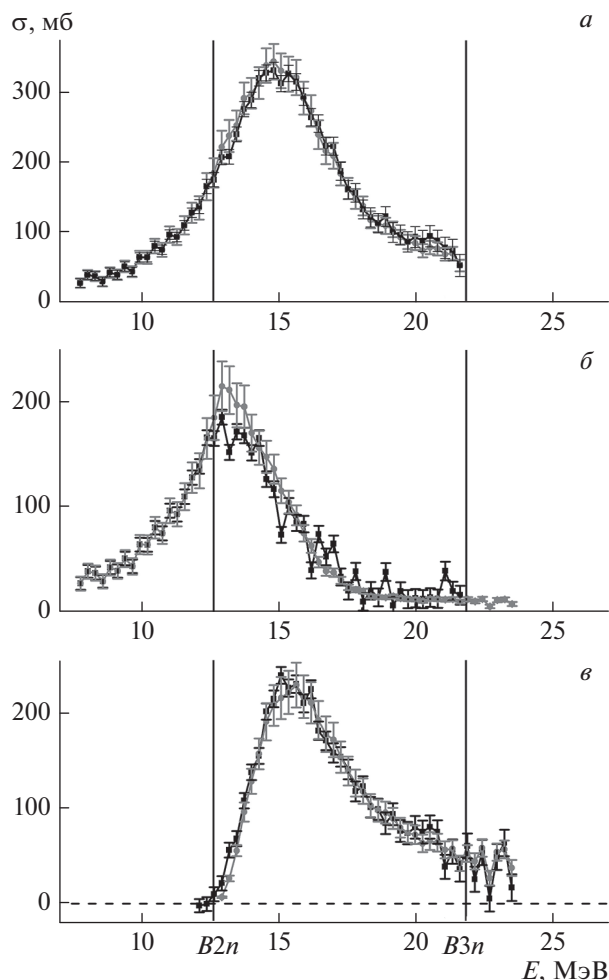


Рис. 4. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных ([13] – квадраты) данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{142}Ce : а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, 2n)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$.

В области энергий ниже порога $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$, где отсутствует проблема разделения нейтронов по множественности, расхождение экспериментальных [13] и оцененных невелико: различие интегральных сечений составляет 1.02% (406.53 и 410.70 МэВ мб). В области больших энергий, при которых реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ конкурируют, данные для обеих реакций различаются. Так, $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) > \sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)$ на 3.3% (1029.30 и 995.28 МэВ мб), тогда $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n) < \sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ на 2.8% (1083.79 и 1114.31 МэВ мб). Такие разнонаправленные расхождения сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ так же как и в случае ядра ^{140}Ce убедительно иллюстрируют причины существенных систематических погрешностей результатов выполненного эксперимента [13] – недостоверное перемещение значительного количества нейтронов из канала “1n” в канал “2n”.

Таблица 2. Сравнение оцененных интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ · мб) для ядра ^{142}Ce с экспериментальными данными [13]

$E^{\text{инт}} = B2n = 12.6 \text{ МэВ}$		
	Сакле	Оценка
$(\gamma, xn)^*$	410.7 ± 8.4	410.7 ± 8.4
$(\gamma, 1n)$	406.5 ± 7.7	410.7 ± 13.7
$E^{\text{инт}} = 21.6 \text{ МэВ}$		
	Сакле	Оценка
$(\gamma, xn)^*$	3202.1 ± 21.8	3197.0 ± 13.0
$(\gamma, 1n)$	995.3 ± 14.8	1029.3 ± 21.1
$(\gamma, 2n)$	1114.3 ± 16.4	1083.8 ± 23.0

* Экспериментальное сечение [13] – исходное для оценки.

Несмотря на отмеченные в Введении странности в соотношениях интегральных сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для изотопов $^{140}, ^{142}\text{Ce}$, существенно отличных от таких соотношений в соседних ядрах, следует отметить, что такие расхождения намного превышают те, которые обусловлены несоответствием данных критериям достоверности. По-видимому, расхождения характеристик сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для изотопов $^{140}, ^{142}\text{Ce}$ обусловлены физическими эффектами, обсуждаемыми в работе [13] и обусловленными изменением жесткости ядра вследствие связи дипольных колебаний в нем с поверхностными движениями.

2.2.3. Ядро ^{153}Eu

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, оцененные с помощью экспериментально–теоретического метода (4) при использовании в качестве исходных экспериментальных данных сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [14], на рис. 5 сравниваются с соответствующими экспериментальными данными. В табл. 3 приведены интегральные характеристики экспериментальных и оцененных сечений всех обсуждаемых парциальных и полных реакций.

Сравнение данных, приведенных на рис. 1 и 5, свидетельствует о том, что существуют значительные систематические погрешности процессов разделения нейтронов по множественности. Отмеченные систематические погрешности в области энергий $\sim 25\text{--}27 \text{ МэВ}$ соответствуют определенным и коррелирующим расхождениям сечений реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$. Так в области энергий между $B3n$ и $E^{\text{инт}} = 29 \text{ МэВ}$ $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 3n)$ превышает $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 3n)$ на $\sim 58\%$ (61.0 и $38.9 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$), тогда как $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ превышает $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$ на $\sim 23\%$ (167.1 и $136.5 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$). При этом в области энергий между $B2n$ и $B3n$ $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ превышает $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$ на $\sim 13\%$ (582.0 и $517.0 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$), а $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$ превышает $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ на $\sim 19\%$ (518.6 и $436.1 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$).

На рис. 5 хорошо видно, что в соответствии с данными рис. 1 сечения парциальных реакций, полученные по данным эксперимента [15] существенно отличаются как от экспериментальных данных [14], так и от оцененных сечений.

Как было показано в исследованиях [3, 6–12, 20, 21], выполненных ранее для большого числа средних и тяжелых ядер, причиной таких несоответствий является важная особенность фотоней-

Таблица 3. Сравнение интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ · мб) для ядра ^{153}Eu с экспериментальными данными [14]

$E^{\text{инт}} = B2n = 14.9 \text{ МэВ}$			
	Саратов [15]	Ливермор [14]	Оценка
(γ, xn)	959.0 ± 16.2	$959.0 \pm 7.5^*$	959.0 ± 7.5
$(\gamma, 1n)$	959.1 ± 38.7	957.2 ± 7.4	954.7 ± 42.8
$E^{\text{инт}} = B3n = 22.8 \text{ МэВ}$			
(γ, xn)	2345.8 ± 48.0	$2512.0 \pm 13.3^*$	2512.0 ± 13.3
$(\gamma, 1n)$	1278.4 ± 57.6	1539.2 ± 14.3	1471.7 ± 54.5
$(\gamma, 2n)$	533.8 ± 48.1	487.6 ± 7.3	518.6 ± 22.6
$E^{\text{инт}} = 29.0 \text{ МэВ}$			
(γ, xn)		$3025.9 \pm 25.2^*$	3025.9 ± 25.2
$(\gamma, 1n)$		1554.1 ± 22.5	1529.30 ± 55.5
$(\gamma, 2n)$		674.7 ± 16.2	655.1 ± 25.1
$(\gamma, 3n)$		38.9 ± 5.3	61.0 ± 6.4

* Экспериментальное сечение [14] – исходное для оценки.

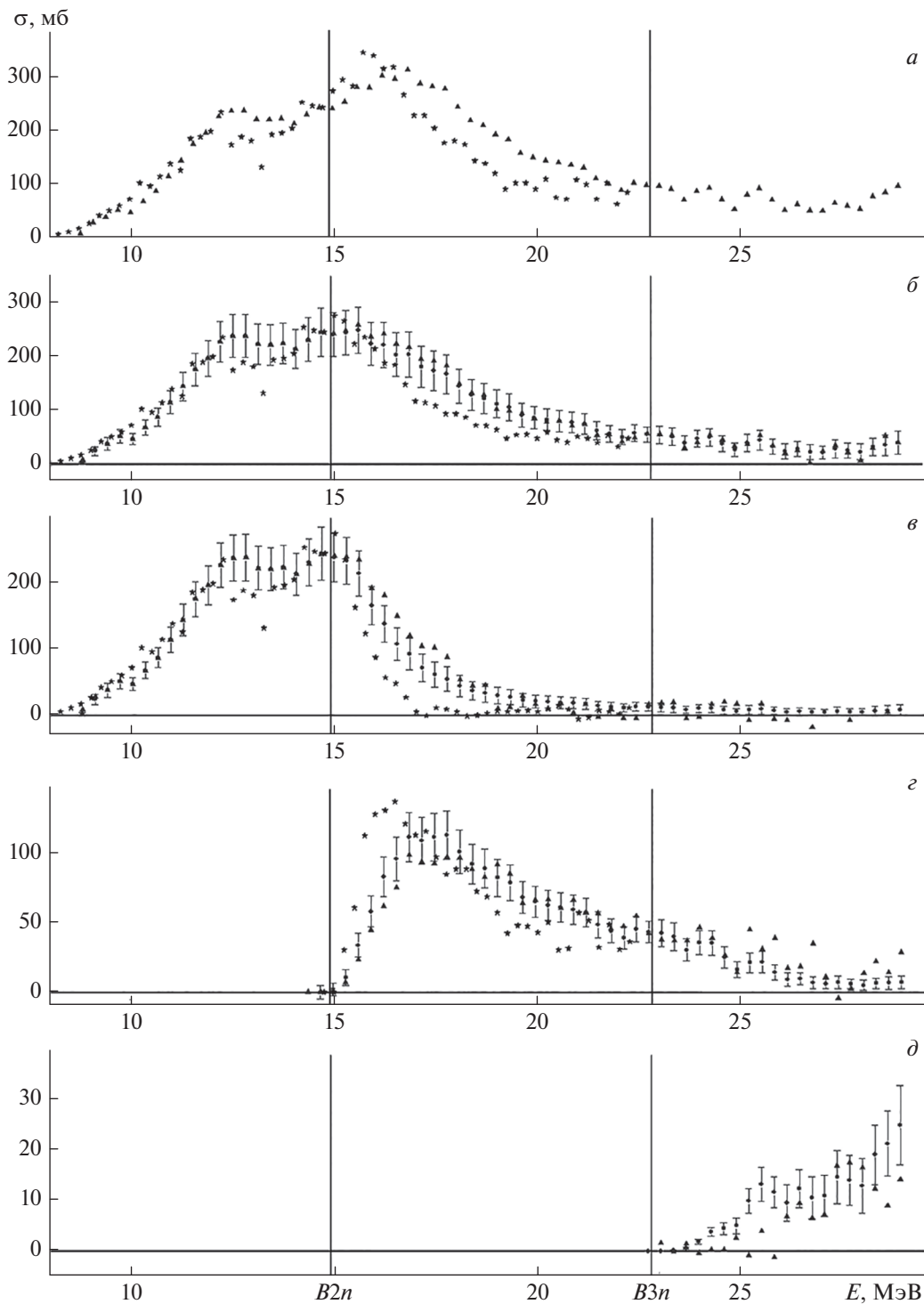


Рис. 5. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных ([14] – треугольники, [15] – звезды) данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{153}Eu : а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, ln)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$.

тронных реакций, не учитываемая использованным в экспериментах [13, 14] методом определения множественности фотонейтронов – сложная и неоднозначная связь множественности нейтро-

нов с их кинетической энергией. В работе [17] на основании результатов детальных экспериментальных и теоретических исследований особенностей фоторасщепления ядра ^{181}Ta было показа-

но, что энергетический спектр фотонейтронов при открытии каналов ГДР с возрастающим числом вылетающих нейтронов изменяется слабо (основной максимум практически не смещается и остается в области энергий $\sim 0.7\text{--}1.0$ МэВ).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием объективных физических критериев достоверности исследована достоверность экспериментальных данных по фоторасщеплению ядер $^{140, 142}\text{Ce}$ и ^{159}Eu , полученных в разных экспериментах. Показано, что сечения парциальных реакций ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$), полученные в экспериментах [13, 14] на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности, предложенным критериям достоверности не удовлетворяют, поскольку содержат значительные систематические погрешности. Обсуждаемые погрешности обусловлены близостью энергий нейтронов из разных парциальных реакций, существенно затрудняющей определение множественности нейтронов с помощью измерения этой энергии. Установлено также, что сечения реакций ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$), полученные по данным эксперимента на пучке тормозного излучения [15], существенно отличаются и от результатов эксперимента [14], и от оцененных данных.

В рамках экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций для ядер $^{140, 142}\text{Ce}$ получены новые сечения парциальных реакций ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$) для ядра ^{159}Eu , кроме того, сечение реакции ($\gamma, 3n$), а также сечения для всех трех ядер полной фотонейтронной реакции (γ, sn), удовлетворяющие физическим критериям достоверности данных.

Установлено, что новые оцененные сечения реакций существенно отличаются от экспериментальных данных, полученных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, и объективным физическим критериям достоверности не удовлетворяющих. Делается вывод о том, что эти расхождения обусловлены существенными систематическими погрешностями метода определения множественности фотонейтронов по их кинетическим энергиям.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ при финансовой поддержке Международного агентства по атомной энергии (Исследовательский контракт 20501, Координационная исследовательская программа F41032).

Авторы выражают благодарность ведущему научному сотруднику В.Н. Орлину за проведение необходимых теоретических расчетов и профессору Б.С. Ишханову за большую помощь в обсуждении и интерпретации полученных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Варламов В.В., Н.Н. Песков, Д.С. Руденко, М.Е. Степанов // ВАНИТ. Сер. Ядерные константы. 2003. № 1–2. С. 48.
2. Ishkhanov B.S., Varlamov V.V. // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1691; Ishkhanov B.S., Varlamov V.V. // Phys. Atom. Nucl. 2004. V. 67. P. 1664.
3. Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Stopani K.A. // Eur. Phys. J. A. 2014. V. 50. P. 114.
4. Dietrich S.S., Berman B.L. // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 38. P. 199.
5. Berman B.L., Fultz S.S. // Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47. P. 713.
6. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 1414; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 1339.
7. Варламов В.В., Макаров М.А., Песков Н.Н., Степанов М.Е. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 797; Varlamov V.V., Makarov M.A., Peskov N.N., Stepanov M.E. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 746.
8. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Песков Н.Н. // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 315; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Peskov N.N. // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. P. 501.
9. Варламов В.В., Давыдов А.И., Макаров М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 351; Varlamov V.V., Davydov A.I., Makarov M.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 317.
10. Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. // Eur. Phys. J. 2017. V. A 53. P. 180.
11. Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Peskov N.N., Varlamov V.V. // Part. and Nucl. 2017. V. 48. P. 76.
12. Варламов В.В., Ишханов Б.С. // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 554; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 957.
13. Lepretre A., Beil H., Bergere R. et al. // Nucl. Phys. 1976. V. A258. P. 350.
14. Berman B.L., Kelly M.A., Bramblett R.L. et al. // Phys. Rev. 1969. V. 185. P. 1576.
15. Васильев О.В., Семенов В.А., Семенко С.Ф. // ЯФ. 1971. Т. 13. С. 463; Sov. J. Nucl. Phys. 1971. V. 13. P. 259.
16. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошчиев С.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 884; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. P. 842.
17. Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошчиев С.Ю. // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 283; Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu. // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 253.
18. Belyshev S.S., Filipescu D.M., Gheoghe I. et al. // Eur. Phys. J. A. 2015. V. 51. P. 67.
19. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38. С. 460; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Part. Nucl. 2007. V. 38. P. 232.
20. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 517; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 493.
21. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1484; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. P. 1403.