

УДК 539.122.04

Посвящается 270-летию Московского университета

СЕЧЕНИЯ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{115}In

© 2025 г. В. В. Варламов^{1,*}, А. И. Давыдов¹, И. А. Мостаков², В. Н. Орлин¹

Поступила в редакцию 24.04.2025 г.; после доработки 24.04.2025 г.; принята к публикации 24.04.2025 г.

При использовании опубликованных данных для сечений выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ и полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$, определенных для ядра ^{115}In в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения, получены новые данные по сечениям парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$. С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, основанного на физических критериях, выполнено исследование их достоверности. Установлено, что новые оцененные сечения реакций $^{115}\text{In}(\gamma, 1n)^{114}\text{In}$ и $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113}\text{In}$, соответствующие физическим критериям достоверности, определенным образом отличаются от экспериментальных сечений. Выполнено сравнение новых оцененных данных с результатами аналогичной оценки, выполненной ранее на основании результатов, полученных для сечений парциальных реакций на ядре ^{115}In в эксперименте на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Показано, что обе оценки с помощью экспериментально-теоретического метода близки.

Ключевые слова: ^{115}In , фотонейтронные реакции, сечения, достоверность, физические критерии, оценка, экспериментально-теоретический метод, новые данные

DOI: 10.31857/S0044002725030016, **EDN:** QFXTGS

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени данные по фоторасщеплению ядра ^{115}In получены в экспериментах, выполненных на пучках как квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [1, 2], так и тормозного γ -излучения [3]. Способы получения информации о сечениях парциальных реакций в этих экспериментах кардинально различались, что нашло свое отражение и в существенных расхождениях полученных сечений реакций.

В экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов с помощью разделения фотонейтронов по множественности сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ независимо “прямо и непосредственно” определяются как разности

$$Y(E^M) = Y_{e^+}(E^M) - Y_{e^-}(E^M) \approx \sigma(E^M) \quad (1)$$

двух энергетических зависимостей выходов реакции, определенных при максимальной энергии

спектра фотонов тормозного γ -излучения E^M , т.е. интегралов от произведения (свертки, folding) искомого сечения $\sigma(E)$ при энергии фотонов E реакции с порогом $E_{\text{пор}}$ и спектра фотонов $W(E^M, E)$

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE, \quad (2)$$

где $N(E^M)$ — число событий реакции, $D(E^M)$ — доза γ -излучения, ε — эффективность детектора, α — нормировочная константа [4] измеренных на пучках позитронов (Y_{e^+}) и электронов (Y_{e^-}). Такая разность позволяет исключить влияние низкоэнергетического “хвоста” спектра фотонов тормозного излучения позитронов, которые физически сопровождают процесс их аннигиляции на лету и, следовательно, сопоставить разность чисел зарегистрированных нейтронов

$$N(E^M) = N_{e^+}(E^M) - N_{e^-}(E^M) \quad (3)$$

соответствующей величине сечения $\sigma(E)$ при значении энергии налетающих фотонов, соответствующей максимуму аннигиляционной линии.

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.

² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

* E-mail: VVVarlamov@gmail.com

Сечения полной фотонейтронной реакции

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) \quad (4)$$

и выхода нейтронов

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) \quad (5)$$

определяются путем суммирования определенных сечений парциальных реакций с коэффициентами, соответствующими множественности образующихся в них нейтронов.

В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения вследствие непрерывности спектра фотонов $W(E^M, E)$ из непосредственно измеренной энергетической зависимости выхода реакции $Y(E^M)$ искомого сечение $\sigma(E)$ определяется с помощью одного из специально разработанных методов решения обратной задачи (2), например, таких как метод Пенфолда–Лейсса, метод наименьшей структуры, метод регуляризации Тихонова, метод редукции [4]. В области энергий налетающих фотонов до ~ 30 МэВ между собой конкурируют парциальные реакции $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, а в отдельных случаях и такие, как, например, $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n1p)$. В такой ситуации возможным является определение лишь сечения $\sigma(E) = \sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (5), в которое с коэффициентами множественности нейтронов вносят вклады все энергетически возможные парциальные реакции. Для определения сечений парциальных реакций в сечение $\sigma(\gamma, xn)$ вносятся поправки, рассчитанные по статистической теории [4, 5], определяется сечение одной из них, а затем с использованием соответствующих разностных процедур — сечения и других парциальных реакций.

Как отмечалось выше, столь разные подходы к получению информации о сечениях как парциальных, так и полных реакций приводят к существенным расхождениям между такими сечениями. На рис. 1 в качестве примера приведены расхождения между сечениями выхода нейтронов и реакции $(\gamma, 2n)$, полученными для ядра ^{115}In в экспериментах [1, 3]. Следует отметить, что результаты эксперимента на пучке тормозного γ -излучения [3] имеют статистическую точность, намного худшую по сравнению с точностью результатов эксперимента на пучке аннигиляционных фотонов [1]. В табл. 1 приводятся данные для интегральных сечений, полученных для сечений $\sigma(\gamma, xn)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ в экспериментах [1, 3], в сравнении с аналогичными данными, полученными в эксперименте [2], выполненном на пучке аннигиляционных фотонов, а также с результатами выполненной ранее оценки этих данных [6] с помощью экспериментально-теоретического метода [7, 8], основанного на объективных физических критериях достоверности.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что результаты обсуждаемых экспериментов определенно различаются не только по форме (рис. 1), но и по величине (табл. 1), причем эти расхождения — разнонаправлены. Интегральное сечение выхода $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, xn) = 2241.2$ МэВ мбн в эксперименте [3] превосходит его значение (2063.8 МэВ мбн) в эксперименте [1], тогда как для абсолютных величин сечения реакции $(\gamma, 2n)$ наблюдается обратное соотношение (288.2 МэВ мбн [3] и 369.6 МэВ мбн [1]). Очевидно, что такие расхождения свидетельствуют о присутствии в обсуждаемых экспериментальных сечениях реакций систематических погрешностей, обусловленных особенностями методов получения информации о них.

Выполненная ранее оценка по результатам эксперимента на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [6] свидетельствует о том, что вследствие присутствия существенных систематических погрешностей метода разделения фотонейтронов по множественности, основанного на данных об энергиях нейтронов из реакций, экспериментальные сечения парциальных реакций [1, 2] не соответствуют физическим критериям, что делает их недостоверными.

В связи со сказанным настоящая работа посвящена исследованию достоверности новых сечений реакций $^{115}\text{In}(\gamma, 1n)^{114}\text{In}$ и $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113}\text{In}$, полученных в эксперименте кардинально иного типа — на пучке тормозного γ -излучения [3].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЮ ЯДРА ^{115}In , ПОЛУЧЕННЫЕ НА ПУЧКЕ ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

По результатам эксперимента на пучке тормозного γ -излучения [3] были опубликованы только сечения полных реакций — сечение $\sigma^{\text{экссп}}(\gamma, xn)$ выхода фотонейтронов (5) и сечение $\sigma^{\text{экссп}}(\gamma, sn)$ полной фотонейтронной реакции (4).

Энергетическая зависимость (2) выхода $Y(E^M)$ фотонейтронов из реакции $^{115}\text{In}(\gamma, xn)$ была измерена на пучке тормозного γ -излучения синхротрона в области энергий 9–23 МэВ с шагом по энергии фотонов 0.260 МэВ [3]. Нейтроны детектировались с помощью большого количества $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков, размещенных в парафиновом замедлителе. Использовался многоканальный метод измерения энергетической зависимости выхода реакции $Y(E^M)$, позволивший существенно повысить статистическую точность измерений, которая тем не менее, как отмечалось выше, осталась весьма невысокой по сравнению с точностью эксперимента [1]. Сечение выхода

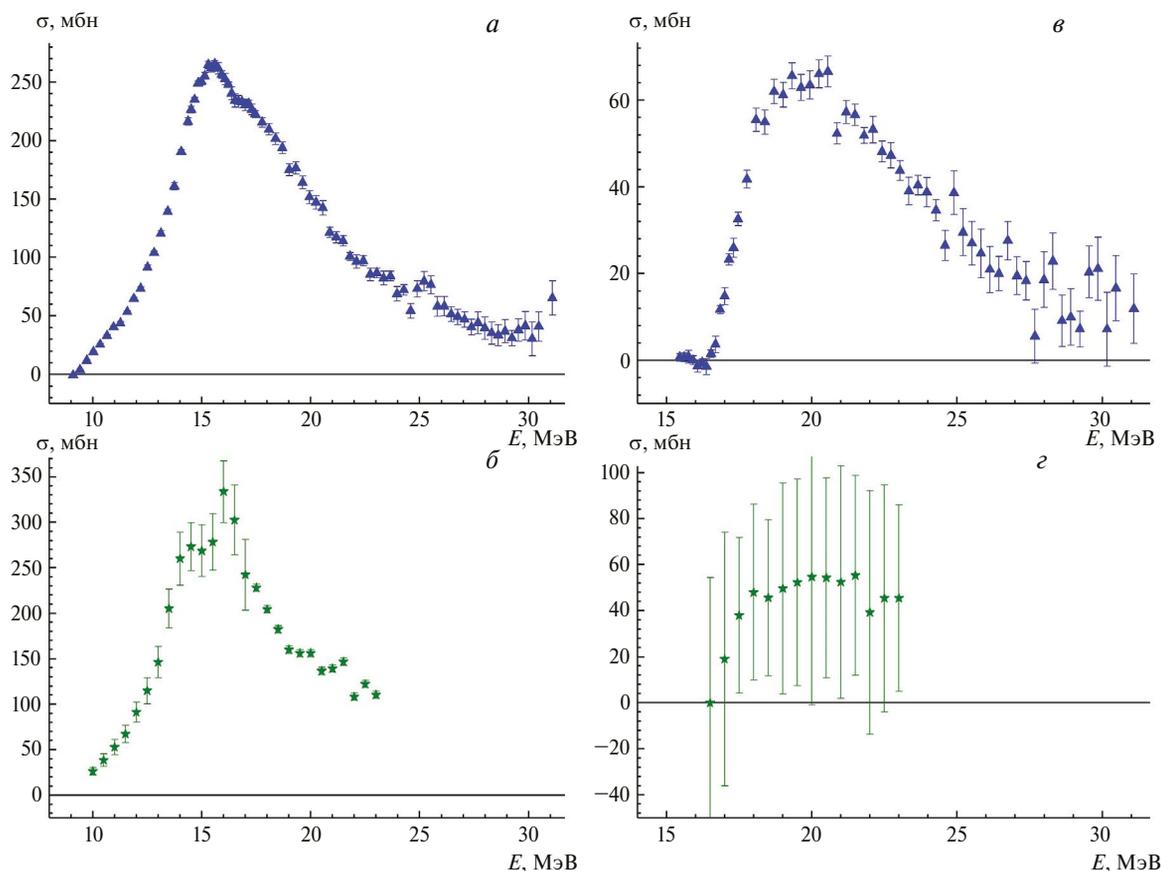


Рис. 1. Сравнение экспериментальных сечений $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов ($a - [1]$, $b - [3]$) и $\sigma(\gamma, 2n)$ реакции ($c - [1]$, $d - [3]$) для изотопа ^{115}In .

Таблица 1. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в единицах МэВ мбн) выхода нейтронов (γ, xn) и парциальной реакции ($\gamma, 2n$) на ядре ^{115}In , рассчитанные до энергии 24.0 МэВ по данным экспериментов [1–3], в сравнении с оцененными ранее данными [6]

Реакция	Эксперимент [1]	Эксперимент [2]	Оценка [6]	Эксперимент [3]
(γ, xn)	2063.8 ± 7.9	2013.0 ± 5.1	2063.1 ± 7.9	2241.2 ± 33.4
$(\gamma, 2n)$	369.6 ± 4.1	273.6 ± 2.2	376.2 ± 8.4	288.2 ± 71.4

$\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ было определено с помощью решения обратной задачи его развертки (2) из энергетической зависимости экспериментального выхода $Y(E^M)$ при использовании метода Пенфолда–Лейсса с шагом обработки 1 МэВ. Сечение полной фотонейтронной реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$ было получено с помощью внесения в сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ поправок на множественность нейтронов, рассчитанных по статистической теории [4] следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, sn) &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \\ &= \sigma(\gamma, xn) / \{1 + (1-x)[1 - (1+k/q)\exp(-k/q)]\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где разность энергий $k = E - B2n$, ядерная температура $\theta = [(-B1n)/a]^{1/2}$, константа $a = A/10$, оценка влияния прямого фотоэффекта $x = 0.4$.

Необходимые для проведения оценки с помощью экспериментально-теоретического метода, но неопубликованные сечения $\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 1n)$ и $\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 2n)$ были в настоящей работе получены из опубликованных сечений с помощью естественных разностных соотношений

$$\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) - \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn) \quad (7)$$

и

$$\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 1n) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn) - \sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 2n). \quad (8)$$

Полученные таким способом сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ (8) и $\sigma(\gamma, 2n)$ (7) вместе с экспериментальными [3] сечениями $\sigma(\gamma, xn)$ и $\sigma(\gamma, sn)$, а также сечением $\sigma(\gamma, xn)$, полученным по результатам расчетов в КМФЯР — Комбинированной модели фото-ядерных реакций, которая представляет собой предравновесную модель, основанную на плотностях ядерных уровней, рассчитанных в модели ферми-газа, и учитывающую эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления ГДР ядер [9, 10], приведены на рис. 2. Достоверность сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученных описанным выше способом, а также полученного их суммированием (6) сечения полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$, была исследована с помощью процедур оценки сечений парциальных реакций экспериментально-теоретического метода [7, 8].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

Суть экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций [7, 8], позволяющего исследовать достоверность сечений парциальных, заключается в использовании объективных физических критериев, в качестве которых предложены отношения F_i сечений парциальных

реакций $\sigma(\gamma, in)$ к сечению выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$:

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (9)$$

По определению достоверные значения отношений $F_i^{\text{эксп}}$, определенные по экспериментальным данным, должны иметь строго положительные значения, поскольку все члены отношений (7) являются сечениями реакций, имеющими размерность площади, или их суммами, и при этом не должны превышать пределов, 1.00, 0.50, 0.33, ... для $i = 1, 2, 3, \dots$ соответственно. Появление среди отношений $F_i^{\text{эксп}}$ отрицательных значений или значений, превышающих указанные пределы, означает присутствие в сечениях реакций систематических погрешностей, делающих эти сечения недостоверными. Оценка достоверных сечений парциальных реакций $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$ осуществляется [7, 8] с помощью соотношений

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \quad (10)$$

в которых совместно используются экспериментальное сечение выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ и отношения $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанные в рамках КМФЯР [9, 10].

На основании сравнения оцененных и экспериментальных сечений разных реакций для

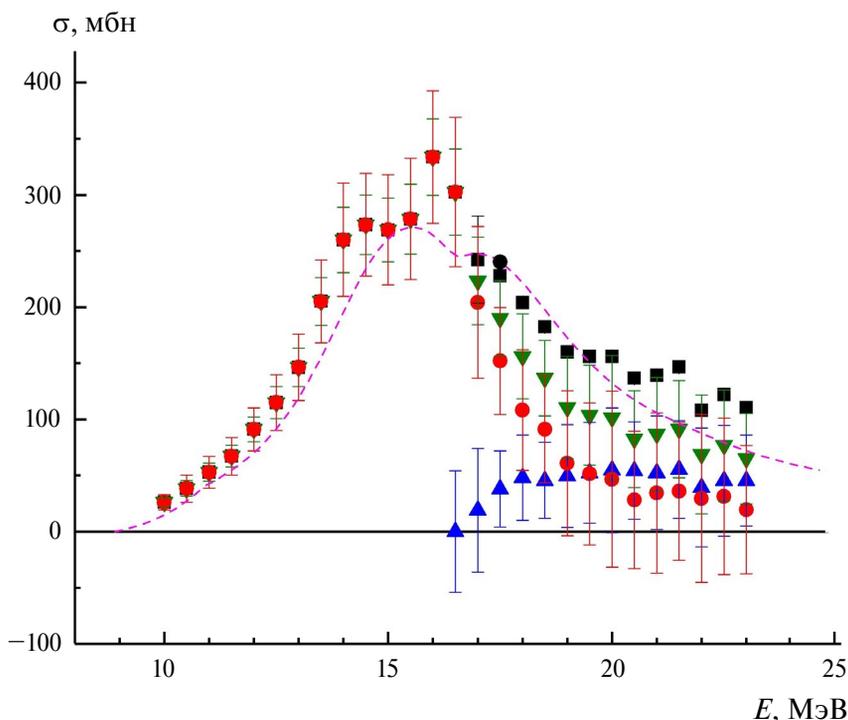


Рис. 2. Экспериментальные сечения фотоядерных реакций на ядре ^{115}In : $\sigma(\gamma, xn)$ — квадраты [3], $\sigma(\gamma, sn)$ — треугольники с вершиной вниз [3], $\sigma(\gamma, 1n)$ — кружки, $\sigma(\gamma, 2n)$ — треугольнички с вершиной вверх. Рассчитанное в КМФЯР сечение $\sigma(\gamma, xn)$ — штриховая кривая [9, 10].

нескольких ядер, исследованных активационным методом, позволяющим достоверно разделять вклады парциальных реакций (см., например, [11, 12]), был установлен дополнительный критерий недостоверности экспериментальных данных — существенное расхождение отношений $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$.

В соответствии со сказанным экспериментально-теоретический метод [7, 8] оценки (10) сечений парциальных реакций означает, что экспериментальное сечение выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, практически не зависящее от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности, поскольку включает вклады всех энергетически возможных парциальных реакций, разделяется на их вклады с помощью теоретических отношений $F_i^{\text{теор}}$, абсолютно не зависящих от этих проблем. Метод был разработан для оценки достоверности сечений парциальных реакций, полученных на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов, и был использован для оценки новых достоверных сечений реакций для большого (~50) количества ядер от ^{51}V до ^{209}Bi . Было установлено (см., например, [11–17]), что в большинстве случаев данные, полученные на таких пучках с помощью непрямого метода идентификации множественности нейтронов — метода разделения фотонейтронов по множественности на основании данных об их энергиях, физическим критериям не удовлетворяют, поскольку содержат

существенные систематические погрешности разных типов.

Экспериментально-теоретический метод оценки был использован также и для аналогичных исследований достоверности результатов нескольких экспериментов на пучках тормозного γ -излучения. Было установлено (см., например, [18–21]), что к достоверности сечений парциальных реакций, полученных иным, но тоже непрямым методом — методом внесения поправок по статистической теории в сечение выхода нейтронов, также имеются серьезные претензии.

4. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{115}In ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА НА ПУЧКЕ ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Как отмечалось выше, процедуры оценки экспериментально-теоретического метода (10) совместно используют экспериментальное сечение выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ и отношения $F_i^{\text{теор}}$ (9), определенные с помощью рассчитанных в КМФЯР сечений $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$. На рис. 3 экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [3] для ядра ^{115}In сравнивается с теоретически рассчитанным сечением [7, 8]. Несмотря на то что они достаточно близки, для достижения максимального сближения с экспериментальным сечением теоретическое

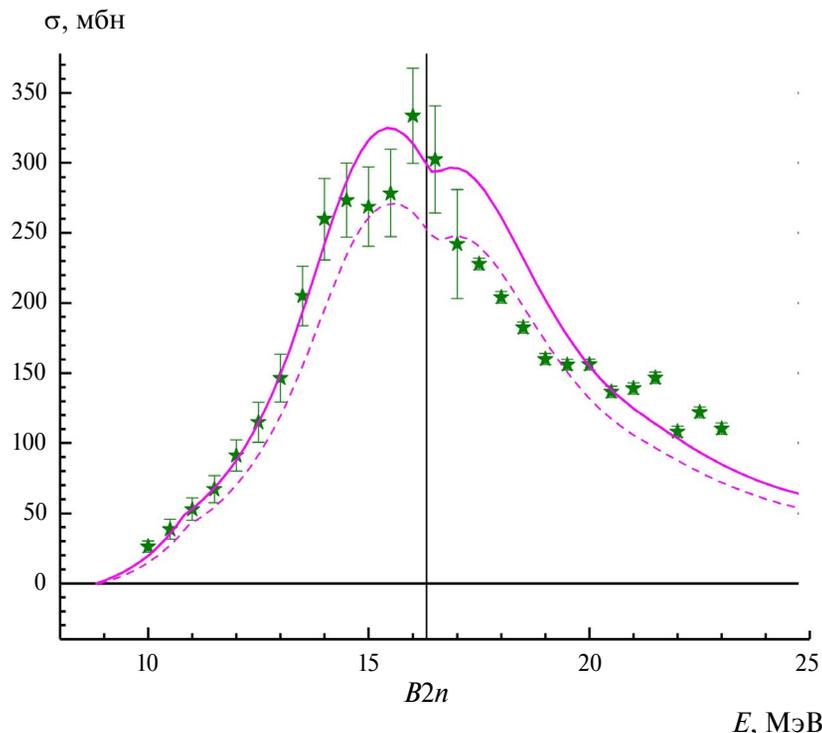


Рис. 3. Сравнение экспериментального сечения выхода нейтронов $^{115}\text{In}(\gamma, xn)$ ([3] — звезды) с сечением, теоретически рассчитанным до (штриховая кривая) и после (сплошная кривая) корректировки в рамках КМФЯР [9, 10].

сечение было несколько дополнительно скорректировано: на основании данных об энергетических центрах тяжести и интегральных сечениях (табл. 2) оно было сдвинуто к меньшим энергиям на 0.1 (14.3–14.2) МэВ и умножено на коэффициент 1.20 (1089.56/909.41).

Скорректированное таким образом сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ и соответствующие ему сечения парциальных реакций $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in)$ были использованы для определения отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$ (9), которые на рис. 4 сравниваются с отношениями $F_{1,2}^{\text{эксп}}$, полученными с использованием экспериментального сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [3] и сечений $\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 1n)$ и $\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 2n)$, описанным выше способом ((7), (8)). Несмотря на большие погрешности обоих отношений $F_{1,2}^{\text{эксп}}$, обусловленных упомянутой ранее невысокой статистической точностью результатов эксперимента [3], можно отметить очевидную систематику их расхождений с $F_{1,2}^{\text{теор}}$. Хотя значений, превышающих верхние пределы достоверности (1.00 для $F_1^{\text{эксп}}$ и 0.50 для $F_2^{\text{эксп}}$ соответственно), не наблюдается, во всей исследованной области энергий налетающих γ -квантов все отношения $F_1^{\text{эксп}}$ систематически существенно (заметно) превышают отношения $F_1^{\text{теор}}$, тогда как все отношения $F_2^{\text{эксп}}$ оказываются меньше отношений $F_2^{\text{теор}}$. Такие соотношения между величинами отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$ и $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ означают что экспериментальное сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ завышено по сравнению с $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$, тогда как $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$, напротив, занижено по сравнению с $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$.

Сравнение оцененных с помощью соотношений (10) сечений парциальных реакций $^{115}\text{In}(\gamma, 1n)^{114}\text{In}$ и $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113}\text{In}$, а также полученного их суммированием оцененного сечения полной фотонейтронной реакции $^{115}\text{In}(\gamma, sn)$ с соответствующими экспериментальными сечениями приводится на рис. 5, а их интегральные характеристики — в табл. 3. Интегральные сечения, рассчитанные для области энергий до $E^{\text{инт}} = 23.0$ МэВ, подтверждают отмеченную выше систематику расхождений: по сравнению с оцененным экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ завышено ($\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)/\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) = 1664.7/1520.0 = 1.1$), тогда как сечение

реакции $(\gamma, 2n)$, напротив, занижено ($\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n) = 288.2/360.6 = 0.8$).

5. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ОЦЕНОК СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{115}In ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ РАЗНЫХ ТИПОВ

Данные, приведенные в табл. 3, свидетельствуют о том, что результаты оценок сечений парциальных реакций, выполненных с помощью экспериментально-теоретического метода по результатам экспериментов, проведенных на пучках тормозного γ -излучения [3] и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [1], оказываются относительно близкими для обеих обсуждаемых парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ при соответствующем согласовании данных по сечению выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, определенных в экспериментах [1, 3] и использованных в процедурах оценки (10).

Сечение выхода нейтронов в эксперименте [3] несколько превышает это сечение в эксперименте [1] (отношение соответствующих интегральных сечений равно $R = 2241.2/2063.1 = 1.09$), что может быть следствием традиционно встречающегося небольшого расхождения абсолютных нормировок. Для корректного сравнения разных оценок такие сечения, полученные в разных экспериментах, следует нормировать. При использовании отношения R нормированные интегральные сечения (МэВ мбн) в случаях реакций (γ, sn) и $(\gamma, 1n)$ оказываются весьма близкими (расхождения $\sim 10\%$) — соответственно, $1687.1 [6] \times 1.09 = 1838.8$ к 1880.6 , а $1.09 \times 1311.4 [6] = 1429.4$ к 1520.0 МэВ.

При этом с почти таким же небольшим различием ($\sim 13\%$) для реакции $(\gamma, 2n)$ настоящая оценка (360.6 МэВ мбн) оказывается меньше предыдущей (410.1 МэВ мбн). Определенные причины этого небольшого расхождения могут быть объяснены особенностями сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, полученного в эксперименте [1] и использованного ранее при проведении оценки [6]. Как отмечалось выше, в экспериментах на пучках аннигиляцион-

Таблица 2. Центры тяжести $E^{\text{ц.т.}}$ и интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$, определенные по экспериментальному [3] и теоретическому [9, 10] сечениям выхода нейтронов $^{115}\text{In}(\gamma, xn)$ в области энергий до $E^{\text{инт}} = B2n = 16.31$ МэВ, приведенным на рис. 3

Сечение выхода нейтронов	$E^{\text{ц.т.}}$, МэВ	$\sigma^{\text{инт}}$, МэВ мбн
Эксперимент [3]	14.2 ± 1.5	1089.6 ± 26.7
Теория [9, 10], штриховая кривая	14.3 ± 0.9	909.4 ± 13.6
Теория-корр., сплошная кривая	14.3 ± 0.9	1111.7 ± 16.3

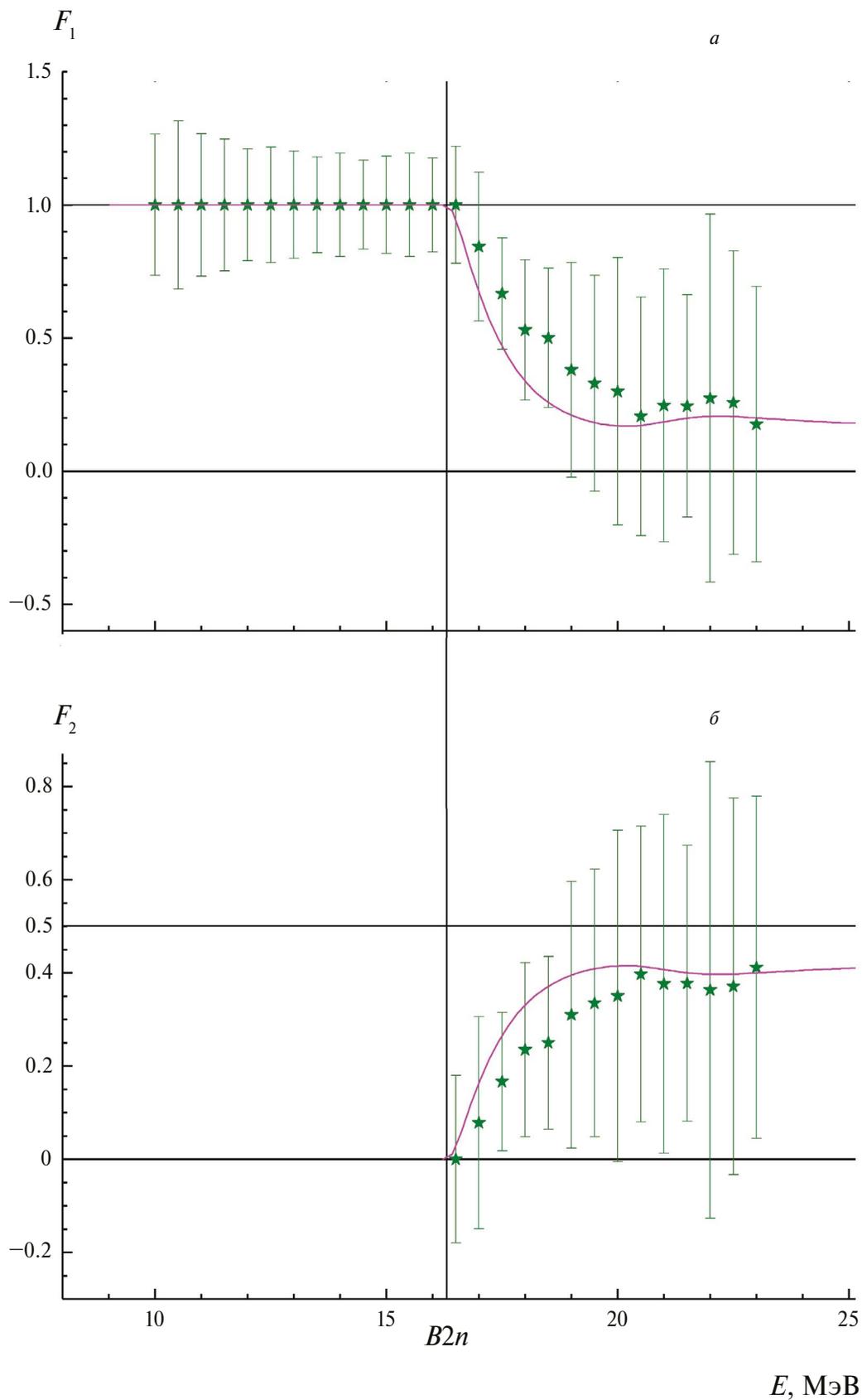


Рис. 4. Отношения F_1 (а) и F_2 (б), полученные для ядра ^{115}In с использованием экспериментальных данных ([3] — звезды) и результатов расчетов в КМФЯР ([9, 10] — кривые).

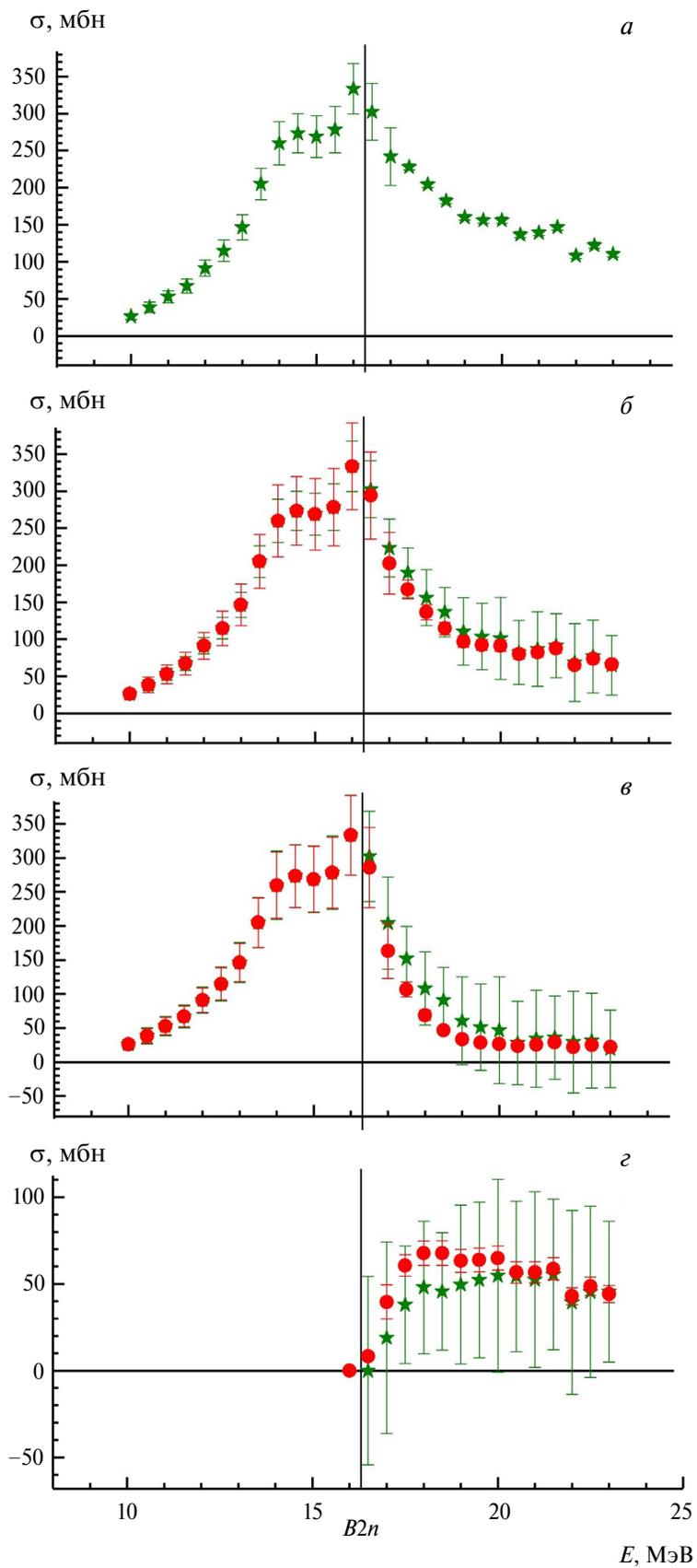


Рис. 5. Оцененные (кружки) и экспериментальные ([3] — звезды) сечения реакций на ядре ^{115}In : *a* — $^{115}\text{In}(\gamma, xn)$, *б* — $^{115}\text{In}(\gamma, sn)$, *в* — $^{115}\text{In}(\gamma, 1n)^{114}\text{In}$, *г* — $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113}\text{In}$.

Таблица 3. Сравнение экспериментальных [3] и оцененных интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ мбн), определенных для ядра ^{115}In по области энергий фотонов до $E^{\text{инт}} = 23.00$ МэВ

Реакция	Эксперимент [3]	Настоящая оценка	Оценка [6] $\times 1.09$	Оценка [6]
(γ, xn)	2241.2 ± 33.4	2241.2 ± 33.4	2241.2	2063.1 ± 7.9
(γ, sn)	1952.9 ± 63.1	1880.6 ± 52.9	1838.8	1687.0 ± 22.7
$(\gamma, 1n)$	1664.7 ± 95.3	1520.0 ± 52.3	1429.4	1311.4 ± 21.0
$(\gamma, 2n)$	288.2 ± 71.4	360.6 ± 8.3	410.1	376.2 ± 8.4

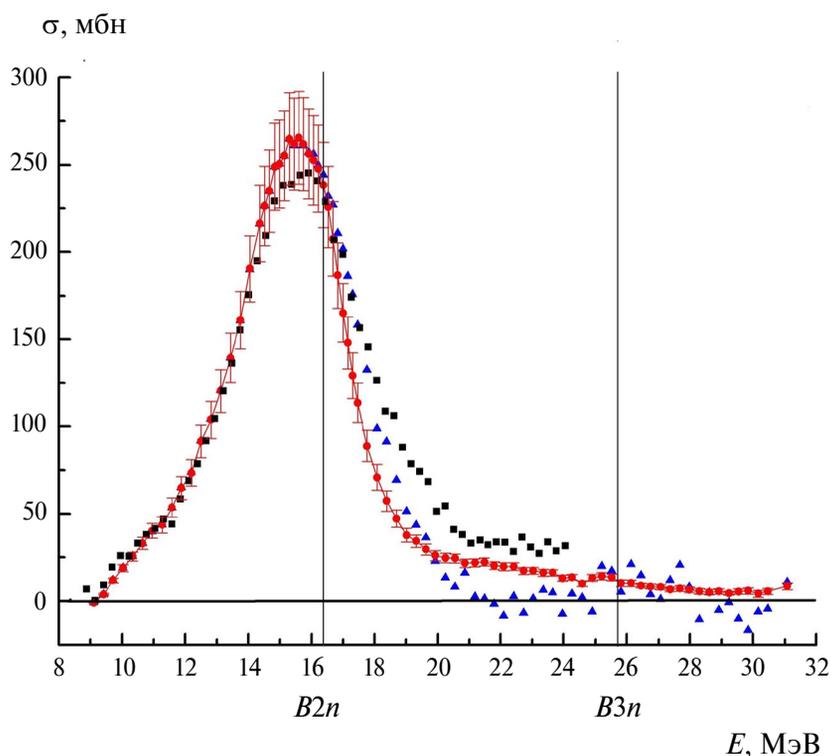


Рис. 6. Оцененные ([6] — кружки) и экспериментальные ([1] — треугольники, [2] — квадраты) сечения реакции $^{115}\text{In}(\gamma, 1n)^{114}\text{In}$.

ных фотонов с помощью разделения фотонейтронов по множественности сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ определяются независимо “прямоиодновременно”, а сечение выхода (5) определяется с их помощью простым суммированием. При определении сечения реакции $(\gamma, 1n)$ в эксперименте [1] в области энергий $\sim 20\text{--}24$ МэВ были получены физически запрещенные недостоверные отрицательные значения (рис. 6). При описанном выше способе ((1)—(3)) значение сечения получается в виде нормированной разности (3) двух чисел (N_{e^+} и N_{e^-}) зарегистрированных нейтронов. Уменьшаемое число N_{e^+} , полученное при спектре фотонов, представляющем собой сумму спектра фотонов тормозного излучения позитронов и их

аннигиляционной линии, физически не может быть меньше вычитаемого числа N_{e^-} , полученного при спектре фотонов только тормозного излучения электронов. Отрицательное значение разности (3) может быть лишь следствием определенной ошибки взаимной нормировки чисел N_{e^+} и N_{e^-} . Недостоверные отрицательные значения в сечении реакции $(\gamma, 1n)$ естественным образом приводят к недостоверному (необоснованному, ошибочному) занижению и сечения (5) выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$.

С точки зрения обсуждаемых небольших расхождений в оценках сказанное означает, что из недостоверного занижения сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ в эксперименте [1] в области энергий $\sim 20\text{--}24$ МэВ

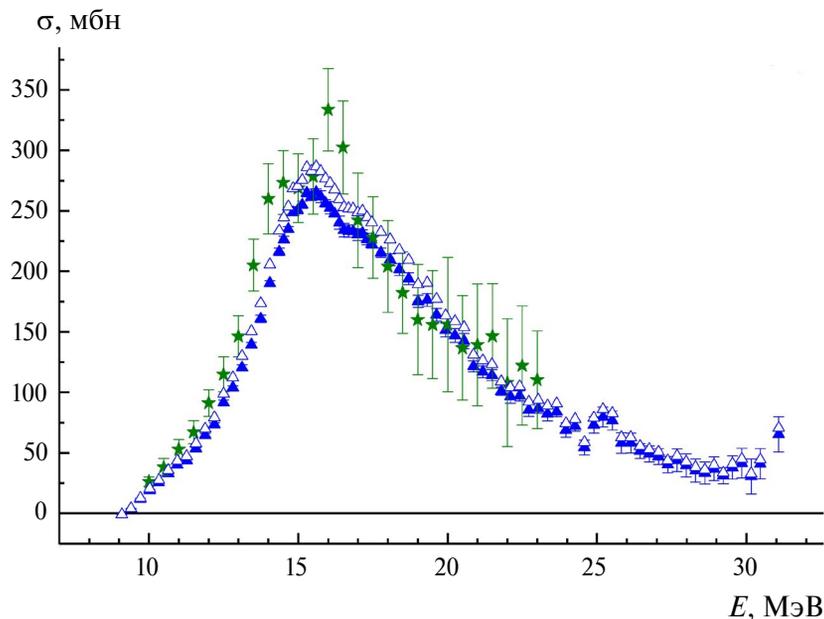


Рис. 7. Сравнение экспериментальных ([1] — заполненные треугольники, [3] — звезды) сечений выхода нейтронов $^{115}\text{In}(\gamma, xn)$. Незаполненные треугольники — нормированное (умноженное на $R = 1.09$) сечение [1].

Таблица 4. Сравнение интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ мбн) исходного экспериментального [3] и нормированного ($R = 1.09$) [1] сечений выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ для ядра ^{115}In , приведенных на рис. 7, определенных по разным областям энергий фотонов $E^{\text{инт}}$

$E^{\text{инт}}$, МэВ	Сечение [3]	Сечение [1]	$R \times$ сечение [1]
16.3	1089.6 ± 26.7	883.0 ± 1.9	953.7 ± 2.1
19.0	1990.4 ± 53.3	1771.3 ± 4.4	1913.3 ± 4.8
16.3–19.0	900.8	—	959.6
23.0	2241.2 ± 63.1	1977.4 ± 5.2	2135.5 ± 5.6
19.0–23.0	250.8	—	222.2

(рис. 7) следует недостоверное искажение соотношений оцененных на его основании сечений парциальных реакций в пользу реакции $(\gamma, 2n)$, подтверждаемое данными табл. 3 и 4. Из данных табл. 4 очевидно, что в то время как в области энергий от 16.3 до 19.0 МэВ нормированное сечение [1] несколько превышает ($959.6/900.8 = 1.07$) сечение [3], в области энергий от 19.0 до 23.0 МэВ оно ему существенно ($250.8/222.2 = 1.13$) уступает именно вследствие недостоверного занижения сечения выхода $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$ [1]. Проведенное исследование и данные, представленные на рис. 7 и в табл. 3 и 4, свидетельствуют о том, что в то время, как результаты экспериментов разного типа заметно различаются, оценки, выполненные на их основе с помощью экспериментально-теоретического метода, близки, что свидетельствует о правильном учете систематических погрешностей экспериментальных данных.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием опубликованных данных эксперимента на пучке тормозного γ -излучения [3] для сечений ((4), (5)) выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ и полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$ с использованием естественных соотношений (7), (8) между сечениями разных реакций получены соответствующие им неопубликованные сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$. С помощью объективных физических критериев (9) установлено, что к их достоверности имеются серьезные претензии. С помощью экспериментально-теоретического метода (10) оценены сечения парциальных реакций, удовлетворяющие физическим критериям. Показано, что новые сечения парциальных реакций $^{115}\text{In}(\gamma, 1n)$, ^{114}In и $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)$, ^{113}In , оцененные по данным эксперимента на пучке тормозного γ -излучения [3], близки к результатам аналогичной оценки сечений этих реакций, выполненной [6]

на основе сечений полных и парциальных реакций, полученных в эксперименте на пучке квазимоно-энергетических аннигиляционных фотонов [1]. Экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций правильно учитывает систематические погрешности экспериментальных данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер (Центр данных фотоядерных экспериментов) Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова. Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. C. Fultz, B. L. Berman, J. T. Caldwell, R. L. Bramblett, M. A. Kelly, *Phys. Rev.* **186**, 1255 (1969).
2. A. Lepretre, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. De Miniac, A. Veyssiere, K. Kernbach, *Nucl. Phys. A* **219**, 39 (1974).
3. О. В. Богданкевич, Б. И. Горячев, В. А. Запезалов, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 1502 (1962) [*JETP Lett.* **15**, 1044 (1962)].
4. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, *Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами* (Изд-во Моск. ун-та, Москва, 1979).
5. J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1952).
6. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *Изв. РАН. Сер. физ.* **77**, 433 (2013) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **77**, 388 (2013)].
7. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, В. А. Четверткова, *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 875 (2010) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **74**, 833 (2010)].
8. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 884 (2010) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **74**, 842 (2010)].
9. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **71**, 517 (2008) [*Phys. At. Nucl.* **71**, 493 (2008)].
10. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **78**, 601 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 557 (2015)].
11. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, K. A. Stopani, *Eur. Phys. J. A* **50**, 114 (2014).
12. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **79**, 315 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 501 (2016)].
13. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, V. V. Varlamov, *Phys. Part. Nucl.* **48**, 76 (2017).
14. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, *ЯФ* **80**, 554 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 957 (2017)].
15. V. Varlamov, B. Ishkhanov, V. Orlin, N. Peskov, M. Stepanov, *EPJ Web of Conf.* **146**, 05005 (2017).
16. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, *Вестн. Моск. ун-та. Серия 3. Физика. Астрономия* **78**, 2330206 (2023) [*Mosc. Univ. Phys. Bull.* **78**, 303 (2023)].
17. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, V. N. Orlin, *At. Data Nucl. Data Tables* **161**, 101697 (2025).
18. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, *Изв. РАН. Сер. физ.* **87**, 1176 (2023) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **87**, 1188 (2023)].
19. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, V. N. Orlin, *Eur. Phys. J. A* **58**, 123 (2022).
20. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, И. А. Мостаков, В. Н. Орлин, *ЯФ* **86**, 532 (2023) [*Phys. At. Nucl.* **86**, 600 (2023)].
21. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, I. A. Mostakov, *Eur. Phys. J. A* **60**, 44 (2024).

PHOTONEUTRON REACTION CROSS SECTIONS FOR ^{115}In

© 2025 V. V. Varlamov¹⁾, A. I. Davydov¹⁾, I. A. Mostakov²⁾, V. N. Orlin¹⁾

¹⁾Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University, Russia

²⁾Physics Faculty of Lomonosov Moscow State University, Russia

New data for cross sections of partial reactions $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ were obtained using both published data for neutron yield cross-section $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ and total photoneutron reaction cross-section $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$ determined in experiment on the bremsstrahlung beam. The investigation of reliability of those cross sections was carried out using the experimental–theoretical method for partial reaction cross sections evaluation basing on physical criteria. It was found that new evaluated cross sections of the reactions $^{115}\text{In}(\gamma, 1n)^{114}\text{In}$ and $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113}\text{In}$ not meeting physical criteria of reliability differ in a certain way from experimental ones. The comparison of new evaluated data with the results of analogous evaluation basing on the results for partial reaction cross sections for ^{115}In obtained in experiment on the beam of quasimonoenergetic annihilation photons shows that both evaluations are close.