

СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{59}Co В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ТОРМОЗНЫМ γ -ИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2023 г. В. В. Варламов^{1)*}, А. И. Давыдов²⁾, И. А. Мостаков²⁾, В. Н. Орлин¹⁾

Поступила в редакцию 17.04.2023 г.; после доработки 17.04.2023 г.; принята к публикации 17.04.2023 г.

С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, основанного на объективных физических критериях, исследована достоверность данных по сечениям реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{59}Co из нескольких экспериментов, выполненных на пучках тормозного γ -излучения. Установлено, что сечения парциальных реакций, полученные с помощью внесения в сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ поправок, рассчитанных по статистической теории, критериям достоверности не удовлетворяют. В рассмотренных экспериментах сечения реакции $(\gamma, 1n)$ существенно недостоверно занижены, а реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, завышены. Это очевидно обусловлено недостатками использованного метода получения информации о сечениях парциальных реакций с помощью поправок, рассчитанных по статистической теории.

DOI: 10.31857/S0044002723050409, EDN: IFEESG

1. ВВЕДЕНИЕ

Сечения парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, определенные при энергиях налетающих фотонов до ~ 30 МэВ, широко используются не только в фундаментальных ядерно-физических исследованиях, но и в разнообразных приложениях. Абсолютное большинство таких данных получено в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету ускоренных позитронов, а также — в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения [1–7].

Установлено, что в экспериментах одного типа — на пучках аннигиляционных фотонов, выполненных в абсолютном большинстве в двух лабораториях (Ливермор (США) и Сакле (Франция)), определенные сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для 19 ядер (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116-118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U) существенно (до 100% величины) различаются между собой [8, 9]. С использованием экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, удовлетворяющих объективным фи-

зическим критериям достоверности [10, 11], показано, что для большинства из упомянутых выше ядер и большого количества других основными причинами наблюдаемых расхождений результатов разных экспериментов являются определенные недостатки использованного в них метода разделения фотонейтронов по множественности (например, [10–31]). Основным недостатком метода являлось определение множественности нейтронов по их измеряемой энергии. Энергии нейтронов из реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ могли быть близкими в связи с тем, что конечные ядра реакций могли образовываться не только в основных, но и в возбужденных состояниях, что приводило к большим погрешностям в определенных множественностях. К тому же энергии нейтронов из двухнуклонных реакций различной множественности, таких как $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$, также могли быть близкими, что вносило в процедуру определения множественности нейтронов дополнительные погрешности. Было установлено [10–31], что в большом количестве случаев экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, в связи с наличием в них существенных систематических погрешностей метода разделения фотонейтронов по множественности, не удовлетворяют физическим критериям достоверности данных.

В этой связи определенный интерес вызывает исследование с помощью таких критериев достоверности данных о парциальных реакциях, полученных совершенно иным способом в эксперимен-

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

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

*E-mail: Varlamov@depni.sinp.msu.ru

тах с тормозным γ -излучением. В них для определения сечений парциальных реакций используются поправки на множественность фотонейтронов к экспериментальному сечению выхода нейтронов

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

рассчитываемые по статистической теории [32]. В области энергий за максимумом гигантского дипольного резонанса (ГДР), в которой конкурируют между собой реакции различной множественности, прежде всего $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, поправки на множественность, рассчитываемые по статистической теории, могут быть не вполне точными, поскольку не учитывают роль и нестатистических процессов распада составного ядра. В настоящей работе экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности [10, 11], используется для анализа достоверности данных по сечениям таких реакций на ядре ^{59}Co , полученных в нескольких экспериментах на пучках тормозного γ -излучения, а также оценке на основе соответствующих сечений выхода нейтронов новых достоверных данных с использованием результатов расчетов в КМФЯР — комбинированной модели фотоядерных реакций, основанной на плотностях ядерных уровней, рассчитанных в модели Ферми-газа, и учитывающей эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления ГДР ядер [33, 34].

2. СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

2.1. Эксперименты на пучках тормозного γ -излучения

В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения на пучках, как правило, циклических электронных ускорителей (бетатронов или микротронов), вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов $W(E^M, E)$ в области энергий, в которой конкурируют между собой несколько парциальных реакций, непосредственно измеряется выход реакции

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \quad (2)$$

$$= \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE,$$

где $\sigma(E) = \sigma(\gamma, xn)$ — сечение выхода нейтронов (1) при энергии фотонов E , $E_{\text{пор}}$ — энергетический порог реакции $(\gamma, 1n)$, $W(E^M, E)$ — спектр фотонов тормозного γ -излучения с верхней границей

E^M , $N(E^M)$ — число событий реакции, $D(E^M)$ — доза γ -излучения, ε — эффективность детектора, α — нормировочная константа. Сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ определяется с помощью решения обратной задачи его развертки (1) из экспериментального выхода $Y(E^M)$ с помощью одного из специально разработанных для этого методов (например, таких как метод Пенфолда–Лейсса, метод наименьшей структуры, метод регуляризации Тихонова, метод редукции).

С помощью поправок на множественность фотонейтронов, рассчитанных по статистической теории [32], вносимых в сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ (1), определяется вклад сечения реакции $(\gamma, 2n)$. Этот метод основывается на предположении о том, что поглощение дипольных $E1$ -фотонов исследуемым ядром перед испусканием им одного, двух или большего количества нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра. Для определения температуры ядра θ и параметра плотности уровней “ α ” соседнего ядра с $(N - 1)$ применяется следующее соотношение:

$$\frac{[\sigma_{\gamma, 2n}(E)]}{[\sigma_{\gamma, 1n}(E) + \sigma_{\gamma, 2n}(E)]} = \quad (3)$$

$$= \frac{\int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-B2n} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon}{\int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-Bn-\delta} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon},$$

где $U = E - Bn - \varepsilon - \delta$ — эффективная энергия возбуждения ядра $(A - 1)$, ε — кинетическая энергия испущенного нейтрона, δ — энергия спаривания ядра $(A - 1)$, $\rho(U)$ — выражение для плотности уровней ядра $(A - 1)$, Bxn — порог соответствующей xn -реакции. При использовании для плотности ядерных уровней формулы статистической теории [32] соотношение (3) может быть представлено в виде

$$\frac{[\sigma_{\gamma, 2n}(E)]}{[\sigma_{\gamma, 1n}(E) + \sigma_{\gamma, 2n}(E)]} = \quad (4)$$

$$= 1 - [1 + (E - B2n)/\theta] \exp[-(E - B2n)/\theta],$$

в свою очередь позволяющем в области энергий налетающих фотонов до энергетического порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ с помощью соответствующих разностных процедур, например,

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

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \quad (6)$$

$$= \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, 2n),$$

получить сечения реакции $(\gamma, 1n)$, а также и полной фотонейтронной реакции (6).

2.2. Эксперименты на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов

В экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов, реализованных на пучках линейных элект-

тронных ускорителей, процедура определения сечений фотонейтронных реакций является, по существу, обратной [1, 2]. Между импульсами фотонов с использованием специальных “slowing-down” 4π -детекторов (в которых между импульсами ускорителей нейтроны разных энергий замедляются до тепловой энергии и захватываются специальным образом) прямо измеряются сечения парциальных реакций. Образование квазимоноэнергетических фотонов от аннигиляции позитронов сопровождается образованием и фотонов от их тормозного γ -излучения. Вклад таких фотонов в сечение реакции исключается с помощью специальной разностной процедуры. Эксперимент такого типа проводится в три этапа. На первом измеряется выход определенной реакции на пучке позитронов $Y_{e^+}(E^M)$, на втором измеряется выход реакции на пучке электронов $Y_{e^-}(E^M)$, на третьем в предположении о том, что спектры фотонов тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны, сечение реакции определяется в виде разности

$$Y(E^M) = Y_{e^+}(E^M) - Y_{e^-}(E^M) \approx \sigma(E). \quad (7)$$

На каждом этапе такого эксперимента регистрируются события с одним и двумя (или большим количеством) нейтронами, специальный статистический анализ которых позволяет получить сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, а также во многих случаях и $(\gamma, 3n)$. С использованием этих данных простым суммированием определяются сечения полной фотонейтронной реакции (6) и реакции выхода нейтронов (1).

Существенное (принципиальное) различие методов определения сечений парциальных реакций в экспериментах рассмотренных двух типов является основной причиной их хорошо известных существенных расхождений практически во всех случаях исследованных ядер [6–9].

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

Как отмечалось выше, ранее было обнаружено, что между сечениями парциальных фотонейтронных реакций, определенных в большинстве случаев в двух лабораториях (Ливермор (США) и Сакле (Франция)), имеются существенные (до 100% величины) определенно систематические расхождения [7–9, 35, 36]. Для 19 ядер, исследованных в обеих лабораториях (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116-118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta ,

^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U), установлено, что сечения реакции $(\gamma, 1n)$ имеют существенно большие величины в Сакле, а реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, в Ливерморе. В исследованиях (например, [10–31]), выполненных для около 50 ядер (в том числе и для большинства 19 ядер, перечисленных выше), выполненных с помощью объективных физических критериев достоверности данных [11, 12], установлено, что имеющиеся расхождения данных обусловлены присутствием в результатах экспериментов существенных систематических погрешностей использованного метода экспериментального разделения фотонейтронов по множественности [1, 2]. С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций были получены новые сечения реакций, удовлетворяющие физическим критериям достоверности [11, 12], во многих случаях существенно отличающиеся от экспериментальных сечений.

Кратко суть экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций заключается в следующем. Для получения сечений парциальных реакций, свободных от указанных недостатков и удовлетворяющих критериям достоверности данных, экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ (1), практически не зависящее от проблем разделения нейтронов по множественности, поскольку содержит в себе все вклады реакций с различной множественностью, разделяется на вклады парциальных реакций в соответствии с положениями КМФЯР [33, 34], которые также не зависят от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \quad (8)$$

При этом в качестве объективных физических критериев достоверности данных о сечениях парциальных реакций используются [10, 11] отношения

$$\begin{aligned} F_i &= \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \\ &= \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + \\ &+ 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \end{aligned} \quad (9)$$

Превышение такими $F_i^{\text{эксп}}$ пределов (1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$) означает присутствие в экспериментальных сечениях реакций систематических погрешностей и, как следствие, — их недостоверность. Систематические погрешности результатов экспериментов обусловлены недостатками использованного в экспериментах метода разделения фотонейтронов, основанного на результатах измерения их энергий. В большинстве случаев вследствие ошибочной идентификации множественности части нейтронов они из сечения реакции $(\gamma, 1n)$ перемещались в сечение реакции $(\gamma, 2n)$, в результате чего первое

необоснованно уменьшалось вплоть до появления физически запрещенных отрицательных значений, а второе увеличивалось вплоть до появления недостоверных значений $F_i^{\text{эксп}}$, превышающих указанные выше предельные значения.

Предложенный метод оценки (8) позволяет получить сечения парциальных реакций, свободные от обсуждаемых систематических погрешностей, поскольку соотношения между ними определяются отношениями $F_i^{\text{теор}}$ (9), рассчитанными в КМФЯР, а их соответствующая сумма (1) совпадает с экспериментальным сечением $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ выхода нейтронов.

4. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{59}Co ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПУЧКАХ КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ

Описанный экспериментально-теоретический метод [10, 11] был использован [23] для анализа достоверности сечений парциальных и полной фотонейтронных реакций на ядре ^{59}Co , полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) в двух экспериментах, выполненных в разное время. Было показано, что использование в этих экспериментах [37, 38] существенно разных методов разделения фотонейтронов по множественности привело к существенно разным весьма отчетливым характерным несоответствиям экспериментальных данных критериям достоверности.

В раннем эксперименте [37] в течение специального интервала времени средствами электроники зарегистрированные нейтроны разделялись на события с одним, двумя или тремя нейтронами. С помощью статистического анализа этих событий определялись сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$. В более позднем эксперименте [38] использовалась дополнительная процедура определения множественности нейтронов по их измеряемой энергии, для чего использовался так называемый метод кольцевых отношений (“ring-ratio” technique [39]).

На рис. 1 экспериментальные данные обоих экспериментов представлены в сравнении с сечениями, оцененными с помощью экспериментально-теоретического метода, описанного выше. Из приведенных данных хорошо видно, что результаты эксперимента [38] заметно, а эксперимента [37] существенно отличаются от оцененных сечений реакций: экспериментальные сечения реакции $(\gamma, 1n)$ оказываются меньшими по сравнению с оцененными, тогда как в случае реакции $(\gamma, 2n)$ — большими (табл. 1). В случае реакции $(\gamma, 1n)$

Таблица 1. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных [23] сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{59}Co , рассчитанные до энергии фотонов $E^{\text{инт}} = 27.0$ МэВ, в сравнении с экспериментальными данными [37, 38]

Реакция	Оценка [23]	Эксперимент	
		[38]	[37]
(γ, xn)	761.3 ± 5.2	761.3 ± 5.2	723.1 ± 6.5
(γ, sn)	676.1 ± 7.4	668.9 ± 5.1	587.7 ± 5.4
$(\gamma, 1n)$	597.5 ± 7.2	568.2 ± 4.8	452.3 ± 4.1
$(\gamma, 2n)$	78.6 ± 2.0	100.7 ± 1.6	135.2 ± 3.55

отношения $\sigma^{\text{инт}} [23]/\sigma^{\text{инт}} [38] = 597.5/568.2 = 1.05$ и $\sigma^{\text{инт}} [23]/\sigma^{\text{инт}} [37] = 597.5/452.3 = 1.32$, тогда как в случае реакции $(\gamma, 2n)$ $\sigma^{\text{инт}} [23]/\sigma^{\text{инт}} [38] = 78.6/100.7 = 0.78$ и $\sigma^{\text{инт}} [23]/\sigma^{\text{инт}} [37] = 78.6/135.2 = 0.58$. На основании результатов детального анализа расхождений между экспериментальными и оцененными сечениями реакций было показано [23], что в случае относительно легкого ядра ^{59}Co главным источником систематических погрешностей процедуры определения множественности нейтронов является фотонейтронно-фотопротонная реакция $(\gamma, 1n1p)$. Ее существенная роль с точки зрения достоверности определения множественности нейтронов обусловлена тем, что энергия возбуждения исследуемого ядра в двухнуклонной реакции $(\gamma, 1n1p)$ делится между нейтроном и протоном приблизительно так же, как в также двухнуклонной реакции $(\gamma, 2n)$, в результате чего энергии нейтронов, образующихся в таких реакциях, могут быть весьма близки. То, что в случае реакции $(\gamma, 1n1p)$ множественность равна 1, а в случае реакции $(\gamma, 2n)$ — 2, существенно осложняет процедуру разделения нейтронов между такими реакциями и делает ее неоднозначной. Значительное количество нейтронов малых энергий, образующихся в реакции $(\gamma, 1n1p)$, интерпретируется как образующиеся в реакции $(\gamma, 2n)$. Таким образом, сечение $\sigma(\gamma, 1n)$, представляющее собой в действительности сумму $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, недостоверно занижается, а сечение $\sigma(\gamma, 2n)$, напротив, столь же недостоверно завышается. Было показано, что систематические погрешности такого рода проявляются и в случаях некоторых других относительно легких ядер, например ^{51}V , $^{58,60}\text{Ni}$ [29–31, 40].

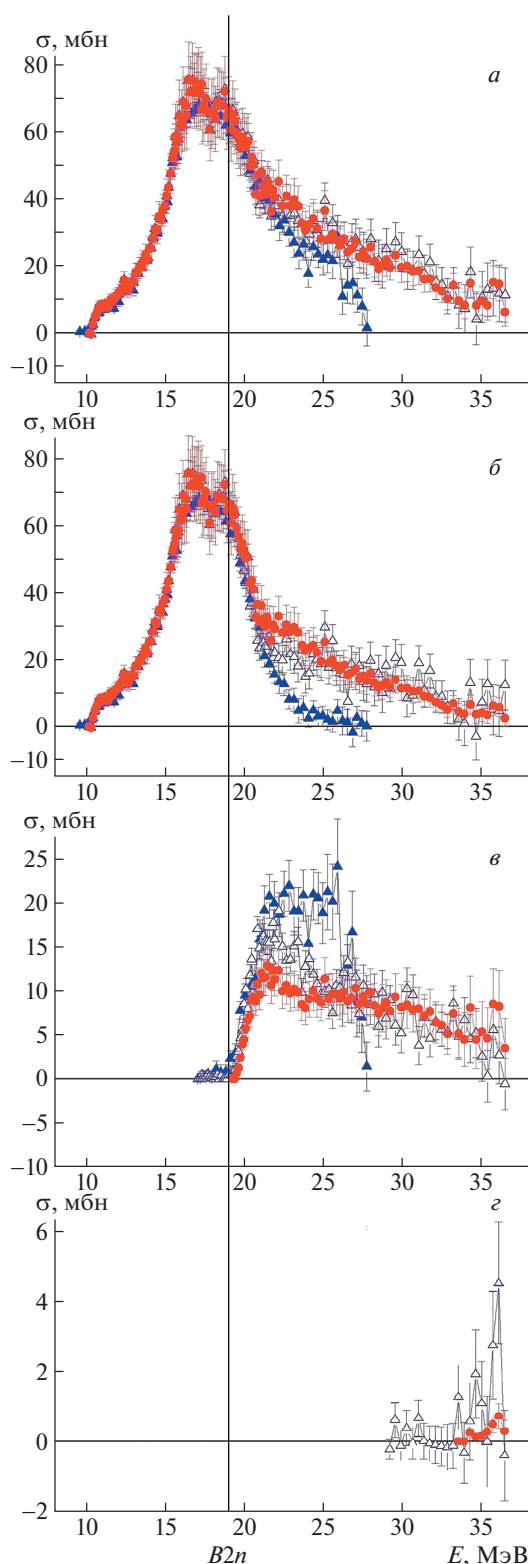


Рис. 1. Сравнение оцененных ([23] — кружки) и экспериментальных ([37] — заполненные треугольники, [38] — пустые треугольники) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{59}Co : а — $\sigma(\gamma, sn)$, б — $\sigma(\gamma, 1n)$, в — $\sigma(\gamma, 2n)$, г — $\sigma(\gamma, 3n)$.

5. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{59}Co ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Как отмечалось ранее, в экспериментах этого типа сечения парциальных реакций определяются альтернативным способом, основанным на данных по сечению выхода нейтронов. Поскольку и экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности, также основывается на использовании экспериментального сечения выхода нейтронов, сравнение новых оцененных данных с полученными ранее путем внесения в это сечение поправок, рассчитанных по статистической теории, представляет большой интерес.

В настоящей работе рассматриваются сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ для ядра ^{59}Co , полученные в трех экспериментах на пучках тормозного γ -излучения [41–43], которые приведены на рис. 2. Следует отметить, что результаты [41, 43] получены в одной лаборатории в разное время при использовании несколько различных методов измерения выхода реакции и методов развертки сечения реакции из ее выхода. В эксперименте [41] для решения задачи (2) использовался метод Пенфолда–Лейсса с шагом обработки 1 МэВ, тогда как в эксперименте [43] — метод наименьшей структуры Кука. На рис. 2 представлено также и сечение реакции $^{59}\text{Co}(\gamma, xn)$, полученное в эксперименте на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [38]. Приведенные в табл. 2 данные о соответствующих интегральных сечениях свидетельствуют о том, что рассматриваемые сечения $\sigma(\gamma, xn)$ заметно различаются в обеих указанных областях энергий налетающих фотонов, причем весьма характерным образом:

- наилучшим образом с теоретическим сечением [10, 11] согласуется сечение, полученное на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [38] (соответственно 559.45 и 513.19 МэВ мбн, рассчитанные до энергии фотонов $E^{\text{инт}} = 22.0$ МэВ, и 772.90 и 727.62 МэВ мбн, рассчитанные до $E^{\text{инт}} = 27.0$ МэВ;

- из сечений, полученных на пучках тормозного γ -излучения, с теоретическим сечением наилучшим образом согласуется сечение из эксперимента [42] (соответственно 559.45 и 567.38 МэВ мбн, рассчитанные до $E^{\text{инт}} = 22.0$ МэВ; при этом рассчитанные до $E^{\text{инт}} = 27.0$ МэВ значения существенно различаются — 772.90 и 901.74 МэВ мбн);

- сечения, полученные в одной лаборатории в экспериментах [41, 43], выполненных при использовании разных методов решения интегрального уравнения (2), существенно расходятся с теоретическим сечением, причем в разные стороны:

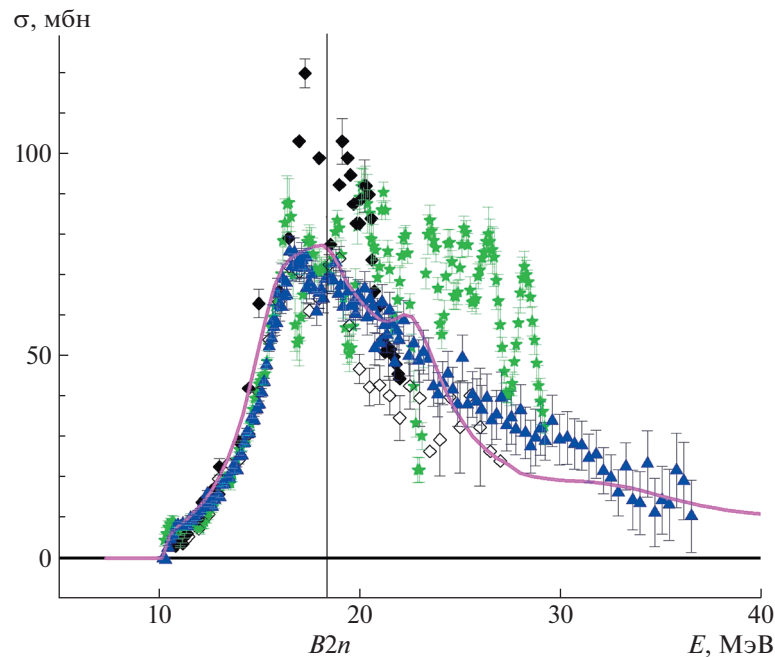


Рис. 2. Сравнение экспериментальных ([41] — пустые ромбы, [42] — звезды, [43] — заполненные ромбы, [38] — треугольники) и теоретического ([33, 34] — кривая) сечений реакции $^{59}\text{Co}(\gamma, xn)$.

Таблица 2. Центры тяжести $E^{\text{ц.т.}}$ и интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$, рассчитанные по сечениям реакции $^{59}\text{Co}(\gamma, xn)$, полученным в разных экспериментах (рис. 2)

Область энергий	$E^{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	$E^{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$
	$E^{\text{инт}} = 22.0 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 27.0 \text{ МэВ}$	
Эксперимент [41] (пустые ромбы)	17.58	468.76 ± 4.12	19.38	637.64 ± 9.05
Эксперимент [42] (звезды)	17.93	567.38 ± 2.50	20.41	901.74 ± 3.12
Эксперимент [43] (ромбы)	17.74	658.74 ± 2.91	17.74	658.74 ± 2.91
Эксперимент [38] (треугольники)	17.72	513.19 ± 2.32	19.63	727.62 ± 4.77
Теория [10, 11] (линия)	17.48	559.45 ± 7.92	19.25	772.90 ± 8.40

сечение, полученное при использовании метода Пенфолда—Лейсса [41], оказалось существенно меньше теоретического сечения в обеих областях энергий фотонов ($468.76\text{--}559.45$ и $637.64\text{--}772.90$ МэВ мбн), тогда как сечение, полученное при использовании метода наименьшей структуры [43] — существенно больше теоретического сечения ($658.74\text{--}559.45$ МэВ мбн); отмеченные выше расхождения и расхождение данных экспериментов [41, 43] между собой на 40.5% ($(658.74\text{--}468.76)/468.76$) вызывают серьезные сомнения в достоверности обоих сечений.

В экспериментах [41–43] для получения информации о сечениях парциальных реакций были использованы поправки к сечению выхода $\sigma(\gamma, xn)$

на множественность нейтронов, рассчитанные по статистической теории [32], применение которых было кратко описано выше. Такие поправки позволяют на основе данных для $\sigma(\gamma, xn)$ получить данные о сечении $\sigma(\gamma, 2n)$.

По результатам экспериментов [41, 43] сечения $\sigma(\gamma, 2n)$ были опубликованы вместе с $\sigma(\gamma, xn)$, что с использованием простой разностной процедуры позволяет получить и сечения $\sigma(\gamma, 1n)$:

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n). \quad (10)$$

По результатам эксперимента [42] вместе с $\sigma(\gamma, sn)$ приведено $\sigma(\gamma, 1n)$, с помощью которых с использованием разностных процедур также могут

быть получены все необходимые для проведения оценки данные по сечениям $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, xn)$:

$$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 1n), \quad (11)$$

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, sn) + \sigma(\gamma, 2n). \quad (12)$$

Таким образом, в соответствии с положениями экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, описанного выше, для рассматриваемых экспериментов [41–43] могут быть получены отношения $F_i^{\text{эксп}}$ (9) — основные физические критерии достоверности данных.

Эти отношения, рассчитанные по данным обсуждаемых экспериментов [41–43] вместе с соответствующими данными эксперимента [38], полученными на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, и теоретическими отношениями $F_i^{\text{теор}}$ [33, 34] представлены на рис. 3. Для всех трех экспериментов на пучках тормозного γ -излучения [41–43] отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ отличаются не только от соответствующих отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$, но и от $F_{1,2}^{\text{эксп}}$, полученных по данным эксперимента [38]. Для всех трех обсуждаемых экспериментов [41–43] отношения $F_2^{\text{эксп}}$ существенно превышают $F_2^{\text{теор}}$. При этом отношения $F_1^{\text{эксп}}$ [41, 42] оказываются существенно меньшими по сравнению с $F_1^{\text{теор}}$, тогда как отношения $F_1^{\text{эксп}}$ [43] — несколько большими по сравнению с $F_1^{\text{теор}}$. В связи с тем, что данные эксперимента [43] получены лишь в очень узкой области энергий налетающих фотонов, далее они рассматриваться не будут.

С использованием сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, полученного ((11), (12)) по опубликованным данным эксперимента [42], и отношений $F_i^{\text{теор}}$, полученных по результатам расчетов в КМФЯР, были получены оцененные сечения (8) реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$. Поскольку ранее было показано [23], что в процессах фоторасщепления ядра ^{59}Co существенную роль играет реакция $(\gamma, 1n1p)$, оценка была выполнена в двух вариантах — без учета

$$F_1 = \sigma(\gamma, 1n)/[\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (13)$$

и с учетом

$$F_1 = [\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)]/[\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (14)$$

вклада этой реакции. Оцененные такими способами сечения представлены на рис. 4 в сравнении с экспериментальными данными, а их соответствующие интегральные характеристики приведены в табл. 3.

Полученные данные свидетельствуют о том, что:

— оцененные сечения реакции $(\gamma, 2n)$ в обоих случаях естественным образом оказываются одинаковыми, поскольку для их получения использованы идентичные коэффициенты

$$F_2 = \sigma(\gamma, 2n)/[\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (15)$$

и имеют величину (139.68 МэВ мбн), приблизительно в 2 раза меньшую по сравнению с экспериментальными данными (279.62 МэВ мбн);

— сечение реакции $(\gamma, 1n)$, оцененное (13) без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$ превышает (564.92 по сравнению с 457.93 МэВ мбн) экспериментальное сечение и не позволяет воспроизвести экспериментальное значение (1017.19 МэВ мбн) сечения выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, поскольку соответствующее сумме оцененных сечений парциальных реакций интегральное сечение равно всего лишь $564.92 + [2 \times 139.68] = 844.28$ МэВ мбн;

— учет в процедуре оценки вклада (14) реакции $(\gamma, 1n1p)$ увеличивает общий вклад реакций с образованием одного нейтрона — $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$, на величину 168.05 (732.97–564.92) МэВ мбн, что приводит суммарную величину (1012.33 МэВ мбн) оцененного сечения $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$ в соответствие с $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = 1017.19$ МэВ мбн.

Приведенные на рис. 4 и в табл. 3 данные очевидно свидетельствуют о том, что в эксперименте [42] существенное (приблизительно в 2 раза) завышение сечения реакции $(\gamma, 2n)$ и занижение сечения реакции $(\gamma, 1n)$ по сравнению с соответствующими оцененными сечениями обусловлены тем, что поправки к сечению выхода нейтронов, рассчитанные по статистической теории, с помощью которых были получены сечения парциальных реакций, не вполне правильно описывали конкуренцию реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ и не учитывали значительного вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$.

Практически такие же выводы могут быть сделаны по результатам аналогичной оценки, выполненной с использованием экспериментального сечения выхода нейтронов [41], приведенного на рис. 2, и полученного с помощью соотношения (10) сечения реакции $(\gamma, 1n)$. Отношения $F_{12}^{\text{эксп}}$, полученные по результатам эксперимента [41], с помощью которых получены оцененные сечения, были приведены на рис. 3, а сами оцененные сечения представлены на рис. 5. Как и в случае оценки с использованием данных эксперимента [43], оценка была также выполнена в двух вариантах — без учета (13) и с учетом (14) вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$. Соответствующие интегральные характеристики оцененных сечений приведены в табл. 4. Несмотря на то, что сечения выхода фотонейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ в экспериментах [41, 42] существенно

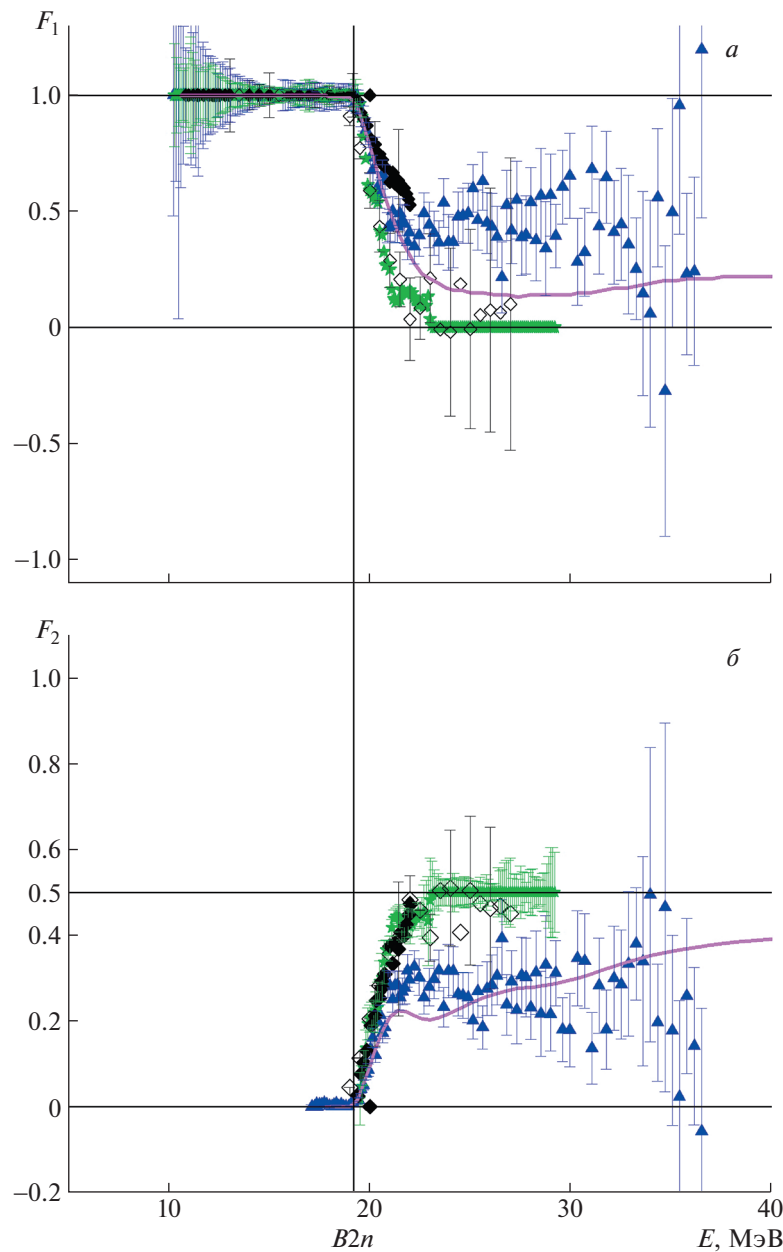


Рис. 3. Отношения F_1 (а) и F_2 (б), полученные для ядра ^{59}Co с использованием экспериментальных данных ([38] — треугольники, [41] — пустые ромбы, [42] — звезды, [43] — ромбы), в сравнении с результатами расчетов в КМФЯР ([33, 34] — кривые).

расходились между собой (рис. 2), а также с результатами эксперимента [38] и с результатами теоретических расчетов [33, 34], соотношение между сечениями реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ в эксперименте [41] оказалось принципиально таким же, каким оно является в эксперименте [42]:

- оцененное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ имеет величину (56.02 МэВ мбн), приблизительно в 2 раза меньшую по сравнению с экспериментальными данными (113.34 МэВ мбн);

- сечение реакции $(\gamma, 1n)$, оцененное (13) без

учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$, несколько превышает (456.30 МэВ мбн по сравнению с 410.96 МэВ мбн) экспериментальное сечение и так же, как в предыдущем случае, не позволяет воспроизвести экспериментальное значение (637.64 МэВ мбн) сечения выхода $\sigma^{\text{экср}}(\gamma, xn)$, поскольку соответствующая вкладом оцененных сечений парциальных реакций сумма равна $456.30 + [2 \times 56.02] = 568.34$ МэВ мбн;

- учет в процедуре оценки (14) вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$ увеличивает общий вклад реакций с об-

Таблица 3. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений (в единицах МэВ мбн) полных и парциальных фото-нейтронных реакций на изотопе ^{59}Co , рассчитанные до энергии налетающих фотонов $E^{\text{инт}} = 30$ МэВ в сравнении с экспериментальными данными [42]

Реакция	Оцененные данные		Эксперимент [42]
	Без учета реакции ($\gamma, 1n1p$)	С учетом реакции ($\gamma, 1n1p$)	
(γ, xn)	844.28 ± 3.38	1012.33 ± 5.72	1017.19 ± 3.38
(γ, sn)	704.60 ± 5.21	872.65 ± 5.56	737.57 ± 2.24
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$		732.97 ± 5.48	457.93 ± 1.19
$(\gamma, 1n)$	564.92 ± 5.03	564.92 ± 5.03	
$(\gamma, 2n)$	139.68 ± 1.37	139.68 ± 1.37	279.62 ± 2.53

разованием одного нейтрона — $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$, на величину 68.57 МэВ мбн, что приводит величину (936.92 МэВ мбн) сечения $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$ в соответствие с величиной экспериментального сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ — 637.64 МэВ мбн.

Все сказанное делает вполне объяснимым существенное расхождение сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, определенных в экспериментах [41, 42], с результатами эксперимента [38], а также с оцененными данными, сравнение которых проводится в табл. 5. В случае эксперимента [38] оцененное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается на 5% большим по сравнению с экспериментальным (597.5 и 568.2), тогда как оцененное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ — большим на 28% (100.7 и 78.6). В случае эксперимента [42] эти значения равны соответ-

ственно 49% и 105%, а в случае эксперимента [41] — соответственно 28% и 102%.

По-видимому, такие соотношения обусловлены тем обстоятельством, что статистическая модель более-менее правильно описывает эмиссию нейтронов из составного ядра только при энергиях падающих фотонов до 10–15 МэВ. В некоторых исследованиях (например, [44]) говорится об области энергий фотонов, на 2–3 МэВ превышающей порог $B2n$. При более высоких энергиях, где, собственно, и происходит конкуренция парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$, статистические поправки на множественность становятся неточными, так как при таких энергиях начинают играть большую роль процессы предравновесного распада составной системы. Как показывают выполненные в настоящей работе исследования, эта неточность поправок приводит к существенному занижению вклада реакции $(\gamma, 1n)$. Дополнительным подтверждением определенных недостатков обсуждаемых поправок является и то, что в эксперименте [43] они позволили определить сечение реакции $(\gamma, 1n)$ в области энергий налетающих фотонов лишь до ~22 МэВ (рис. 4в). Это сделало недостоверной интерпретацию всей остающейся в области больших энергий части сечения выхода нейтронов как удвоенного сечения реакции $(\gamma, 2n)$. Следует отметить и то обстоятельство, что определенную погрешность в процесс использования обсуждаемых поправок для описания конкуренции нейтронных и протонных каналов вносит отсутствие учета влияния на эту конкуренцию изоспиновых эффектов, что приводит к заниженным оценкам сечений парциальных реакций с вылетом протонов, к которым, собственно, принадлежит и специально рассматриваемая в настоящей работе реакция $(\gamma, 1n1p)$. В случае ядра ^{59}Co последнее обстоятельство особенно важно,

Таблица 4. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений (в единицах МэВ мбн) полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{59}Co , рассчитанные до энергии налетающих фотонов $E^{\text{инт}} = 27$ МэВ в сравнении с экспериментальными данными [41]

Реакция	Данные, оцененные с учетом реакции ($\gamma, 1n1p$)	Эксперимент [41]
(γ, xn)	636.92 ± 16.01	637.64 ± 17.49
(γ, sn)	580.89 ± 14.92	524.30 ± 9.85
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$	456.30 ± 11.10	410.96 ± 10.58
$(\gamma, 1n1p)$	68.57 ± 8.13	
$(\gamma, 2n)$	56.02 ± 5.79	113.34 ± 14.45

Таблица 5. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений (в единицах МэВ мбн) полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{59}Co в сравнении с результатами экспериментов [38, 41, 42], рассчитанные до энергии фотонов $E^{\text{инт}} = 27 \text{ МэВ}$

Реакция	Эксперимент [38]	Оценка [23]	Эксперимент [41]	Оценка н.р.	Эксперимент [42]	Оценка н.р.
(γ, xn)	761.3	761.3	637.64	636.92	901.74	898.42
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$	568.2	597.5	410.96	456.30	457.93	682.01
$(\gamma, 2n)$	100.7	78.6	113.34	56.02	221.90	108.21

Таблица 6. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений (в единицах МэВ мбн) полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{59}Co , рассчитанные до энергии налетающих фотонов $E^{\text{инт}} = 30 \text{ МэВ}$ в сравнении с экспериментальными данными [42]

Реакция	[42]	[37]	[41]	[44]	[45]	[46]
(γ, xn)	1030 ± 30	730 ± 28	660 ± 28	630 ± 25	870 ± 29	840 ± 25
(γ, sn)	740 ± 30	590 ± 28				
$(\gamma, 1n)$	450 ± 30	450 ± 28				
$(\gamma, 2n)$	290 ± 30	140 ± 28				

поскольку для него энергетический порог этой реакции $B1n1p = 17.4 \text{ МэВ}$ заметно ниже порога $B2n = 19.0 \text{ МэВ}$ реакции $(\gamma, 2n)$, а согласно результатам расчетов в КМФЯР максимум сечения реакции $(\gamma, 2n)$, расположенный при энергии 21.8 МэВ , имеет величину 13.1 мбн , тогда как максимум сечения реакции $(\gamma, 1n1p)$, расположенный при энергии 23.0 МэВ , имеет величину 21.7 мбн . Следует обратить внимание на то, что в связи со сказанным в экспериментально-теоретическом методе оценки достоверных сечений парциальных реакций [10, 11] используются результаты расчетов в КМФЯР — предравновесной модели фотоядерных реакций, основанной на плотностях ядерных уровней, рассчитанных в модели Ферми-газа, и учитывающей эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления ГДР ядер [33, 34].

По результатам выполненных исследований следует сделать вывод о том, что экспериментальные данные по сечениям парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученные в экспериментах [41, 42] на пучках тормозного γ -излучения, не соответствуют физическим критериям достоверности данных.

Дополнительно следует обратить внимание на то, что определенные претензии с точки зрения

достоверности должны быть предъявлены экспериментальному [42] сечению выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, которое использовалось как исходное в выполненной процедуре оценки (8). Дело в том, что это сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [42] существенно отличается (рис. 2, табл. 1) не только от остальных рассмотренных в настоящей работе соответствующих сечений, но и от результатов некоторых других выполненных ранее исследований. Так, в работе [42] было проведено соответствующее сравнение данных о сечениях выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, полученных в нескольких экспериментах. Основные результаты этого сравнения приведены в табл. 6. Видно, что интегральное сечение, полученное по данным эксперимента [42], существенно превышает интегральные сечения выхода, соответствующие экспериментальным данным работ [37, 41, 45–47]. Из данных, приведенных на рис. 2, очевидно, что обсуждаемое существенное завышение интегрального сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [42] обусловлено тем, что это сечение существенно (на величину $\sim 10\text{--}20 \text{ мбн}$) превышает сечения из других экспериментов (а также и теоретическое сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ [33, 34]) в области энергий налетающих фотонов $\sim 21\text{--}28$. Это заставляет предположить,

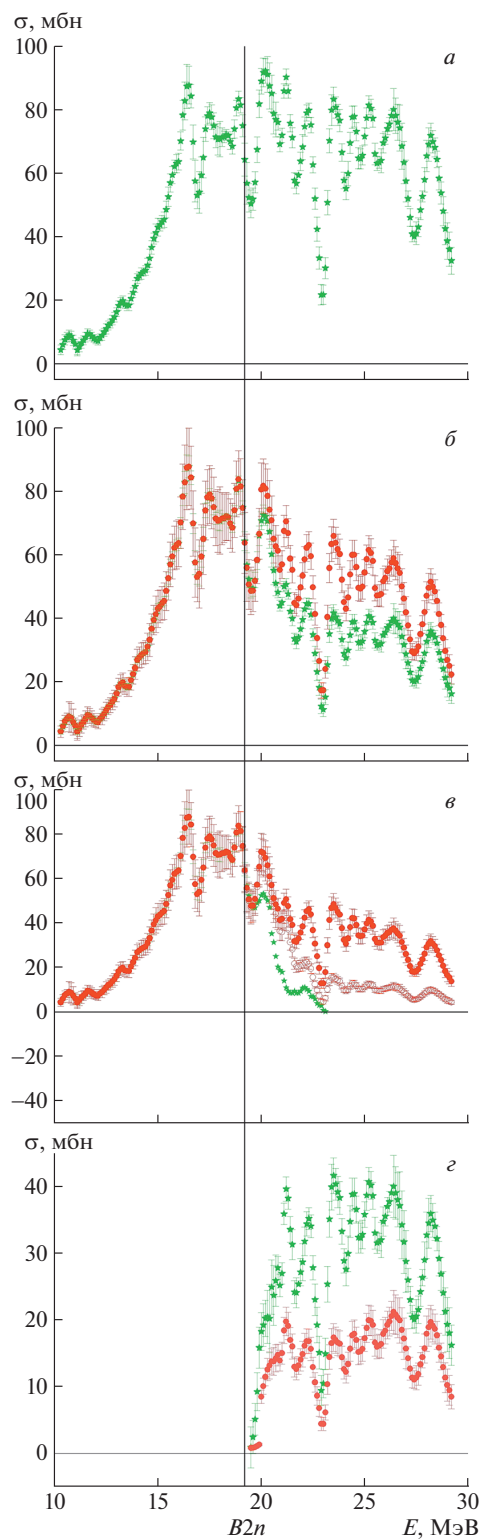


Рис. 4. Оцененные (заполненные кружки) и экспериментальные ([42] — звезды) сечения реакций на ядре ^{59}Co : а — $\sigma(\gamma, xn)$, б — $\sigma(\gamma, sn)$, в — $\sigma(\gamma, 1n)$, г — $\sigma(\gamma, 2n)$. На рис. в незаполненными кружками представлено сечение, оцененное без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$.

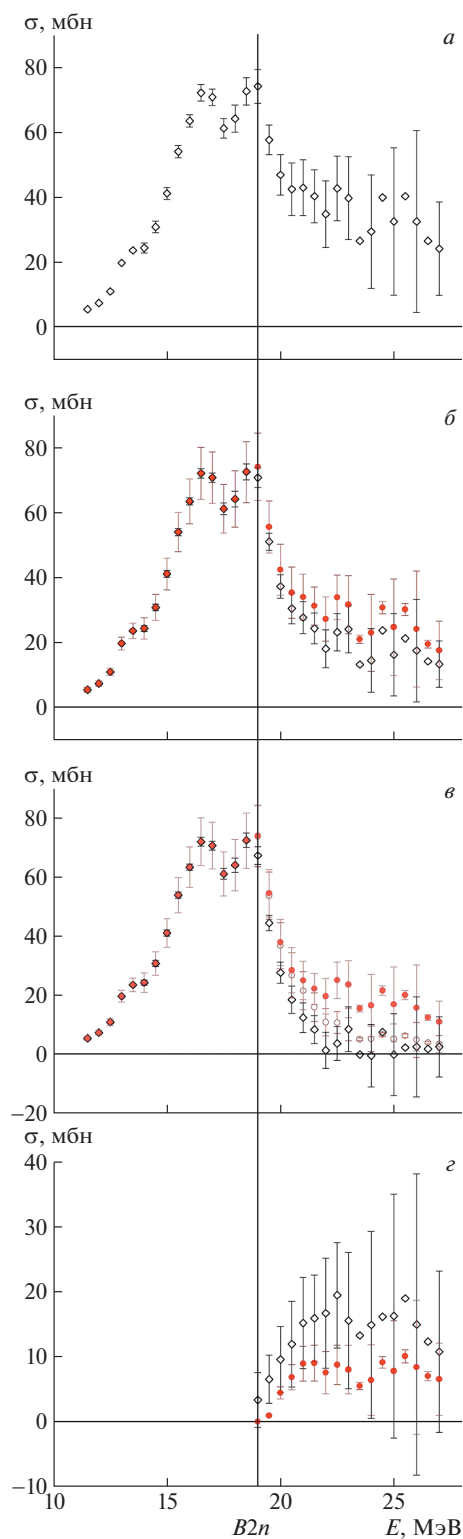


Рис. 5. Оцененные (заполненные кружки) и экспериментальные ([41] — ромбы) сечения реакций на ядре ^{59}Co : а — $\sigma(\gamma, xn)$, б — $\sigma(\gamma, sn)$, в — $\sigma(\gamma, 1n)$, г — $\sigma(\gamma, 2n)$. На рис. в незаполненными кружками представлено сечение, оцененное без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$.

что обсуждаемое завышение в эксперименте [42] имеет какую-то иную природу, не связанную с фоторасщеплением ядра ^{59}Co . Подобные расхождения наблюдались ранее [31, 40] при рассмотрении данных, полученных в разных экспериментах для ядер $^{58,60}\text{Ni}$. Для их объяснения было высказано предположение о том, что причины экстремально больших значений сечения, по всей видимости, являются не физическими, а техническими, обусловленными, например, примесями некоторых неидентифицированных элементов в мишени. Обсуждаемые максимальные расхождения между сечениями реакций наблюдаются в области энергий $\sim 21\text{--}28\text{ МэВ}$, т.е. на несколько МэВ выше по энергии по сравнению с максимумом сечения на ядре ^{59}Co , расположенным в области энергий $\sim 16\text{--}18\text{ МэВ}$. В этой связи по аналогии с ситуацией для ядер $^{58,60}\text{Ni}$ [31, 40] можно предположить присутствие некоторого лишнего элемента, намного более легкого по сравнению с никелем. Использование наиболее общего и широко используемого выражения для описания зависимости энергии максимума ГДР от атомного номера элемента А

$$E_{\text{ГДР-макс}} = 75 A^{-1/3} \text{ МэВ} \quad (16)$$

приводит к значениям атомного номера такого элемента $A = 16\text{--}18$, что соответствует такому “постороннему” элементу, как кислород. Косвенным подтверждением такого предположения, как и в случаях изотопов никеля, является наличие вкладов с амплитудой $\sim 10\text{--}20\text{ мбн}$ в области энергий $22\text{--}30\text{ МэВ}$ в сечениях реакций выхода для изотопов $^{16\text{--}18}\text{O}$ [1]. Это заставляет по аналогии с ситуациями для изотопов $^{58,60}\text{Ni}$ предположить, что в случае изотопа ^{59}Co реальной мишенью в эксперименте [42] мог быть не чистый кобальт, а его оксид.

Естественным следствием всего сказанного является существенное расхождение сечений обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, как и сечения полной фотонейтронной реакции (6), оцененных с помощью как сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [42] (рис. 4, табл. 3), так и с помощью сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [41] (рис. 5, табл. 4), с сечениями, оцененными ранее с использованием экспериментального сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [38] (рис. 1, табл. 5). В обоих исследованных случаях поправки к сечению выхода нейтронов, рассчитанные по статистической теории, приводят к существенно недостоверно завышенным сечениям $(\gamma, 2n)$ и, соответственно существенно заниженным сечениям реакции $(\gamma, 1n)$. Таким образом, не только сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, определенные в экспериментах [41, 42] с помощью внесения поправок,

рассчитанных по статистической теории, в экспериментальное сечение выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, но и сечение выхода [42] не являются достоверными.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования позволяют сделать определенные выводы о достоверности сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{59}Co , определенных в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения с помощью внесения в сечение реакции выхода соответствующих поправок на множественность нейтронов, рассчитанных по статистической теории [41, 42]. Установлено, что результаты обоих экспериментов не удовлетворяют физическим критериям достоверности. Это обусловлено тем обстоятельством, что использованные поправки недостоверно существенно занижают вклад реакции $(\gamma, 1n)$ и к тому же не учитывают вклад реакции $(\gamma, 1n1p)$, играющей важную роль в процессах фоторасщепления относительно легкого ядра ^{59}Co , что приводит к необоснованному недостоверному существенному завышению вклада реакции $(\gamma, 2n)$ и соответствующему занижению вклада реакции $(\gamma, 1n)$. Дополнительно показано, что данные по сечению выхода фотонейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, полученные в эксперименте [42], существенно отличаются от результатов нескольких других экспериментов [37, 38, 41–46] по фоторасщеплению ядра ^{59}Co и результатов теоретических расчетов в КМФЯР [33, 34]. Это свидетельствует о присутствии в этом результате эксперимента [42] дополнительных систематических погрешностей, не связанных с недостатками метода разделения фотонейтронов по множественности, а обусловленных погрешностями иного типа, по-видимому — технических. Обсуждаемые данные экспериментов [41, 42] не являются достоверными и не должны быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 199 (1988).
2. B. L. Berman and S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47**, 713 (1975).
3. Nuclear Data Section Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), IAEA, <http://www-nds.iaea.org/exfor>

4. Database CSISRS and EXFOR, Nuclear Reaction Experimental Data, USA National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor00.htm>
5. База данных по ядерным реакциям (EXFOR), Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ, <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>
6. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1999).
7. V. V. Varlamov, N. G. Efimkin, B. S. Ishkhanov, and V. V. Sapunenko, INDC(CCP)-393, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1994).
8. V. V. Varlamov and B. S. Ishkhanov, INDC(CCP)-433, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2002).
9. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ВАНТ. Сер.: Ядерные константы **1–2**, 48 (2003).
10. 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)].
11. 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)].
12. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [Phys. At. Nucl. **75**, 1339 (2012)].
13. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **76**, 1484 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 1403 (2013)].
14. 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)].
15. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, Eur. Phys. J. A **50**, 114 (2014).
16. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 678 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 634 (2015)].
17. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 797 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 746 (2015)].
18. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheorghe, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, K. A. Stopani, O. Tesileanu, and V. V. Varlamov, Eur. Phys. J. A **51**, 67 (2015).
19. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 351 (2016) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **80**, 317 (2016)].
20. 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)].
21. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Phys. Rev. C **95**, 054607 (2017).
22. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Phys. Rev. C **96**, 044606 (2017).
23. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and B. S. Ishkhanov, Eur. Phys. J. A **53**, 180 (2017).
24. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **80**, 632 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 1106 (2017)].
25. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 744 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **81**, 670 (2017)].
26. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **54**, 74 (2018).
27. V. Varlamov, A. Davydov, V. Kaidarova, and V. Orlin, Phys. Rev. C **99**, 024608 (2019).
28. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Amer. J. Phys. Appl. **8**, 64 (2020).
29. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **84**, 278 (2021) [Phys. At. Nucl. **84**, 389 (2021)].
30. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **58**, 123 (2022).
31. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **85**, 237 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 316 (2022)].
32. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1952).
33. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
34. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 493 (2008)].
35. E. Wolyneec, A. R. V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V. A. Serrao, and M. N. Martins, Phys. Rev. **29**, 1137 (1984).
36. E. Wolyneec and M. N. Martins, Rev. Brasil. Fis. **17**, 56 (1987).
37. S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, N. E. Hansen, and C. P. Jupiter, Phys. Rev. **128**, 2245 (1962).
38. R. A. Alvarez, B. L. Berman, D. D. Faul, F. H. Lewis, and P. Meyer, Phys. Rev. C **20**, 128 (1979).
39. B. L. Berman, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, M. A. Kelly, R. L. Bramblett, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **162**, 1098 (1967).
40. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **85**, 316 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 411 (2022)].
41. G. Baciuc, G. C. Bonazzola, B. Minetti, C. Molino, L. Pasqualini, and G. Piragino, Nucl. Phys. **67**, 178 (1965).
42. Б. И. Горячев, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев, В. Г. Шевченко, О. П. Шевченко, Изв. РАН. Сер. физ. **33**, 1736 (1969) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **33**, 1588 (1969)].
43. G. Baciuc, D. Catana, C. Deberth, C. Iliescu, and B. Carstoiu, Nucl. Phys. **167**, 177 (1971).
44. R. L. Bergere, H. Beil, and A. Veyssiere, Nucl. Phys. A **121**, 463 (1968).
45. B. Nathans and J. Halpern, Phys. Rev. **93**, 437 (1954).
46. Е. Б. Бажанов, А. П. Комар, А. В. Куликов, ЖЭТФ **46**, 1497 (1964) [Sov. Phys. JETP **19**, 1014 (1964)].
47. P. A. Flournoy, R. S. Tickle, and W. D. Whitehead, Phys. Rev. **120**, 1424 (1960).

CROSS SECTIONS OF PARTIAL PHOTONEUTRON REACTIONS ON ^{59}Co IN EXPERIMENTS WITH BREMSSTRAHLUNG

V. V. Varlamov¹⁾, A. I. Davydov²⁾, I. A. Mostakov²⁾, V. N. Orlin¹⁾

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

²⁾ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia

The reliability of data on $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ reactions on ^{59}Co from several experiments carried out using beams of bremsstrahlung was investigated using the experimental–theoretical method of evaluation of photoneutron partial reaction cross sections based on objective physical criteria. It was found out that partial reaction cross sections obtained using the corrections to the neutron yield cross section $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ calculated via statistical theory do not satisfy physical criteria of reliability. In experiments under discussion the $(\gamma, 1n)$ reaction cross sections were significantly unreliably underestimated, but the $(\gamma, 2n)$ reaction cross sections — vice versa overestimated. Evidently this is because of some shortcomings of the method used for obtaining the information on partial reaction cross sections with the aid of corrections calculated via statistical theory.