

Посвящается 270-летию Московского университета

СЕЧЕНИЯ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{90}Zr В РАЗНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

© 2024 г. В. В. Варламов^{1),*}, А. И. Давыдов¹⁾, И. А. Мостаков²⁾, В. Н. Орлин¹⁾

Поступила в редакцию 21.03.2024 г.; после доработки 21.03.2024 г.; принята к публикации 21.03.2024 г.

С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, основанного на объективных физических критериях, исследована достоверность данных по сечениям реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{90}Zr , полученных в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения. Установлено, что сечения этих реакций, определенные с помощью внесения поправок, рассчитанных по статистической теории, в сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$, критериям достоверности удовлетворяют. Экспериментальные сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, в которых, так же, как и в сечении $\sigma(\gamma, xn)$, имеются отчетливо выраженные структурные особенности, по интегральным характеристикам согласуются с оцененными сечениями. Это свидетельствует о том, что информация о соотношении сечений парциальных реакций на ядре ^{90}Zr , полученная с использованием положений статистической теории, соответствует физическим критериям достоверности данных. Выполнено детальное сравнение оцененных сечений с аналогичными данными, полученными ранее с использованием результатов экспериментов на пучках квази-мозергетических аннигиляционных фотонов.

DOI: 10.31857/S0044002724050029, EDN: JGNXID

1. ВВЕДЕНИЕ

Абсолютное большинство сечений фотонейтронных реакций получены на пучках тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся в процессах аннигиляции на лету релятивистских позитронов [1–3]. В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения бетатронов или микро-тронов вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов $W(E^M, E)$ непосредственно измеряется выход реакции

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE, \quad (1)$$

где $\sigma(E)$ — искомое сечение при энергии фотонов E , $E_{\text{пор}}$ — энергетический порог реакции, $W(E^M, E)$ — 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 [4]. Сечение реакции $\sigma(E)$ определяется с помощью решения обратной задачи (1) его развертки из экспериментального выхода $Y(E^M)$ с помощью одного из специально раз-

работанных для этого методов (например, таких как метод Пенфолда–Лейсса, метод наименьшей структуры, метод регуляризации Тихонова, метод редукции). В области энергий налетающих фотонов, в которой парциальные реакции $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ конкурируют, определяется лишь сечение выхода нейтронов

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

в которое вносятся поправки, рассчитанные по статистической теории [5], и определяется сечение $\sigma(\gamma, 2n)$, а затем с его использованием — сечение полной фотонейтронной реакции

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

и сечение реакции $(\gamma, 1n)$.

В экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов между их импульсами от линейного ускорителя электронов с использованием специальных “slowing-down” (захватывающих специальным образом нейтроны из реакции, замедляющиеся до тепловой энергии) 4 π -детекторов непосредственно определяются сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$. Поскольку аннигиляционные фотоны сопровождаются фотонами их тормозного γ -излучения, вклад последних в сечение реакции исключается с помощью разностной процедуры

$$Y(E^M) = Y_{e+}(E^M) - Y_{e-}(E^M) \approx \sigma(E^M), \quad (4)$$

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

вследствие которой эксперимент по “прямому” одно-временному измерению сечений каждой из парциальных реакций проводится в три этапа. Сначала измеряются выходы (1) каждой реакции на пучке позитронов $Y_{e^+}(E^M)$, затем измеряются их выходы $Y_{e^-}(E^M)$ (1) на пучке электронов, а на третьем этапе в предположении о том, что спектры фотонов тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны, сечения каждой парциальной реакции $\sigma(E^M)$ определяются в виде разностей (4). На каждом этапе эксперимента регистрируются события с одним, двумя, тремя нейтронами и с помощью статистического анализа получают сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$. С использованием этих данных простым суммированием определяются сечения полной фотонейтронной реакции (3) и реакции выхода нейтронов (2).

Вследствие кардинально разных способов получения информации о сечении реакции сечения, определенные в экспериментах разного типа, существенно различаются между собой и по форме, и по абсолютной величине [4, 6–11]. Было показано, что разные формы сечений, определяемых в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения и аннигиляционных фотонов, обусловлены различными достигаемыми эффективными энергетическими разрешениями [9–11]. Методы решения обратной задачи (1), используемые для определения сечения реакции $\sigma(E)$ на пучке тормозного γ -излучения, при всех недостатках этого подхода реально учитывают форму сплошного спектра фотонов. Кроме того, характерные изломы в экспериментально определяемой с очень высокой статистической точностью энергетической зависимости выхода реакции $Y(E^M)$ однозначно свидетельствуют от том, что структурные особенности в сечении реакции имеются [9].

В то же время результат (4) эксперимента на пучке аннигиляционных фотонов $\sigma(E^M)$ представляет собой, по существу, не сечение реакции, а лишь вновь ее выход: при каждом значении энергии фотонов в определяемую разность

$$Y_{e^+}(E^M) - Y_{e^-}(E^M)$$

дают вклад все фотоны, энергия которых превышает порог исследуемой реакции. С точки зрения информации о сечении реакции оба обсуждаемые экспериментальные выходы имеют плохое энергетическое разрешение, и, следовательно, их разность иметь хорошего разрешения не может. Вклад тормозного излучения позитронов полностью не убирается, и вследствие этого сечение, определяемое в таком эксперименте, является сильно заглаженным по сравнению с соответствующим ему сечением, определенным в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения [9]. Как результат, практически все экспериментальные сечения, полученные на пучках аннигиляционных фотонов [1–3], имеют вид одного гладкого резонанса (в случаях деформированных ядер — двух резонансов), в

отличие от сечений, полученных на пучках тормозного γ -излучения, в которых, как правило, наблюдается большое количество отчетливо выраженных резонансов гросс-, промежуточной или тонкой структуры.

Достоверность присутствия (или, напротив, отсутствия) в сечениях реакций структурных особенностей весьма важна с точки зрения понимания природы высоковозбужденных ядерных состояний. Многочисленные теоретические расчеты, выполненные в разных моделях, предсказывают в области энергий гигантского дипольного резонанса (ГДР) наличие многих структурных особенностей разной природы [9]. Отсутствие таких особенностей в сечениях реакций, определяемых “прямым” методом в экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов, представляла и представляет собой до сих пор серьезную проблему описания электромагнитных взаимодействий ядер в области ГДР.

Более серьезные с точки зрения и фундаментальных исследований, и разнообразных практических приложений фотоядерных данных существенные расхождения сечений реакций из разных экспериментов по абсолютной величине обусловлены определенными недостатками методов определения множественности нейтронов, используемых в экспериментах обоих типов [6–9]. Установлено, что и метод разделения фотонейтронов по множественности в экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов, и метод внесения поправок по статистической теории в сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения приводят к появлению в их результатах характерных, часто весьма существенных, систематических погрешностей, что делает определяемые сечения реакций существенно не только различающимися, но и не соответствующими объективным физическим критериям достоверности данных. В экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов это обусловлено тем, что при использовании метода разделения нейтронов по множественности, основанного на экспериментальных данных об их энергиях, возможно образование нейтронов с близкими энергиями в реакциях разной множественности, что приводит к неоднозначности идентификации их принадлежности к той или иной парциальной реакции. В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения к погрешностям такого распределения приводят особенности метода внесения поправок по статистической теории к сечению выхода $\sigma(\gamma, xn)$. Статистическая испарительная модель удовлетворительно описывает процессы эмиссии нейтронов из составного ядра практически только до энергий налетающих фотонов ~ 10 – 15 МэВ. Было показано, что при более высоких энергиях налетающих фотонов, при которых конкурируют парциальные реакции, точность статистических поправок на множественность снижается, потому что начинают играть все большую роль процессы предравновесного распада составной системы,

а также — вклады очевидно нестатистической природы [12–16]. Установлено, что в случаях относительно легких ядер существенные систематические погрешности в процесс разделения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ в значительной степени связаны с отсутствием учета вкладов реакции $(\gamma, 1n1p)$. Энергетическое положение и абсолютная величина сечений такой двухнуклонной реакции для указанных ядер согласно расчетам в рамках КМФЯР весьма близки к соответствующим параметрам сечений также двухнуклонной реакции $(\gamma, 2n)$. Источником специфических систематических погрешностей в такой ситуации является то обстоятельство, что нейтроны с близкими энергиями в реакции $(\gamma, 1n1p)$ имеют множественность 1, а в реакции $(\gamma, 2n)$ — 2.

С точки зрения обсуждаемых проблем фотоядерных экспериментов разного типа большой интерес вызывает проблема достоверности формы и абсолютной величины результатов разных исследований фоторасщепления ядра ^{90}Zr , которой посвящена настоящая работа. Этот интерес обусловлен, с одной стороны, тем, что это ядро является магическим по числу нейтронов (имеет заполненную нейтронную оболочку), что в значительной степени упрощает соответствующие теоретические расчеты, а с другой стороны, тем, что для этого ядра имеются результаты детальных экспериментальных исследований, выполненных на пучках как аннигиляционных фотонов [17, 18], так и тормозного γ -излучения [19–21]. Кроме того, для ядра ^{90}Zr с использованием данных экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов были выполнены оценки сечений разных фотонейтронных реакций, удовлетворяющих объективным физическим критериям достоверности [22].

Следует отметить, что результат эксперимента [21] на пучке тормозного γ -излучения, полученный с шагом 0.5 МэВ по энергии налетающих фотонов в области до $E_\gamma = 22$ МэВ, представляет собой, по существу, сечение реакции $\sigma(\gamma, 1n)$. Порог реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, 1n1p)^{88}\text{Y}$ равен

$$B1n1p = 19.8 \text{ МэВ}.$$

Результаты исследования [23], выполненного с помощью активационной методики, свидетельствуют, что в области энергий фотонов до ~ 30 МэВ сечение $\sigma(\gamma, 1n1p)$ имеет величину порядка единиц мбн. Согласно результатам расчетов в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций [24, 25] амплитуда сечения реакции $(\gamma, 1n1p)$ на порядок величины меньше амплитуды сечения реакции $(\gamma, 2n)$, причем максимум сечения реакции $(\gamma, 1n1p)$ расположен по энергии на 4 МэВ выше максимума сечения реакции $(\gamma, 2n)$. Таким образом, можно высказать предположение о том, что реакция $(\gamma, 1n1p)$ не должна оказывать заметного влияния на конкуренцию реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{90}Zr , в отличие от того, что наблюдалось в случаях ядер ^{51}V [26], ^{59}Co [15], ^{60}Ni [14].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{90}Zr

2.1. Результаты экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов

С использованием разностной схемы (4) эксперименты по определению сечений $\sigma(E^M)$ парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{90}Zr были выполнены на практически идентичных ускорительных установках получения аннигиляционных фотонов в Сакле (Франция) [17] и Ливерморе (США) [18]. В обеих лабораториях использовался один и тот же метод разделения фотонейтронов из разных реакций по энергии, основанный на предположении о том, что единственный нейтрон из реакции $(\gamma, 1n)$ имеет энергию, заметно большую по сравнению с энергией каждого нейтрона из реакции $(\gamma, 2n)$. Энергия нейтронов из реакции определялась по времени их замедления до тепловой энергии в специальном замедлителе. При этом системы детектирования нейтронов из реакций, предназначенные для измерения их энергий, существенно различались. В Ливерморе использовалась система большого количества газоразрядных $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков, объединенных в несколько концентрических колец разного диаметра, располагавшихся в парафине. В Сакле в качестве и детектора, и замедлителя использовался жидкий сцинтиллятор, обогащенный ядрами ^{160}Gd , имеющими большое сечение радиационного захвата тепловых нейтронов.

Показано [6, 7, 9–16, 22], что различия систем детектирования нейтронов являются одной из причин того, что сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученные в обеих лабораториях для одних и тех же ядер (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116-118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{127}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U), существенно (до 100%) различаются по абсолютной величине. Эти расхождения данных определенно являются систематическими — сечения реакции $(\gamma, 1n)$ имеют большие величины в Сакле, тогда как реакции $(\gamma, 2n)$, напротив, в Ливерморе. В обсуждаемом случае ядра ^{90}Zr отношения интегральных сечений парциальных реакций, полученных в Сакле и Ливерморе, равны соответственно $R_{C/\text{Лив}}(1n) = 1.26$ и $R_{C/\text{Лив}}(2n) = 0.73$. Было показано [6, 7, 9–16, 22], что такие расхождения обусловлены систематическими погрешностями использованного метода определения множественности детектируемых нейтронов и их принадлежности той или иной парциальной реакции, а также заметной зависимостью эффективности регистрации нейтронов от их энергии. Как следствие, проявления отмеченных недостатков сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, так же, как и их суммы ((2), (3)) существенно различаются.

Различия данных для сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ иллюстрирует рис. 1. Соответствующие интегральные сечения реакций (γ, xn) , а также (γ, sn) , $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, рассчитанные до энергии налетаю-

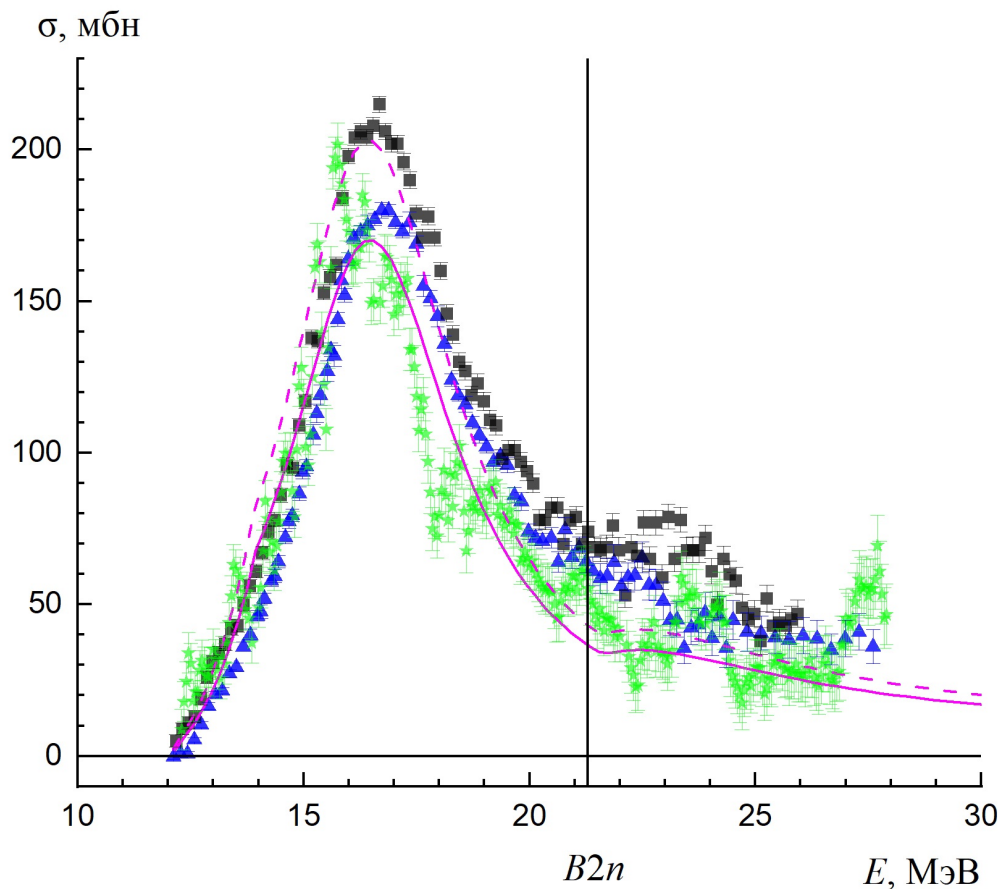


Рис. 1. Сравнение экспериментальных сечений выхода нейтронов $^{90}\text{Zr}(\gamma, xn)$ ([17] — квадраты, [18] — треугольники, [19] — звезды) с сечением, теоретически рассчитанным в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций — КМФЯР ([24, 25], до (штриховая кривая) и после (сплошная) корректировки (см. далее)).

щих фотонов $E^{\text{инт}} = 27.0$ МэВ при проведении детального сравнительного анализа [22], приведены в табл. 1. Хорошо видны отмеченные выше разнонаправленные расхождения сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$: $\sigma^{\text{инт}}_{\text{С}}(\gamma, 1n) > \sigma^{\text{инт}}_{\text{Л}}(\gamma, 1n)$: 1210.3 и 960.9 мбн соответственно, тогда как $\sigma^{\text{инт}}_{\text{С}}(\gamma, 2n) < \sigma^{\text{инт}}_{\text{Л}}(\gamma, 2n)$: 49.2 и 68.8 мбн. Очевидно, что такие расхождения не могут быть устранены традиционной простой перенормировкой: уменьшение расхождений сечений реакции $(\gamma, 1n)$ будет сопровождаться возрастанием расхождений сечений реакции $(\gamma, 2n)$.

2.2. Результаты экспериментов на пучках тормозного излучения

На рис. 1 вместе с данными экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов [17, 18] и результатами расчетов, выполненных в КМФЯР [24, 25], приведено также сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, полученное для ядра ^{90}Zr в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения [19]. Энергетическая зависимость $Y(E^{\text{М}})$

Таблица 1. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{90}Zr , рассчитанные до энергии фотонов $E^{\text{инт}} = 27.0$ МэВ

Реакция	Эксперимент Ливермор [17]	Эксперимент Сакле [18]
(γ, xn)	1098.7 ± 4.5	1308.8 ± 3.2
(γ, sn)	1029.7 ± 5.1	1259.5 ± 3.2
$(\gamma, 1n)$	960.9 ± 4.4	1210.3 ± 3.0
$(\gamma, 2n)$	68.8 ± 2.5	49.2 ± 1.1

выхода реакции (1) была измерена с шагом 50 кэВ с помощью $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков, расположенных в парафиновом замедлителе. Использовался многоканальный метод измерения 30 статистически независимых энергетических зависимостей выхода нейтронов, что позволило в окончательном результате достигнуть высокой статистической точности — 0.25% при энергии налетающих фотонов $E_{\gamma} = 20$ МэВ и 0.10% при

Таблица 2. Центры тяжести $E^{\text{ц.т.}}$ и интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$, рассчитанные по экспериментальным [17–19] и теоретическим [12, 24, 25] (до и после корректировки) сечениям реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, xn)$

Область энергий	$E^{\text{инт}} = B2n = 21.29 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 26.00 \text{ МэВ}$	
	$E^{\text{ц.т.}}, \text{ МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{ МэВ мбн}$	$E^{\text{ц.т.}}, \text{ МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{ МэВ мбн}$
Эксперимент [17]	17.15 ± 0.15	1025.29 ± 2.11	18.51 ± 0.21	1307.80 ± 3.15
Эксперимент [18]	17.26 ± 0.17	868.91 ± 2.0	18.55 ± 0.39	1098.65 ± 4.49
Эксперимент [19]	16.87 ± 0.52	820.29 ± 6.13	18.01 ± 0.86	991.33 ± 9.73
Теория [24, 25]	16.83 ± 0.83	978.55 ± 11.72	17.83 ± 0.73	1152.29 ± 11.9
Теория — корр. [12]	16.87 ± 0.83	820.29 ± 9.82	17.87 ± 0.73	965.93 ± 9.98

$E_\gamma = 28 \text{ МэВ}$. Сечение реакции $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(E)$ было получено из ее выхода $Y(E^M)$ в виде решения обратной задачи (1) развертки сечения реакции с помощью метода Пенфолда—Лейсса с переменным шагом обработки.

В экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ в области энергий налетающих фотонов E_γ , превышающих порог реакции $(\gamma, 2n) B2n = 21.3 \text{ МэВ}$, были внесены поправки на множественность фотонейтронов, рассчитанные по статистической теории, и было получено сечение полной фотонейтронной реакции (3).

В табл. 2 приведено сравнение величин интегральных сечений выхода $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, xn)$, рассчитанных для обсуждаемых экспериментальных [17–19] и теоретических [24, 25] сечений. Данные свидетельствуют о следующем:

- наилучшим образом с теоретически рассчитанным сечением (978.55 МэВ мбн [24, 25], штриховая кривая на рис. 1) согласуется сечение Сакле (1025.29 МэВ мбн [17]), которое и было использовано ранее для проведения оценки с использованием физических критериев достоверности [22];

- обсуждаемое в настоящей работе сечение (820.29 МэВ мбн [19]) отличается от теоретически рассчитанного заметно больше, чем сечение Ливермора (868.91 МэВ мбн [18]).

Причины наблюдающихся расхождений по абсолютной величине сечений выхода $\sigma(\gamma, xn)$, полученных в экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов и тормозного γ -излучения, в целом не вполне понятны.

Сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ (2) было получено (однако не опубликовано) также в аналогичном эксперименте [20], выполненном на пучке тормозного γ -излучения. Восемь независимых энергетических зависимостей выхода нейтронов $Y(E^M)$, измеренных, как и в эксперименте [19], с помощью $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков, расположенных в парафиновом замедлителе, позволили достигнуть в окончательном результате эксперимента [20] статистической точности 0.1%. Так же, как и в эксперименте [19], сечение $\sigma(\gamma, xn)$ было получено с помощью метода Пенфолда—Лейсса с переменным шагом обработки, однако с большим шагом по энергии налетающих фотонов (0.1 МэВ). По

результатам выполненного эксперимента [20] опубликовано только сечение полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$ (3), полученное, как и в эксперименте [19], из сечения выхода нейтронов с помощью внесения в него поправок на множественность нейтронов, рассчитанных по статистической теории.

2.3. Структурные особенности сечения полной фотонейтронной реакции

На рис. 2 оба сечения полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$, полученные на пучках тормозного γ -излучения [19, 20], сравниваются с сечениями, полученными на пучках аннигиляционных фотонов [17, 18]. На рисунке для каждого сечения указаны энергетические положения структурных особенностей (иногда относительно слабо выраженных), которые обсуждаются в каждой из работ [17–20].

Приведенные на рис. 2 данные свидетельствуют о следующем:

- в каждом из обсуждаемых экспериментов наблюдалось и обсуждалось большое количество структурных особенностей сечения полной фотонейтронной реакции;

- энергетические положения большинства обсуждаемых структурных особенностей в сечениях, полученных в разных экспериментах, достаточно хорошо согласуются друг с другом;

- количество достаточно выраженных структурных особенностей сечений в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения превосходит количество таких особенностей в экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов;

- структурные особенности сечений существенно более ярко выражены в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения по сравнению с экспериментами на пучках аннигиляционных фотонов, в результатах которых многие обсуждаемые структурные особенности лишь слегка намечены.

Отмечается [19], что в экспериментальном сечении обнаружено 11 отчетливо проявляющихся узких резонансов в области энергий фотонов от 12 до 17 МэВ. Определенной проблемой является относительно слабое проявление аналогичных резонансов в сечении эксперимента [20]. В определенной степени это может быть обусловлено тем, что энергетическая

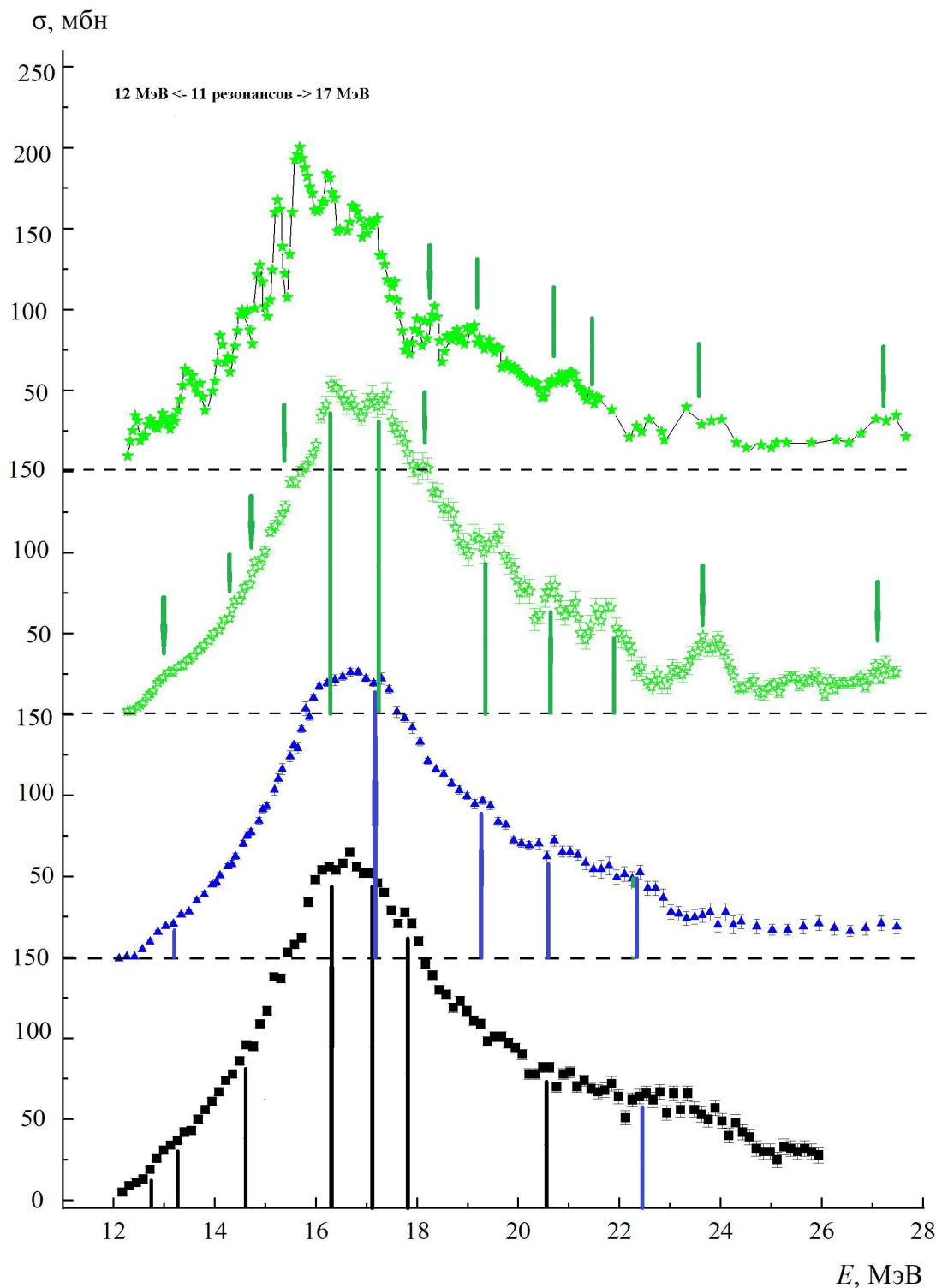


Рис. 2. Сравнение экспериментальных ([17] — квадраты, [18] — треугольники, [19] — заполненные звезды, [20] — незаполненные звезды) сечений полной фотонейтронной реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, sn)$. Вертикальными стрелками (направленными снизу вверх) обозначены энергетические положения структурных особенностей, которые обсуждаются в соответствующих работах. Стрелками, направленными сверху вниз, обозначены положения проявляющихся структурных особенностей, которые не обсуждаются в работах.

зависимость выхода нейтронов $Y(E^M)$ в эксперименте [19] измерялась с шагом по энергии 50 кэВ, тогда как в эксперименте [20] — 100 кэВ. К тому же в эксперименте [19] окончательный результат был получен в результате обработки 30 независимых зависимостей $Y(E^M)$, тогда как в эксперименте [20] — лишь 8. Таким образом, возможным объяснением различий в проявлении структурных особенностей в области энергий 12–17 МэВ могут служить различия в шаге по энергии и достигнутой статистической точности. В области энергий, больших 17 МэВ, в которой, по-видимому, структурные особенности имеют большую ширину и расположены на большем расстоянии друг от друга, отмеченные обстоятельства играют меньшую роль, и оба сечения [19, 20] хорошо согласуются друг с другом.

Все сказанное подтверждает выводы исследований, выполненных ранее [9–11], о том, что расхождение результатов экспериментов на пучках тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов по форме обусловлено различием достигаемого эффективного энергетического разрешения.

3. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{90}Zr С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА

3.1. Объективные физические критерии достоверности сечений парциальных фотонейтронных реакций

При исследовании отмеченных выше существенных систематических расхождений по абсолютной величине сечений парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученных в разных экспериментах [6, 7, 9–16, 22], использованы объективные физические критерии достоверности данных о таких сечениях [27, 28] — отношения сечений определенной парциальной реакции $\sigma(\gamma, in)$ к сечению выхода $\sigma(\gamma, xn)$:

$$F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in)/[\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (5)$$

Имеются два жестких абсолютных физических критерия достоверности. Во-первых, отношения $F_i^{\text{эксп}}$ должны быть определенно положительными, поскольку все члены отношений (5) — сечения, имеющие размерность площади. Во-вторых, значения сечений не должны превышать физических верхних пределов (1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно, для $i = 1, 2, 3, \dots$) в соответствии с определениями (5). На основании результатов сравнения оцененных с использованием таких критериев сечений с экспериментальными данными, полученными с помощью методов достоверного разделения парциальных реакций в активационных экспериментах [6, 7, 9–16, 22], был уста-

новлен третий не жесткий критерий достоверности: близость экспериментальных отношений $F_i^{\text{эксп}}$ к отношениям $F_i^{\text{теор}}$, полученным по результатам расчетов в рамках КМФЯР [24, 25]. Было установлено [6, 7, 9–16, 22], что экспериментальные сечения парциальных реакций, для которых отношения $F_i^{\text{эксп}}$ не удовлетворяют физическим критериям, содержат систематические погрешности, обусловленные недостоверной (ошибочной) идентификацией множественности нейтронов: часть нейтронов из одной парциальной реакции недостоверно перемещается в другую. В результате сечение одной из них необоснованно уменьшается вплоть до появления в нем физически запрещенных отрицательных значений, а сечение другой увеличивается вплоть до появления в нем недостоверных значений $F_i^{\text{эксп}}$, превышающих указанные выше предельные значения.

Соотношение (5) использовано для анализа достоверности сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{90}Zr , полученных в эксперименте [19]. Как отмечалось выше, по его результатам опубликованы сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ и сечение полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$. Это позволяет в области энергий налетающих фотонов до $B3n = 33.6$ МэВ определить необходимые для анализа неопубликованные сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ с помощью естественных соотношений:

$$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, sn), \quad (6)$$

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n), \quad (7)$$

использование которых для результатов рассматриваемого эксперимента [19] позволяет получить отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ (5) — основные физические критерии достоверности данных.

Полученные таким образом отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ [19] в сравнении с отношениями $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ [17, 18] и $F_{1,2}^{\text{теор}}$ [24, 25] приведены на рис. 3. Хорошо видно, что отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ [19], существенно отличаясь от $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ [17, 18] по форме, по существу, в пределах погрешностей представляют собой колебания (обусловленные обсуждавшимися выше структурными особенностями сечения выхода) относительно линии теоретически рассчитанных отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$ [24, 25]. Согласие отношений $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ [19] и $F_{1,2}^{\text{теор}}$ свидетельствует о том, что разделение сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ с помощью внесения соответствующих поправок в сечение выхода нейтронов в эксперименте [19] было выполнено вполне достоверно.

3.2. Достоверные сечения парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{90}Zr , соответствующие физическим критериям

С целью проведения оценки сечений парциальных реакций с помощью описанного выше экспериментально-теоретического метода в условиях

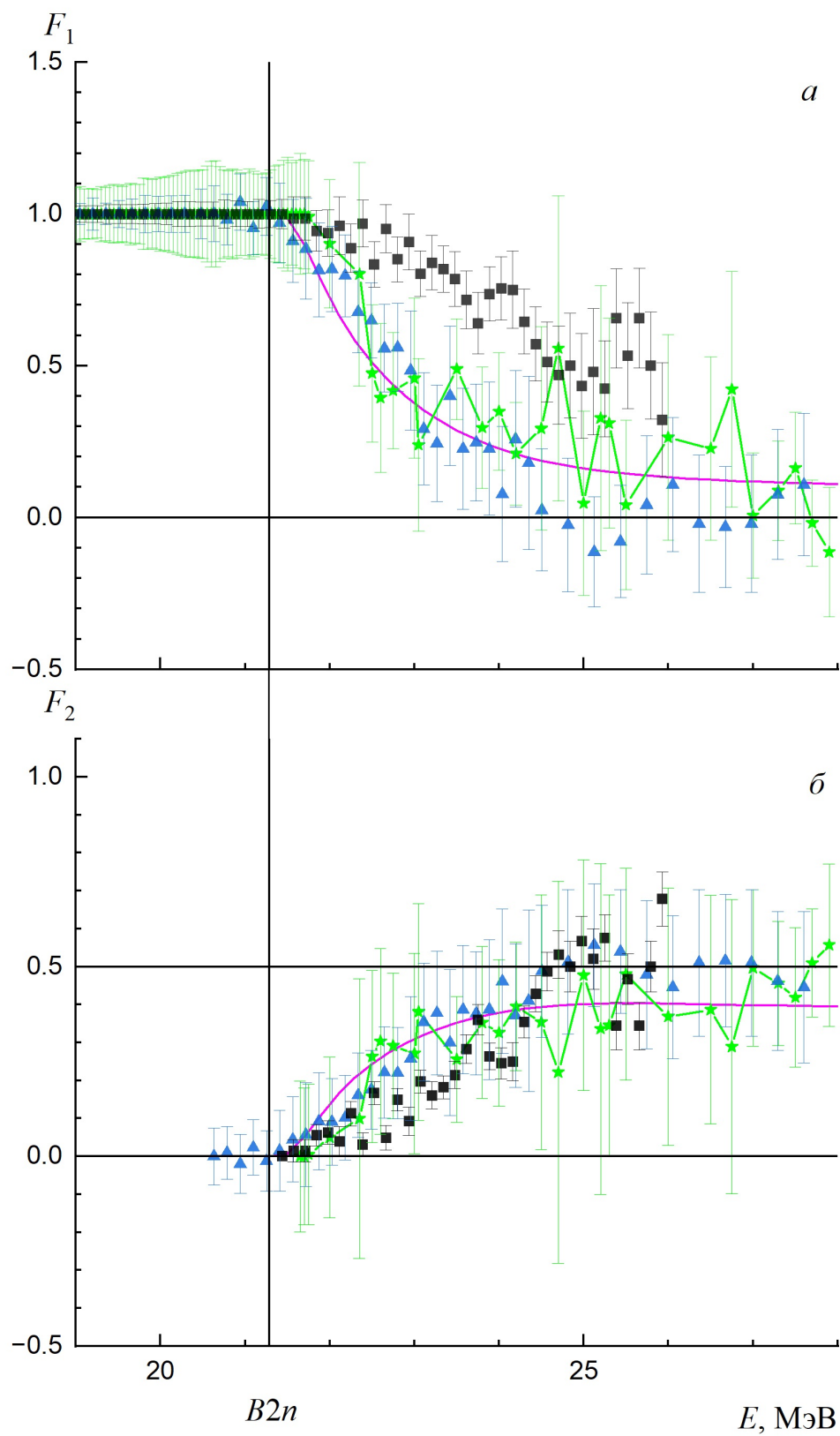


Рис. 3. Отношения F_1 (а) и F_2 (б), полученные для ядра ^{90}Zr с использованием экспериментальных данных ([17] — квадраты, [18] — треугольники, [19] — звезды), в сравнении с результатами расчетов в КМФЯР ([24, 25] — кривые).

максимального сближения экспериментального [19] и теоретического [24, 25] сечений последнее (сплошная кривая на рис. 1) было слегка скорректировано. На основании данных табл. 2 теоретическое сечение было сдвинуто к большим энергиям на величину 0.04 (16.87–16.83) МэВ и умножено на коэффициент 0.84 (820.29/978.55). Скорректированное таким образом сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ [19] было использовано для оценки сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{90}Zr с помощью экспериментально-теоретического метода [26, 27], суть которого заключается в следующем. Для получения сечений парциальных реакций, удовлетворяющих критериям достоверности данных, экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ (2), 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 отношениями $F_i^{\text{теор}}$ (5), которые также не зависят от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности:

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

Оцененные таким методом сечения парциальных реакций $\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, in)$ свободны от обсуждаемых систематических погрешностей, поскольку соотношения между ними соответствуют отношениям $F_i^{\text{теор}}$, определяемым положениями КМФЯР [24, 25], а их соответствующая сумма (2) — сечение выхода нейтронов $\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, xn)$ — совпадает с экспериментальным сечением $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$. Оцененные сечения в сравнении с экспериментальными данными [19] представлены на рис. 4. Дополнительно для большей наглядности экспериментальные и оцененные сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ представлены на рис. 5 в области энергий налетающих фотонов, превышающих $B2n$. В табл. 3 приведены соответствующие данные для интегральных сечений экспериментальных и оцененных сечений реакций. Данные, приведенные на рис. 4 и 5 и в табл. 3, свидетельствуют о том, что обсуждаемые экспериментальные сечения парциальных реакций, определенные на пучке тормозного γ -излучения [19], согласуются с оцененными сечениями, т.е. удовлетворяют физическим критериям достоверности.

Такой вывод расходится с результатами выполненных ранее аналогичных исследований в случаях ядер ^{51}V [26], ^{59}Co [15] и ^{60}Ni [14], которые свидетельствуют о том, что в этих случаях относительно легких ядер весьма заметную роль играет реакция $(\gamma, 1n1p)$. Сравнение данных об энергетических положениях и амплитудах реакций $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$, рассчитанных в КМФЯР [24, 25] для обсуждаемых ядер и некоторых других, проведено в табл. 4. Хорошо видно, что в то время как в ядрах ^{51}V , ^{59}Co и ^{60}Ni параметры обеих реакций весьма близки, в случае ядра ^{90}Zr величина максимума сечения реакции $(\gamma, 1n1p)$ оказывается

Таблица 3. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в единицах МэВ мбн), рассчитанные для оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{90}Zr в сравнении с экспериментальными данными [19]

Реакция	Оцененные данные	Эксперимент [19]
$E^{\text{инт}} = B2n = 21.3 \text{ МэВ}$		
(γ, xn)	820.29 ± 10.76	820.29 ± 9.4
(γ, sn)	820.29 ± 10.76	820.29 ± 9.4
$(\gamma, 1n)$	820.29 ± 10.76	820.29 ± 9.4
$E^{\text{инт}} = 27.0 \text{ МэВ}$		
(γ, xn)	1021.26 (13.32)	1021.26 (10.26)
(γ, sn)	960.65 (12.53)	965.07 (13.16)
$(\gamma, 1n)$	900.03 (11.68)	908.87 (13.18)
$(\gamma, 2n)$	60.61 (4.54)	56.2 (11.96)

Таблица 4. Сравнение энергетических положений $E^{\text{макс}}$ (МэВ) и амплитуд $\sigma^{\text{макс}}$ (мбн) максимумов сечений реакций $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$, рассчитанных в КМФЯР [24, 25]

Реакция	$(\gamma, 1n1p)$		$(\gamma, 2n)$	
	$E^{\text{макс}}$	$\sigma^{\text{макс}}$	$E^{\text{макс}}$	$\sigma^{\text{макс}}$
Ядро				
^{51}V	24.4	12.6	23.6	11.9
^{59}Co	21.8	19.4	23.4	15.4
^{60}Ni	31.0	7.7	24.0	7.8
^{90}Zr	28.0*	2.4*	24.0	14.2
^{127}I	23.0	4.4	18.6	72.7
^{165}Ho	21.5	9.6	16.7	145.4
^{181}Ta	34.6	1.1	16.2	193.0

* Данные, согласующиеся с результатами активационного эксперимента [23].

приблизительно в 6 раз меньше максимума сечения реакции $(\gamma, 2n)$ и к тому же располагается на 4 МэВ выше по энергии. Следует отметить, что результаты расчетов сечения реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, 1n1p)^{88}\text{Y}$ согласуются с результатами его определения в активационном эксперименте [23]. В обсуждаемой области энергий налетающих фотонов сечение этой реакции не превышает величины 5 мбн, тогда как сечение реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{88}\text{Zr}$ составляет порядка 20 мбн. Это подтверждает высказанные ранее предположения о том, что в случае обсуждаемого ядра ^{90}Zr реакция $(\gamma, 1n1p)$ играет весьма малую роль. Таким образом, в отсутствие заметного вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$ поправки, рассчитанные по статистической теории, позволяют достоверно определять сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$. Следует отметить, что такой вывод подтверждается и предварительными результатами исследования достоверности сечений парциальных реакций на ядрах ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta [29], в случаях которых вкладами сечения реакции $(\gamma, 1n1p)$ согласно результатам расчетов в КМФЯР также можно пренебречь (табл. 4).

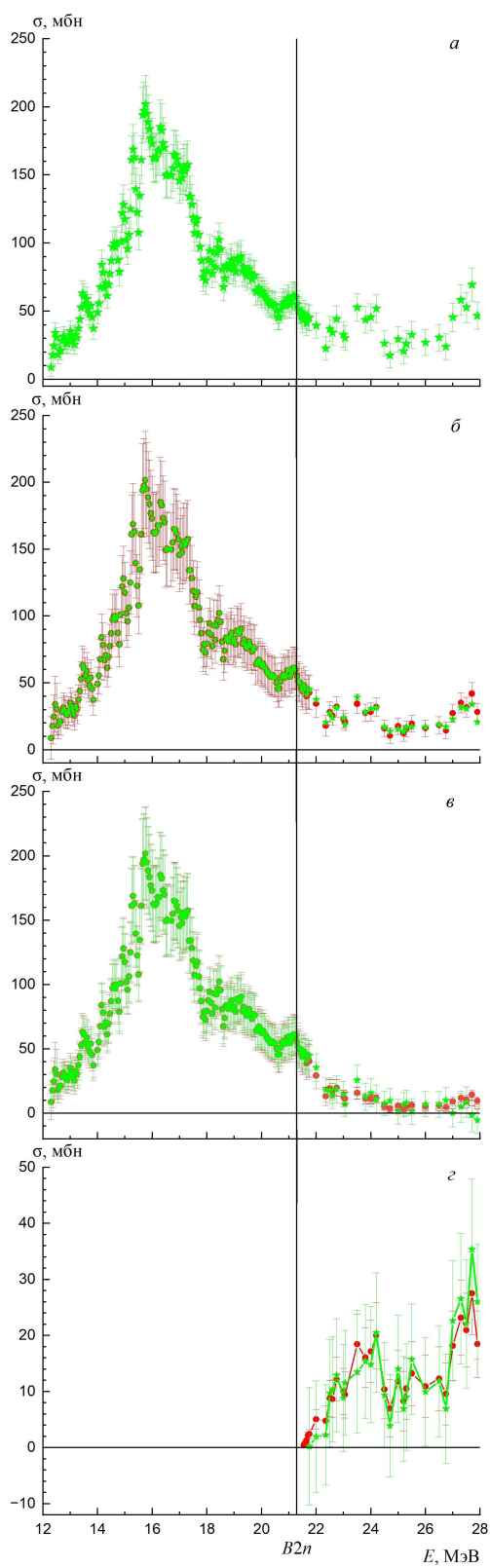


Рис. 4. Оцененные (кружки) и экспериментальные ([19] звезды) сечения реакций на ядре ^{90}Zr : *a* — $\sigma(\gamma, xn)$, *б* — $\sigma(\gamma, sn)$, *в* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *г* — $\sigma(\gamma, 2n)$.

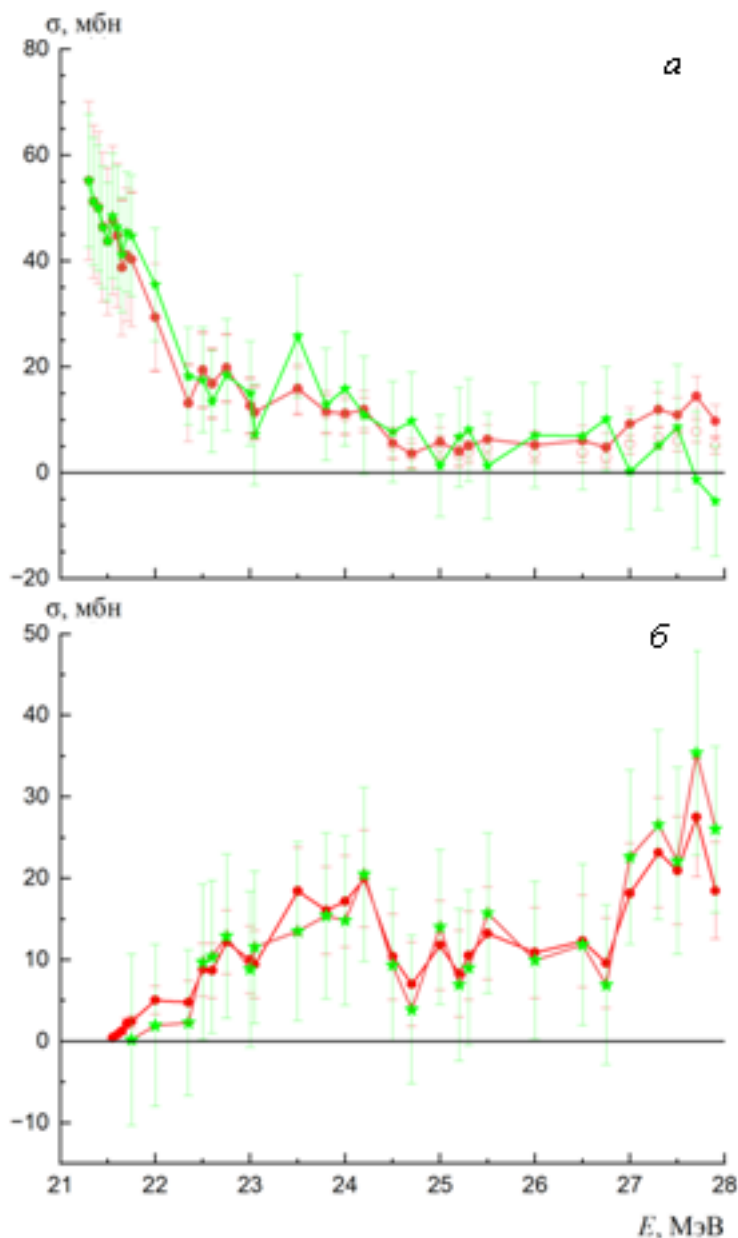


Рис. 5. Оцененные (кружки) и экспериментальные ([19] звезды) сечения реакций на ядре ^{90}Zr : *a* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *б* — $\sigma(\gamma, 2n)$ в области энергий, больших B_{2n} .

Сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [19], использованное в настоящей работе, имеет абсолютную величину, меньшую (рис. 1, табл. 2) по сравнению с величиной сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [17], использованного для выполненной ранее оценки [22]. Вследствие этого и сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, оцененные в настоящей работе, оказываются заметно меньшими (табл. 4) по сравнению с результатами предыдущих оценок [22]. Однако следует отметить, что предыдущие оценки были получены с использованием дополнительной нормировки теоретического сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ [24, 25] на экспериментальное сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [17], которая заключалась в небольшом увеличении теоретического сече-

ния (умножение на коэффициент 1.04), тогда как настоящие оценки получены с использованием умножения теоретического сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ на коэффициент 0.84. Таким образом, предыдущие и новые оценки могут количественно сравниваться с использованием умножения новых оценок на коэффициент $1.24 = 1.04 \times 1.0/0.84$. Величины интегральных сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученные таким образом и соответствующие близости сечений выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [19] и $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [17], приведены в табл. 5. Эти данные свидетельствуют о том, что, несмотря на очевидные расхождения по форме сечений $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ [19] и $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ [17], а также $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ [19] и $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ [17], соответствующие

Таблица 5. Сравнение величин интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ (в единицах МэВ мбн), рассчитанных для оцененных сечений реакций на изотопе ^{90}Zr при близких значениях $E^{\text{инт}}$

Реакция	Данные $\sigma^{\text{инт}}$ [19]	Данные $\sigma^{\text{инт}}$ [19] $\times 1.24$	Оценка $\sigma^{\text{инт}}$ [22] по данным [17]
	$E^{\text{инт}} = 27.0 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 27.8 \text{ МэВ}$
(γ, xn)	1021	1266	1309
$(\gamma, 1n)$	900	1116	1158
$(\gamma, 2n)$	61	76	71

интегральные сечения весьма близки друг к другу. Это означает, что экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций по данным о сечениях выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, полученных на пучках как квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [17], так и тормозного γ -излучения [19], приводит к практически идентичным по абсолютной величине сечениям парциальных реакций, удовлетворяющим физическим критериям достоверности данных. При этом расхождения по форме (по проявлению структурных особенностей) сечений парциальных реакций, оцененных в настоящей работе с использованием сечения выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [19], и сечений, оцененных ранее с использованием $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [17], обусловлены различиями достигнутого в экспериментах [17, 19] энергетического разрешения (см. разд. 2.3).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования позволяют сделать определенные выводы о достоверности сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{90}Zr , определенных в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения с помощью внесения в сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [19] поправок на их множественность, рассчитанных по статистической теории. Показано, что поправки такого типа в условиях отсутствия заметного вклада от реакции $(\gamma, 1n1p)$, описание которого требует отхода от чисто статистического описания процессов фоторасщепления ядра ^{90}Zr , позволяют получить экспериментальные данные по сечениям парциальных реакций, удовлетворяющие физическим критериям достоверности.

В оцененных сечениях реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, согласующихся с экспериментальными сечениями, наблюдаются отчетливо выраженные структурные особенности, соответствующие таким особенностям в экспериментальном сечении выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [19]. В связи с этим новые оцененные сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ по форме существенно отличаются от сечений реакций, оцененных ранее [22] с использованием сечения выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [17], в котором выраженные структурные особенности отсутствуют. Как отмечалось, такие расхождения по форме обусловлены различием энергетического разрешения, достигнутого в экспериментах [17, 19].

Поскольку использованные сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [17] и $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [19] по непо-

нятым причинам довольно заметно отличаются и по абсолютной величине, новые оцененные сечения парциальных реакций заметно отличаются по величине от сечений, оцененных ранее [22]. Однако при этом интегральные характеристики сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, оцененных с использованием сечений выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [17] и $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [19], согласованных по абсолютной величине, близки. Это свидетельствует о том, что экспериментально-теоретический метод оценки (8) приводит к близким достоверным сечениям парциальных реакций на ядре ^{90}Zr при использовании согласованных по абсолютной величине экспериментальных сечений выхода нейтронов, полученных в экспериментах как на пучке аннигиляционных фотонов [17], так и тормозного γ -излучения [19].

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.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Table **38**, 199 (1988).
2. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1999).
3. Nuclear Data Section Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), IAEA, <http://www-nds.iaea.org/exfor>
4. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами (Изд-во Моск. ун-та, Москва, 1979).
5. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (John Wiley & Sons, New York, 1952).
6. V. V. Varlamov and B. S. Ishkhanov, INDC(CCP)-433, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2002).
7. V. V. Varlamov, Phys. Part. Nucl. **50**, 637 (2019).
8. T. Kawano, Y. S. Cho, P. Dimitriou, D. Filipescu, N. Iwamoto, V. Plujko, X. Tao, H. Utsunomiya, V. Varlamov, R. Xu, R. Capote, I. Gheorghe, O. Gorbachenko, Y. L. Jin, T. Renström, M. Sin, et al., Nucl. Data Sheets **163**, 109 (2020).
9. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия

- 78, 2330206 (2023) [Moscow Univ. Phys. Bull. **78**, 303 (2023)].
10. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, М. Е. Степанов, Д. С. Руденко, Изв. РАН. Сер. физ. **67**, 1570 (2023) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **67**, 1733 (2023)].
 11. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ЯФ **67**, 2131 (2004) [Phys. At. Nucl. **67**, 2107 (2004)].
 12. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **85**, 237 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 316 (2022)].
 13. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **85**, 316 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 411 (2022)].
 14. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **58**, 123 (2022).
 15. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, И. А. Мостаков, В. Н. Орлин, ЯФ **86**, 532 (2023) [Phys. At. Nucl. **86**, 600 (2023)].
 16. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, Изв. РАН. Сер. физ. **87**, 1176 (2023) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **87**, 1188 (2023)].
 17. A. Lepretre, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. Veyssiere, and M. Sugawara, Nucl. Phys. A **175**, 609 (1971).
 18. B. L. Berman, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, M. A. Kelly, R. L. Bramblett, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **162**, 1098 (1967).
 19. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев, О. П. Шевченко, ЯФ **14**, 27 (1971) [Sov. J. Nucl. Phys. **14**, 16 (1972)].
 20. H. J. Askin, J. K. F. Allen, R. Hicks, R. J. Petty, and M. N. Thompson, Nucl. Phys. A **204**, 209 (1973).
 21. Г. П. Антропов, И. Е. Митрофанов, А. И. Прокофьев, Б. С. Русских, Изв. АН СССР. Сер. физ. **33**, 700 (1969) [Bull. Acad. Sci. USSR Phys. **33**, 645 (1969)].
 22. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **54**, 74 (2018).
 23. D. Brajnik, D. Jamnik, G. Kernel, M. Korun, U. Miklavzic, B. Pucelj, and A. Stanovnik, Phys. Rev. C **13**, 1852 (1976).
 24. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
 25. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 493 (2008)].
 26. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, Ученые записки физического факультета Моск. ун-та **3**, 2230501 (2022).
 27. 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)].
 28. 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)].
 29. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 1176 (2023) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **74**, 1188 (2023)].

PHOTONEUTRON REACTION CROSS SECTIONS FOR ^{90}Zr IN DIFFERENT EXPERIMENTS

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⁾Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia

Reliability of the data on partial photoneutron reactions on ^{90}Zr obtained in the experiment carried out on the beam of bremsstrahlung was investigated using the experimental-theoretical method for partial reaction cross section evaluation basing on objective physical criteria. It was found out that $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ reaction cross sections obtained using the corrections calculated via statistical theory to the neutron yield cross section $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ satisfy physical criteria of data reliability. The integrated characteristics of the cross sections of the reactions $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ in which the distinct structural features were obtained as well as in the experimentally measured neutron yield cross section $\sigma(\gamma, xn)$ agree with those of evaluated cross sections. This shows that information on ^{90}Zr partial reactions competition obtained using statistical theory satisfies physical criteria of data reliability. The evaluated reaction cross sections are compared in detail with analogous data obtained before using the results of experiments carried out on the beams of quasimonoenergetic annihilation photons.