

## ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ НА ЯДРЕ $^{51}\text{V}$ : СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И НОВЫЕ ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ

© 2021 г. В. В. Варламов<sup>1)\*</sup>, А. И. Давыдов<sup>2)</sup>, В. Н. Орлин<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 22.07.2020 г.; после доработки 22.07.2020 г.; принята к публикации 22.07.2020 г.

С помощью объективных физических критериев показано, что сечения парциальных фотонейтронных реакций на ядре  $^{51}\text{V}$ , полученные с использованием метода разделения фотонейтронов по множественности в основном в Ливерморе (США) и Сакле (Франция), не являются достоверными вследствие присутствия в них значительных систематических погрешностей. В рамках экспериментально-теоретического метода оценены новые сечения таких реакций, удовлетворяющие критериям достоверности данных. Детально проанализированы расхождения оцененных и экспериментальных сечений реакций. Установлено, что в случае относительно легкого ядра  $^{51}\text{V}$  основной причиной существенных систематических погрешностей процедуры идентификации нейтронов из реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$ , использованной в Ливерморе, является отсутствие учета роли реакции  $(\gamma, 1n1p)$ .

**DOI:** 10.31857/S0044002721030156

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из давних и широко известных специализированных проблем экспериментальных исследований фоторасщепления атомных ядер является причина существенных систематических расхождений между экспериментальными сечениями парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , полученными в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности [1–3]. Для 19 ядер ( $^{51}\text{V}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ), исследованных в обеих лабораториях, было установлено [4–6], что, несмотря на значительный разброс данных, как правило, сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  имеют заметно большие (до 100%) величины в Сакле, тогда как сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  — напротив, в Ливерморе. Средние значения соответствующих интегральных сечений для рассматриваемых реакций существенно различаются:  $\langle R(n) \rangle = \langle \sigma_{\text{Сакле}}^{\text{инт}}(\gamma, 1n) / \sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{инт}}(\gamma, 1n) \rangle = 1.08$ ,

$$\langle R(2n) \rangle = \langle \sigma_{\text{Сакле}}^{\text{инт}}(\gamma, 2n) / \sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{инт}}(\gamma, 2n) \rangle = 0.83.$$

Поскольку при таких больших систематических погрешностях, намного превышающих достигнутые статистические точности ( $\sim 5$ – $10\%$ ), неясно, какие именно сечения являются достоверными и могут (должны!) применяться в исследованиях и приложениях, экспериментальные сечения парциальных реакций для большого числа ядер ( $^{59}\text{Co}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{80}\text{Se}$ ,  $^{90-94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{112-124}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{186-192}\text{Os}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  и некоторые другие) были проанализированы с использованием объективных физических критериев достоверности данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций. В качестве таких критериев были предложены [7–9] следующие:

– отношения сечений конкретных парциальных реакций  $\sigma(\gamma, in)$  к сечению реакции выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$

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

полученные по экспериментальным данным,  $F_i^{\text{эксп}}$ , в соответствии с определением не должны превышать значений 1.00, 0.50, 0.33 соответственно для  $i = 1, 2$  и  $3$ ;

– отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  (и соответствующие им сечения парциальных реакций) определенно должны быть положительными;

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

<sup>2)</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

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

– отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  не должны заметно отличаться от значений  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитываемых в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [10, 11].

Значения  $F_i^{\text{эксп}}$ , не удовлетворяющие хотя бы одному из предложенных критериев, свидетельствуют о том, что сечения парциальных реакций получены с существенными систематическими погрешностями и вследствие этого не могут считаться достоверными.

На основании анализа значений  $F_i^{\text{эксп}}$  для большого количества указанных выше ядер было установлено, что во многих случаях экспериментальные сечения парциальных реакций, полученные как в Ливерморе, так и в Сакле, не являются достоверными. Во многих сечениях либо присутствуют физически запрещенные отрицательные значения, либо значения  $F_i^{\text{эксп}}$  заметно превышают указанные выше физические пределы или существенно отличаются от значений  $F_i^{\text{теор}}$  [5–9, 12–21].

Для оценки того, как могут выглядеть сечения парциальных реакций при достаточно достоверных сечениях реакции выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$  [2], был предложен [7] экспериментально-теоретический метод, в котором сечения парциальных реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности, определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) &= F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \\ &= [\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)] \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \end{aligned} \quad (2)$$

т.е. практически не зависят от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности, поскольку сечения реакции выхода  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  зависят от проблем множественности весьма слабо, так как включают в себя нейтроны, образующиеся во всех парциальных реакциях, а отношения  $F_i^{\text{теор}}$  от этих проблем полностью не зависят [4–6].

Было установлено [5–9, 12–21], что в большинстве случаев экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные и в Ливерморе и в Сакле, существенно отличаются от оцененных сечений. Было показано, что расхождения обусловлены систематическими погрешностями процедуры экспериментальной идентификации принадлежности регистрируемых нейтронов реакциям  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  в использовавшемся методе разделения нейтронов по множественности, предусматривающем определение множественности детектируемого нейтрона по его измеряемой кинетической энергии. Были сделаны выводы о том, что такие систематические погрешности могут иметь несколько разных причин, определенным образом связанных с особенностями спектров нейтронов, образующихся в разных реакциях,

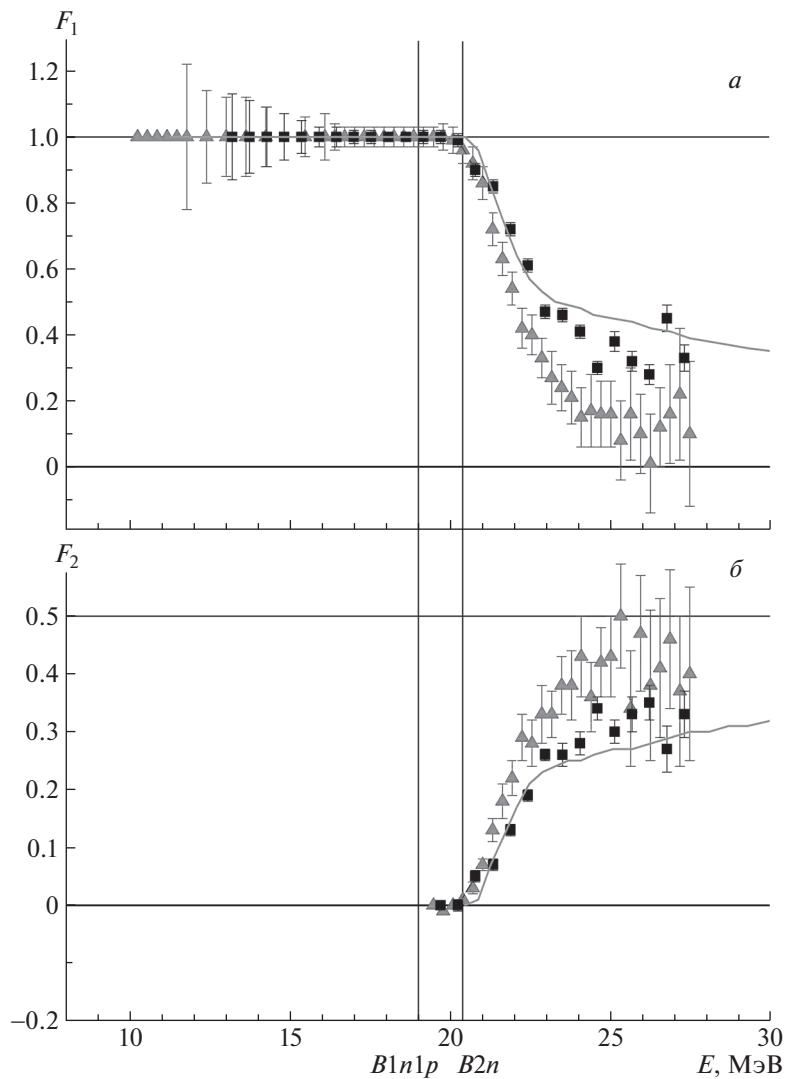
и использованных нейтронных детекторов [8, 22], а также с некоторыми техническими проблемами экспериментов Ливермора.

Кроме того, было установлено, что в случаях некоторых ядер, прежде всего,  $^{75}\text{As}$  [9],  $^{127}\text{I}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  [13],  $^{208}\text{Pb}$ , дополнительно наблюдаются систематические расхождения результатов экспериментов в Ливерморе и Сакле, имеющие совершенно иную причину. В случаях этих ядер обнаружены существенные расхождения между данными Ливермора и Сакле (а также и данными, оцененными с помощью экспериментально-теоретического метода) не только для сечений парциальных реакций, но и для сечения реакции выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  и сечения полной фотонейтронной реакции

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, Sn) &= \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) + \\ &+ \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) + \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 3n) \end{aligned} \quad (3)$$

даже в области малых энергий (до порога  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$ ), в которой имеются нейтроны только из реакции  $(\gamma, 1n)$ , проблемы множественности нейтронов отсутствуют, и сечения  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  и  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, Sn)$  должны быть идентичными. Было показано, что расхождения в десятки процентов величины могут быть объяснены только техническими проблемами экспериментов Ливермора для этих ядер, в результате которых значительная часть нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$  была потеряна.

Еще одна разновидность причин обсуждаемых систематических расхождений результатов разных экспериментов была установлена [21] в случае относительно легкого ядра  $^{59}\text{Co}$ , для которого были выполнены два эксперимента в Ливерморе — ранний [23] и более поздний [24], в которых реализации метода разделения нейтронов по множественности существенно различались. В эксперименте [23] идентификация множественности нейтрона существенно зависела от места его детектирования в объеме детектора, а в эксперименте [24] эта зависимость была в значительной степени ослаблена. На основании детального анализа расхождений между экспериментальными и оцененными сечениями реакций было показано [21], что в случае ядра  $^{59}\text{Co}$  основную роль играет отсутствие в раннем эксперименте [23] учета вклада реакции  $(\gamma, 1n1p)$ . Согласно результатам расчетов в рамках КМФЯР в случаях относительно легких ядер сечение этой фотопротонной реакции и по величине и по энергетическому положению оказывается весьма близким к сечению реакции  $(\gamma, 2n)$ . Это очень важное обстоятельство, поскольку во всех экспериментах Ливермора и Сакле вследствие прямой регистрации нейтрона фактически изучалась сумма реакций  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ . Распределение энергии

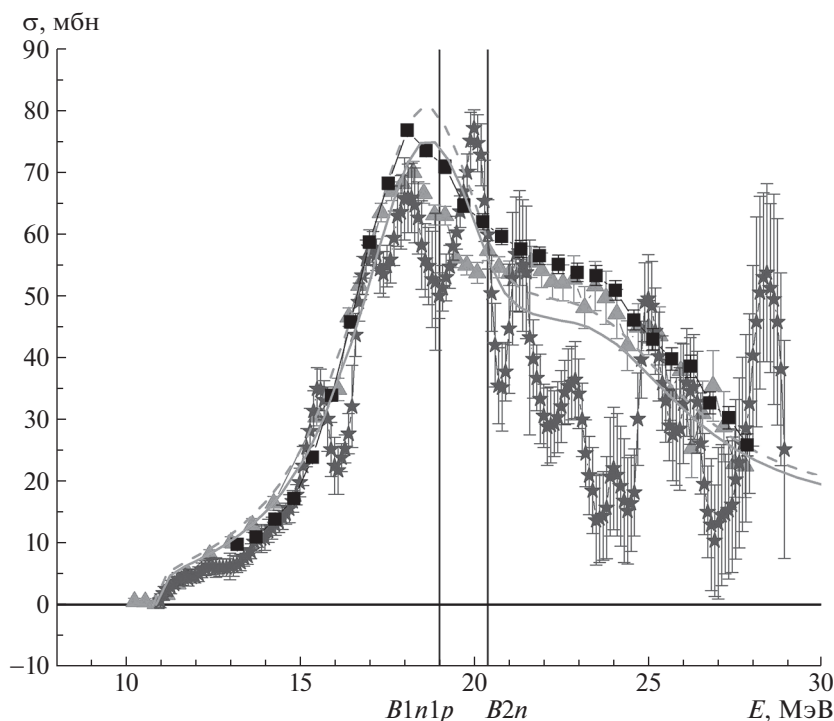


**Рис. 1.** Отношения  $F_1^{\text{эксп}}$  и  $F_2^{\text{эксп}}$ , полученные для ядра  $^{51}\text{V}$  с использованием экспериментальных данных Ливермора ([23], треугольники) и Сакле ([25], квадраты), в сравнении с результатами расчетов  $F_{1,2}^{\text{теор}}$  (КМФЯР [10, 11], кривые).

возбуждения исследованного ядра между нейтроном и протоном в двухнуклонной реакции ( $\gamma, 1n1p$ ) происходит приблизительно так же, как и между двумя нейтронами в двухнейтронной реакции ( $\gamma, 2n$ ), однако в первой из них множественность нейтрона равна 1, а во второй — 2. Присутствие в случае относительно легких ядер в фотонейтронных реакциях заметного количества нейтронов с малыми энергиями, но с множественностью 1 вносило дополнительную неопределенность в процесс идентификации множественности нейтрона по его энергии.

Вследствие такой причины проблема систематических погрешностей сечений парциальных фотонейтронных реакций на относительно легком ядре  $^{51}\text{V}$  представляет большой интерес, особенно в

сравнении с результатами исследования этих реакций на ядре  $^{59}\text{Co}$  [23]. К тому же в случае ядра  $^{51}\text{V}$ , в отличие от случая для ядра  $^{59}\text{Co}$ , для которого имелись лишь результаты двух экспериментов Ливермора, имеется и результат эксперимента Сакле [25], а также и сечение реакции выхода нейтронов, полученное на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения [26]. Настоящее исследование посвящено получению с помощью экспериментально-теоретического метода, основанного на использовании объективных физических критериев достоверности данных, новых сечений парциальных фотонейтронных реакций на ядре  $^{51}\text{V}$ , наиболее легком из 19 упомянутых выше ядер, и детальному обсуждению причин расхождений оцененных и экспериментальных сечений реакций, полученных в разных экспериментах.



**Рис. 2.** Сравнение экспериментальных ([23] — треугольники, [25] — квадраты, [26] — звезды) сечений реакции выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  для ядра  $^{51}\text{V}$  с сечением  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ , рассчитанным в рамках КМФЯР [10, 11], — кривые. Кривые: штриховая — данные до, сплошная — данные после дополнительной коррекции (см. далее).

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ $^{51}\text{V}$ И ОБЪЕКТИВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ ДОСТОВЕРНОСТИ ДАННЫХ

Как отмечалось во Введении, в качестве объективных физических критериев достоверности данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций были предложены [7] отношения  $F_i$  (1) сечений определенных парциальных реакций  $\sigma(\gamma, in)$  к сечению реакции выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ . Поскольку энергетические пороги  $B1n1p$  и  $B2n$  реакций  $^{51}\text{V}(\gamma, 1n1p)^{49}\text{Ti}$  и  $^{51}\text{V}(\gamma, 2n)^{49}\text{V}$  очень близки, соответственно равны 19.0 и 20.4 МэВ, в обсуждаемой области энергий налетающих фотонов до  $\sim 30.0$  МэВ должны быть учтены соотношения между обеими реакциями. Так как порог  $B1n1p$  относительно низок, во всей области сравнения данных для реакции с вылетом одного и двух нейтронов для первой из них далее будет использоваться обозначение “ $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ ”.

Сравнение отношений  $F_1^{\text{эксп}}$  и  $F_2^{\text{эксп}}$ , полученных соответственно для реакций  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$  на ядре  $^{51}\text{V}$  с использованием экспериментальных данных Ливермора [22] и Сакле [25], с рассчитанными отношениями  $F_{1,2}^{\text{теор}}$  [10, 11] представлено на рис. 1. Видно, что, несмотря на то

что отношения  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$  не содержат физически запрещенных отрицательных значений или значений, превышающих соответствующие физически обусловленные верхние пределы (соответственно 1.00 и 0.50), отношения  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ , полученные по данным как Ливермора, так и Сакле, существенно отличаются от отношений  $F_{1,2}^{\text{теор}}$ , рассчитанных в КМФЯР [10, 11], причем для данных Ливермора расхождения  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$  и  $F_{1,2}^{\text{теор}}$  весьма велики. Как отмечалось ранее, расхождения между теоретическими и экспериментальными данными для отношений  $F$  являются свидетельством того, что к достоверности экспериментальных данных могут предъявляться определенные претензии, весьма серьезные в случае данных Ливермора [23].

## 3. ОЦЕНКА НОВЫХ ДОСТОВЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА

С целью преодоления проблем систематических расхождений данных по сечениям парциальных реакций, полученных в разных экспериментах, был использован экспериментально-теоретический метод [7] оценки сечений таких реакций (2), свободный от погрешностей экспериментального метода

**Таблица 1.** Экспериментальные [23, 25, 26] и теоретические [10, 11] интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в МэВ мбн) и центры тяжести  $E^{\text{ц.г.}}$  (в МэВ) реакции выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$  для ядра  $^{51}\text{V}$  (рассчитанные до энергии  $E^{\text{инт}} = B2n = 20.39$  МэВ)

	$\sigma^{\text{инт}}$	$E^{\text{ц.г.}}$
Эксперимент НИИЯФ МГУ, Москва [26]	$293.80 \pm 2.43$	$17.84 \pm 0.61$
Эксперимент Ливермора [23]	$316.67 \pm 1.92$	$17.62 \pm 0.41$
Эксперимент Сакле [25]	$330.43 \pm 1.37$	$17.80 \pm 0.29$
Расчеты в КМФЯР [11, 12] до корректировки	$354.34 \pm 6.58$	$17.72 \pm 1.39$
Расчеты в КМФЯР после корректировки	$327.34 \pm 6.08$	$17.75 \pm 1.39$

**Таблица 2.** Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в МэВ мбн) оцененных сечений полной и парциальных фотонейтронных реакций на ядре  $^{51}\text{V}$  и экспериментальных сечений [23, 25], рассчитанные до энергии  $E^{\text{инт}} = 27.30$  МэВ

Реакция	Ливермор [23]	Сакле [25]	Оценка
$(\gamma, xn)^*$	$629.36 \pm 4.44$	$663.92 \pm 2.59$	$651.62 \pm 8.00$
$(\gamma, Sn)$	$532.67 \pm 4.36$	$588.56 \pm 2.58$	$587.17 \pm 7.54$
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$	$434.29 \pm 4.50$	$513.26 \pm 2.15$	$522.73 \pm 7.40$
$(\gamma, 2n)$	$96.66 \pm 2.59$	$75.30 \pm 1.42$	$64.45 \pm 1.47$

\* Экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$  [25], использованное в процедуре оценки (2).

разделения нейтронов по множественности. Новые достоверные оцененные сечения были получены с использованием экспериментальных сечений реакции выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  и отношений  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанных в КМФЯР [10, 11] для большого количества ядер [5–9, 12–21].

Как отмечалось выше, в случае ядра  $^{51}\text{V}$  данные по сечению реакции выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  были определены в трех экспериментах [23, 25, 26]. Для выбора среди них наиболее подходящего для использования в процедуре оценки (2) в рамках экспериментально-теоретического метода все три экспериментальных сечения сравнивались (рис. 2) с результатами расчетов в рамках КМФЯР [10, 11]. Соответствующие данные для интегральных сечений и центров тяжести сравниваемых сечений приведены в табл. 1. Видно, что сечение  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ , рассчитанное в КМФЯР, существенно отличается от результата эксперимента, выполненного в НИИЯФ МГУ на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения, в целом согласуется с результатами экспериментов Ливермора и Сакле, тем не менее оказываясь гораздо ближе к последнему. Именно по этой причине сечение реакции выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ , полученное в Сакле [25], было в дальнейшем использовано в процедуре (2) оценки сечений в рамках экспериментально-теоретического метода. Поскольку сечение [26] существенно отличается от

остальных экспериментальных [23, 25] сечений и теоретического сечения, оно в дальнейшем не использовалось.

Несмотря на то, что экспериментальное [25] и теоретическое [10, 11] сечения реакции выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$  достаточно близки, последнее дополнительно слегка корректировалось для достижения еще лучшего согласия. С использованием данных, приведенных в табл. 2,  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$  было сдвинуто в сторону меньших энергий на величину 0.08 МэВ (17.80 МэВ–17.72 МэВ) и умножено на коэффициент 0.93 (330.43/354.34). Соответствующие изменения, связанным с такой корректировкой, отношения  $F_i^{\text{теор}}$  были использованы в процедуре оценки (2) для получения новых сечений парциальных реакций  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n1p)$  и  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$ . В результате их суммирования, аналогичного суммированию (3), было получено также оцененное сечение полной фотонейтронной реакции (4) (см. ниже).

Все оцененные сечения реакций для ядра  $^{51}\text{V}$  в сравнении с экспериментальными данными Сакле и Ливермора представлены на рис. 3. Соответствующие значения интегральных сечений реакций приведены в табл. 2. Данные рис. 3 и табл. 2 свидетельствуют о том, что:

– в Сакле [25] интегральное сечение  $\sigma^{\text{инт}}$  для реакции  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ , рассчитанное по дан-

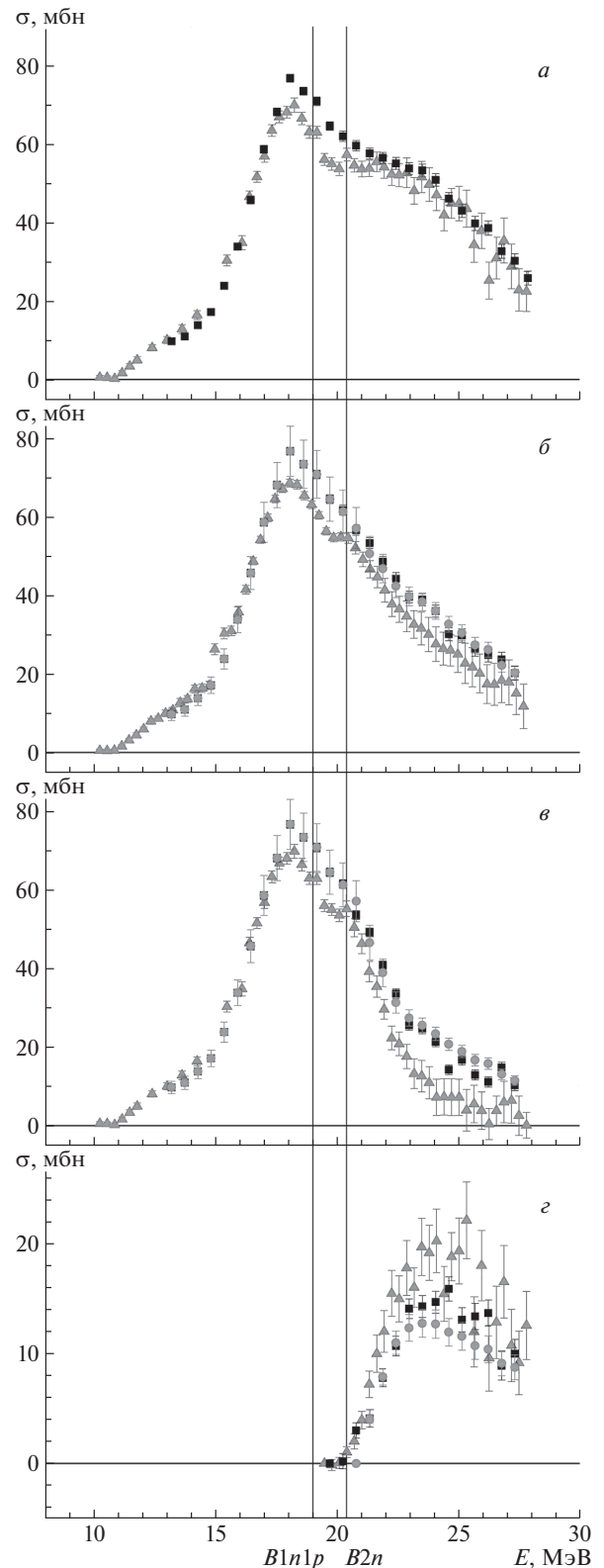
ным эксперимента, имеет величину, на 1.8% (513.26 против 522.73 МэВ мбн) меньшую по сравнению с величиной  $\sigma^{\text{инт}}$  для оцененного сечения, тогда как для реакции  $(\gamma, 2n)$ , напротив, величину, на 16.8% (75.30 против 64.45 МэВ мбн) большую по сравнению с величиной  $\sigma^{\text{инт}}$  для оцененного сечения;

– в Ливерморе [23]  $\sigma^{\text{инт}}$  для реакции  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ , рассчитанное по данным эксперимента, имеет величину, на 20.4% (434.29 — 522.73 МэВ мбн) меньшую по сравнению с величиной  $\sigma^{\text{инт}}$  для оцененного сечения, тогда как для реакции  $(\gamma, 2n)$ , напротив, имеет величину, на 50.0% (96.66 вместо 64.45 МэВ мбн) большую по сравнению с величиной  $\sigma^{\text{инт}}$  для оцененного сечения.

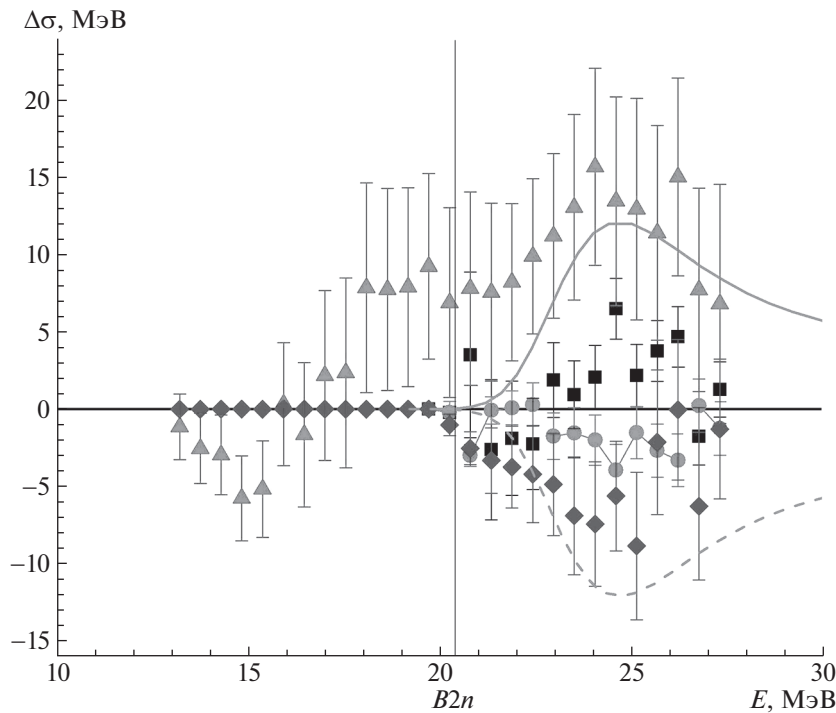
Обнаруженные значительные расхождения (занижение экспериментального сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  и завышение экспериментального сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  по сравнению с соответствующими оцененными сечениями) являются типичными [5–9, 12–21] для данных Ливермора. Именно такие расхождения наблюдались в случаях большого количества среднетяжелых ядер, исследованных ранее. Их основной причиной является недостоверное перемещение части нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$  в сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  вследствие определенных конструктивных особенностей детектора нейтронов, которые будут описаны ниже.

Следует особо отметить, что наблюдаемые аналогичные (занижение экспериментального сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  и завышение экспериментального сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  по сравнению с соответствующими оцененными сечениями), хотя и незначительные расхождения, типичные для данных Ливермора, для данных Сакле являются нетипичными. Это свидетельствует о том, что в случае ядра  $^{51}\text{V}$  наряду с традиционным недостоверным завышением сечения реакции  $(\gamma, 1n)$ , вызванным описанными ниже особенностями детектора нейтронов, присутствует и нетрадиционное и более сильное завышение сечения реакции  $(\gamma, 2n)$ , связанное с появлением дополнительного количества нейтронов с малыми энергиями, которые отсутствовали в случаях среднетяжелых ядер. С учетом приведенных выше данных обо всех возможных в исследуемой области энергий фотонов парциальных фотонейтронных реакциях, а также о реакции выхода нейтронов следует сделать вывод о том, что источником таких нейтронов может служить лишь фотопротонная реакция  $(\gamma, 1n1p)$ , вклад которой, как отмечалось выше, в экспериментах Ливермора и Сакле не учитывался.

С целью детального исследования всех причин обнаруженных расхождений между экспериментальными и оцененными сечениями парциальных реакций для ядра  $^{51}\text{V}$  отдельно для реакций



**Рис. 3.** Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных ([23] — треугольники, [25] — квадраты) сечений реакций на ядре  $^{51}\text{V}$ . *a* —  $\sigma(\gamma, xn)$ , *б* —  $\sigma(\gamma, Sn)$ , *в* —  $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$ , *г* —  $\sigma(\gamma, 2n)$ .



**Рис. 4.** Сравнение разностей  $\Delta\sigma$  (4) между оцененными и экспериментальными сечениями реакций  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$  для  $^{51}\text{V}$ . Символы: треугольники — реакция  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ , ромбы — реакция  $(\gamma, 2n)$ , данные Ливермора [23]; квадраты — реакция  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ , кружки — реакция  $(\gamma, 2n)$ , данные Сакле [25]. Обе кривые: реакция  $(\gamma, 1n1p)$ , расчетные данные КМФЯР [11, 12].

$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$  были получены разности

$$\Delta\sigma = \sigma^{\text{оцен}} - \sigma^{\text{эксп}}. \quad (4)$$

Эти разности представлены на рис. 4 в сравнении с сечением  $\sigma(\gamma, 1n1p)$ , рассчитанным в КМФЯР [10, 11]. Такое сравнение сделано в связи с тем, что результаты таких расчетов свидетельствуют о том, что характеристики этого сечения весьма близки к характеристикам сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$ . Так, максимум  $\sigma(\gamma, 1n1p)$  с величиной 12.03 мбн расположен при энергии фотонов  $E_\gamma = 24.4$  МэВ, а максимум  $\sigma(\gamma, 2n)$  с величиной 11.93 мбн — при энергии  $E_\gamma = 23.6$  МэВ.

Из данных рис. 4 видно, что разности  $\Delta\sigma$  (4), полученные для данных Сакле и Ливермора, различаются существенным образом. В Сакле в области энергий, больших  $B2n$ , сечение реакции с одним нейтроном оказывается на величину  $\sim 4-6$  мбн меньшей, а сечение реакции с двумя нейтронами на величину  $\sim 2-3$  мбн большей по сравнению с соответствующими оцененными сечениями. Таким образом, разности  $\Delta\sigma[(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)]$  и  $\Delta\sigma(\gamma, 2n)$  не выглядят друг относительно друга как “отражения в зеркале”, как это наблюдалось в тех случаях среднетяжелых ядер [5–9, 12–21], когда расхождения между сечениями реакций с одним и

двумя нейтронами интерпретировались как результат недостоверного перемещения части нейтронов из реакции  $(\gamma, 2n)$  в реакцию  $(\gamma, 1n)$ . Такое соотношение полученных разностей свидетельствует о том, что в случае относительно легкого ядра  $^{51}\text{V}$  наряду с традиционным недостоверным завышением некоторого количества нейтронов в канале  $1n$  проявляется более существенное недостоверное завышение количества нейтронов в канале  $2n$ . Как уже отмечалось выше, дополнительные нейтроны с малой энергией, близкой к энергии нейтронов из реакции  $(\gamma, 2n)$ , в исследуемой области энергий фотонов могут образовываться только в реакции  $(\gamma, 1n1p)$ . Поскольку при этом они имеют множественность не 2, а 1, это может приводить к возрастанию систематических погрешностей статистического анализа событий с числом нейтронов 1 и 2, использовавшегося для разделения реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ .

В случае данных Ливермора [23] реакция  $(\gamma, 1n1p)$  играет еще более существенную роль. Согласно данным рис. 3, 4 и табл. 2 при энергиях  $E_\gamma > B2n$  разности  $\Delta\sigma$  (4) для реакций  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$  имеют значения около 10–15 мбн, т.е. в 2.5–3.0 раза большие, чем разности для данных Сакле. При этом разности для обеих реакций по абсолютной величине весьма близки

к сечению реакции  $(\gamma, 1n1p)$ , рассчитанному в КМФЯР. Это дополнительно свидетельствует о том, что большинство нейтронов, недостоверно приписываемых реакции  $(\gamma, 2n)$ , принадлежат не реакции  $(\gamma, 1n)$ , а реакции  $(\gamma, 1n1p)$ .

Эта роль реакции  $(\gamma, 1n1p)$  наглядно подтверждается приведенными на рис. 5 данными для дополнительных разностей

$$\Delta\sigma_{1n1p} = \sigma^{\text{оцен}} - \sigma^{\text{экс}} - \sigma_{1n1p}^{\text{теор}}, \quad (5)$$

полученных после вычитания соответствующих вкладов реакции  $(\gamma, 1n1p)$ , рассчитанных в КМФЯР. Хорошо видно, что в области энергий  $E > B2n$  после вычитания вклада реакции  $(\gamma, 1n1p)$  расхождения между оцененными и экспериментальными данными Ливермора в случае реакции  $(\gamma, 1n)$  значительно (от величин  $\sim 15$  мбн до величин  $\sim 5$  мбн) уменьшаются. В случае реакции  $(\gamma, 2n)$  разности  $\Delta\sigma_{1n1p}$  (5) не только также существенно изменяются, но и меняют свой знак (от значений  $\sim -6$  мбн до значений  $\sim +6$  мбн). При этом и те и другие разности  $\Delta\sigma_{1n1p}$  (5), полученные по данным Ливермора, становятся весьма близкими к соответствующим разностям  $\Delta\sigma$  (4), полученным по данным Сакле для реакции  $(\gamma, 1n)$ , для которых, как отмечалось ранее, реакция  $(\gamma, 1n1p)$  играет существенно меньшую роль.

Такая ситуация с данными для ядра  $^{51}\text{V}$  весьма близка к ситуации для ядра  $^{59}\text{Co}$ , исследованного в том же эксперименте Ливермора [23], которая кратко описывалась выше. На основании результатов детального сравнения данных для ядра  $^{59}\text{Co}$ , полученных в эксперименте Ливермора [23, 24], было показано [21], что значительные расхождения между экспериментальными [23] и оцененными сечениями парциальных реакций обусловлены именно недостоверным завышением сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  вследствие присутствия заметного количества нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n1p)$ .

Таким образом, может быть сделано заключение о том, что в эксперименте Ливермора [23] для обоих ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  основной причиной недостоверного распределения нейтронов между каналами  $1n$  и  $2n$  являются погрешности в идентификации принадлежности нейтронов не к реакциям  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , а к реакциям  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 1n1p)$  [5–9, 12–21].

Дополнительно следует отметить, что в случае данных Ливермора для ядра  $^{51}\text{V}$  наблюдаются (рис. 3) относительно большие (около 5–7 мбн) разности (4) в области энергий до порога  $B2n = 20.39$  МэВ реакции  $(\gamma, 2n)$ , в которой присутствуют нейтроны только из реакции  $(\gamma, 1n)$ , и обсуждаемые проблемы множественности нейтронов отсутствуют. Как отмечалось выше, при детальных исследованиях похожих ситуаций в случаях ядер

$^{75}\text{As}$  [9],  $^{127}\text{I}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  [13] и  $^{208}\text{Pb}$  было показано, что это может быть следствием проявления в экспериментах систематических погрешностей иного рода, не связанных с недостоверным определением множественности нейтронов, а именно с потерей некоторого количества нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$ . Следует обратить внимание на то обстоятельство, что, как и в случаях ядер  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , возможное устранение выявленных расхождений в области энергий до  $B2n = 20.39$  МэВ для данных по реакции  $(\gamma, 1n)$  с использованием простой нормализации, естественно, приводит к существенному возрастанию расхождений между значениями  $\sigma^{\text{инт}}$  для реакции  $(\gamma, 2n)$ . В случае ядра  $^{51}\text{V}$  согласно данным табл. 2 такая нормализация (умножение на коэффициент 1.18 (522.73/439.29)), естественно, сближает значения  $\sigma^{\text{инт}}$  для реакции  $(\gamma, 1n)$ , однако вместе с тем также естественно приводит к существенному возрастанию расхождений между  $\sigma^{\text{инт}}$  для реакции  $(\gamma, 2n)$  — 114.06 вместо 96.6 МэВ мбн по сравнению с 64.45 МэВ мбн. Все сказанное свидетельствует о том, что сомнения в достоверности данных, полученных в эксперименте Ливермора [23], являются очень серьезными.

При этом остается неясным, почему реакция  $(\gamma, 1n1p)$  играет большую роль в экспериментах Ливермора [23] для ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ , но относительно небольшую роль в эксперименте Сакле для ядра  $^{51}\text{V}$  [25], хотя в обеих лабораториях для исследования парциальных реакций используется метод разделения нейтронов по множественности. По-видимому, эти различия связаны не с методом определения множественности нейтронов по их энергии, а с особенностями систем регистрации нейтронов разных энергий, которые в Сакле и Ливерморе различаются.

#### 4. ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ В САКЛЕ И ЛИВЕРМОРЕ

Как отмечалось выше, основу систем регистрации нейтронов, использовавшихся в Сакле и Ливерморе, составляли детекторы нейтронов типа “slowing-down”, в которых между короткими импульсами линейного электронного ускорителя специальными счетчиками осуществлялся подсчет нейтронов из исследуемых реакций, замедленных до тепловых энергий, однако методы регистрации нейтронов различались.

В Сакле [23] фотонейтроны детектировались скинтиллятором (N.E. 223) большого объема (250 л, сфера диаметром 1 м), обогащенным ядрами гадолиния  $^{160}\text{Gd}$ , который одновременно служил и замедлителем нейтронов [27]. Для регистрации всплеск событий захвата тепловых нейтронов





эффективности детектора нейтронов определялись с помощью техники “кольцевых отношений” для каждой множественности и каждого значения данных. При такой конструкции детектора имеется определенная возможность недоверенного завышения вклада реакции  $(\gamma, 2n)$  по сравнению с вкладом реакции  $(\gamma, 1n)$ , что, собственно, представляет собой перемещение части нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$  в реакцию  $(\gamma, 2n)$ . Это обусловлено тем, что некоторое количество нейтронов относительно больших энергий, образующихся предпочтительно в реакции  $(\gamma, 1n)$  и не имеющих достаточного времени для замедления до тепловых энергий на пути к внутренним кольцам счетчиков, которые должны захватываться счетчиками внешних колец, вследствие процессов многократного рассеяния имеет некоторую вероятность возвращаться к внутренним кольцам счетчиков. Приведенная к эффективности  $4\pi$ -детектора эффективность регистрации события “единственного” нейтрона составляла  $\sim 0.17$ , т.е. была значительно ниже эффективности детектора Сакле. При этом во многих случаях эффективность детектора была недостаточной для регистрации “тройных” событий. Именно с этим может быть связано то, что для нескольких ядер (например,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ) сечения реакции  $(\gamma, 3n)$  были получены в Сакле, но не были получены в Ливерморе.

Таким образом, главной причиной обнаруженных систематических расхождений между результатами экспериментов в Ливерморе и Сакле является недоверенное завышение некоторого количества нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$  в Сакле и, напротив, из реакции  $(\gamma, 2n)$  в Ливерморе. Именно такие особенности систем детектирования нейтронов в Сакле и Ливерморе являются причинами наблюдаемых типичных систематических расхождений между сечениями реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ .

Обнаруженные в случаях ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  нетипичные расхождения между сечениями реакций  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$  очевидно связаны с присутствием заметного количества нейтронов с относительно малыми энергиями, источником которых может быть лишь реакция  $(\gamma, 1n1p)$ . Как отмечалось выше, в Сакле события с разными количествами нейтронов с достаточно высокой эффективностью регистрировались по всему объему детектора независимо от места захвата нейтронов ядрами гадолиния. Присутствие дополнительного количества нейтронов малых энергий с множественностью 1 вносило дополнительную неопределенность в процесс идентификации множественности нейтрона по его энергии с использованием соответствующего статистического анализа и приводило к обнаруженным нетипичным систематическим расхождениям между экспериментальными и оцененными сечениями парциальных реакций.

В Ливерморе реакция  $(\gamma, 1n1p)$  играла существенно более важную роль. Это связано с такой конструктивной особенностью нейтронного детектора, как зависимость определяемой множественности нейтронов не только от их энергии, но и от места регистрации. Поскольку весь рабочий объем детектора был разделен кольцами счетчиков на несколько частей с разными количествами парафинового замедлителя, процесс детектирования нейтрона зависел от места регистрации. Нейтроны с большей энергией, предположительно из реакции  $(\gamma, 1n)$ , должны были регистрироваться преимущественно внешними кольцами, а нейтроны с относительно меньшей энергией из реакций  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 1n1p)$  — внутренними.

Дополнительные нейтроны с относительно небольшими энергиями из реакции  $(\gamma, 1n1p)$  вблизи внутренних колец счетчиков должны были приводить к существенному возрастанию систематических погрешностей соответствующего статистического анализа зарегистрированных событий. Таким образом, расхождения между экспериментальными [23] и оцененными сечениями парциальных реакций для ядра  $^{51}\text{V}$  могли быть обусловлены погрешностями интерпретации не только (и не столько) принадлежности нейтронов к реакциям  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , сколько их принадлежности к реакциям  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 1n1p)$ .

Метод “кольцевых отношений”, в определенной степени, позволял анализировать зависимость энергии нейтронов (а следовательно, и их множественности) от толщины парафинового замедлителя между кольцами счетчиков [27–29] и тем самым снижать зависимость определяемой множественности нейтронов от места их регистрации. Средние энергии нейтронов из событий с одним, двумя и тремя нейтронами определялись для каждой точки данных, а в зависимости от этих энергий изменялись отношения чисел нейтронов, регистрируемых во внешних кольцах, к числам нейтронов, регистрируемых внутренними кольцами. И хотя эффективность детектора Ливермора не была такой высокой, как у детектора Сакле, что делало процесс определения множественности нейтронов в Ливерморе менее достоверным, использование метода “кольцевых отношений” в определенной степени этот недостаток компенсировало [22].

Важно отметить, что такая особенность детектора Ливермора позволяет объяснить расхождения результатов раннего [23] и позднего [24] экспериментов Ливермора для ядра  $^{59}\text{Co}$ . В позднем эксперименте [24] использование описанного выше метода “кольцевых отношений” позволило снизить влияние реакции  $(\gamma, 1n1p)$  на величину сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  для ядра  $^{59}\text{Co}$ . Так, расхождение

между оцененным сечением реакции  $(\gamma, 2n)$  и экспериментальным сечением, полученным с использованием метода “кольцевых отношений”, оказалось [21] величиной  $\sim 5$  мбн, т.е. существенно меньшей по сравнению с расхождениями  $\sim 15$  мбн для эксперимента без метода “кольцевых отношений” [23].

Следует отметить, что расхождения оцененных сечений реакций от экспериментальных в случае эксперимента с использованием метода “кольцевых отношений” ядра  $^{59}\text{Co}$  [24] оказываются весьма близкими к аналогичным расхождениям в случае ядра  $^{51}\text{V}$  для сечений, полученных Сакле [25].

## 5. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью объективных физических критериев достоверности данных выполнен анализ экспериментальных сечений реакций  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$ , полученных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности в Ливерморе [23] и Сакле [25] для ядра  $^{51}\text{V}$ . Показано, что данные, полученные в обеих лабораториях, таким установленным ранее критериям [7] не соответствуют: отношения  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$  (1), полученные по экспериментальным данным, существенно отличаются от  $F_{1,2}^{\text{теор}}$ , рассчитанных в КМФЯР [10, 11].

С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций [7], соответствующих физическим критериям достоверности, получены новые сечения парциальных  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  реакций, а также полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, Sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n)$ .

Расхождения между оцененными и экспериментальными сечениями парциальных реакций детально проанализированы с использованием результатов теоретических расчетов [10, 11] для реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , а также реакции  $(\gamma, 1n1p)$ . Роль этой реакции в процессах фоторасщепления ядра  $^{51}\text{V}$  не учитывалась в экспериментах, как в Ливерморе [23], так и в Сакле [25], поскольку сечения реакции  $\sigma(\gamma, 1n)$ , полученные с помощью метода прямой регистрации нейтрона, в действительности представляли собой сумму  $\sigma[(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)]$ .

На основании данных о расхождениях между оцененными и экспериментальными сечениями парциальных реакций показано, что наблюдаемые существенные расхождения между данными экспериментов Ливермора [23] и Сакле [25] для относительно легкого ядра  $^{51}\text{V}$  обусловлены систематическими погрешностями идентификации принадлежности детектируемых нейтронов не столько к реакциям  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , как это наблюдалось в случаях среднетяжелых ядер, сколько к реакциям  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 1n1p)$ .

Установлено также, что в данных, полученных в Ливерморе для ядра  $^{51}\text{V}$  [23], присутствуют и существенные систематические погрешности иного типа, аналогичные тем, которые были обнаружены ранее в случаях ядер  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Эти погрешности проявляются в значительных расхождениях между экспериментальными и оцененными сечениями реакции  $(\gamma, 1n)$  в области энергий фотонов до порога  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , в которой проблемы множественности фотонейтронов отсутствуют, и обусловлены тем, что значительное количество нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$  в эксперименте Ливермора [23] было потеряно.

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.

Авторы выражают благодарность профессору Б.С. Ишханову за полезные дискуссии и большую помощь в анализе и интерпретации полученных данных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. S. Dietrich and B. L. Berman, *At. Data and Nucl. Data Tables* **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. Международная электронная база данных по ядерным реакциям: Центр данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, <http://cdfc.sinp.msu.ru/index.ru.html>; Секция ядерных данных МАГАТЭ (International Atomic Energy Agency Nuclear Data Section), <http://www-nds.iaea.org/exfor>; Национальный центр ядерных данных США (USA National Nuclear Data Center), <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>
4. V. V. Varlamov, N. N. Peskov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(СССР)-440, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2004), p. 37.
5. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [*Phys. At. Nucl.* **75**, 1339 (2012)].
6. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, *Eur. Phys. J. A* **50**, 114 (2014).
7. 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)].
8. V. Varlamov, A. Davydov, V. Kaidarova, and V. Orlin, *Phys. Rev. C* **99**, 024608 (2019).

9. V. Varlamov, A. Davydov, B. Ishkhanov, V. Kaidarova, and V. Orlin, *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, May 19–24, 2019, Beijing, China, Conference Program & Abstract Book* (China Nuclear Data Center, 2019), p. 144.
10. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
11. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 493 (2008)].
12. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and V. V. Varlamov, EPJ Web Conf. **38**, 1203 (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, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 678 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 634 (2015)].
15. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 797 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 746 (2015)].
16. 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)].
17. 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)].
18. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощев, ЯФ **75**, 283 (2012) [Phys. At. Nucl. **75**, 253 (2012)].
19. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheoghe, 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).
20. V. Varlamov, B. Ishkhanov, and V. Orlin, Phys. Rev. C **96**, 044606 (2017).
21. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and B. S. Ishkhanov, Eur. Phys. J. A **53**, 180 (2017).
22. B. L. Berman and S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47**, 713 (1975).
23. S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, N. E. Hansen, and C. P. Jupiter, Phys. Rev. **128**, 2345 (1962).
24. R. A. Alvarez, B. L. Berman, D. D. Faul, F. H. Lewis, Jr., and P. Meyer, Phys. Rev. C **20**, 128 (1979).
25. A. Veysseyre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. Leprêtre, and A. De Miniac, Nucl. Phys. A **227**, 513 (1974).
26. 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. **33**, 1588 (1969)].
27. R. Bergère, H. Beil, and A. Veysseyre, Nucl. Phys. A **121**, 463 (1968).
28. B. L. Berman, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, M. A. Kelly, R. L. Bramblett, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **162**, 1098 (1967).
29. B. L. Berman, M. A. Kelly, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, H. S. Davis, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **185**, 1576 (1969).

## PHOTONEUTRON REACTIONS ON $^{51}\text{V}$ : SYSTEMATIC UNCERTAINTIES OF EXPERIMENTS AND NEW EVALUATED DATA

V. V. Varlamov<sup>1)</sup>, A. I. Davydov<sup>2)</sup>, V. N. Orlin<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia

<sup>2)</sup> Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Russia

Using the objective physical data reliability criteria it was shown that partial photoneutron reaction cross sections for  $^{51}\text{V}$  obtained at Livermore (USA) and Saclay (France) using the method of neutron multiplicity-sorting are not reliable because of significant systematic uncertainties. In the framework of experimental-theoretical method the new cross sections of such reactions satisfying reliability criteria were evaluated. The disagreements between evaluated and experimental cross sections were analyzed in detail. It was found that in the case of relatively light nucleus  $^{51}\text{V}$  the main reason of significant systematic uncertainties of the procedure of identification of neutrons from the reactions  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$  and  $(\gamma, 2n)$  used in Livermore is that the part of the reaction  $(\gamma, 1n1p)$  was not taken into account.