

УДК 539.17

## ОЦЕНКА ДОСТОВЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ И ПОЛНОЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ЯДРА $^{139}\text{La}$

© 2018 г. В. В. Варламов<sup>1</sup>, В. Д. Кайдарова<sup>2,\*</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

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

Для ядра  $^{139}\text{La}$  оценены сечения парциальных фотонейтронных реакций, свободные от недостатков различных методов определения множественности нейтронов, используемых на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, удовлетворяющих введенным критериям достоверности, получены новые данные о сечениях реакции  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ . Показано, что значительные отклонения экспериментальных сечений реакций от оцененных сечений обусловлены недостоверным распределением нейтронов между каналами с множественностью 1, 2 и 3.

DOI: 10.7868/S0367676518060030

### ВВЕДЕНИЕ

В рамках программы исследований данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций [1, 2, 13, 14] было показано, что большинство данных такого типа, полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью различных экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности, содержат значительные систематические погрешности, обусловленные неоднозначностью определения множественности детектируемых нейтронов по их кинетической энергии.

В различных областях энергий налетающих фотонов специально введенные критерии присутствия систематических погрешностей – переходные функции множественности

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

имеют значения, превышающие физически допустимые по определению значения 1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для  $i = 1, 2, 3, \dots$ . Превышение отношениями  $F_i^{\text{экс}}$  указанных предельных значений свидетельствует о физически недостоверном распределении нейтронов между реакциями  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  и т.д., обусловленном присутствием значительных систематических

погрешностей метода определения множественности нейтронов.

С целью получения данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций, свободных от такого рода систематических погрешностей, был предложен [2, 14] экспериментально-теоретический метод их оценки.

Он основан на использовании в качестве исходной экспериментальной информации данных по сечению реакции выхода нейтронов

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

которое практически не зависит от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности, поскольку включает в себя все испущенные исследуемым ядром нейтроны. Разделение сечения реакции выхода нейтронов на сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  проводится с помощью результатов расчетов, выполненных в рамках комбинированной модели (КМ) фотоядерных реакций [3, 4]. При таком подходе оценка сечений парциальных реакций  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$  выполняется с использованием энергетических зависимостей рассчитанных переходных функций  $F_i^{\text{теор}}$  и экспериментальных данных по сечению реакции выхода фотонейтронов  $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$ :

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn). \quad (3)$$

Оцененные данные по сечениям парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , а также полной фотонейтронной реакции

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

которая в случае средних и тяжелых ядер представляет собой хорошее приближение к сечению реакции фотопоглощения, ранее были получены в рамках описанного выше подхода для большого числа средних и тяжелых ядер —  $^{92,94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{116-124}\text{Sn}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{186-192}\text{Os}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  [1, 2, 13–15]. На основании сравнения оцененных данных с результатами альтернативных экспериментов, выполненных с помощью активационного метода для ядер  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , было показано, что о недостоверности экспериментальных данных свидетельствует не только наличие отношений  $F_i^{\text{теор}}$ , превышающих предельные значения, опи-

санные выше, но и заметные расхождения  $F_i^{\text{эксп}}$  и  $F_i^{\text{теор}}$ . Кроме того, поскольку в отношения  $F_i$  входят только величины сечений реакций, достоверные  $F_i^{\text{теор}}$  должны быть положительными величинами.

В настоящей работе анализ достоверности экспериментальных данных и оценка достоверных сечений парциальных и полной фотонейтронных реакций выполнены для ядра  $^{139}\text{La}$ .

## 1. ПЕРЕХОДНЫЕ ФУНКЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ФОТОНЕЙТРОНОВ $F_i$ ДЛЯ ЯДРА $^{139}\text{La}$

Исследования фоторасщепления ядра  $^{139}\text{La}$  выполнены в двух экспериментах на пучках квази-моноэнергетических аннигиляционных фотонов в Сакле (Франция) [5, 6]. На рис. 1 приведены энергетические зависимости переходных функций множественности нейтронов — отношений  $F_i^{\text{эксп}}$  (1), полученных по данным работ [5, 6] для ядра  $^{139}\text{La}$ , которые сравниваются с функциями  $F_i^{\text{теор}}$  [3, 4]. Хорошо видно, что отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  и  $F_i^{\text{теор}}$  заметно различаются во всей исследованной области энергий за исключением нескольких значений вблизи энергии  $\sim 20$  МэВ, которые практически совпадают.

Следует отметить, что энергетические зависимости функций  $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$ , рассчитанные в КМ [3, 4], являются физически достоверными, полностью соответствующими определениям (1):

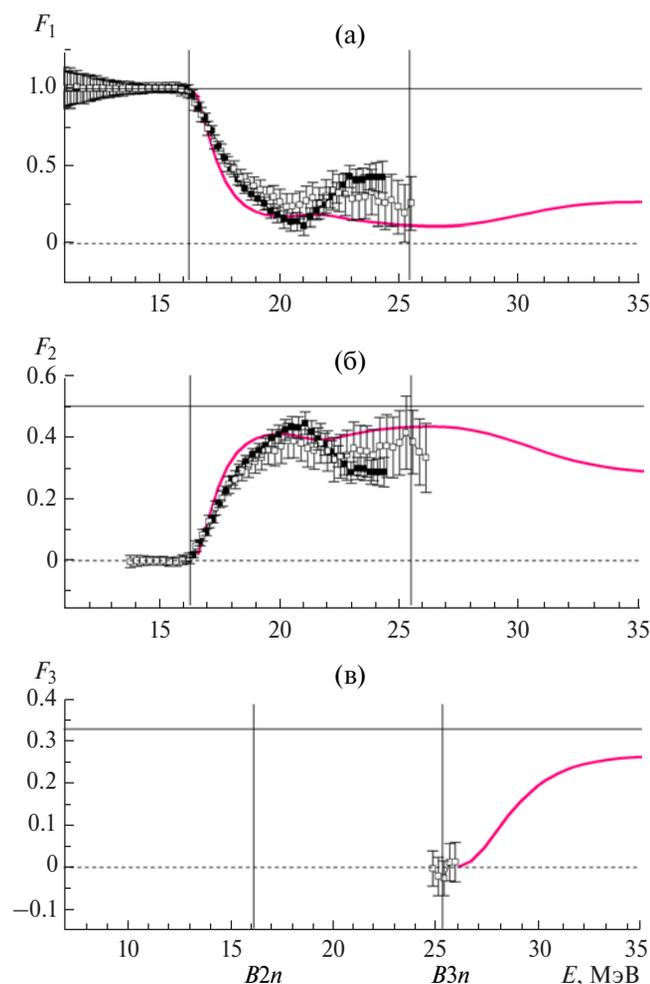
– до порога  $B2n = 16.27$  МэВ реакции  $(\gamma, 2n)$   $F_1^{\text{теор}} = 1$ , а после открытия канала “2n”  $F_1^{\text{теор}}$  уменьшается в соответствии с конкуренцией роста сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$  и уменьшения сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$ , плавно приближаясь к значению 0;

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

– до порога  $B3n = 25.41$  МэВ реакции  $(\gamma, 3n)$   $F_3^{\text{теор}} = 0$ , а при больших энергиях нарастает в соответствии с конкуренцией возрастающего сечения  $\sigma(\gamma, 3n)$  и уменьшающегося сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$ .

При этом экспериментальные отношения  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$  заметно отличаются от соответствующих теоретических отношений  $F_{1,2}^{\text{теор}}$ :

– отношения  $F_i^{\text{эксп}}$ , полученные для данных обоих экспериментов [5, 6], находятся вблизи  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанных в рамках модели [3, 4], только при энергиях  $\sim 20$  МэВ;



**Рис. 1.** Сравнение переходных функций множественности  $F_i^{\text{эксп}}$  (1), полученных по экспериментальным данным ([5] — квадраты, [6] — светлые квадраты), с функциями  $F_i^{\text{теор}}$  (линии), полученными по результатам теоретических расчетов в КМ [3, 4]: (а) —  $F_1$ , (б) —  $F_2$ , (в) —  $F_3$ .

– как при меньших, так и при больших энергиях наблюдаются заметные разногласия между  $F_i^{\text{эксп}}$  и  $F_i^{\text{теор}}$ .

В области энергий до  $\sim 20$  МэВ  $F_2^{\text{эксп}}$  заметно превышает  $F_2^{\text{теор}}$ . В области больших энергий расхождение между ними становится еще больше. При этом поведение  $F_2^{\text{эксп}}$  относительно  $F_2^{\text{теор}}$  является как бы “зеркальным отражением” поведения  $F_1^{\text{эксп}}$  относительно  $F_1^{\text{теор}}$ : при энергиях до  $\sim 20$  МэВ  $F_2^{\text{теор}}$  заметно превышает  $F_2^{\text{эксп}}$ , и при больших энергиях расхождение между ними становится еще больше. Следует обратить особое внимание на то, что при энергиях, больших  $\sim 21.5$  МэВ (на  $\sim 4$  МэВ ниже  $B3n$ )  $F_2^{\text{эксп}}$ , начинает заметно уменьшаться, хотя по определению (1) для этого нет никаких оснований.

Соответствующее этому уменьшению  $F_2^{\text{эксп}}$  возрастание  $F_1^{\text{эксп}}$  свидетельствует о недостоверном перемещении части нейтронов из реакции  $(\gamma, 2n)$  в реакцию  $(\gamma, 1n)$ .

Такие корреляции свидетельствуют о том, что экспериментальное разделение нейтронов между обсуждаемыми парциальными реакциями было выполнено не вполне достоверно.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

Для получения данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, не зависящих от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности, предложен экспериментально-теоретический метод оценки [1, 2]. Оценка достоверных данных по конкурирующим реакциям  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  выполняется следующим образом:

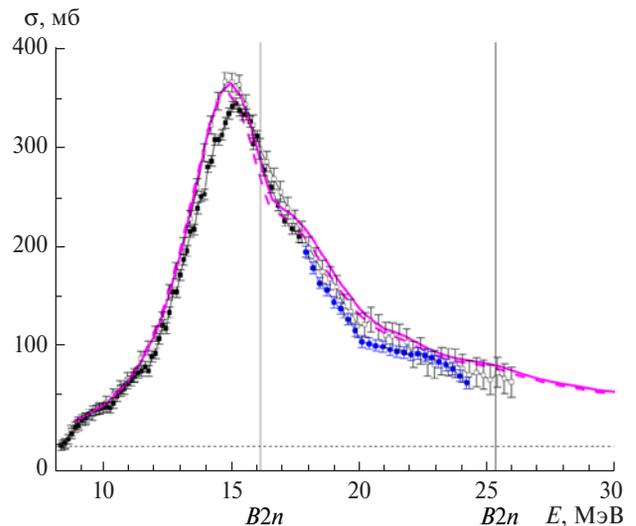
– теоретически рассчитанные в рамках КМ [3, 4] сечения реакций  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$  и  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)$  объединяются (2) в сечение реакции выхода  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ ;

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

– с использованием энергетических зависимостей переходных функций  $F_i^{\text{теор}}(E)$  и экспериментальных данных по сечению реакции выхода фотонейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  для каждого значения множественности нейтронов  $i$  получают оцененные сечения  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$  парциальных реакций (3).

### 2.1. Реакция выхода фотонейтронов $(\gamma, xn)$

В рамках предложенного метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, удовлетворяющих введенным объективным физическим



**Рис. 2.** Сравнение исходного (штриховая линия) и скорректированного (сплошная линия) теоретических [3, 4] сечений реакции выхода фотонейтронов  $(\gamma, xn)$  с экспериментальными данными ([5] – квадраты, [6] – светлые квадраты до энергии 18 МэВ, [6] – кружки в области энергии  $\sim 18$ –24 МэВ (получены нами с помощью соответствующего суммирования (2))).

критериям достоверности данных, особое значение приобретает степень согласия с экспериментальными данными сечений реакции выхода фотонейтронов  $(\gamma, xn)$ , рассчитанных в рамках КМ. На предварительном этапе оценки сечений парциальных реакций экспериментальное и теоретическое сечения выхода нейтронов по возможности полностью согласовываются друг с другом.

На рис. 2 с теоретическим сечением  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ , рассчитанным в рамках КМ [3, 4], сравниваются экспериментальные сечения, полученные в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами [5, 6]. Видно, что оба экспериментальных сечения достаточно хорошо согласуются с результатом расчета. С учетом того обстоятельства, что в эксперименте [5] были определены сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , а в эксперименте [6] – только реакции  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , для процедуры оценки (3) в качестве исходного было выбрано сечение реакции  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ , полученное в эксперименте [5].

Следует отметить, что в эксперименте [6] сечение полной фотонейтронной реакции (4) и сечение реакции выхода (2) были получены до энергии 18 МэВ. В области энергий  $\sim 18$ –24 МэВ данные для сечений (2) и (3) были получены нами соответствующим суммированием сечений парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ .

Перед тем как использовать в процедуре оценки (3) функции  $F_i^{\text{теор}}$ , с целью достижения максимально

**Таблица 1.** Центры тяжести  $E^{ц.т.}$  и интегральные сечения  $\sigma^{инт}$  сечений реакции  $^{139}\text{La}(\gamma, xn)$ 

	$E^{ц.т.}$ , МэВ	$\sigma^{инт}$ , МэВ мб
Область энергии	$E^{инт} = 10.0\text{--}16.00$ МэВ	
Эксперимент [5]	14.08	$1202.33 \pm 3.96$
Теория – исх.	13.97	$1170.22 \pm 5.15$
Теория – корр.	14.08	$1201.82 \pm 5.86$
Эксперимент [6]	14.08	$1077.52 \pm 4.78$

хорошего согласования экспериментального [5] и теоретического сечений в области основного максимума сечения, последнее было дополнительно слегка скорректировано – сдвинуто в сторону больших энергий на 0.106 МэВ и умножено на коэффициент 1.003. Соответствующие числовые значения для интегральных сечений реакции приведены в табл. 1. Скорректированные теоретические сечения были использованы для проведения оценки сечений парциальных реакций в рамках экспериментально-теоретического метода.

### 2.2. Оцененные сечения парциальных реакций, удовлетворяющие критериям достоверности данных

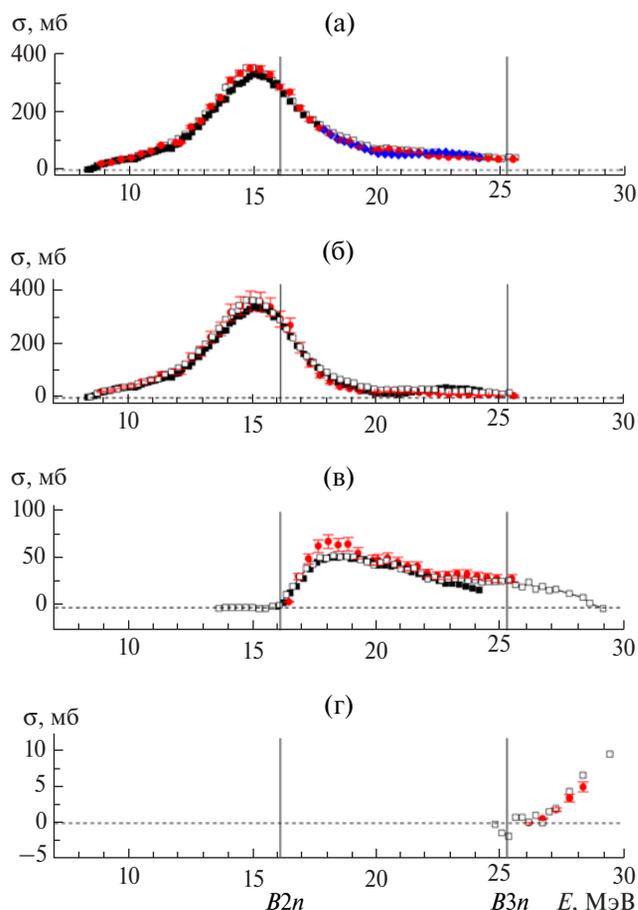
Сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода (3) при использовании в качестве исходных экспериментальных данных сечения  $\sigma^{эксп}(\gamma, xn)$  [5], на рис. 3 сравниваются с соответствующими экспериментальными данными [5, 6]. В табл. 2 приведены интегральные характеристики экспериментальных и оцененных сечений всех обсуждаемых парциальных и полных реакций.

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

В области энергий ниже порога  $B_{2n}$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , где отсутствует проблема разделения нейтронов по множественности, расхождение экспериментальных [5] и оцененных невелико: различие интегральных сечений составляет 1.6% (1343.46 и 1322.35 МэВ мб). В области больших энергий, при которых реакции  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  конкурируют, данные для обеих реакций существенно различаются. Так,  $\sigma^{инт-оцен}(\gamma, 1n) < \sigma^{инт-эксп}(\gamma, 1n)$  на 6.0% (1763.54 и 1871.03 МэВ мб) [5], тогда как  $\sigma^{инт-оцен}(\gamma, 2n) > \sigma^{инт-эксп}(\gamma, 2n)$  на 12.4% (389.17 и 340.73 МэВ мб) [5]. Такие значительные разнонаправленные расхождения сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  убедительно иллюстрируют причины существенных систематических погрешностей результатов

выполненного эксперимента [5] – недостоверное перемещение значительного количества нейтронов из канала “2n” в канал “1n”.

Разности между оцененными и экспериментальными [5] сечениями, полученные отдельно для реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$



**Рис. 3.** Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных [5] – квадраты, [6] – светлые квадраты до энергии 18 МэВ, [6] – ромбы в области энергии  $\sim 18\text{--}24$  МэВ) данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре  $^{139}\text{La}$ : (а) –  $\sigma(\gamma, sn)$ , (б) –  $\sigma(\gamma, 1n)$ , (в) –  $\sigma(\gamma, 2n)$ , (г) –  $\sigma(\gamma, 3n)$ .

**Таблица 2.** Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций для ядра  $^{139}\text{La}$  в сравнении с экспериментальными данными [5, 6]

Реакция	$E^{\text{инт}} = B2n = 16.27 \text{ МэВ}$		
	Оценка	Эксперимент [5]	Эксперимент [6]
$(\gamma, xn)$	$1343.46 \pm 12.68$	$1321.84 \pm 4.30$	$1175.49 \pm 5.46$
$(\gamma, sn)$	$1343.46 \pm 12.68$	$1322.09 \pm 9.61$	$1175.29 \pm 5.46$
$(\gamma, 1n)$	$1343.46 \pm 38.05$	$1322.35 \pm 9.61$	$1175.09 \pm 5.46$
Реакция	$E^{\text{инт}} = B3n = 25.41 \text{ МэВ}$		
	Оценка	Эксперимент [5]	Эксперимент [6]
$(\gamma, xn)$	$2541.89 \pm 14.59$	$2549.16 \pm 9.03$	$2278.76 \pm 10.17$
$(\gamma, sn)$	$2152.72 \pm 14.59$	$2210.31 \pm 18.42$	$1985.18 \pm 10.17$
$(\gamma, 1n)$	$1763.54 \pm 41.04$	$1871.03 \pm 18.42$	$1691.60 \pm 10.17$
$(\gamma, 2n)$	$389.17 \pm 9.55$	$340.73 \pm 9.22$	$293.65 \pm 3.79$
Реакция	$E^{\text{инт}} = 27.00 \text{ МэВ}$		
	Оценка	Эксперимент [5]	Эксперимент [6]
$(\gamma, xn)$	$2584.47 \pm 14.66$	$2567.93 \pm 9.21$	$2278.76 \pm 10.17$
$(\gamma, sn)$	$2176.09 \pm 14.66$	$2222.52 \pm 18.71$	$1985.18 \pm 10.17$
$(\gamma, 1n)$	$1768.28 \pm 41.05$	$1876.16 \pm 18.71$	$1691.60 \pm 10.17$
$(\gamma, 2n)$	$407.23 \pm 9.87$	$378.98 \pm 9.81$	$293.65 \pm 3.79$

$$\Delta\sigma_1(\gamma, 1n) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) - \sigma^{\text{оцен}}(\sigma, 1n), \quad (5)$$

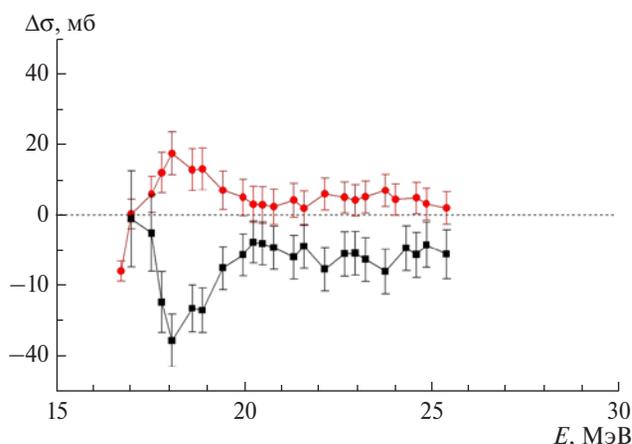
$$\Delta\sigma_2(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{эксп}}(\sigma, 2n), \quad (6)$$

приведены на рис. 4. Хорошо видна отмеченная выше корреляция расхождений экспериментальных и оцененных данных – перемещение большого количества нейтронов из канала “2n” в канал “1n”.

Аналогичным является и соотношение оцененных и экспериментальных [6] сечений парциальных реакций. В области энергий, меньших порога  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , экспериментальное [6] интегральное сечение меньше оцененного интегрального сечения на 12.5% ( $1343.46$  и  $1175.09$  МэВ мб). При больших энергиях данные для реакции  $(\gamma, 1n)$  интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n)$  и  $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)$  различаются всего на 4.1% ( $1763.54$  и  $1691.60$  МэВ мб). В то же время различие данных для реакции  $(\gamma, 2n)$  весьма велико: расхождение  $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n)$  и  $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$  достигает 24.5% ( $389.17$  и  $293.65$  МэВ мб).

Сравнение данных, приведенных на рис. 1 и 3, свидетельствует о том, что существуют значительные систематические погрешности процессов

разделения нейтронов по множественности. Отмеченные систематические погрешности в области энергий  $\sim 21\text{--}24$  МэВ коррелируют: в  $F_2^{\text{эксп}}$  наблюдается заметный спад, в то время как в функции  $F_1^{\text{эксп}}$  наблюдается заметный рост. В соответствии



**Рис. 4.** Разность между оцененными и экспериментальными [5] сечениями реакций  $\Delta\sigma_1(\gamma, 1n)$  – квадраты и  $\Delta\sigma_2(\gamma, 2n)$  – кружки.

с различиями в энергетических зависимостях отношений  $F_i^{\text{эксп}}$  и  $F_i^{\text{теор}}$  экспериментальные данные [5, 6] для сечений реакции  $(\gamma, 1n)$  оказываются недо-стоверно завышенными за счет присутствия в них вклада значительного числа нейтронов, которым необоснованно приписана множественность 1. В связи с этим экспериментальные данные для сечений реакции  $(\gamma, 2n)$  оказываются столь же необоснованно заниженными.

Как было показано в исследованиях [1, 2, 7–12], выполненных ранее для большого числа средних и тяжелых ядер, причиной таких несоответствий является важная особенность фотонейтронных реакций, не учитываемая использованным в экспериментах [5] методом определения множественности фотонейтронов – сложная и неоднозначная связь множественности нейтронов с их кинетической энергией. В работе [13] было показано, что энергетический спектр фотонейтронов при открытии каналов ГДР с возрастающим числом вылетающих нейтронов изменяется слабо (основной максимум практически не смещается и остается в области энергий  $\sim 0.7$ – $1.0$  МэВ).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием объективных физических критериев достоверности исследована достоверность экспериментальных данных по фоторасщеплению ядра  $^{139}\text{La}$ , полученных в разных экспериментах. Показано, что сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , полученные в экспериментах [5, 6] на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью методов разделения нейтронов по множественности, содержат значительные систематические погрешности. Обсуждаемые погрешности обусловлены близостью кинетических энергий нейтронов из разных парциальных реакций, существенно затрудняющей определение множественности нейтронов.

В рамках экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций для ядра  $^{139}\text{La}$  получены новые сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , а также полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, sn)$ , удовлетворяющие физическим критериям достоверности данных.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ при финансовой поддержке Международного агентства по атомной энергии (Исследовательский контракт 20501 в рамках Координационной программы F41032).

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

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошчиев С.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 884; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S. Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. P. 842.
2. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 1414; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 1339.
3. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38. С. 460; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Part. Nucl. 2007. V. 38. P. 232.
4. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 517; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 493.
5. Bergere R., Beil H., Veyssiere A. // Nucl. Phys. 1968. V. 121. P. 427.
6. Beil H., Bergere R., Carlos P., Lepretre A. et al. // Nucl. Phys. 1971. V. 172. P. 426.
7. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Песков Н.Н. // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 315; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Peskov N.N. // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. P. 501.
8. Варламов В.В., Давыдов А.И., Макаров М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 351; Varlamov V.V., Davydov A.I., Makarov M.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 317.
9. Варламов В.В., Макаров М.А., Песков Н.Н., Степанов М.Е. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 797; Varlamov V.V., Makarov M.A., Peskov N.N., Stepanov M.E. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 746.
10. Belyshev S.S., Filipescu D.M., Gheoghe I. et al. // Eur. Phys. J. A. 2015. V. 51. P. 67.
11. Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Stopani K.A. // Eur. Phys. J. A. 2014. V. 50. P. 114.
12. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1484; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. P. 1403.
13. Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошчиев С.Ю. // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 283; Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S. Yu. // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 253.
14. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Четверткова В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 875; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Chetvertkova V.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. P. 833.
15. Varlamov V., Ishkhanov B., Orlin V. // Phys Rev. C. 2017. V. 96. P. 044606.