

УДК 539.17

ДОСТОВЕРНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ $^{188,189}\text{Os}$, СВОБОДНЫЕ ОТ ПРОБЛЕМ РАЗДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ

© 2014 г. В. В. Варламов¹, М. А. Макаров², Н. Н. Песков¹, М. Е. Степанов^{1,2}

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

Проанализированы экспериментальные данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, полученные для изотопов $^{188,189}\text{Os}$ с помощью пучков квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов и метода разделения вылетающих нейтронов по множественности. С использованием специальных критериев – переходных функций множественности $F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn)$, отношений сечения соответствующей парциальной реакции к сечению реакции полного выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n)$, свободному от проблем экспериментального определения множественности нейтронов – показано, что данные получены со значительными систематическими погрешностями. В рамках предложенного ранее экспериментально-теоретического подхода для изотопов $^{188,189}\text{Os}$ оценены новые данные для сечений парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, а также для полной фотонейтронной реакции (γ, sn) . Показано, что причиной значительных систематических погрешностей экспериментальных сечений парциальных реакций является неоднозначность связи множественности фотонейтронов с величиной их кинетической энергии.

DOI: 10.7868/S0367676514050263

ВВЕДЕНИЕ

В рамках программы исследований данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций [1–5] было показано, что большинство данных такого типа, полученных с помощью различных экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности, содержат значительные систематические погрешности, обусловленные неоднозначностью определения множественности детектируемых нейтронов.

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

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

имеют значения, превышающие физически допустимые по определению – 1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$ В тех же областях, в которых в сечениях реакций с некоторой множественностью i наблюдаются значения функции F_i , превосходящие указанные пределы, в сечениях ре-

акций с другими множественностями наблюдаются физически запрещенные отрицательные значения.

С целью получения данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций, свободных от такого рода систематических погрешностей, был предложен [1, 2] экспериментально-теоретический подход к оценке сечений, свободный от недостатков экспериментального разделения нейтронов по множественности. Метод основан на использовании в качестве исходной экспериментальной информации данных по сечению реакции полного выхода нейтронов

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

которые не связаны с проблемой разделения нейтронов по множественности. Разделение сечения полной реакции на сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, проводится с помощью расчетов, выполненных в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций [6, 7]. 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 полного выхода фотонейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$:

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

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

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

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

² Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва.

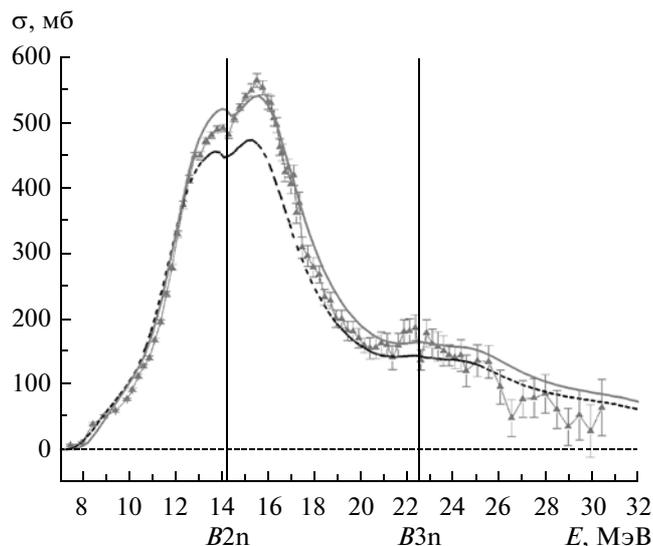


Рис. 1. Сравнение теоретических [6, 7] исходного (штриховая линия) и скорректированного (сплошная линия) сечений с экспериментальным (треугольники) [8] сечением полной фотонейтронной реакции $^{188}\text{Os}(\gamma, xn)$.

которые в случае средних и тяжелых ядер представляют собой хорошее приближение к сечению полного фотопоглощения, поскольку в этой области ядер сечения протонных реакций имеют малые величины, ранее были получены в рамках описанного выше подхода для большого числа средних и тяжелых ядер — ^{90}Zr , ^{115}In , $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$, ^{159}Tb , ^{181}Ta , ^{197}Au [1–5].

Настоящая работа посвящена детальному анализу полученных в одном эксперименте данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций на изотопах $^{188,189}\text{Os}$, представляющих большой интерес с точки зрения решения ряда как ядерно-физических, так и астрофизических проблем. В частности, в результате фотоядерных реакций с испусканием различного количества нейтронов на стабильных изотопах $^{186,187,188,189,190,192}\text{Os}$ в p -процессах ядерного синтеза возможно образование ядра ^{194}Os . Оно представляет собой одно из так называемых “обойденных” ядер, образование которых в природе невозможно в традиционных s - и r -процессах с участием реакций радиационного захвата нейтронов и радиоактивных распадов [6]. Кроме того, соседние изотопы $^{188,189}\text{Os}$ представляют интерес с

точки зрения детального сравнения особенностей фоторасщепления ядер, различающихся всего одним нейтроном.

В рамках описанного выше подхода для обоих изотопов $^{188,189}\text{Os}$ оценены сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и (γ, xn) и проанализированы причины их расхождений с экспериментальными [8] сечениями реакций.

1. ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА ^{188}Os

1.1. Взаимное согласование экспериментальных и теоретических данных по сечению реакции полного выхода нейтронов $^{188}\text{Os}(\gamma, xn)$

Для изотопа ^{188}Os данные о сечениях реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, (γ, xn) и (γ, xp) получены в единственном эксперименте [9], выполненном на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с использованием метода “кольцевых отношений” для разделения фотонейтронов по множественности.

Сечение реакции полного выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, которое используется как исходное в описанном выше экспериментально-теоретическом подходе к оценке сечений парциальных реакций, хорошо описывается (рис. 1) в комбинационной модели фотоядерных реакций [6, 7]. Однако имеются небольшие расхождения между экспериментальным и теоретическим сечениями. Об этом свидетельствуют приведенные в табл. 1 данные об интегральных сечениях и энергетических центрах тяжести сечений реакций (рассчитанных для трех областей: до порога $B_{2n} = 14.3$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$, до порога $B_{3n} = 22.5$ МэВ реакции $(\gamma, 3n)$ и до максимальной исследованной энергии 31.0 МэВ). Так, отношения интегральных сечений для указанных трех областей энергии равны соответственно 0.97, 1.07 и 1.05, тогда как для промежуточной области $(B_{3n} - B_{2n}) = 1.13$. С целью достижения максимального сближения сравниваемых сечений для нормировки теоретического сечения был выбран коэффициент 1.13, рассчитанный для промежуточной области энергий, представляющей наибольший интерес с точки зрения соотношения сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$.

Данные рис. 1 и табл. 1 свидетельствуют также о том, что сравниваемые сечения имеют и несколько различные энергетические калибровки. Для устранения этого расхождения и совмещения

Таблица 1. Центр тяжести $E^{\text{ц.т.}}$ и интегральное сечение $\sigma^{\text{инт}}$ сечений реакции $^{188}\text{Os}(\gamma, xn)$

	$E^{\text{ц.т.}}$, МэВ	$\sigma^{\text{инт}}$, МэВ · мб	$E^{\text{ц.т.}}$, МэВ	$\sigma^{\text{инт}}$, МэВ · мб	$E^{\text{ц.т.}}$, МэВ	$\sigma^{\text{инт}}$, МэВ · мб
Область энергии	$E^{\text{инт}} = B_{2n} = 14.3$ МэВ		$E^{\text{инт}} = B_{3n} = 22.5$ МэВ		$E^{\text{инт}} = 31.0$ МэВ	
Эксперимент [8]	12.4	1394.3 ± 5.1	15.5	3983.0 ± 19.8	17.2	4755.0 ± 58.9
Теория — исх. [6, 7]	12.3	1436.9 ± 31.2	15.4	3700.9 ± 44.7	17.4	4547.8 ± 46.3
Теория — корр.	12.5	1540.8 ± 34.2	15.6	4164.9 ± 56.5	17.6	5173.4 ± 59.3

энергетических положений максимумов теоретическое сечение было сдвинуто в сторону больших энергий на величину 0.3 МэВ. Скорректированное теоретическое сечение, которое существенно лучше согласуется с экспериментальным сечением (табл. 1), было использовано в процедуре оценки сечений парциальных реакций (3) для расчета переходных функций множественности $F_i^{\text{теор}}$ (1).

1.2. Анализ систематических погрешностей экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций на ядре ^{188}Os с использованием критериев F_i

Рассчитанные с помощью скорректированного сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ переходные функции множественности $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$ представлены на рис. 2 вместе с функциями $F_{1,2,3}^{\text{эксп}}$, полученными по экспериментальным данным [8].

По определению (1) энергетические зависимости теоретических функций $F_i^{\text{теор}}$ могут быть описаны следующим образом. Так как до порога $B2n$ возможна только реакция $(\gamma, 1n)$, $F_1 = 1$, а $F_2 = F_3 = 0$.

Начиная с энергии $E = B2n$, функция $F_1^{\text{теор}}$ уменьшается в соответствии с конкуренцией высокоэнергетической части сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ и начального участка сечения $\sigma(\gamma, 2n)$, приближаясь сверху (поскольку все члены выражения (1) – сечения реакций – имеют положительные значения) к нулевому значению. В области энергий $E > B2n$ становится возможной реакция $(\gamma, 2n)$, а поэтому функция $F_2^{\text{теор}}$ возрастает из-за конкуренции низкоэнергетической части сечения $\sigma(\gamma, 2n)$ и высокоэнергетической части сечения $\sigma(\gamma, n)$, приближаясь снизу к границе “0.50”, нигде ее не достигая (1), а начиная с энергии $E = B3n$, уменьшается, поскольку становится возможной реакция $(\gamma, 3n)$.

Начиная с энергии $E = B3n$, функция $F_3^{\text{теор}}$ возрастает в соответствии с формой сечения $\sigma(\gamma, 3n)$ и приближается снизу к границе “0.33”, нигде ее не достигая.

Энергетические зависимости экспериментальных функций $F_{1,2,3}^{\text{эксп}}$ существенно отличаются от зависимостей теоретических функций $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$. Функция $F_1^{\text{эксп}}$, в целом согласуясь с $F_1^{\text{теор}}$, уменьшается, достигая при энергии ~ 19 МэВ значений, близких к 0. Однако после этого, в отличие от $F_1^{\text{теор}}$, вновь начинает возрастать (рис. 2а): при энергиях ~ 19 –26 МэВ проявляется отчетливый максимум. Функция $F_2^{\text{эксп}}$ в целом согласуется с $F_2^{\text{теор}}$ лишь до энергии ~ 19 МэВ. При больших энергиях, несмотря на то что реакция $(\gamma, 3n)$ еще невозможна, в $F_2^{\text{эксп}}$ наблюдается заметный спад при энергиях ~ 19 –26 МэВ, отчетливо коррелиру-

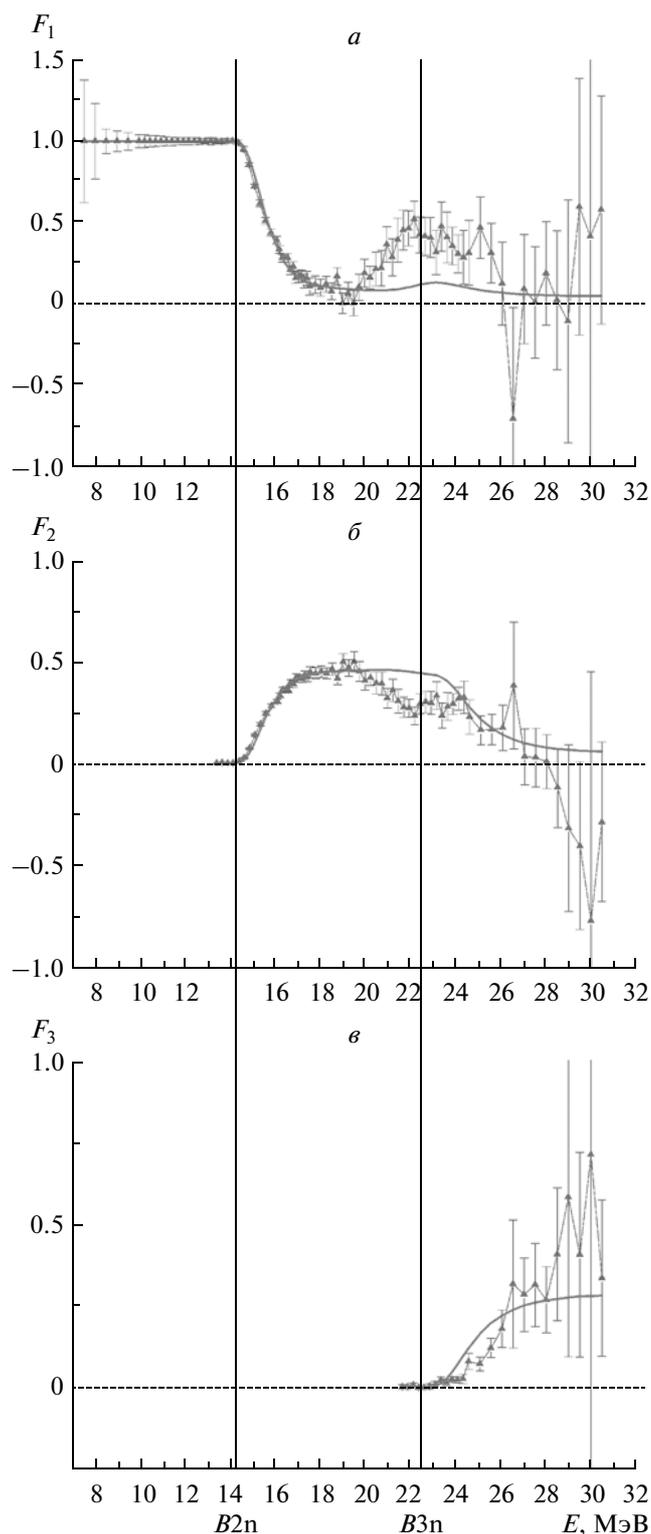
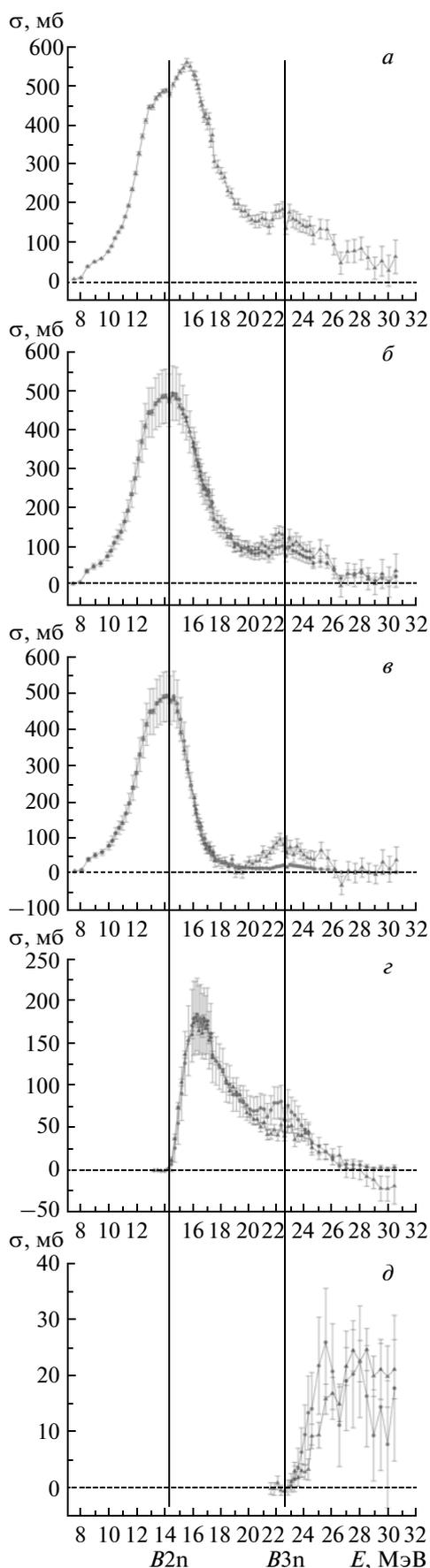


Рис. 2. Сравнение значений функций множественности $F_{1,2,3}^{\text{эксп}}$, полученных из экспериментальных данных (треугольники) [8], с теоретическими функциями (линии) $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$ [6, 7].



ющий с отмеченным выше максимумом в функции $F_1^{\text{эксп}}$. Далее $F_2^{\text{эксп}}$ уменьшается в соответствии с $F_2^{\text{теор}}$, однако при энергиях, больших ~ 27 МэВ, в $F_2^{\text{эксп}}$ появляются отрицательные значения $F_2^{\text{эксп}} < 0$. Энергетическая зависимость функции $F_3^{\text{эксп}}$ согласуется с зависимостью $F_3^{\text{теор}}$ до энергии ~ 27 МэВ. При больших энергиях $F_3^{\text{эксп}}$ отклоняется от $F_3^{\text{теор}}$ в сторону больших значений и превышает физически допустимую верхнюю границу “0.33”. Область таких значений четко коррелирует с областью значений $F_2^{\text{эксп}} < 0$.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что систематические погрешности в процессе выделения нейтронов с множественностью 1 в эксперименте [8] были относительно невелики (хотя в области энергий ~ 19 – 26 МэВ они определенно присутствуют). В то же время разделение фотонейтронов с множественностями 2 и 3 в области энергий, больших ~ 27 МэВ, было выполнено со значительными систематическими погрешностями.

1.3. Оценка сечений парциальных реакций на ядре ^{188}Os в рамках экспериментально-теоретического подхода

Сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и (γ, sn) на ядре ^{188}Os , оцененные в рамках экспериментально-теоретического подхода (3), представлены на рис. 3 вместе с соответствующими экспериментальными [8] сечениями, а также с исходным сечением реакции $^{188}\text{Os}(\gamma, xn)$.

В двух областях энергий, в которых имеются существенные систематические погрешности разделения нейтронов с различными множественностями (в области энергий ~ 19 – 26 МэВ это относится к множественностям 1 и 2, в области энергий ~ 28 – 31 МэВ – 1 и 3), между оцененными и экспериментальными сечениями реакций наблюдаются существенные расхождения.

Для определения причин этих расхождений на рис. 4 проводится сравнение разностей экспериментальных и оцененных сечений реакций – $[\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)]$ и $[\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)]$, а на рис. 5 – разностей $[\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)]$ и $[\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 3n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 3n)]$. Видно, что в области энергий ~ 19 – 26 МэВ завышение сечения $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$ четко коррелирует с занижением сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$. Несмотря на то что соотношения между $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$ не столь однозначны, видно, что именно необоснованное ($F_3 > 0.33$) завышение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 3n)$

Рис. 3. Сравнение оцененных (точки) и экспериментальных ([8] – треугольники) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{188}Os : а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, з – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$.

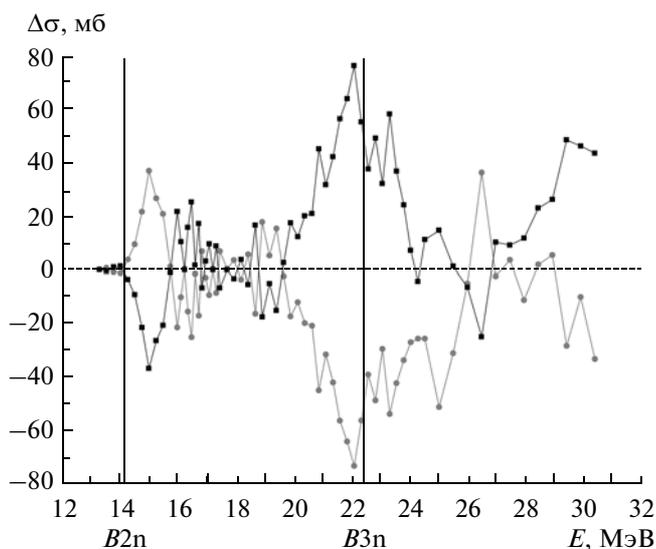


Рис. 4. Сравнение разностей экспериментальных и оцененных сечений парциальных реакций $[\sigma_{\text{л}}^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)]$ – кружки и $[\sigma_{\text{л}}^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)]$ – квадраты.

в области энергий, больших ~ 27 МэВ, является причиной появления отрицательных значений в сечениях $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ и функции F_2 .

Интегральные характеристики рассмотренных сечений для тех же, что и ранее, областей энергий, приведены в табл. 2. В то время как экспериментальное и скорректированное теоретическое сечения реакции (γ, xn) согласуются (рис. 1 и табл. 2), между экспериментальными сечениями реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ и соответствующими оцененными сечениями имеются существенные расхождения. Так, например, в области энергий от порогов до $E^{\text{мнт}} = 31.0$ МэВ интегральное оцененное сечение для реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается на 10% меньше экспериментального, а для реакции $(\gamma, 2n)$ – на 14% больше. Хотя подобные расхождения невелики, на рис. 3 видно, что они в разных энергетических областях имеют различную направленность – находятся “в противофазе”, а следовательно, при интегрировании по широкой области энергий отклонения в разные стороны усредняются. В табл. 3 приведены интегральные сечения, рассчитанные для области энергий (19–31 МэВ) наибольших расхождений оцененных и экспериментальных сечений. Они свидетельствуют о том, что в этой области энергий экспериментальные и оцененные сечения различаются существенно больше – для реакции $(\gamma, 1n)$ отношение экспериментального и оцененного интегральных сечений равно 3.0, тогда как для реакции $(\gamma, 2n)$ – 0.7.

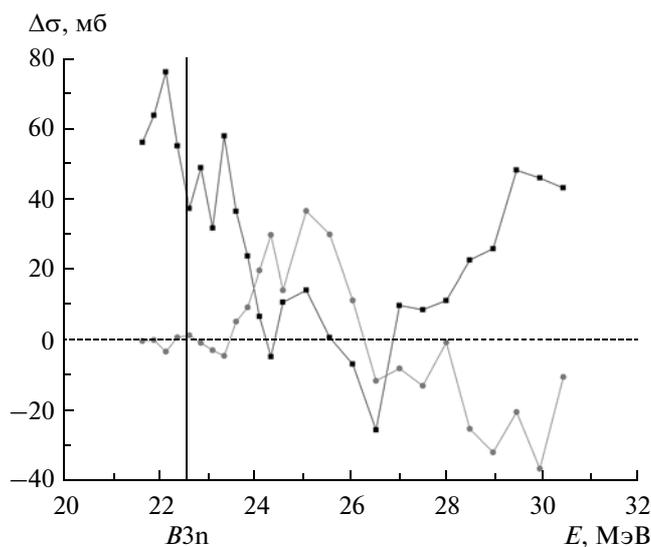


Рис. 5. Сравнение разностей экспериментальных и оцененных сечений парциальных реакций $[\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)]$ – квадраты и $[\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 3n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 3n)]$ – кружки.

2. ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА ^{189}Os

Сечения полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{189}Os были получены в работе [8]. Их анализ и оценки сечений реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и (γ, xn) были выполнены так же, как для изотопа ^{188}Os .

На рис. 6 приведены экспериментальное, теоретическое и теоретическое скорректированное сече-

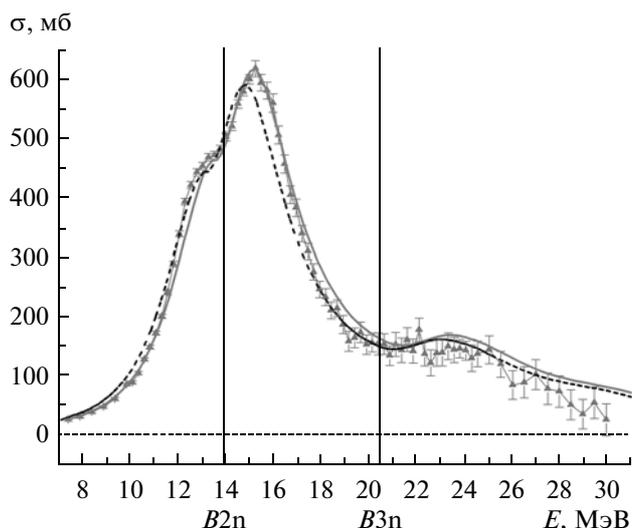


Рис. 6. Сравнение теоретических [6, 7] исходного (штриховая линия) и скорректированного (сплошная линия) сечений с экспериментальным (треугольники) [8] сечением полной фотонейтронной реакции $^{189}\text{Os}(\gamma, xn)$.

Таблица 2. Центры тяжести $E^{ц.т.}$ и интегральные сечения $\sigma^{инт}$ оцененных сечений полных и парциальных фото-нейтронных реакций на ядре ^{188}Os в сравнении с экспериментальными данными [8]

Реакция	$E^{ц.т.}$, МэВ	$\sigma^{инт}$, МэВ · мб	$E^{ц.т.}$, МэВ	$\sigma^{инт}$, МэВ · мб
	оцененные данные		экспериментальные данные	
$E^{инт} = B2n = 14.3 \text{ МэВ}$				
$(\gamma, xn)^*$	12.2	1394.3 (5.1)	12.2*	1394.3 (5.1)*
(γ, sn)	12.2	1394.3 (49.6)	12.2	1394.3 (5.1)
$(\gamma, 1n)$	12.1	1394.3 (49.6)	12.1	1394.3 (5.1)
$E^{инт} = B3n = 22.5 \text{ МэВ}$				
$(\gamma, xn)^*$	14.9*	3983.0 (19.8)*	14.9	3983.0 (19.8)
(γ, sn)	14.3	3158.1 (71.0)	14.2	3200.9 (20.3)
$(\gamma, 1n)$	13.3	2333.2 (62.6)	13.0	2418.9 (19.2)
$(\gamma, 2n)$	16.8	824.9 (33.6)	17.0	781.9 (6.4)
$E^{инт} = 31.0 \text{ МэВ}$				
$(\gamma, xn)^*$	16.9*	4755.0 (58.9)*	16.9	4755.0 (58.9)
(γ, sn)	15.7	3521.4 (74.5)	15.5	3634.1 (58.5)
$(\gamma, 1n)$	13.8	2402.5 (62.8)	13.4	2633.6 (53.5)
$(\gamma, 2n)$	18.0	1004.1 (36.6)	17.8	880.1 (22.7)
$(\gamma, 3n)$	25.7	114.7 (16.8)	26.0	120.4 (6.7)

* Исходное для оценки экспериментальное сечение [8].

ния реакции полного выхода нейтронов (γ, xn) . Теоретическое сечение корректировалось путем умножения на коэффициент 1.05 и смещения в сторону больших энергий на 0.45 МэВ.

Таблица 3. Интегральные сечения $\sigma^{инт}$ ($E^{инт} = 19–31 \text{ МэВ}$) оцененных сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{188}Os в сравнении с экспериментальными данными [8]

Реакция	$\sigma^{инт}$, МэВ · мб	
	оцененные данные	экспериментальные данные
$(\gamma, 1n)$	123.0 (4.9)	372.6 (8.0)
$(\gamma, 2n)$	439.7 (21.8)	306.8 (22.4)

На рис. 7 приведены рассчитанные с помощью скорректированного сечения $\sigma^{теор}(\gamma, xn)$ переходные функции множественности $F_{1,2,3}^{теор}$, а также функции $F_{1,2,3}^{эксп}$, полученные по экспериментальным данным [9].

На рис. 8 сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и (γ, sn) на ядре ^{189}Os , оцененные в рамках экспериментально-теоретического подхода (3), представлены вместе с соответствующими экспериментальными [9] сечениями, а также с исходным сечением реакции $^{189}\text{Os}(\gamma, xn)$.

Как и в случае изотопа ^{188}Os , в сечениях реакций для изотопа ^{189}Os и энергетических зависимостях функций $F_{1,2,3}^{эксп}$, могут быть отмечены области энергий, в которых данные имеют значительные систематические погрешности. В области энергий $\sim 16–26 \text{ МэВ}$ это относится к множественностям 1 и 2, в области энергий $\sim 26–31 \text{ МэВ}$ — к множественностям 1 и 3.

Анализ разностей $[\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)]$ и $[\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)]$ и $[\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)]$ и $[\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 3n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 3n)]$ выявляет ситуацию, аналогичную той, которая обсуждалась выше для случая изотопа ^{188}Os : имеют место коррелирующие перераспределения сечений различных каналов.

Интегральные характеристики сечений приведены в табл. 4. В табл. 5 приведены отношения интегральных сечений, рассчитанные для области наибольших расхождений 17–31 МэВ. Для реакции $(\gamma, 1n)$ отношение экспериментального и оцененного интегральных сечений равно 2.2, тогда как для реакции $(\gamma, 2n) - 1.0$. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что полученное для области энергий 17–31 МэВ интегральное сечение реакции $^{189}\text{Os}(\gamma, 1n)$ равно 89.4 МэВ мб, в то время как полученное для области энергий 19–31 МэВ интегральное сечение реакции $^{188}\text{Os}(\gamma, 1n)$ равно 372.6 МэВ мб. Столь большое различие связано с присутствием отрицательных значений в сечении реакции $^{189}\text{Os}(\gamma, 1n)$, обусловленных перемещением части нейтронов в сечение реакции $^{189}\text{Os}(\gamma, 2n)$, которое соответственно приводит к появлению в функции $F_2^{\text{эксп}}$ значений, превышающих физически допустимый предел “0.50”.

3. СРАВНЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ^{188}Os И ^{189}Os

Из сравнения данных, приведенных на рис. 2 и 7, а также на 3 и 8, хорошо видно, что относительно близко к предсказаниям использованной модели [6, 7] в случае изотопа ^{188}Os было выполнено выделение нейтронов с множественностью 1, а в случае изотопа ^{189}Os – нейтронов с множественностью 2. Результаты разделения нейтронов с альтернативными множественностями (2 и 3 в случае ^{188}Os и 1 и 3 в случае ^{189}Os) в эксперименте [8] существенно отличаются от предсказаний модели.

Обнаруженные расхождения энергетических зависимостей функций $F_{1,2,3}^{\text{эксп}}$, а также оцененных и экспериментальных сечений парциальных реакций для обоих изотопов $^{188,189}\text{Os}$ могут быть связаны с тем, что определявшаяся в эксперименте [8] кинетическая энергия нейтронов их множественности соответствовала не столь прямо и однозначно, как это предполагалось в реализованной методике. Использованный метод разделения нейтронов по множественности [8] основывался на предположении о том, что единственный нейтрон из реакции $(\gamma, 1n)$ имеет энергию, много большую, чем оба нейтрона из реакции $(\gamma, 2n)$. Однако экспериментальные и теоретические исследования спектров нейтронов из реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ свиде-

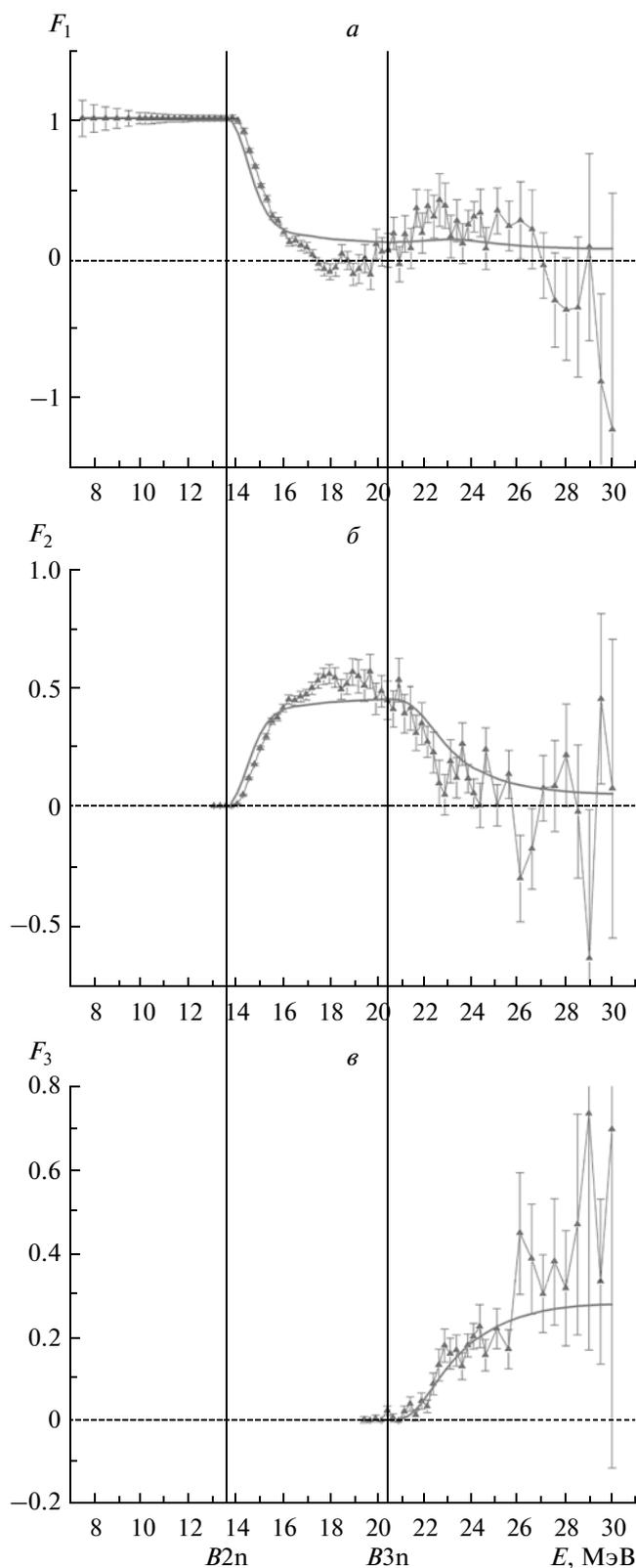


Рис. 7. Сравнение значений функций множественности $F_{1,2,3}^{\text{эксп}}$ для ядра ^{189}Os , полученных из экспериментальных данных (треугольники) [8], с теоретическими функциями (линии) $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$ [6, 7].

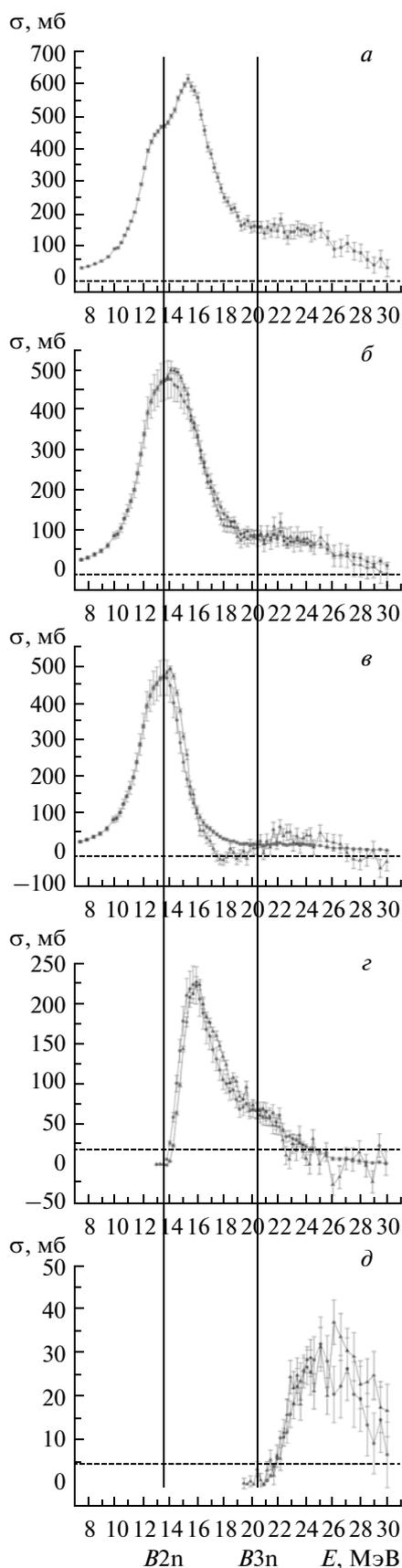


Рис. 8. Сравнение оцененных (точки) и экспериментальных ([8] — треугольники) сечений полных и частичных фотонейтронных реакций на ядре ^{189}Os : $a - \sigma(\gamma, xn)$, $б - \sigma(\gamma, sn)$, $в - \sigma(\gamma, 1n)$, $г - \sigma(\gamma, 2n)$, $д - \sigma(\gamma, 3n)$.

тельствуют [9, 10] о том, что соотношения между спектрами нейтронов, испускаемых в этих реакциях, не соответствуют основному предположению, лежащему в основе обеих методик разделения нейтронов по множественности. При специальном исследовании фоторасщепления ядра ^{181}Ta было показано [10], что средняя энергия первого нейтрона из реакции $(\gamma, 2n)$ намного превышает энергию второго (так, например, при энергии фотонов 25 МэВ средняя энергия первого — 4 МэВ, второго — 1.4 МэВ). При похожем соотношении энергий первого и второго нейтронов из реакции $(\gamma, 3n)$ энергия второго нейтрона из реакции оказывается существенно больше энергии третьего нейтрона. Хотя превышение энергетического порога очередной многонуклонной реакции приводит к увеличению количества высокоэнергетических нейтронов, основной максимум в спектрах нейтронов из реакций с различным количеством нейтронов практически не меняет своего энергетического положения (0.5–1.0 МэВ).

При этом на ситуацию в соседних изотопах, различающихся всего одним нейтроном, могут оказывать влияние и соотношения между порогами $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$ для изотопов $^{188,189}\text{Os}$ практически одинаковы (~14 МэВ), пороги $B1n$ реакции $(\gamma, 1n)$ и $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ для ядра ^{188}Os оказываются соответственно на 2 (~8–6) и 3 (~23–20) МэВ выше, чем для ядра ^{189}Os .

Такое положение дел дополнительно осложняет процесс определения множественности нейтронов на основании данных об их кинетических энергиях. Близость кинетических энергий нейтронов с разными множественностями приводит к большим систематическим погрешностям определяемых в эксперименте сечений частичных реакций. Именно с этими систематическими погрешностями, по-видимому, в основном связаны различия экспериментальных и оцененных сечений реакций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования позволяют сделать определенные выводы об особенностях фоторасщепления исследованных изотопов осмия.

Экспериментальные данные [8] по сечениям частичных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ для ядер $^{188,189}\text{Os}$, полученные с по-

Таблица 4. Центры тяжести $E^{ц.т.}$ и интегральные сечения $\sigma^{инт}$ оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{189}Os в сравнении с экспериментальными данными [8]

Реакция	$E^{ц.т.}$, МэВ	$\sigma^{инт}$, МэВ · мб	$E^{ц.т.}$, МэВ	$\sigma^{инт}$, МэВ · мб
	оцененные данные		экспериментальные данные	
$E^{инт} = B2n = 14.3 \text{ МэВ}$				
(γ , xn)*	12.4	1303.3 (5.4)	12.4*	1303.3 (5.4)*
(γ , sn)	12.5	1301.8 (33.3)	12.4	1303.4 (5.4)
(γ , 1n)	12.5	1300.3 (33.3)	12.5	1303.5 (5.4)
$E^{инт} = B3n = 22.5 \text{ МэВ}$				
(γ , xn)*	15.5*	3694.7 (18.5)*	15.5	3694.7 (18.5)
(γ , sn)	14.9	2862.0 (44.0)	15.0	2844.1 (19.7)
(γ , 1n)	13.7	2029.7 (39.7)	14.0	1994.6 (18.3)
(γ , 2n)	18.1	832.5 (19.1)	17.8	848.5 (7.4)
$E^{инт} = 31.0 \text{ МэВ}$				
(γ , xn)*	17.2*	4715.3 (47.5)*	17.2	4715.3 (47.5)
(γ , sn)	15.9	3341.6 (46.6)	16.2	3310.3 (54.1)
(γ , 1n)	14.0	2133.0 (39.9)	14.9	2109.7 (46.6)
(γ , 2n)	19.2	1043.4 (20.9)	18.3	996.1 (25.9)
(γ , 3n)	27.0	165.2 (11.8)	27.7	205.6 (9.3)

* Исходное для оценки экспериментальное сечение [8].

мощью метода разделения фотонейтронов по множественности, содержат значительные систематические погрешности, не соответствуют предложенным критериям; это проявляется в присутствии в энергетических зависимостях специально введенных функций $F_i^{эксп}$ – отношений сечений парциальных реакций к сечению реакции полного выхода нейтронов – значений, превышающих физически допустимые верхние пределы (соответственно 0.50 и 0.33 для $i = 2, 3$) или физически запрещенных отрицательных значений сечений реакций.

Отмеченные систематические погрешности в различных областях энергий коррелируют: в ядре ^{188}Os в области энергий, больших $\sim 27 \text{ МэВ}$, имеется большое количество значений $F_2^{эксп} < 0$ и значений $F_3^{эксп} > 0.33$; в ядре ^{189}Os в области энергий $\sim 16\text{--}20 \text{ МэВ}$ имеется большое количество значений $F_1^{эксп} < 0$ и значений $F_2^{эксп} > 0.50$, а в области энергий, больших $\sim 26 \text{ МэВ}$, – большое количество значений $F_1^{эксп} < 0$ и значений $F_3^{эксп} > 0.33$.

Систематические погрешности процессов разделения нейтронов с множественностями 2 и 3 в реакциях на ядре ^{188}Os и множественностями 1 и 3 в реакциях на ядре ^{189}Os , связаны с перераспределением нейтронов между каналами “1n”, “2n” и “3n”. Они могут быть обусловлены [10] близостью кинетических энергий нейтронов из разных парциальных реакций, которая делает использо-

Таблица 5. Интегральные сечения $\sigma^{инт}$ ($E^{инт} = 17\text{--}31 \text{ МэВ}$) оцененных сечений парциальных реакций (γ , 1n) и (γ , 2n) на ядре ^{189}Os в сравнении с экспериментальными данными [8]

Реакция	$\sigma^{инт}$, МэВ · мб	
	оцененные данные	экспериментальные данные
(γ , 1n)	195.2 (5.4)	89.4 (45.0)
(γ , 2n)	525.4 (13.6)	519.4 (25.5)

ванную [8] процедуру разделения нейтронов по множественности не вполне оправданной.

В рамках экспериментально-теоретического подхода для обоих изотопов $^{188,189}\text{Os}$ оценены сечения как парциальных (γ , 1n), (γ , 2n) и (γ , 3n) реакций, так и полной реакции (γ , sn).

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ и частично поддержана грантами РФФИ № 09-02-00368 и 13-02-00124. Авторы выражают искреннюю благодарность профессору Б.С. Ишханову и доктору физико-математических наук В.Н. Орлину за ценные консультации и обсуждения, а также за помощь в интерпретации полученных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Четверткова В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 6. С. 875;

- Varlatov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Chetvertkova V.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. № 6. P. 833.
2. *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трощичев С.Ю.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 6. С. 884; *Varlatov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. № 6. P. 842.
3. *Варламов В.В., Орлин В.Н., Песков Н.Н., Полевич Т.С.* Исследование фоторасщепления ядра ^{181}Ta методами наведенной активности и разделения нейтронов по множественности – надежность и достоверность данных. // Препринт НИИЯФ МГУ-2012-1/879.
4. *Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трощичев С.Ю.* // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 283; *Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu.* // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 353.
5. *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н.* // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 1414; *Varlatov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N.* // Phys. Atom. Nucl. 2012. T. 75. P. 1339.
6. *Ишханов Б.С., Орлин В.Н.* // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38. С. 460; *Ishkhanov B.S., Orlin V.N.* // Phys. Part. Nucl. 2007. V. 39. P. 232.
7. *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.
8. *Berman V.L., Faul D.D., Alvarez R.A., Meyer P., Olsson D.L.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 19. P. 1205.
9. *Варламов В.В., Орлин В.Н., Песков Н.Н., Степанов М.Е.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 4. С. 433; *Varlatov V.V., Orlin V.N., Peskov N.N., Stepanov M.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. № 4. P. 388.
10. *Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трощичев С.Ю.* // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 283; *Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu.* // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 353.