

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Достоверность сечений парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{98}Mo В. В. Варламов^{1,b}, В. Д. Кайдарова^{2,a}, М. Е. Степанов²*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова.*¹ *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына;*² *физический факультет, кафедра общей ядерной физики.**Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.**E-mail: ^avd.kaydarova@physics.msu.ru, ^bvarlamov@depni.sinp.msu.ru**Статья поступила 16.01.2017, подписана в печать 17.02.2017.*

Для ядра ^{98}Mo оценены сечения парциальных фотонейтронных реакций, свободные от недостатков различных методов определения множественности нейтронов, используемых на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов и тормозного γ -излучения. В рамках 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 реакции от оцененных сечений обусловлены недостоверным распределением нейтронов между каналами с множественностью 1, 2 и 3.

Ключевые слова: гигантский дипольный резонанс, сечения парциальных фотонейтронных реакций, множественность нейтронов, достоверность данных, экспериментально-теоретический метод оценки сечений реакций.

УДК: 539.17. PACS: 25.20.-x.

Введение

Хорошо известно, насколько актуальной с точки зрения исследования свойств гигантского дипольного резонанса (ГДР) атомных ядер является информация о сечениях парциальных фотоядерных, прежде всего фотонейтронных реакций, таких как $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$. Эти данные широко используются в самых различных областях науки и техники (ядерная физика и ядерная энергетика, радиационные разделы химии, геологии, медицины и т. д.).

Большинство данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций получено с помощью квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Лоуренсовской Ливерморской национальной лаборатории (Ливермор, США) и в Центре ядерных исследований в Сакле, Франция.

При практически совпадающих энергетических спектрах фотонов, взаимодействующих с ядром-мишенью, методы определения множественности нейтронов по их измеряемой кинетической энергии весьма существенно различались, что означало, по существу, различия в условиях проведения экспериментов. Это приводило к хорошо известным систематическим расхождениям полученных результатов по сечениям реакций [1, 2]. Такие систематические расхождения (относительно небольшие, $\sim 10\%$) выявляются при сравнительном анализе данных даже по сечению реакции выхода нейтронов [1, 2]:

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

При этом расхождения между сечениями парциальных реакций — $\sigma(\gamma, 1n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, 3n)$, ... — оказываются более существенными (до $\sim 100\%$ величины). К тому же они имеют определенно систематический характер: как правило, для одинаковых ядер реакции $(\gamma, 1n)$ имеют большие величины в Сакле, а реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, в Ливерморе.

Энергетические пороги парциальных реакций невелики и достаточно близки друг к другу. Это приводит к тому, что, например, в области энергий выше порога $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$ при регистрации каждого нейтрона перед экспериментаторами стоит задача надежной идентификации того, в какой из двух реализующихся одновременно реакций — $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ — он образовался. Та же проблема возникает и при энергиях выше порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$, в которой могут конкурировать между собой реакции с образованием 2 и 3 нейтронов и т. д.

Проблемы разделения конкурирующих реакций решаются в экспериментах с помощью специальных методов разделения нейтронов по множественности. В экспериментах с квазимоноэнергетическими фотонами использовались детекторы, позволявшие разделять нейтроны по множественности путем измерения их энергий (предполагалось, что нейтроны из реакции $(\gamma, 1n)$ имеют большие энергии, чем нейтроны из реакции $(\gamma, 2n)$). Так, в Ливерморе использовался метод «кольцевых отношений», при котором детекторы нейтронов располагались в замедлителе вокруг мишени концентрическими кольцами разного

диаметра, из которых кольца меньшего диаметра регистрировали нейтроны с меньшей кинетической энергией (предположительно из реакции $(\gamma, 2n)$), а кольца большего диаметра — нейтроны с большей кинетической энергией — предположительно из реакции $(\gamma, 1n)$. В Сакле использовался большой детектор из жидкого сцинтиллятора, специально откалиброванный с помощью источников нейтронов.

Для анализа достоверности данных о разделении фотонейтронов по множественности был предложен подход [1, 2], основанный на использовании специальных переходных функций множественности — отношений сечений определенных парциальных реакций к сечению реакции выхода нейтронов:

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

По определению такие отношения не могут иметь значений, превышающих 1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$. Превышение отношениями F_i^{exp} предельных значений указывает на физически недостоверное распределение нейтронов между реакциями $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ и т. д. Особый интерес вызывает функция F_2 , поскольку она является весьма эффективным средством исследования соотношений между собой сечений трех обсуждаемых парциальных реакций: $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$.

Функция F_2 образована делением сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ на само себя удвоенное (с добавками от $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$ в знаменателе соотношения (2)), а следовательно, ни при каких энергиях фотонов она не может принимать значений, больших 0.50. Поскольку сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ располагается в области спадающей высокоэнергетичной части сечения $\sigma(\gamma, 1n)$, отклонение от значения 0.50 в области малых энергий обусловлено величиной $\sigma(\gamma, 1n)$; при возрастании энергии фотонов значения функции F_2 должны снизу стремиться к пределу 0.50 (нигде его не достигая). Отклонения значений функции F_2 от предела 0.50 в области энергий, больших $B3n$, определяются вкладом сечения реакции $(\gamma, 3n)$.

В соответствии со сказанным был предложен [1, 2] экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, свободный от недостатков экспериментального разделения нейтронов по множественности. Он основывается на совместном использовании экспериментальных данных только для сечения реакции выхода нейтронов (1), не зависящего от обсуждаемых проблем множественности, и результатов расчетов в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций [3, 4], успешно описывающей сечения реакции (1). В настоящей работе анализ достоверности экспериментальных данных и оценка достоверных сечений парциальных и полных фотонейтронных реакций выполнены для ядра ^{98}Mo .

1. Переходные функции множественности фотонейтронов F_i для ядра ^{98}Mo

Исследования фоторасщепления ядра ^{98}Mo выполнены в двух экспериментах — на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов в Сакле [5] и тормозного γ -излучения [6] в НИИЯФ МГУ. Следует отметить, что в эксперименте [5] сечения парциальных реакций с помощью метода разделения нейтронов по множественности измерялись непосредственно и использовались для получения сечения полной фотонейтронной реакции

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

и сечения реакции выхода (1). В эксперименте [6] непосредственно определялось сечение реакции выхода (1), из которого на основе статистической теории ядерных реакций определялось сечение (3). Сечения парциальных реакций определялись с помощью сечений (1) и (3) при использовании соответствующих разностных процедур. Так, например, при энергиях до порога $B3n$

$$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, sn). \quad (4)$$

На рис. 1 приведены энергетические зависимости переходных функций множественности нейтронов — отношений F_i^{exp} (2), полученных по данным работ [5, 6] для ядра ^{98}Mo , которые сравниваются с F_i^{theor} [3, 4]. Хорошо видно, что отношения F_i^{exp} существенно отличаются от F_i^{theor} .

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

— до порога $B2n = 15.47$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$ $F_1^{\text{theor}} = 1$, а после открытия канала $2n$ F_1^{theor} 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 $(\gamma, 2n)$ $F_2^{\text{theor}} = 0$; после открытия канала $2n$ F_2^{theor} нарастает в соответствии с конкуренцией роста сечения $\sigma(\gamma, 2n)$ и уменьшения сечения $\sigma(\gamma, 1n)$, приближается снизу к значению 0.50, ни где его не достигая, и при открытии канала $3n$ уменьшается в соответствии с появлением вклада $\sigma(\gamma, 3n)$ в знаменателе соотношения (2);

— до порога $B3n = 24.62$ МэВ реакции $(\gamma, 3n)$ $F_3^{\text{theor}} = 0$, а при больших энергиях нарастает в соответствии с конкуренцией роста сечения $\sigma(\gamma, 3n)$ и уменьшения сечения $\sigma(\gamma, 2n)$.

Следует обратить внимание на то, что экспериментальные отношения $F_{1,2}^{\text{exp}}$ заметно отличаются от соответствующих теоретических отношений $F_{1,2}^{\text{theor}}$ в целом практически при всех энергиях, превышающих ~ 17 МэВ. При этом в области энергий ~ 19.5 – 22.0 МэВ, а также при энергиях ~ 24.2 , ~ 25.7 и ~ 26.8 МэВ наблюдаются физически запрещенные отрицательные значения отношений F_1^{exp} , которые коррелируют с недостоверными значениями

$F_2^{\text{exp}} > 0.50$. Такие корреляции свидетельствуют о том, что экспериментальное разделение нейтронов между обсуждаемыми парциальными реакциями было выполнено не вполне достоверно. Определенная часть нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ была ошибочно идентифицирована как нейтроны из реакции $(\gamma, 2n)$,

в результате чего сечение первой было недостоверно уменьшено вплоть до появления запрещенных отрицательных значений, а сечение второй столь же недостоверно увеличено вплоть до появления в нем значений, для которых $F_2^{\text{exp}} > 0.50$. Таким образом, данные, приведенные на рис. 1, свидетельствуют

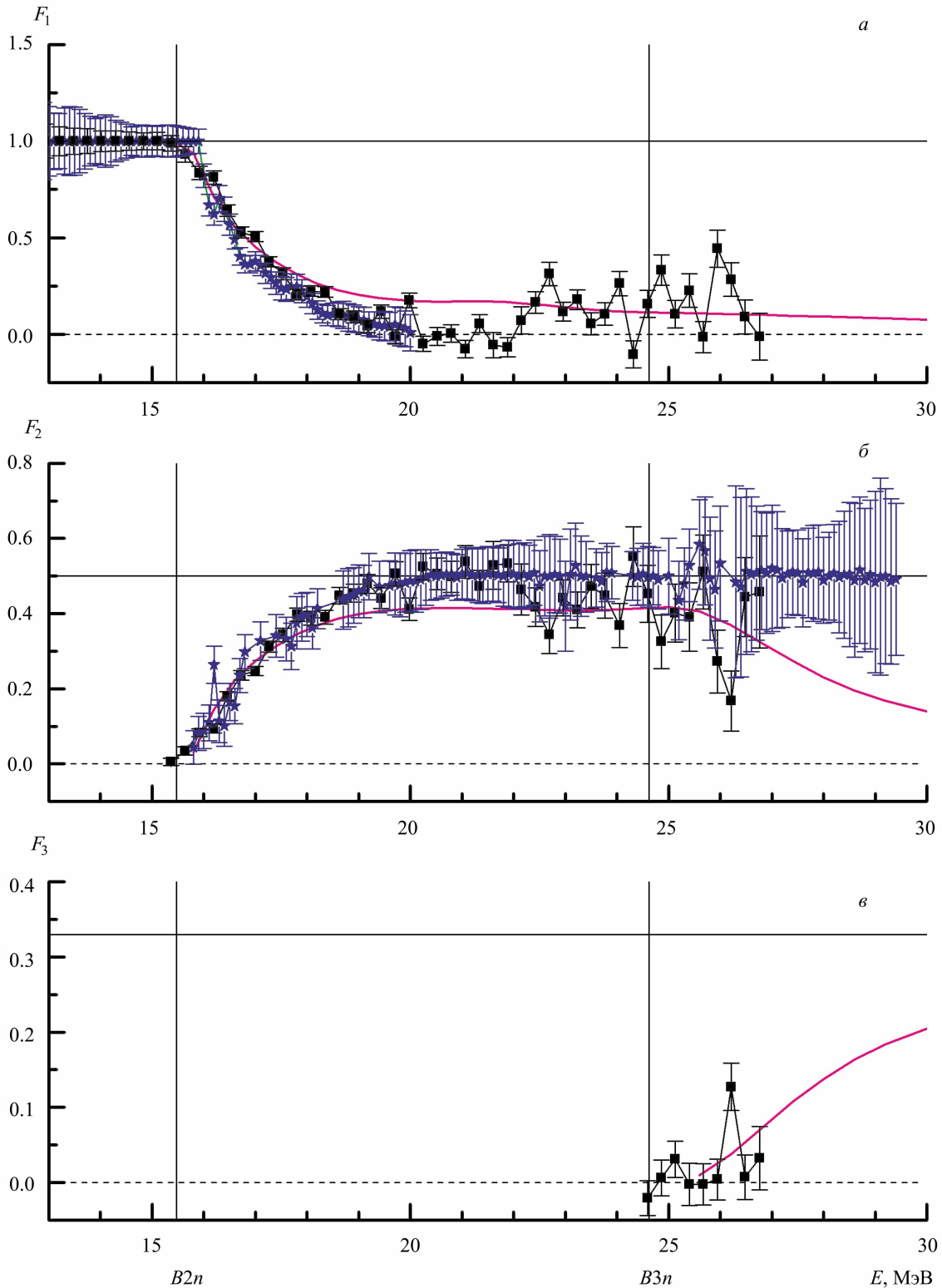


Рис. 1. Сравнение переходных функций множественности F_i^{exp} (2), полученных по экспериментальным данным ([5] — квадраты, [6] — звездочки), с функциями F_i^{theor} , полученными по результатам теоретических расчетов [3, 4]: а — функции F_1 , б — функции F_2 , в — функции F_3

о том, что относительно достоверности данных о сечениях парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ могут быть высказаны сомнения, поскольку они не удовлетворяют объективным физическим критериям достоверности.

2. Экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций

Для получения данных по парциальным сечениям 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 комбинированной модели фотоядерных реакций [3, 4] сечения реакций $\sigma^{\text{theor}}(\gamma, 1n)$, $\sigma^{\text{theor}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma^{\text{theor}}(\gamma, 3n)$ объединяются в сечение (1) реакции выхода $\sigma^{\text{theor}}(\gamma, xn)$;

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

- с использованием энергетических зависимостей переходных функций $F_i^{\text{theor}}(E)$ и экспериментальных данных по полному сечению реакции выхода фотонейтронов $\sigma^{\text{exp}}(\gamma, xn)$ для каждого значения множественности нейтронов i получают оцененные сечения $\sigma^{\text{eval}}(\gamma, in)$ парциальных реакций:

$$\sigma^{\text{eval}}(\gamma, in) = F_i^{\text{theor}} \sigma^{\text{exp}}(\gamma, xn). \quad (5)$$

2.1. Реакция выхода фотонейтронов (γ, xn)

В рамках предложенного метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, удовлетворяющих введенным объективным физическим критериям достоверности данных, особое значение приобретает степень согласия с экспериментальными данными сечений реакции выхода фотонейтронов (γ, xn) , рассчитанных в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций. На предварительном этапе оценки сечений парциальных реакций экспериментальное и теоретическое сечения выхода нейтронов по возможности полно согласовываются друг с другом.

На рис. 2 с теоретическим сечением $\sigma^{\text{theor}}(\gamma, xn)$, рассчитанным в рамках модели [3, 4], сравниваются экспериментальные сечения, полученные в экспериментах с квазиодноэнергетическими аннигиляционными фотонами [5] и тормозным γ -излучением [6]. Видно, что в то время как первое достаточно хорошо согласуется с результатом расчета, второе существенно отличается от него. С учетом этих различий, а также того обстоятельства, что в эксперименте [5] были определены сечения парциальных реакций

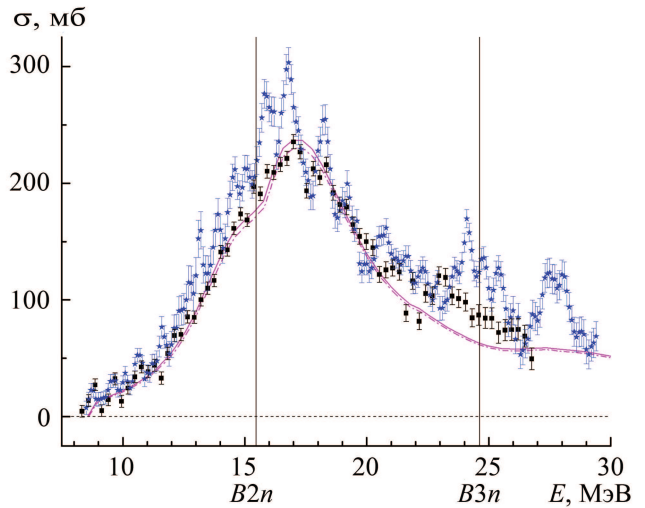


Рис. 2. Сравнение исходного (пунктирная линия) и скорректированного (сплошная линия) теоретических [3, 4] сечений реакции выхода фотонейтронов (γ, xn) с экспериментальными данными ([5] — квадраты, [6] — звездочки)

$(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, а в эксперименте [6] — только реакции $(\gamma, 1n)$, для процедуры оценки (5) в качестве исходного было выбрано сечение реакции $\sigma^{\text{exp}}(\gamma, xn)$ (1), полученное в эксперименте [5].

Перед тем как использовать в процедуре оценки (5) функции F_i^{theor} , с целью достижения максимально хорошего согласования экспериментального [5] и теоретического сечений в области основного максимума сечения последнее было дополнительно слегка скорректировано — сдвинуто в сторону меньших энергий на 0.03 МэВ и умножено на коэффициент 1.03. Соответствующие числовые значения для центров тяжести и интегральных сечений реакции приведены в табл. 1. Скорректированные теоретические сечения были использованы для проведения оценки сечений парциальных реакций в рамках экспериментально-теоретического метода.

Таблица 1
Центры тяжести $E^{c.g.}$ и интегральные сечения σ^{int} реакции $^{98}\text{Mo}(\gamma, xn)$

	$E^{c.g.}$, МэВ	σ^{int} , МэВ мб
Область энергии	$E^{\text{int}} = 11.8\text{--}20.0$ МэВ	
Эксперимент [5]	16.47	1363.20 ± 8.80
Теория — исх.	16.50	1324.31 ± 30.78
Теория — корр.	16.47	1363.25 ± 31.76
Эксперимент [6]	16.28	1535.06 ± 11.27

Примечание. Интегрирование выполнено начиная с энергии 11.8 МэВ вследствие разброса данных экспериментального сечения [5] на начальном участке.

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 (5) при использовании в качестве исходных экспериментальных данных сечения $\sigma^{\text{exp}}(\gamma, xn)$ [5], на рис. 3 сравниваются с соответствующими экспериментальными данными [5, 6]. Как отмечалось выше, в эксперименте [6] были получены сечения реакции (γ, xn) , (γ, sn) и $(\gamma, 1n)$, в связи с чем для определения сечения реакции $(\gamma, 2n)$ нами была использована разностная процедура (4). 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 $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$, где отсутствует проблема разделе-

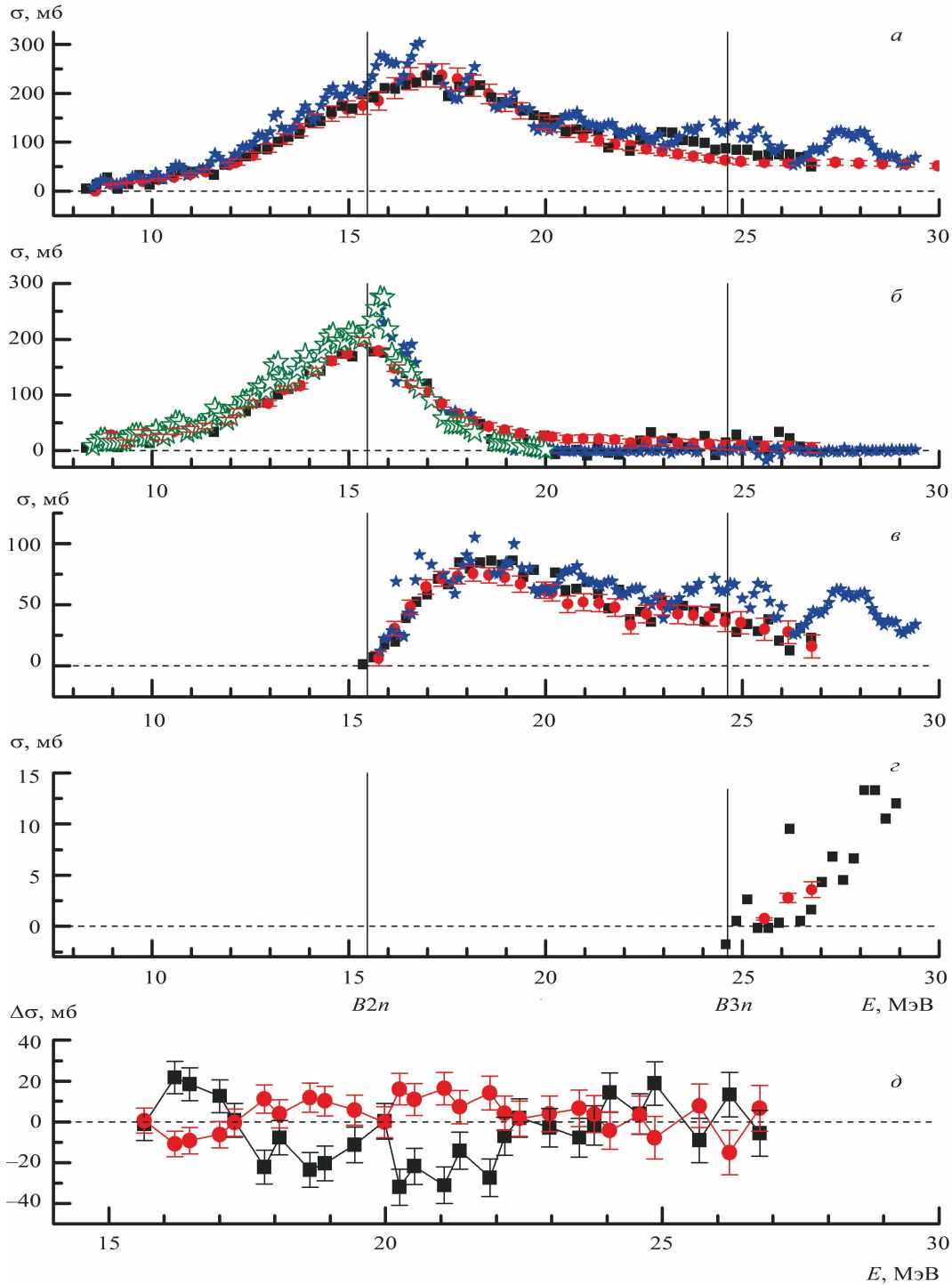


Рис. 3. Сравнение оцененных и экспериментальных данных по сечениям полных и парциальных фото-нейтронных реакций на ядре ^{98}Mo : а-г — оцененные (кружки) и экспериментальные ([5] — квадраты, [6] — звездочки) сечения реакций соответственно $\sigma(\gamma, xn)$, $\sigma(\gamma, 1n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$; д — разности между оцененными и экспериментальными [5] сечениями реакций $(\gamma, 1n)$ (квадраты) и $(\gamma, 2n)$ (кружки)

Таблица 2

Интегральные сечения σ^{int} оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{98}Mo в сравнении с экспериментальными данными [5, 6]

Реакция	Оценка	Эксперимент [5]	Эксперимент [6]
$E^{\text{int}} = B2n = 15.47 \text{ МэВ}$			
(γ, xn)	509.83 ± 7.31	511.57 ± 6.38	610.68 ± 8.46
$(\gamma, 1n)$	531.51 ± 7.91	510.98 ± 6.35	610.68 ± 8.74
$E^{\text{int}} = B3n = 24.62 \text{ МэВ}$			
(γ, xn)	1846.81 ± 34.31	1924.13 ± 12.54	2204.23 ± 13.16
$(\gamma, 1n)$	970.03 ± 15.26	886.44 ± 10.95	981.86 ± 12.06
$(\gamma, 2n)$	447.06 ± 13.06	519.60 ± 6.01	591.78 ± 17.33
$E^{\text{int}} = 27.00 \text{ МэВ}$			
(γ, xn)	2002.38 ± 34.99	2111.70 ± 14.83	2461.76 ± 14.47
$(\gamma, 1n)$	1016.77 ± 18.90	946.35 ± 12.41	1012.36 ± 12.26
$(\gamma, 2n)$	538.80 ± 16.81	577.52 ± 7.43	706.48 ± 27.04

ния нейтронов по множественности, расхождение экспериментальных [5] и оцененных невелико: различие интегральных сечений составляет 4.0% (510.98 и 531.51 МэВ мб). В области больших энергий, при которых реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ конкурируют, данные для обеих реакций существенно различаются. В случае реакции $(\gamma, 1n)$ $\sigma^{\text{int-eval}}(\gamma, 1n) > \sigma^{\text{int-exp}}(\gamma, 1n)$ на 9.4% (886.44 и 970.03 МэВ мб) [5], тогда как в случае реакции $(\gamma, 2n)$ $\sigma^{\text{int-eval}}(\gamma, 2n) < \sigma^{\text{int-exp}}(\gamma, 2n)$ на 16.2% (519.60 и 447.06 МэВ мб) [5]. Такие значительные разнонаправленные расхождения наглядно иллюстрируют причины существенных систематических погрешностей результатов выполненного эксперимента [5] — недостоверное перемещение определенного количества нейтронов из канала «1n» в канал «2n».

Разности между оцененными и экспериментальными [5] сечениями, полученные отдельно для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, приведены на рис. 3, д. Хорошо видна отмечавшаяся выше корреляция расхождений экспериментальных и оцененных данных.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в обеих рассматриваемых областях энергий данные эксперимента [6] существенно завышены по сравнению с оцененными данными. Так, в области энергий, меньших порога $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$, экспериментальное [6] интегральное сечение больше оцененного интегрального сечения на 14.9% (610.68 и 531.51 МэВ мб). При больших энергиях данные для реакции $(\gamma, 1n)$ весьма близки (интегральные сечения $\sigma^{\text{int-eval}}(\gamma, 1n)$ и $\sigma^{\text{int-exp}}(\gamma, 1n)$ различаются всего на 1.2% (981.86 и 970.03 МэВ мб)). В то же время различие данных для реакции $(\gamma, 2n)$ весьма велико: расхождение $\sigma^{\text{int-eval}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma^{\text{int-exp}}(\gamma, 2n)$ достигает 32.4% (591.78 и 447.06 МэВ мб).

Сравнение данных, приведенных на рис. 1 и 3, свидетельствует о том, что значительные расхождения между экспериментальными и оцененными сечениями парциальных реакций наблюдаются именно в тех областях энергий фотонов, в которых экспериментальные данные не удовлетворяют критериям достоверности. Как отмечалось выше, прежде всего это относится к области энергий $\sim 17.0\text{--}22.0$ МэВ. В соответствии с различиями в энергетических зависимостях отношений F_i^{exp} и F_i^{theor} экспериментальные данные [5] для сечений реакции $(\gamma, 1n)$ оказываются недостоверно заниженными (вплоть до появления физически запрещенных отрицательных значений) за счет изъятия из них вклада значительного числа нейтронов, которым необоснованно приписана множественность 2. В связи с этим экспериментальные данные для сечений реакции $(\gamma, 2n)$ оказываются столь же необоснованно завышенными, что приводит к возрастанию этого сечения вплоть до недостоверных значений $F_2^{\text{exp}} > 0.50$. Экспериментальные данные [5] для сечения реакции $(\gamma, 3n)$ при энергиях до ~ 26 МэВ оказываются недостоверно заниженными (присутствуют физически запрещенные отрицательные значения в сечении реакции) за счет изъятия из них вклада значительного числа нейтронов, которым необоснованно приписана множественность 2 или 1. В области энергий $\sim 26\text{--}27$ МэВ, напротив, экспериментальное [5] сечение оказывается существенно больше оцененного в связи с переносом в канал «...с множественностью 3 заметного числа нейтронов из канала с множественностью 2».

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 $\sim 0.5\text{--}1.0$ МэВ).

Заключение

С использованием объективных физических критериев достоверности данных исследована достоверность экспериментальных данных по фоторасщеплению ядра ^{98}Mo , полученных в разных экспериментах. Показано, что сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, полученные в эксперименте [5] на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности и на пучке тормозного γ -излучения с помощью внесения поправок по статистической теории в экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов [6], не удовлетворяют физическим критериям достоверности. Необоснованные перемещения значительных количеств нейтронов между каналами с разной множественностью приводят к появлению в энергетических зависимостях функций F_i^{exp} — отношений сечений парциальных реакций к сечению реакции выхода нейтронов — значений, превышающих физически допустимые верхние пределы (соответственно 0.50 и 0.33 для $i = 2, 3$) или физически запрещенных отрицательных значений. Обсуждаемые существенные систематические 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 ^{98}Mo получены новые сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, а также полной фотонейтронной реакции (γ, 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 профессору Б.С. Ишханову и ведущему научному сотруднику В.Н. Орлину за проведение необходимых теоретических расчетов и 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. **74**, № 6. С. 884. (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2010. **74**, N 6. P. 842.)
2. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2012. **75**, № 11. С. 1414. (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* 2012. **75**, N 11. P. 1339.)
3. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЭЧАЯ. 2007. **38**. С. 460. (Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // *Phys. Part. Nucl.* 2007. **38**, N 2. P. 232.)
4. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2008. **71**. С. 517. (Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* 2008. **71**, N 3. P. 493.)
5. Beil H., Bergere R., Carlos P., Lepretre A. et al. // *Nucl. Phys.* 1974. **227**. P. 427.
6. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В., Сопов В.С. и др. // ЯФ. 1970. **11**. С. 702. (Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Lazutin E.V., Sopov V.S. et al. // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1970. **11**. P. 394.)
7. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Песков Н.Н. // ЯФ. 2016. **79**, № 4. С. 315. (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Peskov N.N. // *Phys. Atom. Nucl.* 2016. **79**, N 4. P. 501.)
8. Варламов В.В., Давыдов А.И., Макаров М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. **80**, № 3. С. 351. (Varlamov V.V., Davydov A.I., Makarov M.A. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2016. **80**, N 3. P. 317.)
9. Варламов В.В., Макаров М.А., Песков Н.Н., Степанов М.Е. // ЯФ. 2015. **78**, № 9. С. 797. (Varlamov V.V., Makarov M.A., Peskov N.N., Stepanov M.E. // *Phys. Atom. Nucl.* 2015. **78**, N 6. P. 746.)
10. Belyshev S.S., Filipescu D.M., Gheoghe I. et al. // *Eur. Phys. J. A.* 2015. **51**, N 6. P. 67.
11. Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Stopani K.A. // *Eur. Phys. J. A.* 2014. **50**, N 7. P. 114.
12. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. // ЯФ. 2013. **76**, № 11. С. 1484. (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. et al. // *Phys. Atom. Nucl.* 2013. **76**, N 11. P. 1403.)
13. Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошчиев С.Ю. // ЯФ. 2012. **75**, № 3. С. 283. (Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu. // *Phys. Atom. Nucl.* 2012. **75**, N 3. P. 253.)

The reliability of cross sections of partial photoneutron reactions for ^{98}Mo **V. V. Varlamov^{1,b}, V. D. Kaidarova^{2,a}, M. E. Stepanov²**¹*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*²*Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.**E-mail: ^avd.kaidarova@physics.msu.ru, ^bvarlamov@depni.sinp.msu.ru.*

The cross sections of partial photoneutron reactions for ^{98}Mo were evaluated. These cross sections are free from the shortcomings of various methods for neutron multiplicity determination used at the beams of quasi-monoenergetic annihilation photons and bremsstrahlung radiation. New data on the cross sections of reactions $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, and $(\gamma, 3n)$ were obtained using the experimental–theoretical method for evaluation of cross sections of partial reactions satisfying the introduced physical reliability criteria. It is demonstrated that considerable deviations of the experimental cross sections from the evaluated ones result from an inaccurate sorting of neutrons between channels with a multiplicity of 1, 2, and 3.

Keywords: giant dipole resonance, cross sections of partial photoneutron reactions, neutron multiplicity, data reliability, experimental–theoretical method for evaluation of reaction cross sections.

PACS: 25.20.–x.

Received 16 January 2017.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2018. **72**, No. 1. Pp. 68–71.

Сведения об авторах

1. Варламов Владимир Васильевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: varlamov@depni.sinp.msu.ru.
2. Кайдарова Валерия Дмитриевна — студентка; тел.: (916) 260-77-02, e-mail: vd.kaidarova@physics.msu.ru.
3. Степанов Михаил Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: stepanov@depni.sinp.msu.ru.