

Достоверность сечений парциальных фотонейтронных реакций для ядер ^{139}La и $^{145,148}\text{Nd}$

В. В. Варламов^{1,*}, В. Д. Кайдарова^{2†}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ)

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 15.05.2018; Подписана в печать 17.05.2018)

Для ядер ^{139}La и $^{145,148}\text{Nd}$ оценены сечения парциальных фотонейтронных реакций, свободные от недостатков различных методов определения множественности нейтронов, используемых на пучках квазиодноэнергетических 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 расхождения экспериментальных и оцененных сечений обусловлены недостоверным распределением нейтронов между каналами с множественностью 1, 2 и 3.

PACS: 25.20. -x. УДК:539.17.

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

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена детальным исследованиям причин известных систематических расхождений результатов разных экспериментов по определению сечений парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ на ядрах ^{139}La и $^{145,148}\text{Nd}$ в области энергий гигантского дипольного резонанса (ГДР), выполненных с помощью различных методов разделения нейтронов по множественности, и оценке сечений таких реакций, удовлетворяющих объективным физическим критериям достоверности.

Большинство данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций получено с помощью квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов в Лоренсовской Ливерморской Национальной Лаборатории (Ливермор, США) и в Центре Ядерных Исследований Франции (Сакле, Франция). В обеих лабораториях использованы методы разделения фотонейтронов по множественности, основанные на предположении о прямой связи этой множественности со средней кинетической энергией нейтронов. Различия методов получения информации о сечениях реакций приводят к заметным (в среднем 12%) систематическим расхождениям результатов уже при определении сечения $\sigma(\gamma, xn)$ реакции полного выхода фотонейтронов [1]. Еще более существенными (намного превосходящими статистические погрешности и достигающими 100%) оказываются расхождения между сечениями парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, ...

По результатам исследований для многих ядер показано [3, 4, 9–14], что систематические расхождения обусловлены недостатками использованных в экспериментах методов разделения фотонейтронов по множественности.

В настоящей работе анализ достоверности экспериментальных данных и оценка достоверных сечений парциальных $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и полной $[(\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n)]$ фотонейтронных реакций выполнены для ядер ^{139}La и $^{145,148}\text{Nd}$.

1. ПЕРЕХОДНЫЕ ФУНКЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ F_i КАК ОБЪЕКТИВНЫЕ КРИТЕРИИ ДОСТОВЕРНОСТИ ДАННЫХ О СЕЧЕНИЯХ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

С целью избежать зависимостей сечений парциальных фотонейтронных реакций от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности был предложен [3, 4] экспериментально-теоретический метод оценки этих сечений. В нем в качестве исходной экспериментальной информации используются данные о сечении реакции выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$

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

не зависящей от множественности нейтронов, а разделение реакций с различной множественностью нейтронов выполняется с помощью переходных функций множественности

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

*E-mail: varlamov@depni.sinp.msu.ru

†E-mail: vd.kaydarova@physics.msu.ru

рассчитываемых в рамках комбинированной модели (КМ) фотоядерных реакций [5, 6]. Специально введенные критерии присутствия систематических погрешностей — переходные функции множественности (2) — не должны иметь значений, превышающих физически допустимые по определению пределы — 1.00, 0.50, 0.33... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$. Превышение отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ указанных предельных значений свидетельствует о физически недостоверном распределении нейтронов между реакциями $(\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n)$, обусловленном присутствием значительных систематических погрешностей метода определения множественности нейтронов.

А. Переходные функции множественности фотонейтронов F_i для ядра ^{139}La

Исследования фоторасщепления ядра ^{139}La выполнены в двух экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Сакле (Франция) [17, 18]. На рис. 1 приведены энергетические зависимости переходных функций множественности нейтронов — отношений $F_i^{\text{эксп}}$ (2), полученных по данным работ [17, 18] для ядра ^{139}La , которые сравниваются с функциями $F_i^{\text{теор}}$ [5, 6]. 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 ~ 20 МэВ, которые практически совпадают.

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

- $F_i^{\text{эксп}}$, полученные для данных обоих экспериментов [17, 18], находятся вблизи $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в рамках модели [5, 6], только при энергиях ~ 20 МэВ;
- как при меньших, так и при больших энергиях наблюдаются заметные расхождения между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$.

В области энергий до ~ 20 МэВ $F_2^{\text{эксп}}$ заметно превышает $F_2^{\text{теор}}$. В области больших энергий расхождение между ними становится еще заметнее. 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 ~ 20 МэВ $F_2^{\text{эксп}}$ заметно превышает $F_2^{\text{теор}}$, и при больших энергиях расхождение между ними еще возрастает. Следует обратить особое внимание на то, что при энергиях, больших ~ 21.5 МэВ (на ~ 4 МэВ ниже $B3n$) $F_2^{\text{эксп}}$ начинает заметно уменьшаться, хотя по определению (2) 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

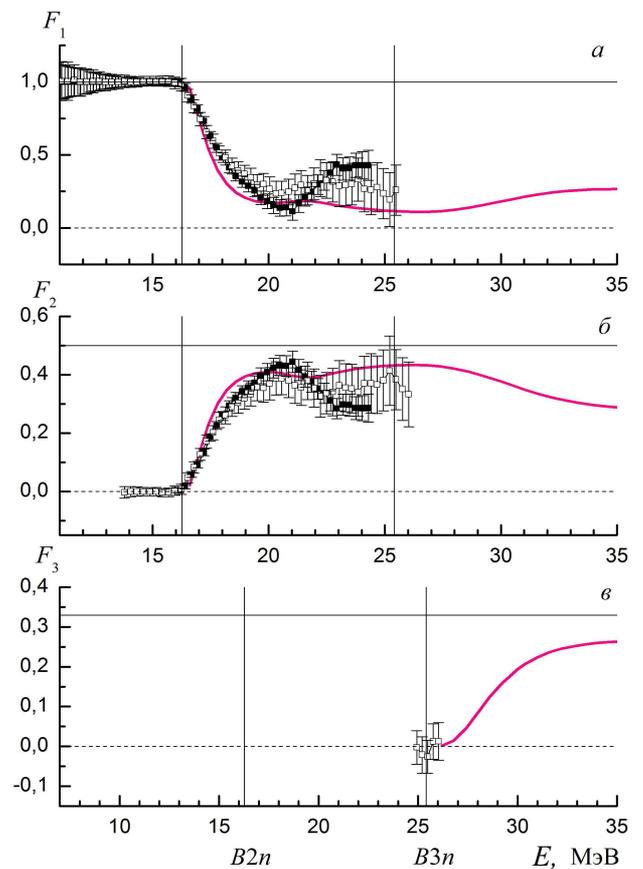


Рис. 1: Сравнение переходных функций множественности $F_i^{\text{эксп}}$ (2), полученных по экспериментальным данным ([17] — пустые квадраты, [18] — квадраты), с функциями $F_i^{\text{теор}}$ (линии), полученными по результатам теоретических расчетов в КМ [5, 6]: а — F_1 , б — F_2 , в — F_3

между обсуждаемыми парциальными реакциями было выполнено не вполне достоверно.

В. Переходные функции множественности фотонейтронов F_i для ядра $^{145,148}\text{Nd}$

На рис. 2 приведены энергетические зависимости переходных функций множественности нейтронов $F_i^{\text{эксп}}$, полученных по данным работ [7, 8] для исследуемых ядер, которые сравниваются с $F_i^{\text{теор}}$ [5, 6].

Хорошо видно, что отношения $F_i^{\text{эксп}}$ существенно отличаются от $F_i^{\text{теор}}$ для рассматриваемых ядер. В случае ядра ^{145}Nd отношения $F_i^{\text{эксп}}$ при всех исследованных энергиях фотонов не противоречат описанным выше критериям достоверности данных, однако при этом существенно расходятся с $F_i^{\text{теор}}$. Для ядра ^{148}Nd в области энергий $\sim 16.5 - 17.5$ МэВ данные физическим критериям достоверности не удовлетворяют ($F_1^{\text{эксп}} < 0$ и $F_2^{\text{эксп}} > 0.50$). Данные, приведенные на рис. 2, свидетельствуют о том, что относительно до-

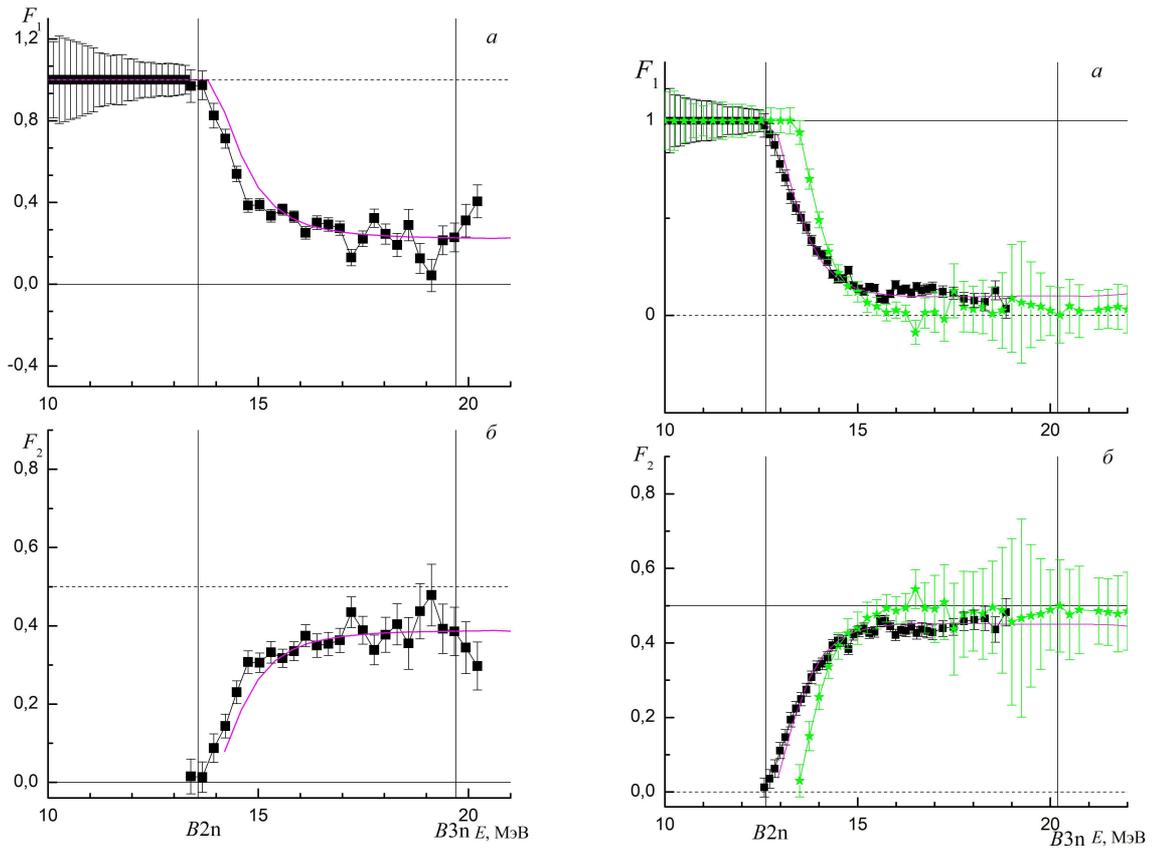


Рис. 2: Сравнение переходных функций множественности $F_i^{\text{эксп}}$ (а, б для $i = 1, 2$) (2), полученных по экспериментальным данным ([7] — квадраты, [8] — звезды) с функциями $F_i^{\text{теор}}$, полученными по результатам теоретических расчетов [5, 6], для ядер ^{145}Nd (левая панель), ^{148}Nd (правая панель)

стоверности данных о сечениях парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на обоих ядрах $^{145,148}\text{Nd}$ могут быть высказаны серьезные сомнения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО–ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

В экспериментально–теоретическом методе оценки [3, 4] сечений фотонейтронных реакций, не зависящих от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности, достоверные данные по конкурирующим реакциям $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ получаются следующим образом:

- теоретически рассчитанные в рамках КМ [5, 6] сечения реакций $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)$ объединяются (1) 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 $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ 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 получаются оцененные сечения $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$ парциальных реакций

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

Такой метод оценки означает, что соотношения сечений парциальных реакций не зависят от погрешностей экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности и соответствуют положениям КМ, а соответствующая их сумма равна экспериментальному сечению реакции выхода нейтронов, не зависящему от проблем определения множественности нейтронов.

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 КМ. На предварительном этапе оценки сечений парциальных реакций эксперименталь-

ное и теоретическое сечения выхода нейтронов по возможности полно согласовываются друг с другом.

3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ КОРРЕКТИРОВКА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ

А. Ядро ^{139}La

На рис. 3 с теоретическим сечением $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$, рассчитанным в рамках КМ [5, 6], сравниваются экспериментальные сечения, полученные в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами [17, 18]. Видно, что оба экспериментальных сечения достаточно хорошо согласуются с результатом расчета. С учетом того обстоятельства, что в эксперименте [17] были определены сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, и $(\gamma, 3n)$, а в эксперименте [18] — 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 [17].

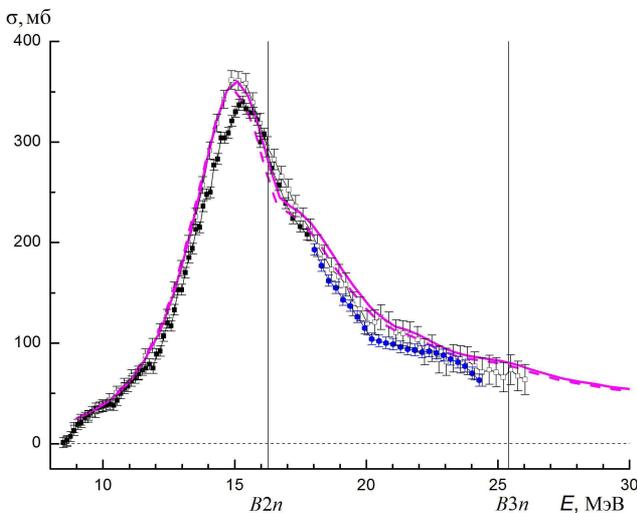


Рис. 3: Сравнение исходного (пунктирная линия) и скорректированного (сплошная линия) теоретических [5, 6] сечений реакции выхода фотонейтронов (γ, xn) с экспериментальными данными ([17] — квадраты, [18] — пустые квадраты до энергии 18 МэВ, [18] — кружки в области энергии 18–24 МэВ (получены нами с помощью соответствующего суммирования (1))

Следует отметить, что в эксперименте [18] сечение полной фотонейтронной реакции

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

и сечение реакции выхода (1) были получены до энергии 18 МэВ. В области энергий $\sim 18\text{--}24$ МэВ данные для сечений (1) и (4) 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 хорошего согласования экспериментального [17] 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. I. Скорректированные теоретические сечения были использованы для проведения оценки сечений парциальных реакций в рамках экспериментально—теоретического метода.

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

	$E^{\text{ц.т.}}$, МэВ	$\sigma^{\text{инт}}$, МэВ мб
Область энергии	$E^{\text{инт}} = 10.0 - 16.00$ МэВ	
Эксперимент [17]	14.08	1202.33 ± 3.96
Теория – исх.	13.97	1170.22 ± 5.15
Теория – корр.	14.08	1201.82 ± 5.86
Эксперимент [18]	14.08	1077.52 ± 4.78

В. Ядро ^{145}Nd

На рис. 4 с теоретическим сечением $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$, рассчитанным в рамках КМ [5, 6], сравнивается экспериментальное сечение, полученное для ядра ^{145}Nd в эксперименте с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами [7]. Видно, что экспериментальное сечение достаточно хорошо согласуется с результатом расчета. Тем не менее, перед тем, как использовать в процедуре оценки (3) функции $F_i^{\text{теор}}$, с целью достижения максимально хорошего согласования экспериментального [7] и теоретического сечений в области основного максимума сечения, сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ было дополнительно слегка скорректировано — сдвинуто в сторону больших энергий на 0.07 МэВ и умножено на коэффициент 0.907. Соответствующие числовые значения для интегральных сечений реакции приведены в табл. II. Скорректированные теоретические сечения были использованы для проведения оценки сечений парциальных реакций в рамках экспериментально—теоретического метода.

С. Ядро ^{148}Nd

Исследования фоторасщепления ядра ^{148}Nd были выполнены в двух экспериментах — на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Сакле [7] и тормозного γ -излучения [8] в НИИ Механики и Физики Саратовского государственного университета. Следует отметить, что в эксперименте [7] сечения

Таблица II: Центры тяжести $E^{ц.т.}$ и интегральные сечения $\sigma^{инт}$ сечений реакции $^{145}\text{Nd}(\gamma, xn)$

	$E^{ц.т.}$, МэВ	$\sigma^{инт}$, МэВмб
Область энергии	$E^{инт} = 10.0 - 19.7$ МэВ	
Эксперимент [7]	15.49	2463.13 ± 21.74
Теория – исх.	15.42	2476.23 ± 58.11
Теория – корр.	15.49	2463.11 ± 57.81
Область энергии	$E^{инт} = 13.0 - 19.0$ МэВ	
Эксперимент [7]	15.92	1936.14 ± 19.23
Теория – исх.	15.76	2135.16 ± 56.61
Теория – корр.	15.82	1878.07 ± 51.01

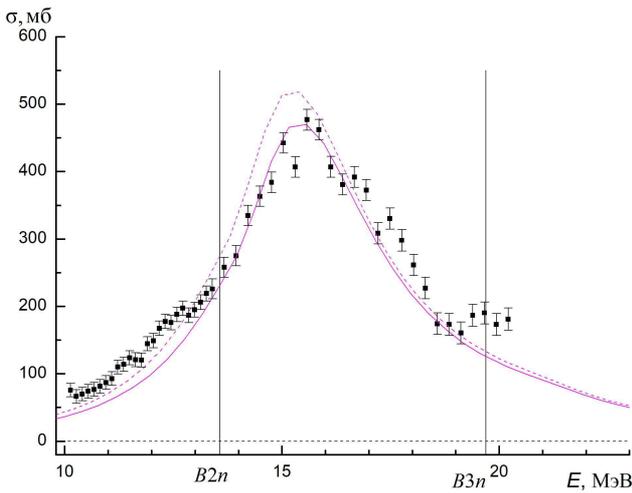


Рис. 4: Сравнение исходных (пунктирные линии) и скорректированных (сплошные линии) теоретических [5, 6] сечений реакции выхода фотонейтронов (γ, xn) с экспериментальными данными ([7] — квадраты) для ядра ^{145}Nd

парциальных реакций с помощью метода разделения нейтронов по множественности измерялись непосредственно и использовались для получения сечения полной фотонейтронной реакции (4) и сечения реакции выхода (1). В эксперименте [8] непосредственно определялось сечение реакции выхода (1), из которого на основе статистической теории ядерных реакций определялось сечение (4). Сечения парциальных реакций определялись с помощью сечений (1) и (4) при использовании соответствующих разностных процедур. Так, например, при энергиях до порога $B3n$

$$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, sn). \quad (5)$$

На рис. 5 с теоретическим сечением $\sigma^{теор}(\gamma, xn)$, рассчитанным в рамках модели [5, 6], сравниваются экспериментальные сечения, полученные в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами [7] и тормозным γ -излучением [8] для ядра ^{148}Nd . Видно, что в то время как первое достаточно

хорошо согласуется с результатом расчета, второе существенно отличается от него. С учетом этих различий для процедуры оценки (3) в качестве исходного было выбрано сечение реакции $\sigma^{эксп}(\gamma, xn)$ (1), полученное в эксперименте [7]. Аналогично тому, что было сделано для ядра ^{145}Nd , перед тем, как использовать в процедуре оценки функции $F_i^{теор}$, с целью достижения максимально хорошего согласования экспериментального [7] и теоретического сечений в области основного максимума сечения, сечение $\sigma^{теор}(\gamma, xn)$ было дополнительно слегка скорректировано — сдвинуто в сторону меньших энергий на 0.07 МэВ. Соответствующие числовые значения для интегральных сечений реакции приведены в табл. III. Скорректированные сечения $\sigma^{теор}(\gamma, xn)$ были использованы для проведения оценки сечений парциальных реакций.

Таблица III: Центры тяжести $E^{ц.т.}$ и интегральные сечения $\sigma^{инт}$ сечений реакции $^{148}\text{Nd}(\gamma, xn)$

	$E^{ц.т.}$, МэВ	$\sigma^{инт}$, МэВмб
Область энергии	$E^{инт} = 10.0 - 19.7$ МэВ	
Эксперимент [7]	15.81	22876.71 ± 10.85
Эксперимент [8]	14.53	2855.53 ± 17.97
Теория – исх.	15.88	2313.23 ± 59.43
Теория – корр.	15.94	2211.52 ± 58.55
Область энергии	$E^{инт} = 13.0 - 20.0$ МэВ	
Эксперимент [7]	15.81	2076.71 ± 10.85
Эксперимент [8]	15.53	2376.07 ± 17.64
Теория – исх.	16.12	2473.58 ± 60.53
Теория – корр.	16.02	2418.46 ± 59.85

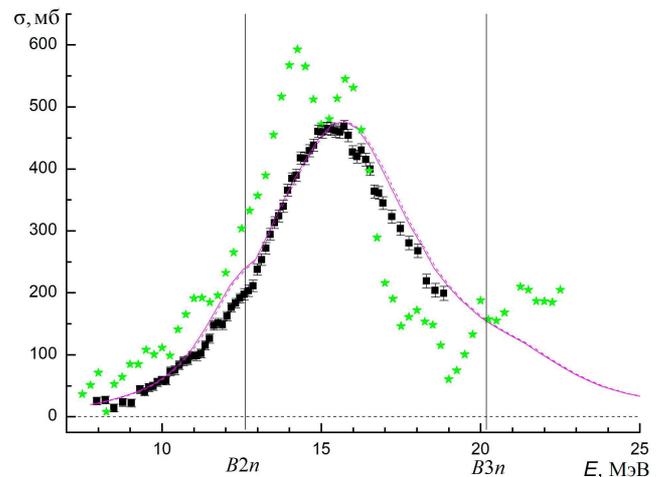


Рис. 5: Сравнение исходных (пунктирные линии) и скорректированных (сплошные линии) теоретических [5, 6] сечений реакции выхода фотонейтронов (γ, xn) с экспериментальными данными ([7] — квадраты, [8] — звезды) для ядра ^{148}Nd

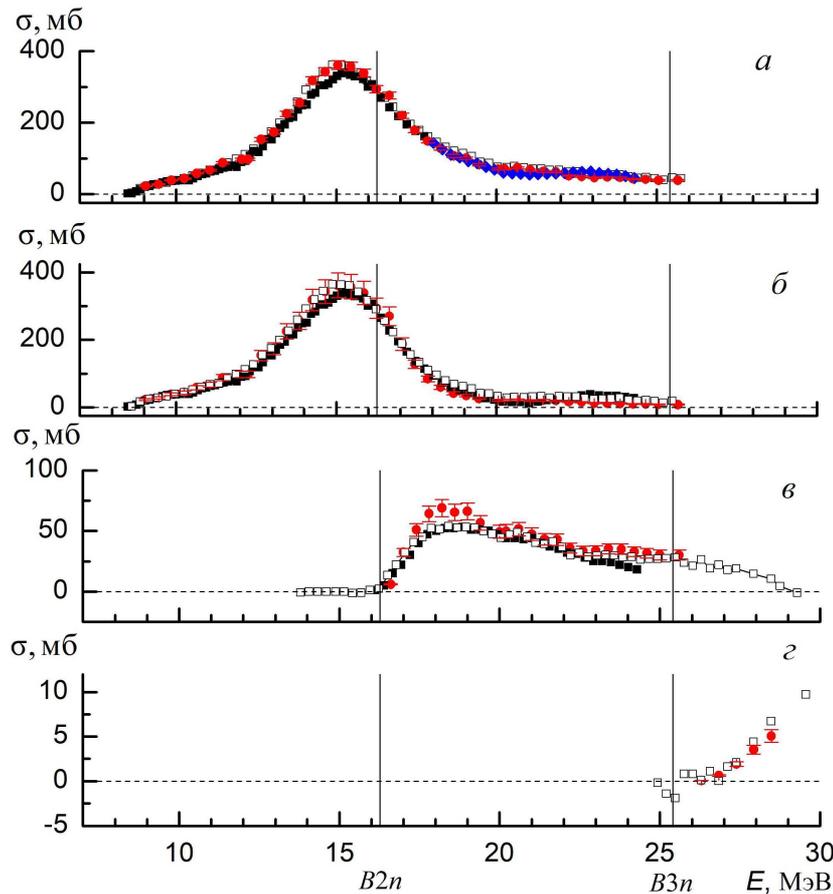


Рис. 6: Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных ([17] — квадраты, [18] — пустые квадраты до энергии 18 МэВ, [18] — ромбы в области энергии 18–24 МэВ) данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{139}La : а — $\sigma(\gamma, sn)$, б — $\sigma(\gamma, 1n)$, в — $\sigma(\gamma, 2n)$, г — $\sigma(\gamma, 3n)$

4. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИХ ФИЗИЧЕСКИМ КРИТЕРИЯМ ДОСТОВЕРНОСТИ

А. Ядро ^{139}La

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 $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [17], на рис. 6 сравниваются с соответствующими экспериментальными данными [17, 18]. В табл. IV 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 разделения ней-

тронов по множественности, расхождение экспериментальных [17] 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, $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n)$ на 6.0% (1763.54 и 1871.03 МэВ мб) [17], тогда $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n) > \sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n)$ на 12.4% (389.17 и 340.73 МэВ мб) [17]. Такие значительные разнонаправленные расхождения сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ убедительно иллюстрируют причины существенных систематических погрешностей результатов выполненного эксперимента [17] — недостоверное перемещение значительного количества нейтронов из канала «2n» в канал «1n». Разности между оцененными и экспериментальными [17] сечениями, полученные отдельно для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$

$$\Delta\sigma_1(\gamma, 1n) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n), \quad (6)$$

$$\Delta\sigma_2(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) \quad (7)$$

Таблица IV: Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{139}La в сравнении с экспериментальными данными [17, 18]

$E^{\text{инт}} = B2n = 16.27 \text{ МэВ}$			
Реакция	Оценка	Эксперимент [17]	Эксперимент [18]
(γ, xn)	1343.46 ± 12.68	1321.84 ± 4.30	1175.49 ± 5.46
(γ, sn)	1343.46 ± 12.68	1322.09 ± 9.61	1175.29 ± 5.46
$(\gamma, 1n)$	1343.46 ± 38.05	1322.35 ± 9.61	1175.09 ± 5.46
$E^{\text{инт}} = B3n = 25.41 \text{ МэВ}$			
Реакция	Оценка	Эксперимент [17]	Эксперимент [18]
(γ, xn)	2541.89 ± 14.59	2549.16 ± 9.03	2278.76 ± 10.17
(γ, sn)	2152.72 ± 14.59	2210.31 ± 18.42	1985.18 ± 10.17
$(\gamma, 1n)$	1763.54 ± 41.04	1871.03 ± 18.42	1691.60 ± 10.17
$(\gamma, 2n)$	389.17 ± 9.55	340.73 ± 9.22	293.65 ± 3.79
$E^{\text{инт}} = 27.00 \text{ МэВ}$			
Реакция	Оценка	Эксперимент [17]	Эксперимент [18]
(γ, xn)	2584.47 ± 14.66	2567.93 ± 9.21	2278.76 ± 10.17
(γ, sn)	2176.09 ± 14.66	2222.52 ± 18.71	1985.18 ± 10.17
$(\gamma, 1n)$	1768.28 ± 41.05	1876.16 ± 18.71	1691.60 ± 10.17
$(\gamma, 2n)$	407.23 ± 9.87	378.98 ± 9.81	293.65 ± 3.79

приведены на рис. 7. Хорошо видна отмечавшаяся выше корреляция расхождений экспериментальных и оцененных данных — перемещение большого количества нейтронов из канала «2n» в канал «1n».

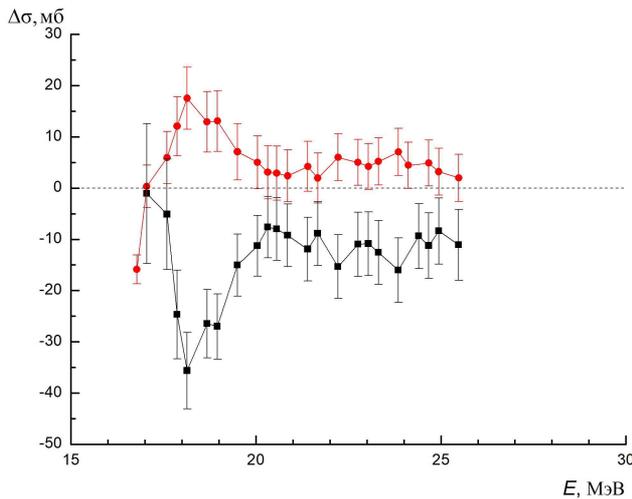


Рис. 7: Разность между оцененными и экспериментальными [17] сечениями реакций $\Delta\sigma_1(\gamma, 1n)$ — квадраты и $\Delta\sigma_2(\gamma, 2n)$ — кружки

Аналогичным является и соотношение оцененных и экспериментальных [18] сечений парциальных реакций. В области энергий, меньших порога $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$, экспериментальное [18] интегральное сечение меньше оцененного интегрального сечения на 12.5% (1343.46 и 1175.09 МэВмб). При больших энер-

гиях 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 МэВмб). 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 МэВмб). Сравнение данных, приведенных на рис. 1 и 6, 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 $\sim 21.0 - 24.0$ МэВ. В соответствии с различиями в энергетических зависимостях отношений $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ экспериментальные данные [17, 18] для сечений реакции $(\gamma, 1n)$ оказываются недостоверно 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.

В. Ядро ^{145}Nd

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, оцененные с помощью экспериментально—теоретического метода (3), на рис. 8 сравниваются с соответствующими экспериментальными данными [7]. В табл. V приведены интегральные характеристики экспериментальных и оцененных сечений всех обсуждаемых парциальных и полных реакций.

Таблица V: Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{145}Nd в сравнении с экспериментальными данными

		$E^{\text{инт}} = B_{2n} = 13.6 \text{ МэВ}$	
Реакция	Оценка	Эксперимент [7]	Эксперимент [16]
(γ, xn)	465.97 ± 22.93	448.67 ± 7.61	-
(γ, sn)	465.97 ± 22.93	448.67 ± 7.61	-
$(\gamma, 1n)$	465.97 ± 22.93	448.67 ± 7.61	318.62 ± 6.26
		$E^{\text{инт}} = B_{3n} = 19.7 \text{ МэВ}$	
Реакция	Оценка	Эксперимент [7]	
(γ, xn)	2466.65 ± 44.06	2463.13 ± 21.74	
(γ, sn)	1888.57 ± 39.82	1828.41 ± 17.26	
$(\gamma, 1n)$	1310.49 ± 35.07	1193.69 ± 17.26	
$(\gamma, 2n)$	578.08 ± 18.86	634.95 ± 13.34	
		$E^{\text{инт}} = 20.3 \text{ МэВ}$	
Реакция	Оценка	Эксперимент [7]	
(γ, xn)	2647.72 ± 46.37	2559.54 ± 22.64	
(γ, sn)	1999.58 ± 41.29	1893.93 ± 17.97	
$(\gamma, 1n)$	1351.43 ± 35.50	1229.75 ± 17.97	
$(\gamma, 2n)$	648.15 ± 21.09	665.84 ± 13.89	

В целом картина с расхождениями между оцененными сечениями реакций, удовлетворяющих введенным критериям достоверности, и экспериментальными сечениями реакций оказывается следующей. В области энергий ниже порога B_{2n} реакции $(\gamma, 2n)$, где отсутствует проблема разделения нейтронов по множественности, расхождение экспериментальных [7] и оцененных существенно: различие интегральных сечений составляет 3.7% (465.97 и 448.67 МэВмб). В области больших энергий, при которых реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ конкурируют, данные для обеих реакций различаются. Так, $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) > \sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)$ на 9.0% (1351.43 и 1229.75 МэВмб) [7] и для $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n) < \sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ на 2.7% (648.15 и 665.84 МэВмб) [7]. Такие разнонаправленные расхождения сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ убедительно иллюстрируют причины существенных систематических погрешностей результатов выполненного эксперимента [7] — недостоверное перемещение значительного количества нейтронов из канала «1n» в канал «2n». Сравнение данных, приведенных на рис. 2 и 8, свидетельствует о том, что существуют значительные систематические погрешности процессов разделения нейтронов по множественности. Отмеченные систематические погрешности в области энергий $\sim 17 - 20 \text{ МэВ}$ коррелируют: в $F_2^{\text{эксп}}$ наблюдается спад, в то время как в функции $F_1^{\text{эксп}}$ наблюдается рост. В соответствии с различиями в энергетических зависимостях отношений $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ экспериментальные данные [7] для сечений реакции $(\gamma, 2n)$ оказываются недостоверно завышенными за счет присутствия в них вклада значительного числа нейтронов, которым необоснованно приписана множественность 2. В

связи с этим экспериментальные данные для сечений реакции $(\gamma, 1n)$ оказываются столь же необоснованно заниженными. Разности между оцененными и экспериментальными [7] сечениями, полученные отдельно для реакций $(\gamma, 1n)$ (6) и $(\gamma, 2n)$ (7) приведены на рис. 9. Хорошо видна отмечавшаяся выше корреляция расхождений экспериментальных и оцененных данных — перемещение большого количества нейтронов из канала «1n» в канал «2n».

С. Ядро ^{148}Nd

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ оцененные с помощью экспериментально—теоретического метода (3) при использовании в качестве исходных экспериментальных данных сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [7], на рис. 10 сравниваются с соответствующими экспериментальными данными [7, 8]. В табл. VI 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 больших энергий, при которых реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ конкурируют, данные для обеих реакций различаются. Так, $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) < \sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)$ на 14.9% (1185.62 и 1362.68 МэВмб) [7], тогда $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n) > \sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ на 4.4% (656.25 и 627.53 МэВмб) [7]. Такие разнонаправленные расхождения сечений реак-

Таблица VI: Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{148}Nd в сравнении с экспериментальными данными

$E^{\text{инт}} = B_{2n} = 12.62 \text{ МэВ}$				
Реакция	Оценка	Эксперимент [7]	Эксперимент [8]	Эксперимент [16]
(γ, xn)	385.78 ± 17.49	395.33 ± 6.26	686.09 ± 9.36	-
(γ, sn)	385.78 ± 17.49	395.33 ± 6.26	686.09 ± 9.36	-
$(\gamma, 1n)$	385.78 ± 17.49	395.33 ± 6.26	686.09 ± 16.21	331.15 ± 5.71
$E^{\text{инт}} = B_{3n} = 19.0 \text{ МэВ}$				
Реакция	Оценка	Эксперимент [7]	Эксперимент [8]	
(γ, xn)	2598.64 ± 41.63	2560.79 ± 12.72	3021.22 ± 19.05	
(γ, sn)	1726.55 ± 33.65	1711.81 ± 11.53	2190.56 ± 18.91	
$(\gamma, 1n)$	1185.62 ± 23.07	1362.68 ± 11.53	1359.91 ± 32.83	
$(\gamma, 2n)$	656.25 ± 24.50	627.53 ± 5.37	830.66 ± 22.21	

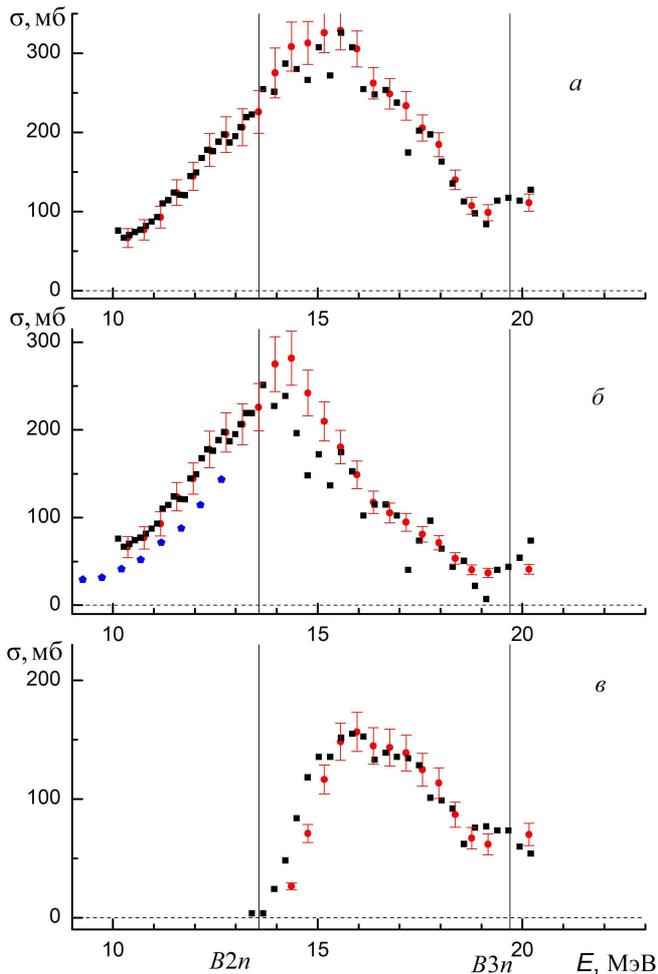


Рис. 8: Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных ([7] — квадраты, [16] — пятиугольники) данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{145}Nd : а — $\sigma(\gamma, sn)$, б — $\sigma(\gamma, 1n)$, в — $\sigma(\gamma, 2n)$

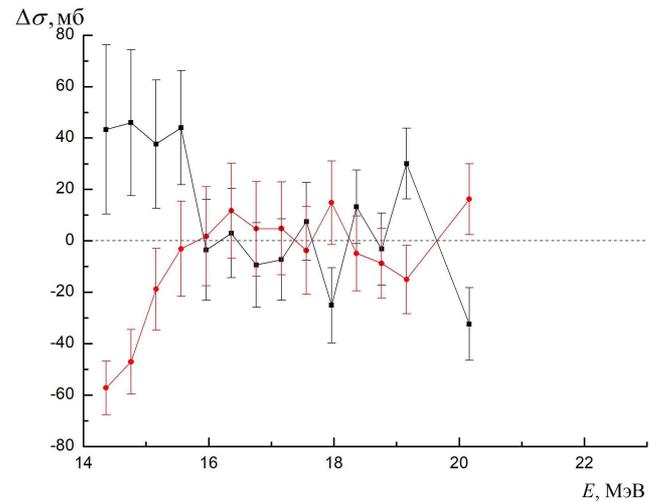


Рис. 9: Разность между оцененными и экспериментальными [7] сечениями реакций $\Delta\sigma_1(\gamma, 1n)$ — квадраты и $\Delta\sigma_1(\gamma, 2n)$ — кружки

ций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ убедительно иллюстрируют причины существенных систематических погрешностей результатов выполненного эксперимента [7] — недостаточное перемещение значительного количества нейтронов из канала «2n» в канал «1n». Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в рассматриваемой области энергии данные эксперимента [8] существенно завышены по сравнению с оцененными данными. Так, $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) < \sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)$ на 14.6% (1186.62 и 1359.91 МэВ мб) [8], тогда $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n) < \sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ на 26.6% (656.25 и 830.66 МэВ мб) [8].

Сравнение данных, приведенных на рис. 2 и 10, свидетельствует о том, что существуют значительные систематические погрешности процессов разделения нейтронов по множественности. Отмеченные систематические погрешности в области энергий $\sim 16 - 18$ МэВ коррелируют: в $F_2^{\text{эксп}}$ наблюдается заметный рост, в то

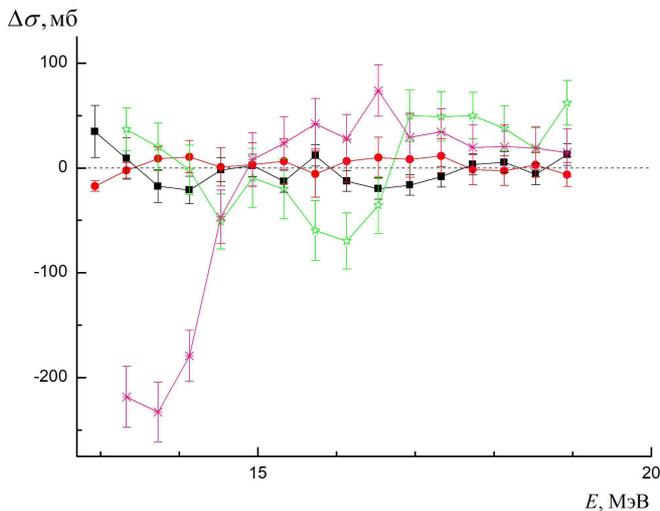


Рис. 10: Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных ([7] — квадраты, [8] — звезды, [16] — пятиугольники) данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{148}Nd : а- $\Delta\sigma(\gamma, sn)$, б — $\Delta\sigma(\gamma, 1n)$, в — $\Delta\sigma(\gamma, 2n)$

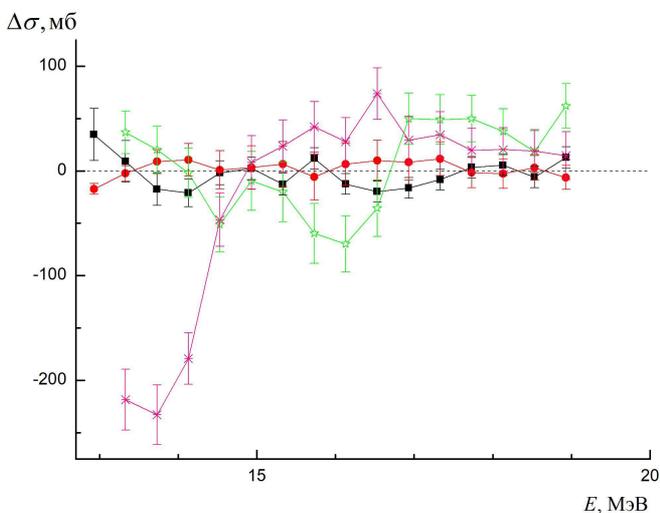


Рис. 11: Разность между оцененными и экспериментальными [7, 8] сечениями реакций $\Delta\sigma_1(\gamma, 1n)$: [7] — квадраты, [8] — звезды и $\Delta\sigma_2(\gamma, 2n)$: [7] — кружки, [8] — снежинки

время как в функции $F_1^{\text{эксп}}$ наблюдается заметный спад. В соответствии с различиями в энергетических зависимостях отношений $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ экспериментальные данные [8] для сечений реакции $(\gamma, 1n)$ оказываются недостоверно 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.

Разности между оцененными и экспериментальными [7, 8] сечениями, полученные отдельно для реакций $(\gamma, 1n)$ (6) и $(\gamma, 2n)$ (7) приведены на рис. 11. Хорошо видна отмечавшаяся выше корреляция расхождений экспериментальных и оцененных данных — перемещение большого количества нейтронов из канала «2n» в канал «1n».

Как было показано в исследованиях [7–14], выполненных ранее для большого числа средних и тяжелых ядер, причиной таких несоответствий является важная особенность фотонейтронных реакций, не учитываемая использованным в экспериментах [7, 8] методом определения множественности фотонейтронов — сложная и неоднозначная связь множественности нейтронов с их кинетической энергией. В работе [15] 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 данных исследована достоверность экспериментальных данных по фоторасщеплению ядер ^{139}La и $^{145,148}\text{Nd}$, полученных в разных экспериментах.

Показано, что для ядра ^{139}La сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, полученные в экспериментах [17, 18] на пучке квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности, содержат значительные систематические погрешности. Обсуждаемые погрешности обусловлены близостью кинетических энергий нейтронов из разных парциальных реакций, существенно затрудняющей определение множественности нейтронов. Для обоих ядер $^{145,148}\text{Nd}$ экспериментальные данные [7] по сечениям парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, полученные на пучке квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности, в целом хорошо согласуются по энергетическому положению, абсолютной величине и форме как с теоретическими, так и с оцененными данными. А для ядра ^{148}Nd экспериментальные данные [8] по сечениям парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, полученные на пучке тормозного γ -излучения с помощью внесения поправок по статистической теории в экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов содержат значительные систематические погрешности и не удовлетворяют физическим критериям достоверности.

В рамках экспериментально—теоретического метода к оценке сечений парциальных фотонейтронных реакций для ядер ^{139}La и $^{145,148}\text{Nd}$ 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 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.

- [1] *Varlamov V. V., Ishkhanov B. S.* INDC(CCP)-433. IAEA NDS. Vienna, 2002.
- [2] *Варламов В. В., Песков Н. Н., Руденко Д. С., Степанов М. Е.* ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы. 2003. № 1-2, С. 48.
- [3] *Варламов В. В., Ишханов Б. С., Орлин В. Н., Трошичев С. Ю.* Изв. РАН. Сер. физ. 2010. **74**. С. 884 (*Varlamov V. V., Ishkhanov B. S., Orlin V. N., Troshchiev S. Yu.* Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. **74**. P. 842).
- [4] *Варламов В. В., Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* ЯФ. 2012. **75**. С. 1414 (*Varlamov V. V., Ishkhanov B. S., Orlin V. N.* Phys. Atom. Nucl. 2012. **75**. P. 1339).
- [5] *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* ЭЧАЯ. 2007. **38**. С. 460 (*Ishkhanov B. S., Orlin V. N.* Phys. Part. Nucl. 2007. **38**. P. 232).
- [6] *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* ЯФ. 2008. **71**. С. 517 (*Ishkhanov B. S., Orlin V. N.* Phys. Atom. Nucl. 2008. **71**. P. 493).
- [7] *Carlos P., Beil H., Bergere R., Lepretre A., Veysiere A.* Nucl. Phys. 1971. **A172**. P. 437.
- [8] *Vasilyev O. V., Zalesnyy G. N., Semenko S. F., Semenov V. A.* ЯФ. 1969. **10**. С. 460.
- [9] *Варламов В. В., Ишханов Б. С., Орлин В. Н., Песков Н. Н.* ЯФ. 2016. **79**. С. 315 (*Varlamov V. V., Ishkhanov B. S., Orlin V. N., Peskov N. N.* Phys. Atom. Nucl. 2016. **79**. P. 501).
- [10] *Варламов В. В., Давыдов А. И., Макаров М. А. и др.* Изв. РАН. Сер. физ. 2016. **80**. С. 351 (*Varlamov V. V., Davydov A. I., Makarov M. A.* et al. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. **80**. P. 317).
- [11] *Варламов В. В., Макаров М. А., Песков Н. Н., Степанов М. Е.* ЯФ. 2015. **78**. С. 797 (*Varlamov V. V., Makarov M. A., Peskov N. N., Stepanov M. E.* Phys. Atom. Nucl. 2015. **78**. P. 746).
- [12] *Belyshev S. S., Filipescu D. M., Gheoghe I.* et al. Eur. Phys. J. A. 2015. **51**. P. 67.
- [13] *Varlamov V. V., Ishkhanov B. S., Orlin V. N., Stopani K. A.* Eur. Phys. J. A. 2014. **50**. P. 114.
- [14] *Варламов В. В., Ишханов Б. С., Орлин В. Н. и др.* ЯФ. 2013. **76**. С. 1484 (*Varlamov V. V., Ishkhanov B. S., Orlin V. N.* et al. Phys. Atom. Nucl. 2013. **76**. P. 1403).
- [15] *Ишханов Б. С., Орлин В. Н., Трошичев С. Ю.* ЯФ. 2012. **75**. С. 283 (*Ishkhanov B. S., Orlin V. N., Troshchiev S. Yu.* Phys. Atom. Nucl. 2012. **75**. P. 253).
- [16] *Nyhus H.-T., Renstrom T., Utsunomiya H., Goriely S.* Phys. Rev. 2015. **91**. P. 015808.
- [17] *Bergere R., Beil H., Veysiere A.* Nucl. Phys. 1968. **121**. P. 427.
- [18] *Beil H., Bergere R., Carlos P., Lepretre A.* et al. Nucl. Phys. 1971. **172**. P. 426.

Reliability of the partial photoneutron reaction cross sections for ^{139}La and $^{145,148}\text{Nd}$

V. V. Varlamov^{1,b}, V. D. Kaidarova^{2,a}

¹Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow 119991, Russia

²Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow 119991, Russia

E-mail: ^avd.kaidarova@physics.msu.ru, ^bvarlamov@depni.sinp.msu.ru

The cross sections of partial photoneutron reactions for ^{139}La and $^{145,148}\text{Nd}$ free from the shortcomings of the different methods for determination of neutron multiplicity used on the beams of quasimonoeenergetic annihilation photons and bremsstrahlung were evaluated. The new data for $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ and $(\gamma, 3n)$ reactions cross sections were obtained using the experimental—theoretical method of evaluating the cross sections of the partial reactions, satisfying the reliability criteria imposed. It was shown that noticeable deviations of the experimental cross sections from the evaluated values result from the unreliable sorting of neutrons between the channels with multiplicities 1, 2 and 3.

PACS: 25.20. -x.

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

Received 15 May 2018.

Сведения об авторах

1. Варламов Владимир Васильевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: vvvarlamov@gmail.com.

2. Кайдарова Валерия Дмитриевна — студентка; e-mail: vd.kaidarova@physics.msu.ru.