

В.В Варламов, Б.С. Ишханов, В.А. Ушханов

Оцененные сечения фотоядерных реакций

Учебное пособие предназначено для студентов Кафедры общей ядерной физики Физического факультета МГУ. Цель учебного пособия – познакомить с студентами, изучающими физику ядра и механизмы ядерных реакций, с источниками систематических погрешностей фотоядерных экспериментов, способами их учета, принципами анализа достоверности данных с помощью физических критериев и с экспериментально-теоретическим методом оценки сечений парциальных фотоядерных реакций.

Обсуждаются существенные систематические расхождения данных по сечениям парциальных $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ фотонейтронных реакций, полученных в экспериментах с квазимоноэнергетичными аннигиляционными фотонами с помощью методов разделения фотонейтронов по множественности. Оценка данных проведена с помощью экспериментально-теоретического метода, основанного на совместном использовании экспериментального сечения реакции выхода нейтронов и результатов расчётов в комбинированной модели фотоядерных реакций. Оцененные сечения реакций заметно расходятся с результатами экспериментов, основанных на разделении фотонейтронов по множественности, но согласуются с результатами активационных экспериментов.

В сравнении с результатами экспериментов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, представлены новые оценочные сечения парциальных и полных фотонейтронных реакций для 44 изотопов ^{59}Co , $^{63,65}\text{Cu}$, ^{75}As , $^{76,78,80,82}\text{Se}$, ^{89}Y , $^{90,91,92,94}\text{Zr}$, ^{103}Rh , $^{116,117,118,119,120,124}\text{Sn}$, ^{115}In , ^{127}I , ^{129}Xe , ^{133}Ce , ^{138}Ba , ^{139}La , $^{140,142}\text{Ce}$, ^{141}Pr , $^{145,148}\text{Nd}$, ^{153}Eu , ^{159}Tb , ^{160}Gd .

ОЦЕНЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$) и ($\gamma, 3n$) И ПОЛНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

Большинство экспериментов по определению сечений парциальных (а также полных) фотонейтронных реакций выполнено на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Национальной Лоуренсовской Ливерморской лаборатории (National Lawrence Livermore Laboratory) в Ливерморе (США) и в Центре ядерных исследований Франции (France Center d'Etudes Nuclearies de Saclay) в Сакле [1–3]. В обеих лабораториях использован метод разделения нейтронов по множественности, основанный на предположении о связи этой множественности со средней кинетической энергией нейтронов. На основании сравнения сечений парциальных фотонейтронных реакций ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$) и ($\gamma, 3n$) для 19 ядер (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U), исследованных в обеих лабораториях, было установлено [4, 5], что между результатами разных экспериментов имеются значительные систематические расхождения. При достаточно небольших ($\sim 10\%$) расхождениях между сечениями реакции выхода нейтронов

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

практически не зависящих от проблем множественности, поскольку они включают в себя все образующиеся в разных реакциях нейтроны, данные Ливермора и Сакле по сечениям реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$) существенно (до 60–100%) расходятся. Эти расхождения определенно являются систематическими. Как правило, сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ имеют большие величины в Сакле, а реакции ($\gamma, 2n$) – в Ливерморе. Для упомянутых выше 19 ядер средние значения отношений интегральных сечений реакций, полученных в Сакле и Ливерморе, $\sigma_{\text{С}}^{\text{ИНТ}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{ИНТ}}$ оказываются равными 1.08 для реакции ($\gamma, 1n$) и 0.83 для реакции ($\gamma, 2n$).

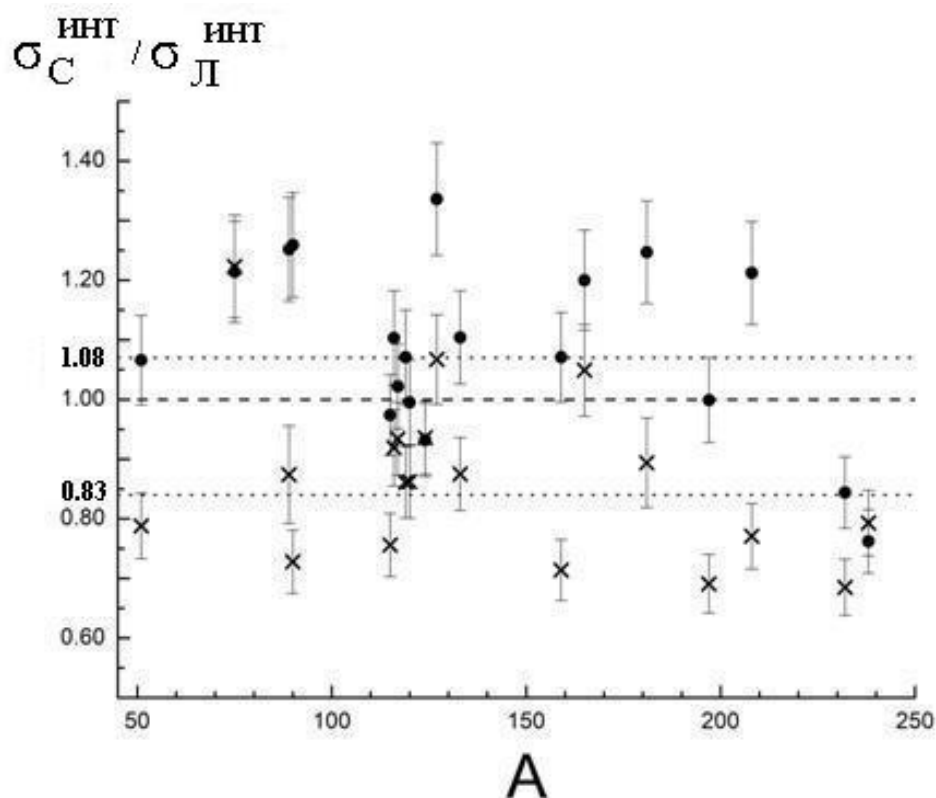


Рис. 1. Систематика отношений интегральных сечений реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), полученных по данным экспериментов, выполненных в Сакле и Ливерморе. Отношения $\sigma_{\text{С}}^{\text{ИНТ}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{ИНТ}}(\gamma, 1n)$ обозначены кружками, $\sigma_{\text{С}}^{\text{ИНТ}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{ИНТ}}(\gamma, 2n)$ – крестами.

Очевидно, что при наличии столь больших и разнонаправленных расхождений, намного превышающих достигнутые в экспериментах статистические точности, возникает проблема присутствия в данных значительных систематических погрешностей, связанная с достоверностью этих данных.

Выяснению причин и разработке методов учёта этих расхождений был посвящен целый ряд специальных исследований. Было установлено, что подобные расхождения не могут быть учтены путем относительно простой нормировки данных разных лабораторий, поскольку сближение данных по одной парциальной реакции приводило к большему расхождению данных по другой парциальной реакции. В качестве метода учёта таких погрешностей была предложена взаимная корректировка данных, полученных в обеих лабораториях, в основе которой лежит соответствующий пересчёт данных Сакле, сближающий их с данными Ливермора [4, 6, 7]. При таком подходе остается неясным, каким образом корректировать данные, полученные лишь в одной лаборатории, которых намного больше, чем тех, что получены в обеих лабораториях. Определенные рекомендации для этого может дать альтернативный метод определения сечений парциальных реакций, основанный на использовании наведенной активности, в котором конкретная парциальная реакция идентифицируется не по образующимся в ней нейтронам, а по образующемуся конечному ядру [8]. В силу целого ряда серьезных ограничений, этот метод может использоваться далеко не всегда.

В такой ситуации необходима разработка метода оценки сечений парциальных реакций, свободного от проблем экспериментального разделения фотонейтронов по множественности, основанного на определенных объективных критериях достоверности, не зависящего от способа получения данных. Был предложен экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций, основанный на использовании объективных физических критериев достоверности данных о таких сечениях [9]. В этом методе в качестве исходной экспериментальной информации используются лишь данные о сечении реакции выхода нейтронов (1), как отмечалось, практически не зависящей от проблем множественности нейтронов, а разделение реакций с различной множественностью нейтронов выполняется с помощью отношений

$$F^{\text{теор}}_i = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in)/\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn) = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in)/\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)+2\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)+3\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n), \quad (2)$$

рассчитываемых в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР), базирующейся на использовании плотностей ядерных уровней, рассчитываемых в модели Ферми-газа и учитывающей эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления его гигантского дипольного резонанса (ГДР) [10, 11].

Отношения

$$F^{\text{экс}}_i = \sigma^{\text{экс}}(\gamma, in)/\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn), \quad (3)$$

определяемые по экспериментальным данным по аналогии с $F^{\text{теор}}_i$ (2) были предложены в качестве объективных физических критериев достоверности сечений парциальных фотонейтронных реакций, получаемых в фотоядерных экспериментах.

Сравнение поведения отношений $F^{\text{экс}}_i$, полученных по конкретным экспериментальным данным, с физически обоснованным достоверным поведением отношений $F^{\text{теор}}_i$ позволяет делать определенные выводы о достоверности экспериментальных данных.

Это обусловлено тем, что отношения $F^{\text{теор}}_{1,2,3}$ (2), получаемые по результатам расчетов в рамках КМФЯР, имеют определенные и ясные физические закономерности:

- отношения $F^{\text{теор}}_1$ в области энергий фотонов до порога V_{2n} реакции $(\gamma, 2n)$ равны 1; при больших энергиях они уменьшаются в соответствии с конкуренцией возрастающего сечения реакции $(\gamma, 2n)$;
- отношения $F^{\text{теор}}_2$ в области энергий фотонов до порога V_{2n} реакции $(\gamma, 2n)$ равны 0; при больших энергиях они возрастают в соответствии с конкуренцией уменьшающегося сечения

реакции (γ , 1n) и возрастающего сечения реакции (γ , 2n), снизу приближаются к физически определяемому как абсолютный пределу “const = 0.50”, нигде его не достигая; при энергиях, больших порога В3n реакции (γ , 3n), уменьшаются в связи с появлением в знаменателе отношения (2) вклада $3\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)$;

- отношения $F^{\text{теор}}_3$ в области энергий фотонов до порога В3n реакции (γ , 3n) равны 0; при больших энергиях они возрастают в соответствии с конкуренцией уменьшающегося сечения реакции (γ , 2n) и, возможно, сечения реакции (γ , 1n) с возрастающим сечением реакции (γ , 3n).

В соответствии с определением (2) объективные физические критерии достоверности могут быть сформулированы для любой парциальной реакции, поскольку значение “const = 0.50” является абсолютным верхним пределом для $F^{\text{теор}}_2$, значение “const = 1.00” для $F^{\text{теор}}_1$, значение “const = 0.33” для $F^{\text{теор}}_3$ и т.д.

С использованием отношений $F^{\text{экс}}_i$ и $F^{\text{теор}}_i$ анализ присутствия систематических погрешностей в сечениях парциальных фотонейтронных реакций был проведён для 44 ядер, исследованных с помощью метода разделения нейтронов по множественности в Ливерморе и Сакле (Таблица 1).

Таблица 1.

Списки ядер, для которых по данным Ливермора и Сакле была проведена оценка ((4), см. далее) сечений парциальных и полных фотонейтронных реакций.

Ядра, для которых оценка данных проведена с использованием экспериментального сечения реакции выхода нейтронов (1), полученного в Ливерморе	Ядра, для которых оценка данных проведена с использованием экспериментального сечения реакции выхода нейтронов (1), полученного в Сакле
^{59}Co , $^{63,65}\text{Cu}$, $^{116,117,118,119,120,124}\text{Sn}$, ^{115}In , ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{141}Pr , ^{160}Gd , ^{186}W , $^{186,188,190,192}\text{Os}$, ^{209}Bi	^{75}As , $^{76,78,80,82}\text{Se}$, ^{89}Y , $^{90,91,92,94}\text{Zr}$, ^{103}Rh , ^{127}I , ^{129}Xe , ^{139}La , $^{140,142}\text{Ce}$, $^{145,148}\text{Nd}$, ^{153}Eu , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb

Анализ показал, что во многих случаях в экспериментальных сечениях парциальных реакций, полученных в Ливерморе и Сакле, наблюдается большое количество физически запрещенных отрицательных величин сечений, прежде всего реакции (γ , 1n), и величин сечений реакций, для которых отношения $F^{\text{экс}}_{1,2,3}$ превосходят соответствующие физические пределы 1.00, 0.50, 0.33 и т.д.

Это показано на примерах для ядер ^{116}Sn и ^{208}Pb (Рис. 2). Для этих ядер отношения $F^{\text{экс}}_{1,2}$, полученные по данным обеих лабораторий отличаются от отношений $F^{\text{теор}}_{1,2}$. В случае данных Ливермора эти различия особенно существенны, поскольку в широкой области энергий наблюдаются и физически запрещенные отрицательные значения $F^{\text{экс}}_1$ и физически недостоверные значения $F^{\text{экс}}_2 > 0.50$.

Использование отношений $F^{\text{теор}}_i$, не зависящих от особенностей экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности, в сочетании с экспериментальным сечением выхода нейтронов $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$ позволяет оценить сечения парциальных реакций

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn), \quad (4)$$

которые не будут зависеть от особенностей экспериментального определения множественности нейтронов и соответствовать поведению теоретических отношений $F_i^{\text{теор}}$. Экспериментально-теоретический метод основан на том, что соотношения между оцененными сечениями парциальных реакций соответствуют представлениям КМФЯР о механизмах фотонейтронных реакций, а соответствующая сумма оцененных сечений парциальных реакций равна экспериментальному сечению реакции выхода нейтронов (1).

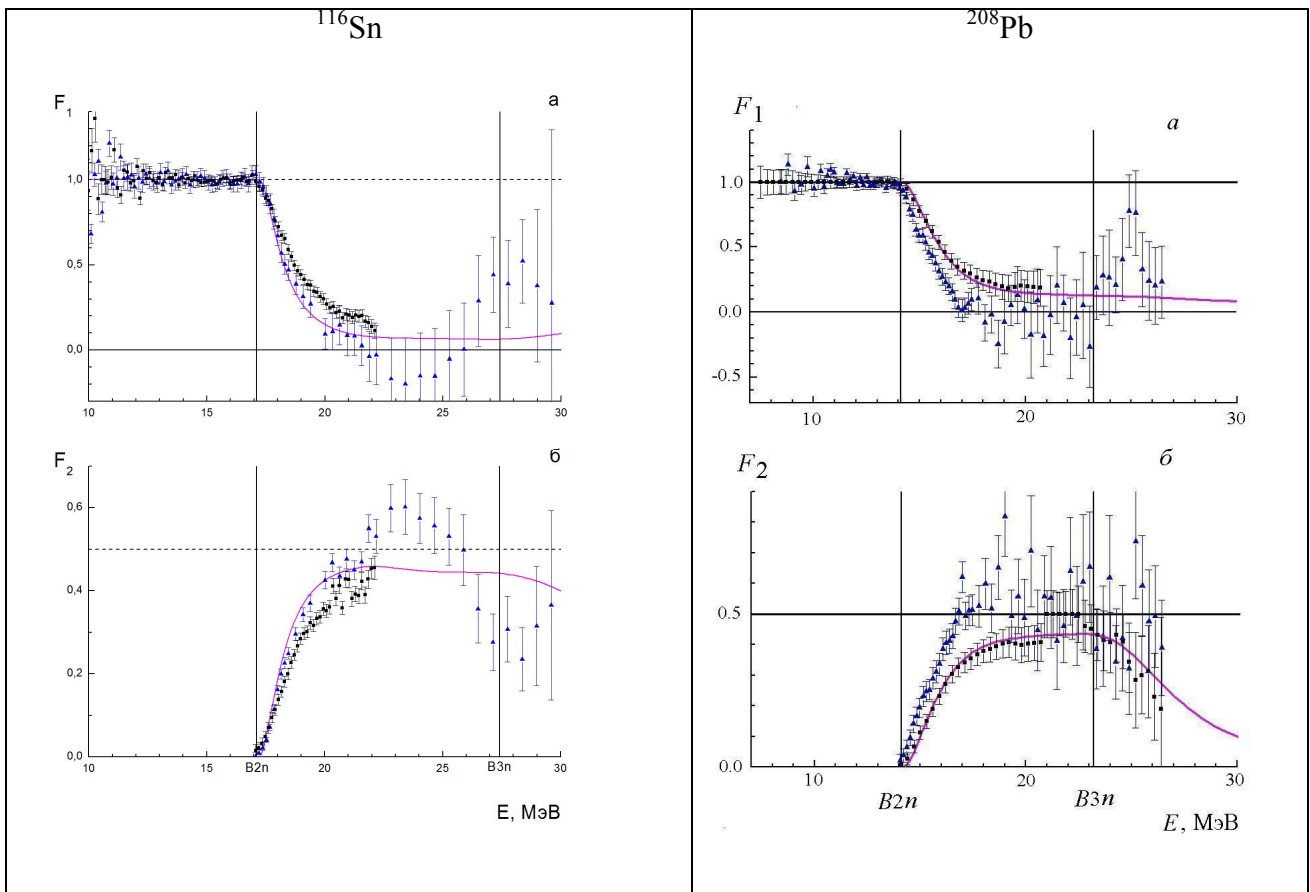


Рис. 2. Отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ (треугольники – данные Ливермора, квадраты - Сакле) и $F_{1,2}^{\text{теор}}$ (линии – результаты расчётов в рамках КМФЯР [10, 11]).

В тех случаях, когда сечение реакции выхода нейтронов (1) было определено в обеих лабораториях, в процедуре оценки ((4), см. далее) использовалось то, которое лучше согласовалось с результатами расчётов в рамках КМФЯР.

Поскольку во многих случаях $F_1^{\text{эксп}}$ существенно отличаются от $F_1^{\text{теор}}$, оцененные с их использованием сечения парциальных реакций также существенно отличаются от экспериментальных сечений. Характерные примеры для ядер ^{186}Os и ^{181}Ta приведены на Рис. 3.

Видно различие оцененных сечений реакций от данных, полученных в Сакле и Ливерморе. Прежде всего, это относится к области энергий, в которой конкурируют реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$. Для большинства ядер, перечисленных в таблице, соотношения между оцененными и экспериментальными сечениями выглядят приблизительно так, как это имеет место в случае ядра ^{186}Os .

Однако, для ядер ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta , ^{208}Pb , исследованных в Ливерморе, существенное расхождение данных имеет место и в более широких областях энергий. Прежде всего, это относится к области малых энергий фотонов до порога B_{2n} , в которой проблемы множественности отсутствуют, нейтроны образуются только в реакции $(\gamma, 1n)$, а, следовательно, сечения реакций $(\gamma, xn) = (\gamma, 1n) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n)$, $(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n)$ и $(\gamma, 1n)$ должны быть идентичными.

Детальные исследования причин подобного типа расхождений данных для указанных четырех ядер позволяют выявить весьма специфические соотношения между величинами сечений парциальных реакций, которые определенно свидетельствует о систематических погрешностях экспериментальных данных, отличных от тех, которые связаны с недостоверным распределением нейтронов между реакциями с различной множественностью.

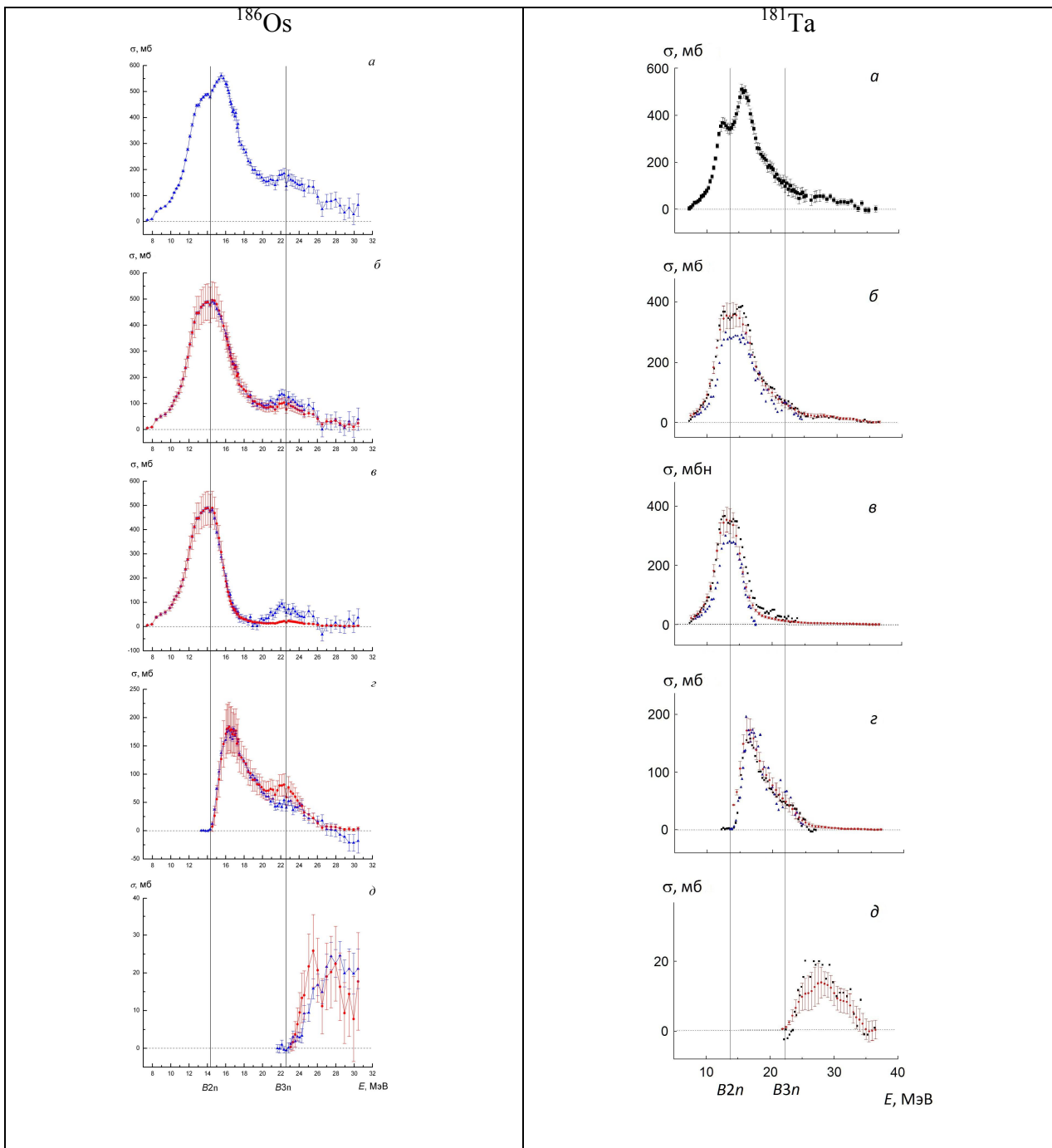


Рис. 3. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных (треугольники - Ливермор, Сакле – квадраты) сечений реакций: а - (γ, xn) , б - (γ, sn) , в - $(\gamma, 1n)$, г - $(\gamma, 2n)$, д - $(\gamma, 3n)$. Вертикальные линии обозначают энергетические пороги B_{2n} и B_{3n} , соответственно реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$.

В таблице 2 приведены отношения интегральных сечений $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{С/Л}}^{\text{инт}}$ полных и парциальных реакций на ядре ^{181}Ta , рассчитанные в области энергий фотонов до $E_{\gamma} = 25.0$ МэВ, для сечений реакций, оцененных и полученных в Сакле и Ливерморе. Представленные величины отношений интегральных сечений свидетельствуют о том, что данные по сечению реакции $(\gamma, 1n)$ в Сакле оказываются завышенными на 12%, а данные Ливермора – заниженными на 46% по отношению к оцененным данным. При этом сечение реакции $(\gamma, 2n)$ в Сакле оказывается заниженным на 16%, а в Ливерморе – на 5% завышенным по отношению к оцененному сечению.

Таблица 2.

Отношения интегральных сечений, рассчитанных до энергии фотонов $E_\gamma = 25.0$ МэВ, по оцененным сечениям реакций и сечениям реакций, полученным в Сакле и Ливерморе для ядра ^{181}Ta .

	$\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}$	$\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$
(γ, xn)	1.00	1.24
(γ, sn)	0.96	1.30
$(\gamma, 1n)$	0.88	1.46
$(\gamma, 2n)$	1.16	1.05

Хорошо видно, что эти данные существенно различаются для сечений, полученных в Сакле и Ливерморе. В случае данных Сакле рассчитанные отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}$ близки к 1, а относительно небольшие их различия соответствуют систематическим погрешностям идентификации нейтронов с разными множественностями в реакциях $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$.

В случае данных Ливермора приведенные данные определенно свидетельствуют о наличии систематических погрешностей иного рода, поскольку отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$ для всех четырех обсуждаемых реакций на десятки процентов отличаются от 1 и существенно различаются между собой.

В области энергий до $E_\gamma = 25.0$ МэВ сечения реакций $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ отличаются вкладами сечения $\sigma(\gamma, 1n)$:

- в сечении $\sigma(\gamma, xn)$ сечение $\sigma(\gamma, 1n)$ имеет некоторый вклад, определяемый тем, что к нему добавляются два сечения $\sigma(\gamma, 2n)$;
- в сечении $\sigma(\gamma, sn)$ вклад сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ возрастает, поскольку к нему добавляется лишь одно сечение $\sigma(\gamma, 2n)$;
- в самом сечении $\sigma(\gamma, 1n)$ его собственный вклад, естественно, максимален - 100%;
- в сечении $\sigma(\gamma, 2n)$, в котором сечение $\sigma(\gamma, 1n)$, естественно, отсутствует, его вклад минимален (0%).

Таким образом, чем больше оказывается вклад сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ в сечениях других реакций, в которых этот вклад присутствует, тем больше экспериментальные сечения отличаются от оцененных сечений. В случае же отсутствия вклада сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ экспериментальное сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ оказывается практически равным оцененному сечению. Это означает, что наблюдаемые расхождения сечений реакций $\sigma(\gamma, xn)$, $\sigma(\gamma, sn)$ и $\sigma(\gamma, 1n)$, полученных в Ливерморе, с оцененными сечениями обусловлены недостоверным (необоснованным, ошибочным) занижением именно сечения $\sigma(\gamma, 1n)$: значительное количество нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ на ядре ^{181}Ta в эксперименте, выполненном в Ливерморе, было потеряно.

Подобные соотношения между сечениями парциальных и полных реакций характерны и для ядер ^{75}As , ^{127}I и ^{208}Pb .

Поскольку расхождения оцененных сечений реакций и экспериментальных сечений, полученных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, оказываются значительными, представляет интерес сравнение оцененных сечений реакций с результатами альтернативных экспериментов, в которых идентификация парциальных реакций осуществляется без определения множественности нейтронов. Такая идентификация может быть сделана по конечному ядру в методе наведенной активности. Этот метод может быть использован далеко не всегда, поскольку для его реализации нужны характеристики соответствующих радиоактивных распадов конечных ядер разных парциальных реакций, удобные для проведения измерений.

Необходимые исследования такого типа были проведены для ядра ^{181}Ta на электронном ускорителе нового поколения – разрезном микротроне НИИЯФ МГУ при максимальной энергии электронов 67.7 МэВ [12]. Высокое качество электронного пучка, использование для

регистрации γ -квантов сверхчистого германиевого детектора, а для обработки экспериментальных энергетических спектров γ -квантов современного программного обеспечения позволили с высокой точностью провести сравнительное исследование парциальных реакций с образованием от 1 (в реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)^{180}\text{Ta}$) до 7 (в реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 7n)^{174}\text{Ta}$) нейтронов.

Измерялись выходы реакций

$$Y(E^{\max}) = \alpha \int_0^{E^{\max}} W(E^{\max}, E) \sigma(E) dE, \quad (5)$$

представляющие собой интеграл от произведения сечения реакции $\sigma(E)$ и энергетического спектра $W(E^{\max}, E)$ тормозного γ -излучения с максимальной энергией E^{\max} . Качество выполненных экспериментов было настолько высоким, что позволило наблюдать и количественно исследовать процессы с участием конечных ядер разных парциальных реакций не только в основных, но и в изомерных состояниях, например, изотопов $^{178\text{g.m}}\text{Ta}$, образующихся в реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$. В таблице 3 полученные результаты сравниваются с данными Сакле, Ливермора, а также данными, оцененными с помощью экспериментально-теоретического метода.

Таблица 3.

Сравнение отношений интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ и выходов реакций Y , полученных до энергии $E^{\text{инт}} = 65.0$ МэВ для экспериментальных и оцененных данных для ядра ^{181}Ta .

	Эксперимент			Оценка
	Сакле, регистрация нейтронов	Ливермор, регистрация нейтронов	НИИЯФ МГУ, регистрация наведенной активности	НИИЯФ МГУ, ЦДФЭ
$\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 1n)$	0.36	0.67		0.49
$Y(\gamma, 2n)/Y(\gamma, 1n)$	0.24	0.42	0.34±0.07	0.33
$\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 3n)/\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 1n)$	0.063			0.055
$Y(\gamma, 3n)/Y(\gamma, 1n)$	0.02		0.023 – 0.025	

Сравнение результатов эксперимента, выполненного с помощью метода наведенной активности, как с результатами экспериментов Сакле и Ливермора, так и с данными, оцененными с помощью экспериментально-теоретического метода, свидетельствуют о следующем.

- отношение выходов $Y(\gamma, 2n)/Y(\gamma, 1n)$, полученное по данным Сакле (0.24), оказывается существенно меньше экспериментального (0.34) и оцененного (0.33), что свидетельствует о том, что данные Сакле по выходу реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$ заметно занижены, и/или данные по сечению реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)^{180}\text{Ta}$ – завышены;

- отношение выходов $Y(\gamma, 2n)/Y(\gamma, 1n)$, полученное по данным Ливермора (0.42) оказывается существенно больше экспериментального (0.34) и оцененного (0.33) значений, что свидетельствует о существенном занижении экспериментального сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)^{180}\text{Ta}$, нашедшем своё отражение в существенном (25%) занижении и сечения реакции выхода нейтронов.

В результате исследований, выполненных для 44 ядер, перечисленных в таблице, было установлено, что обнаруженные систематические расхождения экспериментальных сечений парциальных фотонейтронных реакций, полученных в Сакле и Ливерморе, как правило, обусловлены погрешностями интерпретации множественности регистрируемого нейтрона по его кинетической энергии.

Такие расхождения должны быть связаны со способом регистрации нейтронов разных энергий детекторами в обеих лабораториях. В Сакле использовался обогатенный ядрами Gd жидкий сцинтиллятор большого объема. Поскольку образование двух нейтронов в реакции

$(\gamma, 2n)$ осуществляется за характерно малое ядерное время, при недостаточно хорошем временном разрешении системы регистрации нейтронов имеется определенная возможность наложения слабых сигналов друг на друга, которое очевидно должно приводить к определенному занижению вклада реакции $(\gamma, 2n)$.

В Ливерморе в большинстве экспериментов использовался метод «кольцевых отношений» - концентрические кольца с разными радиусами BF₃-счетчиков в парафиновом замедлителе. Нейтроны малых энергий (предположительно из реакции $(\gamma, 2n)$) должны успеть замедлиться до тепловой энергии захвата BF₃-счетчиком на пути к внутренним кольцам, а нейтроны больших энергий (предположительно из реакции $(\gamma, 1n)$) должны внутренние кольца проскочить и замедлиться на пути к внешним кольцам. Однако, поскольку путь быстрого нейтрона в замедлителе не будет прямолинейным, существует возможность того, что быстрый нейтрон, пройдя вследствие многократных столкновений криволинейный путь, вернется к внутренним кольцам, что очевидно приведет к завышению вклада канала “2n”.

Характер обсуждаемых систематических расхождений между сечениями парциальных фотонейтронных реакций, полученных в разных экспериментах, свидетельствует о том, что множественность нейтронов по-разному определяется для различных энергий. Так, в исследованиях для ядра ¹⁸¹Ta было показано [12], что при фоторасщеплении ядра ¹⁸¹Ta при энергии фотонов 25.0 МэВ первый нейтрон из реакции $(\gamma, 2n)$ имеет среднюю энергию ~ 4.0 МэВ, тогда как второй - ~1.4 МэВ. При аналогичном соотношении энергий первого и второго нейтронов из реакции $(\gamma, 3n)$ энергия второго нейтрона из реакции оказывается существенно больше энергии третьего нейтрона. Дополнительно: в реакции $(\gamma, 1n)$ после испускания единственного нейтрона и в реакциях $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ после испускания первого нейтрона образуется одно и то же ядро. Более того, то же самое ядро образуется и в фотопротонной реакции $(\gamma, 1n1p)$, роль которой важна в случаях относительно легких ядер, однако в обсуждаемых экспериментах, выполненных в Ливерморе и Сакле, не рассматривалась. Таким образом, связь определяемой экспериментально множественности нейтрона с его измеряемой кинетической энергией может быть существенно более сложной, чем это предполагалось при проведении обсуждаемых экспериментов.

В ряде случаев к систематическим погрешностям распределения нейтронов между реакциями с различной множественностью нейтронов - $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ или $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ - добавляются погрешности, обусловленные тем, что заметное количество нейтронов было потеряно в конкретной реакции, прежде всего, реакции $(\gamma, 1n)$. Возможностью таких погрешностей нельзя пренебрегать в связи с очень большой сложностью регистрирующей аппаратуры в экспериментах обеих лабораторий и сложностью самих измерений.

Данные, полученные с помощью экспериментально-теоретического метода для 44 ядер [см., например, 9, 13–18], приведены далее в разделе «Атлас сечений парциальных и полных фотонейтронных реакций, оцененных в рамках экспериментально-теоретического метода с использованием физических критериев достоверности данных».

Авторы выражают благодарность А.И.Давыдову, В.Д.Кайдаровой, В.Н.Орлину, Н.Н.Пескову, М.Е.Степанову, К.А.Стопани, С.Ю.Трощеву, В.А.Четвертковой за большую помощь в получении и представлении оцененных данных.

Литература

1. S S. Dietrich, B.L. Berman. *Atom. Data and Nucl. Data Tables*, 38 (1988) 199.
2. A.V. Varlamov, V.V. Varlamov, D.S. Rudenko, M.E. Stepanov. *Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections*. INDC(NDS)–394, IAEA NDS, 1999, Vienna, Austria.
3. Международная электронная база данных по ядерным реакциям:
 - Центр данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ), Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына, Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
URL: <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>;
 - Секция ядерных данных, Международное агентство по атомной энергии, Вена, Австрия;
URL: <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>;
 - Национальный центр ядерных данных США, Брукхэвенская Национальная Лаборатория, Брукхэвен, США,
URL: <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>.
4. V.V. Varlamov, N.N. Peskov, D.S. Rudenko, M.E. Stepanov. Consistent Evaluation of Photoneutron Reaction Cross Sections Using Data Obtained in Experiments with Quasimonoenergetic Annihilation Photon Beams at Livermore (USA) and Saclay (France). INDC(CCP)–440, IAEA NDS, 2004, Vienna, Austria, p. 37.
5. V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov. Study of Consistency Between (γ, xn) , $[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$ and $(\gamma, 2n)$ Reaction Cross Sections Using Data Systematics. Vienna, Austria. INDC(CCP)-433, IAEA NDS, 2002, Vienna, Austria.
6. E. Wolyneć, A.R.V. Martinez, P. Gouffon, et al. *Phys. Rev.*, C29 (1984) 1137.
7. E. Wolyneć, M.N. Martins. *Revista Brasileira Fisica*, 17 (1987) 56.]
8. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Издательство Московского университета. Москва, 1979.
9. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, В.А. Четверткова. *Известия РАН, серия физическая*, 74 (2010) 875.
10. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. *ЭЧАЯ*, 38 (2007) 460.
11. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. *Ядерная физика*, 78 (2015) 601.
12. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, С.Ю.Троциев. *Ядерная физика*, 75 (2012) 283.
13. V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, V.N. Orlin, K.A. Stopani. *Eur. Phys. J.*, A 50 (2014) 114.
14. S.S. Belyshev, D.M. Filipescu, I. Gheoghe, B.S. Ishkhanov, V.V. Khankin., N.N. Peskov, K.A. Stopani, O. Tesileanu, V.V. Varlamov. *Eur. Phys. J.*, A 51 (2015) 67.
15. V. Varlamov, B. Ishkhanov, V. Orlin. *Phys Rev. C*, 96, N4 (2017) 044606.
16. V.V. Varlamov, A.I. Davydov, B.S. Ishkhanov, V.N. Orlin. *Eur. Phys. J. A* 54 (2018) 74.
17. В.В. Варламов, А.И. Давыдов, Б.С. Ишханов. *Ядерная физика*, 82, N1 (2019) 16.
18. V. Varlamov, A. Davydov, V. Kaidarova, V. Orlin. *Phys. Rev. C* 99, N 2 (2019) 024608.