# **=\_\_\_\_** ЯДРА =

# НОВЫЙ ПОДХОД К АНАЛИЗУ И ОЦЕНКЕ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

© 2012 г. В. В. Варламов<sup>\*</sup>, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Россия Поступила в редакцию 16.01.2012 г.; после доработки 13.04.2012 г.

Наличие существенных систематических расхождений между результатами разных экспериментов по определению сечений парциальных фотонейтронных реакций, прежде всего  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , делает актуальными задачи исследования их надежности и достоверности, разработки методов учета и устранения расхождений. Для решения первой задачи введены объективные абсолютные критерии — переходные функции множественности фотонейтронов  $F_1, F_2, F_3, \ldots$ , значения которых по определению не могут превышать соответственно 1.0, 0.5, 0.33, ... С целью решения второй — предложен новый экспериментально-теоретический подход, в котором для оценки сечений реакций совместно используются экспериментальные данные о сечении реакции полного выхода фотонейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, n) + 2\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) + 3\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 3n) + \ldots$ , свободные от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности, и результаты расчетов функций  $F_1^{\text{теор}}$ ,  $F_2^{\text{теор}}, F_3^{\text{теор}}, \ldots$  в рамках современной модели фотоядерных реакций. Оценки надежных и достоверных данных по сечениям парциальных реакций  $(\gamma, n), (\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) - выполнены для ядер <math>^{90}$  Zr,  $^{115}$  In,  $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}$  Sn,  $^{159}$  Tb и  $^{197}$  Au.

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Надежная и достоверная информация о сечениях полных и парциальных фотонейтронных реакций широко используется в фундаментальных и прикладных исследованиях для решения целого ряда важнейших проблем электромагнитных взаимодействий в области гигантского дипольного резонанса (ГДР).

Прежде всего она востребована для исследования соотношений прямых и статистических процессов при формировании и распаде высоковозбужденных ядерных состояний, определения роли различных компонент при формировании изоспинового расщепления ГДР, конкуренции переходов различного типа, формирующих компоненты конфигурационного расщепления ГДР, и многих других. Кроме того, данные о сечениях парциальных фотонейтронных реакций широко используются в самых различных областях науки и техники (ядерная физика и ядерная энергетика, радиационные разделы химии, геологии, медицины, материаловедение и экология и многие другие). В последнее время они востребованы в области самых современных исследований свойств кварк-глюонной плазмы на встречных пучках релятивистских ядер крупнейших в мире установок (для мониторинга светимости таких ускорителей используются процессы взаимной электромагнитной диссоциации сталкивающихся ядер, основным механизмом которой является возбуждение и последующий распад по однонейтронному каналу ГДР сталкивающихся ядер).

Данные системного анализа [1, 2] сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций позволили установить, что между результатами разных экспериментов имеются значительные расхождения. 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 оказываются расхождения между сечениями парциальных реакций  $(\gamma, n), (\gamma, 2n), (\gamma, 3n), \ldots$  Большинство экспериментов по их определению выполнено с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) с использованием разных методов разделения фотонейтронов по множественности, основанных на предположении о прямой связи этой множественности со средней энергией нейтронов. Между результатами Ливермора и Сакле наблюдаются [2] большие (до 60%) и разнонаправленные расхождения — в Ливерморе очевидно переопределенными оказываются сечения реакций  $(\gamma, 2n)$  и недоопределенными

<sup>\*</sup>E-mail: Varlamov@depni.sinp.msu.ru

сечения реакции ( $\gamma$ , n), а в Сакле — наоборот (так, отношения "Ливермор/Сакле" для сечений реакции ( $\gamma$ , 2n) оказываются существенно больше 1, а для сечений реакции ( $\gamma$ , n), напротив, существенно меньше 1). В табл. 1 представлены результаты детального анализа [3] отношений сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре <sup>159</sup> Tb. На рис. 1 приводится характерный пример таких расхождений — сравнение результатов разных экспериментов по определению сечения реакции <sup>159</sup> Tb( $\gamma$ , 2n).

Систематические расхождения с очевидностью обусловлены недостатками использованных в экспериментах методов разделения фотонейтронов по множественности — отношения сечений реакций  $\sigma(\gamma, n)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$ , зависящих от особенностей использованных методов, существенно отличаются от отношений сечений реакции  $\sigma(\gamma, xn)$ , от этих особенностей не зависящей.

Причины систематических расхождений сечений  $\sigma(\gamma, n)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$  были исследованы лишь в отдельных работах (например, [9, 10]). Таблица 2 [2, 9] дает достаточно полную картину масштаба обсуждаемых явлений. Эти исследования не имели системного характера, что приводило к тому, что рекомендации по устранению расхождений были, очевидно, противоречивыми: уменьшавшими рассогласование одних данных, но увеличивавшими — других.

Наиболее последовательным представляется подход [2], с помощью которого был выполнен системный анализ сечений как полных, так и различных парциальных реакций, полученных и в Ливерморе, и в Сакле, для 19 ядер от  ${}^{51}$ V до  ${}^{238}$ U (в том числе и 12 ядер, исследованных в работе [9]). Был сделан вывод, который подтверждают данные табл. 1 и 2, о том, что данные по сечению реакции ( $\gamma$ , 2n), полученные в Сакле, расходятся с данными Ливермора, поскольку  $\sigma(\gamma, 2n)$  оказываются заниженными (недоопределенными) по сравнению с  $\sigma(\gamma, n)$ : часть нейтронов из сечения реакции  $\sigma(\gamma, 2n)$  неоправданно перекачивается в сечение реакции  $\sigma(\gamma, n)$ . Примененная в работе [2] взаимная корректировка данных Ливермора и Сакле возвращала "недостающий" вклад нейтронов в сечение  $\sigma(\gamma, 2n)$  после извлечения соответствующего ему вклада из сечения  $\sigma(\gamma, n)$ , т.е. сближала данные Сакле с данными Ливермора.

# 2. ОБЪЕКТИВНЫЕ И АБСОЛЮТНЫЕ КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ НАДЕЖНОСТИ ДАННЫХ О СЕЧЕНИЯХ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ

Вместе с тем были выявлены очевидные признаки физически некорректного поведения сечений

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 75 № 11 2012



Рис. 1. Сравнение данных о сечении реакции <sup>159</sup> Тb( $\gamma$ , 2n), полученных в разных экспериментах, и результатов расчетов. Точки: ▲ квазимоноэнергетические фотоны, Ливермор [4]; ■— квазимоноэнергетические фотоны, Сакле [5]; ★— данные, полученные в настоящей работе по результатам эксперимента с тормозным  $\gamma$ -излучением, Москва [6]. Кривая— результат теоретического расчета [7, 8].

парциальных реакций, полученных в Ливерморе. Прежде всего это относится к сечениям  $\sigma(\gamma, n)$ , в которых обнаруживается присутствие областей отрицательных значений. На рис. 2a приведен характерный пример — сечение реакции <sup>116</sup>Sn $(\gamma, n)$  [11]. Оно ведет себя весьма странно: вместо типичного плавного уменьшения за максимумом ГДР резко спадает, в области энергий 21–26 МэВ переходит в область "нефизических" отрицательных значений, с ростом энергии оно проявляет некий локальный максимум, после которого вновь попадает в область отрицательных значений.

"Нефизический" характер поведения сечения реакции  $^{116}$ Sn( $\gamma, n$ ) полностью подтверждается данными рис. 26, на котором приведена одна из специально предложенных переходных функций множественности фотонейтронов —  $F_2$ .

Такие функции

$$F_1 = \sigma(\gamma, n) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, n) / [\sigma(\gamma, n) + (1) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \dots + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots],$$

$$F_2 = \sigma(\gamma, 2n) / \sigma(\gamma, xn), \qquad (2)$$

$$F_3 = \sigma(\gamma, 3n) / \sigma(\gamma, xn) \dots$$
(3)

были впервые (несмотря на простоту и прозрачный смысл) введены [12, 13] в качестве объективных и абсолютных критериев контроля того, насколько надежно и достоверно (вернее — ненадежно и недостоверно) в эксперименте выполнено разделение

$E^{\scriptscriptstyle{\mathrm{ИHT}}},$ МэВ	Реакция			
	$(\gamma, xn)$	$(\gamma,n)$	$(\gamma, 2n)$	
20.0	2340/2480 = 0.94	1370/1800 = 0.76	485/352 = 1.37	
27.4	3170/3200 = 0.99	1390/1950 = 0.71	870/610 = 1.43	

**Таблица 1.** Отношения интегральных сечений  $\sigma_{\Pi}^{_{\rm ИНT}}/\sigma_{\rm C}^{_{\rm ИНT}}$  для различных реакций на ядре  $^{159}$  Tb [3]

**Таблица 2.** Сравнение [2] отношений величин интегральных сечений  $\sigma_{\Pi}^{_{\rm HHT}}/\sigma_{\rm C}^{_{\rm HHT}}$  (МэВ мбн) реакций ( $\gamma$ , n), ( $\gamma$ , 2n) и ( $\gamma$ , xn), полученных в Ливерморе и Сакле

Ядро	$\sigma_{ ext{C}}^{ ext{MHT}}(\gamma,n)/\sigma_{\!arLambda}^{ ext{MHT}}(\gamma,n),$ отн. ед.	$\sigma_{ ext{C}}^{ ext{uht}}(\gamma,2n)/\sigma_{ extsf{J}}^{ ext{uht}}(\gamma,2n),$ отн. ед.	$\sigma_{\mathrm{C}}^{\scriptscriptstyle\mathrm{ИHT}}(\gamma,xn)/\sigma_{\mathrm{JI}}^{\scriptscriptstyle\mathrm{ИHT}}(\gamma,xn)$ , отн. ед.
$^{51}\mathrm{V}$	1.07	0.79	1.07
$^{75}\mathrm{As}$	1.21	1.22	1.21
$^{89}Y^{*}$	1.25	0.87	1.25
<sup>90</sup> Zr	1.26	0.73	1.25
<sup>115</sup> In*	0.97	0.76	0.97
<sup>116</sup> Sn	1.10	0.92	1.10
<sup>117</sup> Sn*	1.02	0.93	1.02
<sup>118</sup> Sn*	1.07	0.86	1.07
<sup>120</sup> Sn*	1.00	0.86	0.99
<sup>124</sup> Sn*	0.93	0.94	0.93
$^{127}$ I	1.34	1.07	1.33
<sup>133</sup> Cs*	1.10	0.86	1.11
<sup>159</sup> Tb*	1.07	0.71	1.07
<sup>165</sup> Ho*	1.20	1.05	1.20
<sup>181</sup> Ta*	1.25	0.89	1.25
<sup>197</sup> Au*	1.00	0.69	1.00
<sup>208</sup> Pb*	1.21	0.77	1.21
<sup>232</sup> Th	0.84	0.69	0.84
<sup>238</sup> U	0.76	0.79	0.81

\* Ядра, ранее исследованные в [9].

нейтронов по множественности. По определению функции  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$ , ... не могут принимать значений, больших соответственно 1.0, 0.5, 0.33, ..., а превышение такими функциями значений указанных абсолютных пределов определенно означает ошибочность разделения нейтронов по множественности. Прямым следствием этого служит появление областей очевидно физически недостоверных (во многих случаях отрицательных) значений в сечениях реакций, прежде всего в тех, которые были по тем или иным причинам недоопределены.

Функции  $F_1(E)$  и  $F_3(E)$  с точки зрения анализа надежности-ненадежности данных о сечениях реакций особого интереса не представляют:  $F_1$  —

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 75 № 11 2012

 $\sigma(\gamma, n)$  реакции ( $\gamma, n$ );



Рис. 2. "Нефизическое" поведение экспериментального [11] сечения реакции <sup>116</sup> Sn( $\gamma$ , n), полученного в Ливерморе: a — экспериментальное сечение реакции;  $\delta$  энергетические зависимости специальных переходных функций множественности  $F_{2Л}^{\text{эксп}}$  ( $\blacktriangle$ ) и  $F_2^{\text{теор}}$  (кривая) [7, 8].

в силу тривиальности, поскольку отражает относительно простое физически понятное поведение лишь сечения  $\sigma(\gamma, n)$  – до порога B2n реакции  $(\gamma, 2n)$   $F_1 = 1$ , а с открытием канала  $(\gamma, 2n)$  она уменьшается в соответствии с поведением сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$ ;  $F_3$  – вследствие столь же относительно простого поведения сечения  $\sigma(\gamma, 3n)$  в области энергий E > B3n, а также отсутствия достаточной экспериментальной информации.

В то же время функция  $F_2(E)$  представляет собой чрезвычайно удобный и эффективный инструмент анализа обсуждаемых надежности и достоверности данных сразу для трех реакций ( $\gamma$ , n), ( $\gamma$ , 2n) и ( $\gamma$ , 3n) в областях энергий, в которых проявляются две из них (а в отдельных случаях и все три).

Свойства, делающие функцию  $F_2(E)$  столь удобной, заключаются в следующем:

1) по определению (2)  $F_2(E)$  ни при каких энергиях не может принимать значений, больших 0.5;

 отклонение F<sub>2</sub>(E) от значения 0.5 в области малых энергий обусловлено присутствием сечения

3) отклонение  $F_2(E)$  от значения 0.5 в области энергий, больших порога B3n реакции ( $\gamma$ , 3n), обусловлено вкладом  $3\sigma(\gamma, 3n)$ .

На рис. 2б хорошо видно, что именно в области энергий ~21–26 МэВ, в которой сечение реакции  $^{116}$ Sn( $\gamma, n$ ) имеет физически недостоверные отрицательные значения,  $F_2^{_{9KCII}} > 0.5$ , что недопустимо по определению. Это с очевидностью свидетельствует о ненадежности и недостоверности данных о сечении  $\sigma(\gamma, 2n)$  и соответственно (вследствие отсутствия третьей реакции) данных о сечении  $\sigma(\gamma, n)$ , определенных в этой области энергий.

На рис. 26 представлена также и кривая  $F_2^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ , полученная в рамках современной предравновесной экситонной модели [7, 8] фотоядерных реакций, основанной на использовании плотностей уровней ядра, рассчитанных в модели ферми-газа, и учете влияния на процессы формирования и распада ГДР эффектов, обусловленных деформацией ядра и изоспиновым расщеплением ГДР. Хорошо видно, что  $F_2^{\text{теор}}$  ведет себя полностью физически правильно: выше порога B2n реакции  $(\gamma, 2n) F_2^{\text{теор}}$  нарастает, приближается к некоторому предельному значению (обусловленному величиной "хвоста" сечения  $\sigma(\gamma, n)$ ), не достигая при этом граничного значения 0.5, а выше энергии B3n плавно уменьшается в связи с появлением вклада  $3\sigma(\gamma, 3n)$ .

Детальный анализ обсуждаемых эффектов был выполнен для сечений парциальных реакций, полученных в Ливерморе [4], Сакле [5] и Москве [6] (на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения) для ядра <sup>159</sup> Tb. На рис. З проводится сравнение соответствующих переходных функций множественности фотонейтронов функций  $F_2^{\text{эксп}}$  и  $F_2^{\text{теор}}$ .

#### 2.1. Теоретические данные

Соответственно определению (2): при  $E < B2n = 14.9 \text{ МэВ } F_2^{\text{теор}}(E) = 0$ ; начиная с  $E = B2n F_2^{\text{теор}}(E)$  нарастает и вблизи E = B3n = 23.7 МэВ достигает значения  $\sim 0.46$  (обусловленного вкладом "хвоста" сечения реакции  $\sigma(\gamma, n)$ ); начиная с  $E = B3n F_2^{\text{теор}}(E)$  уменьшается в соответствии с появлением вклада  $3\sigma(\gamma, 3n)$ .



Рис. 3. Переходные функции множественности фотонейтронов  $F_2$  для ядра <sup>159</sup> Тb. Точки: ▲  $-F_{2Л}^{\text{эксп}}$ , Ливермор [4]; ■  $-F_{2C}^{\text{эксп}}$ , Сакле [5];  $\star - F_{2M}^{\text{эксп}}$ , Москва [6]; •  $-F_{2}^{\text{оцен}}$  [2], взаимная оценка по данным Сакле; ▼  $-F_{2}^{\text{оцен}}$  [2], взаимная оценка по данным Ливермора. Кривая  $-F_{2}^{\text{пеор}}$ , результат теоретического расчета [7, 8].

# 2.2. Данные Москвы

Функция  $F_{2M}^{\text{эксп}}(E)$  в области до  $E \sim 18$  МэВ весьма близка к  $F_2^{\text{теор}}(E)$ . При E > 18 МэВ,  $F_{2M}^{\text{эксп}}(E) > F_2^{\text{теор}}(E)$ , приближается к абсолютному пределу 0.5 при  $E \sim 21$  МэВ, т.е. демонстрирует отсутствие заметного вклада сечения реакции  $\sigma(\gamma, n)$  и соответственно переопределенность данных о сечении  $\sigma(\gamma, 2n)$ , что не согласуется с поведением  $F_2^{\text{теор}}(E)$ .

#### 2.3. Данные Сакле

Функция  $F_{2C}^{\text{эксп}}(E)$  во всей исследованной области энергий в целом ведет себя вполне физически обоснованно, однако систематически оказывается несколько меньшей по сравнению с  $F_2^{\text{теор}}(E)$ . Это поведение хорошо согласуется с отмеченной выше недоопределенностью данных Сакле (табл. 1, 2) для сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$  (и с соответствующей ей очевидной переопределенностью данных Сакле [2] для сечения  $\sigma(\gamma, n)$ ).

Следует отметить, что по определению функции  $F_2$  как отношения сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$  парциальной реакции к сечению  $\sigma(\gamma, xn)$  реакции полного выхода нейтронов, имеющей амплитуду ~2000-2500 мбн, небольшая разность  $F_{2C}^{\text{эксп}}(E) - F_2^{\text{теор}}(E) = 0.05-0.10$  означает весьма заметное (100-250 мбн) расхождение в величинах сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$ .

# 2.4. Данные Ливермора

Поведение  $F_{2Л}^{_{
m эксп}}(E)$  существенно отличается от поведения  $F_2^{_{
m Teop}}(E)$  и  $F_{2C}^{_{
m эксп}}(E)$ :

до  $E \sim 16.5$  МэВ функции  $F_{2Л}^{\text{эксп}}(E)$  и  $F_2^{\text{теор}}(E)$ близки; в области  $E \sim 16.5-18.0$  МэВ  $F_{2Л}^{\text{эксп}}(E)$ резко возрастает, существенно расходится с  $F_2^{\text{теор}}(E)$  и приближается к абсолютному пределу 0.5, что означает, что сечение  $\sigma(\gamma, n)$  приближается к 0 при  $E \sim 17.5$  МэВ;

в области  $E \sim 18.0-21.5$  МэВ  $F_{2\Lambda}^{\text{эксп}}(E)$  испытывает колебания вблизи предела 0.5, при этом некоторые значения оказываются в области физически недостоверных значений  $F_{2\Lambda}^{\text{эксп}}(E) > 0.5$ ; сечение  $\sigma(\gamma, 2n)$  сильно переопределено, высокоэнергетичный спад — "хвост" сечения реакции  $\sigma(\gamma, n)$  отсутствует;

в области  $E < 21.5-25.5 \text{ МэВ } F_{2Л}^{\text{эксп}}(E)$  демонстрирует ярко выраженный провал (который соответствует отчетливо выраженному максимуму в сечении реакции 159Tb( $\gamma, n$ ), аналогичному наблюдаемому в сечении реакции <sup>116</sup>Sn( $\gamma, n$ ) — рис. 2*a*);

при  $E \sim 25.0 \text{ МэВ } F_{2Л}^{\text{эксп}}(E)$  становится близкой к  $F_2^{\text{теор}}(E)$ , что свидетельствует о "восстановлении хвоста" сечения  $\sigma(\gamma, n)$ ;

при *E*, бо́льших ~25.0 МэВ,  $F_{2Л}^{\text{эксп}}(E)$  не уменьшается вследствие открытия канала ( $\gamma$ , 3n), а быстро нарастает и вновь попадает в область физически недостоверных значений ( $F_2 > 0.5$ ), достигая величины  $F_2 = 2.0$  (означающей, что часть — сечение  $\sigma(\gamma, 2n)$  — вдвое превышает целое — сечение  $\sigma(\gamma, xn)$ !);

столь экзотические значения  $F_{2,\Pi}^{_{3KC\Pi}}(E)$  однозначно свидетельствуют о том, что разделение нейтронов с множественностью 2 и 3 в этой области энергий проведено категорически неправильно: поскольку сечение реакции ( $\gamma$ , 3n) в Ливерморе вообще не было определено, все нейтроны из нее были ошибочно приписаны реакции ( $\gamma$ , 2n).

Приведенные результаты [2] взаимной корректировки данных Сакле и Ливермора  $F_2^{\text{оцен}}$  свидетельствуют о том, что учет недоопределенности данных Сакле по сечению реакции ( $\gamma$ , 2n) привел к их сближению с данными Ливермора ( $F_{2C}^{\text{оцен}}(E)$ для данных Сакле имеет все недостатки, аналогичные рассмотренным выше недостаткам функции  $F_{2\Pi}^{\text{эксп}}(E)$  для данных Ливермора).

Предварительный анализ с помощью переходной функции множественности фотонейтронов  $F_2(E)$  экспериментальных сечений реакций ( $\gamma$ , n), ( $\gamma$ , 2n) и ( $\gamma$ , 3n) для большого числа средних и среднетяжелых ядер (A = 90-208) выявил ненадежность и недостоверность большинства таких данных. Области очевидно и явно физически недостоверных отрицательных значений в сечениях реакции ( $\gamma$ , n), прямо связанные с областями превышения функцией  $F_2(E)$  граничного значения 0.5 и свидетельствующие о недостоверности данных о сечениях парциальных реакций как ( $\gamma$ , n), так и ( $\gamma$ , 2n), были обнаружены в данных для ядер <sup>90</sup> Zr, <sup>115</sup> In, <sup>112</sup>,<sup>114</sup>,<sup>116</sup>,<sup>117</sup>,<sup>118</sup>,<sup>119</sup>,<sup>120</sup>,<sup>122</sup>,<sup>124</sup> Sn, <sup>159</sup> Tb, <sup>165</sup> Ho, <sup>181</sup> Ta, <sup>197</sup> Au и <sup>208</sup> Pb.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что в целом экспериментальные данные о сечениях парциальных фотонейтронных реакций, полученные с применением различных методов разделения нейтронов по множественности, не являются надежными и достоверными, поскольку зависимость множественности нейтронов от их средней энергии, по-видимому, не является прямой и однозначной, как предполагается в этих методах.

Ненадежность и недостоверность сечений парциальных реакций, полученных из сечений полных реакций с использованием соотношений статистической теории, могут быть связаны с бо́льшей (чем это предполагается в простой статистической модели) сложностью процессов фоторасщепления ядер. Об этом свидетельствует сравнение этих результатов с результатами, полученными в современной предравновесной модели, учитывающей деформацию ядра и эффекты изоспинового расщепления ГДР ядра.

#### ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 75 № 11 2012

# 3. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ В УСЛОВИЯХ, СВОБОДНЫХ ОТ НЕДОСТАТКОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ФОТОНЕЙТРОНОВ

С целью получения надежных и достоверных данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций нами предложен экспериментальнотеоретический подход, в рамках которого в качестве исходной экспериментальной информации используются данные о сечениях  $\sigma^{\mathsf{эксп}}(\gamma, xn)$  реакции полного выхода нейтронов, не зависящих от их множественности, а для описания конкуренции различных каналов распада ГДР и разделения реакций с различной множественностью нейтронов — переходные функции множественности фотонейтронов  $F_2^{\text{reop}}$ , рассчитанные в рамках предравновесной модели фотоядерных реакций, основанной на использовании плотностей уровней ядра, рассчитанных в модели ферми-газа, и учитывающей эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления ГДР [7, 8].

#### 3.1. Предравновесная экситонная модель фотоядерных реакций, базирующаяся на плотностях уровней ядер, рассчитанных в модели ферми-газа

В области энергий ГДР ( $E_{\gamma} \leqslant 30$  МэВ), где в результате взаимодействия ядра с электромагнитным излучением формируется электрический ГДР, представляющий собой когерентную смесь одночастично-однодырочных (1p1h) E1возбуждений, как основной процесс, определяющий фотопоглощение на ядре, рассматривается взаимодействие  $\gamma$ -кванта только с однонуклонными ядерными токами [14] (в области  $E_{\gamma} \ge 40 \text{ МэВ}$ начинает доминировать двухнуклонный квазидейтронный механизм фотопоглощения, при котором возбужденный нуклон обменивается виртуальным пионом с соседним нуклоном, в результате чего энергия и импульс поглощаемого ү-кванта передаются не одному нуклону, а коррелированной протон-нейтронной паре).

Для средних и тяжелых ядер сечение возбуждения ГДР может быть надежно рассчитано с помощью полумикроскопической модели [7]. Квазидейтронная компонента сечения фотопоглощения может быть найдена с помощью усовершенствованной квазидейтронной модели Левинжера [14, 15].

При описании следующей за фотопоглощением стадии эмиссии нуклонов применялась экситонная модель [16–18], в которую вносился ряд поправок. В частности, при рассмотрении ГДР-канала



**Рис. 4.** Сравнение оцененных (точки с погрешностями) и экспериментальных ( $\blacktriangle$  – Ливермор [4],  $\blacksquare$  – Сакле [5]) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре <sup>159</sup> Tb:  $a - \sigma(\gamma, xn)$ ,  $\delta - \sigma(\gamma, sn)$ ,  $s - \sigma(\gamma, n)$ ,  $c - \sigma(\gamma, 2n)$ ,  $d - \sigma(\gamma, 3n)$ .

реакции учитывалось влияние изоспиновых эффектов, поскольку  $T_>$ -компонента ГДР распадается преимущественно по протонному каналу. Это особенно важно для протонно-избыточных ядер, имеющих значительную  $T_>$ -компоненту ГДР. Изоспиновые эффекты учитывались путем модификации  $T_>$ -канала реакции экситонных плотностей и плотности компаунд-состояний конечного ядра с помощью соответствующих замен в соотношениях для энергий ядерных состояний, позволяющих учесть уменьшение плотностей  $T_>$ -состояний по сравнению с полными плотностями за счет их энергетического сдвига вверх по энергии.

Помимо этого, использовалась еще одна коррекция экситонной модели: учитывалось увеличение времени жизни входного дипольного состояния

вследствие его коллективизации в области ГДР, что приводит к уменьшению выхода большого числа нуклонов (из-за экстремально большой энергии, уносимой из ядра первой вылетевшей частицей). Коллективизация входных дипольных состояний в области ГДР в той или иной степени происходит из-за смешивания остаточным взаимодействием различных 1*p*1*h*-конфигураций. Это уменьшает вероятность их распада на 2p2h-состояния, так как когерентные 1p1h-состояния слабо связаны с большинством таких состояний и взаимодействуют главным образом с немногочисленными коллективными состояниями типа "дипольный фонон + поверхностный квадрупольный фонон". Вследствие этого увеличивается вероятность вылета нуклона, уносящего большую энергию, непо-

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 75 № 11 2012

**Таблица 3.** Характеристики  $\gamma$ -излучения конечных ядер парциальных реакций на ядрах <sup>181</sup> Та и <sup>196</sup> Аu, исследованных с помощью метода наведенной активности

Реакция	Е <sup>макс</sup> , МэВ	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэ ${ m B}$
$^{181}\mathrm{Ta}(\gamma,n)^{180}\mathrm{Ta}$		8.154 ч	93.326
	67.7		103.557
$^{181}\mathrm{Ta}(\gamma,2n)^{179}\mathrm{Ta}$		1.82 года	63.0
$^{197}\mathrm{Au}(\gamma,n)^{196}\mathrm{Au}$	29.1	6.1669 сут	426.0
$^{197}\mathrm{Au}(\gamma,2n)^{195}\mathrm{Au}$	20.1	186.098 сут	98.85

средственно из входного состояния, что приводит к уменьшению выхода вторичных, третичных и т.д. нуклонов.

Изложенные принципы были положены в основу модели описания конкуренции каналов распада ГДР, которая была использована при описании сечений множественных фотонуклонных реакций. Подробное описание основных соотношений модели [7, 8], использованных для расчета парциальных сечений реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 2np)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, 3np)$  и других, дано в [19].

#### 3.2. Оценка данных о сечениях парциальных реакций с использованием переходных функций множественности фотонейтронов

В рамках описанной модели рассчитывались сечения фотоядерных реакций с образованием различных количеств нуклонов и строились переходные функции множественности  $F_1^{\text{reop}}(E)$ ,  $F_2^{\text{reop}}(E)$  и  $F_3^{\text{reop}}(E)$ .

С их помощью на основе экспериментальных данных о сечении  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  реакции полного выхода фотонейтронов оценивались надежные данные о сечениях парциальных реакций:

$$\sigma^{\text{oueh}}(\gamma, n) = F_1^{\text{teop}} \sigma^{\text{skcn}}(\gamma, xn), \qquad (4)$$

$$\sigma^{\text{oueh}}(\gamma, 2n) = F_2^{\text{Teop}} \sigma^{\text{skcn}}(\gamma, xn), \qquad (5)$$

$$\sigma^{\text{oueh}}(\gamma, 3n) = F_3^{\text{Teop}} \sigma^{\text{skcn}}(\gamma, xn).$$
 (6)

В рамках нового подхода оценены сечения реакций ( $\gamma$ , n) и ( $\gamma$ , 2n), свободные от обсуждаемых недостатков экспериментальных данных для ядер <sup>90</sup>Zr, <sup>115</sup>In[20], <sup>112,114,116,117,118,119,120,122,124</sup>Sn[12], <sup>159</sup>Tb[3], <sup>197</sup>Au[13], <sup>208</sup>Pb.

На рис. 4 приведено сравнение оцененных в рамках нового экспериментально-теоретического подхода сечений парциальных фотонейтронных реакций для ядра <sup>159</sup>Tb с экспериментальными данными, полученными в Сакле и Ливерморе.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 75 № 11 2012

Хорошо видно, что в соответствии со сказанным выше оцененные сечения парциальных реакций оказываются промежуточными между необоснованно завышенными (неоправданно переоцененными) или заниженными (неоправданно недооцененными) экспериментальными сечениями, а конкуренция между ними соответствует соотношениям (1)-(3), физически обоснованным в рамках использованной теоретической модели.

#### 3.3. Сравнение данных, полученных в рамках нового подхода, с результатами современного эксперимента по методу наведенной активности

Очевидно, что существенные расхождения оцененных данных требуют независимой проверки использованием результатов экспериментов, с свободных от обсуждаемых недостатков методов определения множественности фотонейтронов. Такая независимая проверка может быть выполнена с помощью определения абсолютных (или относительных) соотношений между сечениями (или выходами) парциальных реакций методом наведенной активности. В таких экспериментах разделение парциальных реакций происходит с помощью идентификации по характерному үизлучению (измерение энергетических спектров  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждения конечных ядер) и не требует определения множественности фотонейтронов.

Исследования такого типа были проведены на электронном ускорителе нового поколения — разрезном микротроне НИИЯФ МГУ с максимальной энергией 67 МэВ. Высокое качество электронного пучка, использование для регистрации  $\gamma$ -квантов высокочистого германиевого детектора, а для обработки экспериментальных энергетических спектров  $\gamma$ -квантов современного программного обеспечения позволяет в настоящее время проводить точное и надежное сравнительное исследование парциальных реакций с образованием до 6—7 нейтронов.

В табл. З приведены данные об энергиях линий в энергетических спектрах  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер, и соответствующих периодах полураспада конечных ядер, образующихся при взаимодействии налетающих  $\gamma$ -квантов с ядрами <sup>181</sup>Та и <sup>197</sup>Аu. Хорошо видно, что конечные ядра <sup>180,179</sup>Та и <sup>196,195</sup>Аu могут быть надежно идентифицированы и, следовательно, парциальные реакции с образованием одного и двух нейтронов надежно разделены.

В табл. 4 проводится сравнение оцененных в рамках нового подхода данных для выходов парциальных фотонейтронных реакций на ядрах <sup>181</sup>Та и <sup>197</sup>Аи с результатами как обсуждаемых экспериментов с квазимоноэнергетическими фотонами,

	Отношение выходов реакций $(\gamma,2n)$ и $(\gamma,n)$				
Реакция	Эксперимент				
	Сакле	Ливермор	Москва (наведен- ная активность)	Модель	Оценка (взаим- ное согласование)
$^{181}\mathrm{Ta}(\gamma,2n)^{179}\mathrm{Ta}$	0.24 [5]	0.42 [22]	$0.34\pm0.07$	0.29[7,8]	0.37 [2]
$^{197}\mathrm{Au}(\gamma,2n)^{195}\mathrm{Au}$	0.12[21]	0.18 [23]	$0.17\pm0.03$	0.15[13]	0.17 [2]

Таблица 4. Сравнение результатов экспериментов и данных, оцененных разными методами

**Таблица 5.** Сравнение основных характеристик (центр тяжести  $E^{\text{ц.т}}$  и интегральное (до  $E^{\text{инт}} = 27.4 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$ ) сечение  $\sigma^{\text{инт}}$ ) оцененных [3] и экспериментальных [5] сечений реакций на ядре <sup>159</sup> Tb

Реакция	<i>Е</i> <sup>ц.т</sup> , МэВ	$\sigma^{{}^{\scriptscriptstyle \mathrm{ИHT}}},$ МэВ мбн	$E^{\rm ц.т},$ МэВ	$\sigma^{\scriptscriptstyle{ m ИHT}},$ МэВ мбн
	Оцененн	ые данные	Данные Сакле [4]	
$(\gamma, xn)$	$16.84\pm0.06$	$3200 \pm 30$	$16.84\pm0.06$	$3200 \pm 30$
$(\gamma, sn)$	$15.78\pm0.02$	$2383\pm9$	$15.98\pm0.07$	$2570\pm20$
$(\gamma,n)$	$14.04\pm0.02$	$1642\pm7$	$14.6\pm0.08$	$1950\pm20$
$(\gamma, 2n)$	$19.40\pm0.03$	$715\pm5$	$19.88\pm0.08$	$610\pm10$
$(\gamma, 3n)$	$26.29\pm0.04$	$26 \pm 1$	$26.80\pm43$	16.0*

\* До  $E^{\text{инт}} = 29.3 \text{ МэВ}$  указывается значение 46 МэВ мбн.

выполненных в Ливерморе и Сакле, так и с результатами современных экспериментальных исследований, выполненных с помощью метода наведенной активности и свободных от недостатков методов разделения нейтронов по множественности.

Приведенные в табл. 4 данные об относительных выходах парциальных реакций свидетельствуют о следующем:

по сравнению с результатами, полученными с помощью метода наведенной активности, экспериментальные данные по сечению реакции ( $\gamma$ , 2n) в Сакле недоопределены (неоправданно занижены — соответственно 0.24 вместо 0.34 в случае ядра <sup>181</sup>Та и 0.12 вместо 0.17 в случае ядра <sup>197</sup>Аu), а в Ливерморе — переопределены (неоправданно завышены — соответственно 0.42 и 0.18);

как следствие, экспериментальные данные по сечению реакции  $(\gamma, n)$  в Сакле переопределены (неоправданно завышены), а в Ливерморе — недоопределены (неоправданно занижены);

предложенный экспериментально-теоретический подход позволяет получать данные по сечению реакции ( $\gamma$ , 2n), хорошо согласующиеся с данными, полученными с помощью метода наведенной активности (0.29 и 0.34 в случае ядра <sup>181</sup>Та, 0.15 и 0.17 в случае ядра <sup>197</sup>Аu), а следовательно, надежные и достоверные данные о сечениях парциальных реакций. Следует отметить и то обстоятельство, что взаимное согласование данных Сакле и Ливермора, выполненное ранее [2], также привело к промежуточным, а следовательно, и более достоверным результатам (0.37 и 0.34 в случае ядра <sup>181</sup> Та, 0.17 и 0.17 в случае ядра <sup>197</sup> Аu).

# 4. ФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ОЦЕНКИ НАДЕЖНЫХ И ДОСТОВЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ

Следует обратить особое внимание на то обстоятельство, что сечения парциальных реакций, оцененные в условиях, свободных от недостатков экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности, достаточно заметно отличаются (табл. 5) от экспериментальных сечений. Эти изменения ведут к серьезным физическим следствиям.

Так, по сравнению с данными, полученными в Сакле, оцененное интегральное сечение реакции <sup>159</sup>Tb( $\gamma$ , 2n) увеличилось на 15% (715 вместо 610), в то время как интегральное сечение реакции <sup>159</sup>Tb( $\gamma$ , n) уменьшилось на 19% (1642 вместо 1950). Следовательно, отношение сечений  $\sigma^{инт}(\gamma, 2n)/\sigma^{инт}(\gamma, n)$ , представляющее большой интерес с точки зрения определения целого ряда фундаментальных физических эффектов, например соотношения прямых и статистических процессов при распаде ГДР, увеличилось в рассмотренном случае ядра <sup>159</sup> Тb на 27% (715/1642 вместо 610/1950). Естественным следствием возрастания вклада сечения реакции ( $\gamma$ , 2n) является и заметное (почти на 9% — 2383 вместо 2570) уменьшение величины интегрального сечения полной фотонейтронной реакции ( $\gamma$ , sn) = ( $\gamma$ , n) + ( $\gamma$ , 2n) + + ( $\gamma$ , 3n) + . . ., дающего основной вклад (к сечению реакции ( $\gamma$ , sn) добавляются вклады фотопротонных реакций) в интегральное сечение полного фотопоглощения.

Вместе с тем по сравнению с данными Ливермора оцененное интегральное сечение реакции ( $\gamma$ , 2n) уменьшилось на 22% (715 вместо 870), а реакции ( $\gamma$ , n) увеличилось на 18% (1642 вместо 1390). Соответственно отношение сечений  $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{инт}}(\gamma, n)$  уменьшилось на 30% (715/1642 вместо 870/1390). При этом интегральное сечение реакции ( $\gamma$ , sn) увеличилось на 4% (2383 вместо 2300).

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании результатов выполненных исследований могут быть сделаны следующие выводы.

Установлено, что соотношения между сечениями парциальных фотонейтронных реакций ( $\gamma$ , n) и ( $\gamma$ , 2n) на многих ядрах, определенными в разных лабораториях, оказываются значительно отличающимися от соотношений между сечениями  $\sigma(\gamma, xn)$ реакции полного выхода нейтронов. Эти различия имеют ярко выраженный систематический характер: данные по переходной функции множественности  $F_2^{\text{эксп}} = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  свидетельствуют о том, что в Ливерморе сечения реакции ( $\gamma$ , 2n) оказываются очевидно переопределенными, а сечения реакции ( $\gamma$ , n) — недоопределенными, тогда как для данных, полученных в Сакле, наблюдаются обратные соотношения.

На основании анализа энергетических зависимостей переходных функций множественности фотонейтронов  $F_2^{\text{эксп}}(E)$  установлено, что сечения реакции ( $\gamma$ , 2n), полученные в Ливерморе, практически во всех исследованных областях энергий оказываются переопределенными, причем в некоторых областях энергий эта переопределенность столь сильна, что значения  $F_2^{\text{эксп}}(E)$  превышают физически допустимый по определению предел 0.5. Такая неоправданная переопределенность сечения реакции ( $\gamma$ , 2n), естественно, приводит к соответствующей сильной недоопределенности сечения реакции ( $\gamma$ , n), в результате которой оно во многих случаях принимает физически недостоверные (зачастую отрицательные) значения. Таким образом,

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 75 № 11 2012

можно определенно говорить об ошибках использованного экспериментального метода разделения нейтронов с множественностью 1 и 2.

Наличие в некоторых случаях, например для ядра <sup>159</sup>Tb, в области энергий E > B3n физически недостоверных значений функции  $F_2^{\operatorname{эксп}}(E)$  (~1.5–2.0) однозначно свидетельствует об ошибках экспериментального разделения нейтронов и с множественностью 2 и 3.

Выполненный анализ свидетельствует о том, что экспериментальные сечения парциальных реакций  $(\gamma, n), (\gamma, 2n), (\gamma, 3n)$ , а также сечения полной реакции  $(\gamma, sn)$ , определенные как в Ливерморе, так и в Сакле, не являются надежными и достоверными, поскольку разделение фотонейтронов между ними выполнено некорректно. По-видимому, недостатки экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности могут быть обусловлены тем обстоятельством, что связь средней энергии нейтронов с их множественностью не является однозначной.

В рамках нового экспериментально-теоретического подхода [3, 12, 13, 19, 23] на основе экспериментальных сечений  $\sigma(\gamma, xn)$  реакции полного выхода нейтронов и информации о конкуренции различных каналов распада ГДР ( $F_1^{\text{reop}}$ ,  $F_2^{\text{reop}}$ ,  $F_3^{\text{reop}}$ ), полученной в рамках современной модели фотоядерных реакций [7, 8], оценены сечения парциальных реакций ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, 2n$ ), ( $\gamma, 3n$ ), а также сечения  $\sigma(\gamma, sn)$  полной фотонейтронной реакции на ядрах  $^{90}$ Zr,  $^{115}$ In,  $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}$ Sn,  $^{159}$ Tb и  $^{197}$ Au, свободные от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности и являющиеся более достоверными по сравнению с экспериментальными данными.

Показано, что оцененные сечения и парциальных, и полной фотонейтронных реакций существенно отличаются от экспериментальных данных и Ливермора, и Сакле, полученных в условиях некорректного разделения нейтронов по множественности. Это делает актуальным пересмотр многих физических эффектов, для определения роли которых использовались абсолютные величины сечений парциальных фотонейтронных реакций и/или их отношения. Среди таких эффектов, в первую очередь, должны быть пересмотрены следующие: соотношение прямых и статистических процессов при возбуждении и распаде высковозбужденных ядерных состояний, соотношения компонент конфигурационного и изоспинового расщепления ГДР, исчерпывание дипольного правила сумм (при использовании в качестве приближения для сечения полного фотопоглощения  $\sigma(\gamma, abs)$  сечений полной фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, sn)$ ).

Авторы выражают признательность и благодарность Т.С. Полевич и М.Е. Степанову за большую помощь в обработке и представлении данных.

Работа поддержана грантом поддержки ведущих научных школ 02.120.21.485-НШ, контрактом Минобрнауки 02.740.11.0242 по мероприятию 1.1 "Проведение научных исследований коллективами научно-образовательных центров", грантом РФФИ № 09-02-00368.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. V. V. Varlamov and B. S. Ishkhanov, INDC(CCP)-433, IAEA NDS (Vienna, 2002).
- 2. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ВАНиТ. Сер.: Ядерные константы, № 1-2, 48 (2003).
- В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин и др., Препринт НИИЯФ МГУ-2011-5/869 (Москва, 2011).
- 4. R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **133**, B869 (1964).
- R. Bergère, H. Beil, and A. Veyssière, Nucl. Phys. A 121, 463 (1968).
- Б. И. Горячев, Ю. В. Кузнецов, В. Н. Орлин и др., ЯФ 23, 1145 (1976) [Sov. J. Nucl. Phys. 23, 609 (1976)].
- 7. Б. С. Йшханов, В. Н. Орлин. ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
- 8. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. Part. Nucl. **71**, 493 (2008)].
- E. Wolynec and M. N. Martins, Rev. Brasil. Fis. 17, 56 (1987).

- 10. B. L. Berman, R. E. Pywell, S. S. Dietrich, *et al.*, Phys. Rev. C **36**, 1286 (1987).
- S. C. Fultz, B. L. Berman, J. T. Caldwell, *et al.*, Phys. Rev. **186**, 1255 (1969).
- В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин и др., Изв. РАН. Сер. физ. 74, 875 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 74, 833 (2010)].
- В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин и др., Изв. РАН. Сер. физ. 74, 884 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 74, 842 (2010)].
- 14. J. M. Laget, Lect. Notes Phys. 137, 148 (1981).
- 15. M. B. Chadwick et al., Phys. Rev. C 44, 814 (1991).
- C. K. Cline and M. Blann, Nucl. Phys. A 172, 225 (1971).
- 17. E. Gadioli, E. Gadioli Erba, and P. G. Sona, Nucl. Phys. A **217**, 589 (1973).
- J. Dobeš and E. Běták, Nucl. Phys. A 272, 353 (1976).
- В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин и др., Препринт НИИЯФ МГУ-2009-3/847 (Москва, 2009).
- В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин и др., Препринт НИИЯФ МГУ-2010-8/864 (Москва, 2010).
- 21. A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere, *et al.*, Nucl. Phys. A **159**, 561 (1970).
- 22. R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, G. F. Auchampaugh, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **129**, 2723 (1963).
- 23. S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, and N. A. Kerr, Phys. Rev. **127**, 1273 (1962).

# NEW TREATMENT FOR ANALYSIS AND EVALUATION OF PARTIAL PHOTONEUTRON REACTION CROSS SECTIONS

# V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin

Presence of significant systematic disagreements between the results of various experiments devoted to obtaining cross sections of the partial photoneutron reactions, primarily  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n) \bowtie (\gamma, 3n)$ , makes actual the tasks of investigation of those cross sections' reliability and authenticity, of development of methods for taking into account and removing those disagreements. For solving of the first task the objective absolute criteria were proposed – transitional photoneutron multiplicity functions  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$ , ... having values not higher than 1.0, 0.5, 0.33, ..., correspondingly. For solving of the second one a new experimentally—theoretical treatment was proposed in which only experimental data for total photoneutron yield reaction cross section  $\sigma^{\exp}(\gamma, xn) = \sigma^{\exp}(\gamma, n) + 2\sigma^{\exp}(\gamma, 2n) + 3\sigma^{\exp}(\gamma, 3n) + \ldots$ , free from the shortcomings of experimental methods for neutron multiplicity sorting, are used for partial reaction cross section sections. Evaluations of reliable and authentic data on cross sections for partial reactions ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, 2n$ ), and ( $\gamma, 3n$ ) –  $\sigma^{eval}(\gamma, in) = F_i^{\text{theor}} \sigma^{\exp}(\gamma, xn)$  – were carried out for <sup>90</sup>Zr, <sup>115</sup>In, <sup>112,114,116,117,118,119,120,122,124</sup>Sn, <sup>159</sup>Tb, and <sup>197</sup>Au.