

В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, В.А. Четверткова

**АНАЛИЗ И ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ
ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ
НА ИЗОТОПАХ Sn**

Препринт НИИЯФ МГУ 2009-3/847

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. Ломоносова

Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцына

В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, В.А. Четверткова

**АНАЛИЗ И ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ
ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ
НА ИЗОТОПАХ Sn**

Препринт НИИЯФ МГУ 2009-3/847

В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, В.А. Четверткова

АНАЛИЗ И ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ Sn

Препринт НИИЯФ МГУ 2009-3/847

Аннотация

Для 9 стабильных изотопов олова $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$ выполнен совместный анализ экспериментальных данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций, полученным с помощью пучков тормозного γ -излучения в НИИЯФ МГУ и с помощью квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции релятивистских позитронов, в Ливерморе (США) и Саклэ (Франция). Проанализированы имеющиеся систематические расхождения между результатами различных экспериментов, рассмотрен метод их учета.

С использованием данных различных экспериментов по определению сечений реакций полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ и соотношений современной модели фотоядерных реакций, базирующейся на ферми-газовых плотностях, получены оцененные данные по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$. С их помощью оценены сечения полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$ для всех исследованных изотопов Sn, проанализированы закономерности изменения основных параметров гигантского дипольного резонанса при изменении их массового числа A.

V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, V.N. Orlin, V.A. Chetvertkova

e-mail: varlamov@depni.sinp.msu.ru

ANALYSIS AND EVALUATION OF CROSS SECTIONS OF PARTIAL PHOTONEUTRON REACTIONS FOR SN ISOTOPES

Preprint SINP MSU 2009-3/847

Abstract

For 9 tin isotopes $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$ the combined analysis was carried out for experimental data for cross sections of total and partial photoneutron reactions obtained at MSU SINP using bremsstrahlung and at Livermore (USA) and Saclay (France) using quasimonoenergetic photons obtained at annihilation of relativistic positrons. The systematic disagreements between the various experiments data were analyzed and the method for their taking into account was carried out.

Using the various experiments data for total photoneutron yield reaction cross sections $\sigma(\gamma, xn)$ and the modern model of photonuclear reaction based on the Fermi gas densities equations the evaluated data for $\sigma(\gamma, n)$ and $\sigma(\gamma, 2n)$ reaction cross sections were obtained. With those the total photoneutron reaction cross sections $\sigma(\gamma, sn)$ were evaluated for all Sn isotopes under discussion, the regularities of the giant dipole resonance main parameters were analyzed in dependence of their mass number A.

Введение

Одной из основных задач экспериментальных исследований в области ядерной физики является задача получения информации о строении атомного ядра. Такая информация может быть получена, прежде всего, в ядерных реакциях, среди огромного разнообразия которых немаловажное место занимают реакции под действием γ -квантов. Они протекают за счет электромагнитного взаимодействия, свойства которого хорошо изучены, а механизм передачи энергии от налетающего γ -кванта исследуемому ядру известен точно [1]. В таких реакциях проще, чем в реакциях под действием нейтронов и заряженных частиц, отделить эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения. В энергетической зависимости сечения процесса поглощения атомными ядрами фотонов с энергиями до 50 МэВ обнаружен отчетливо выраженный мощный и широкий максимум, называемый гигантским дипольным резонансом (ГДР), установлены его основные параметры (положение, величина и форма) для различных ядер [2].

Процесс фотопоглощения - поглощения ядром γ -кванта - приводит к тому, что при снятии внесенного возбуждения ядро испускает отдельные нуклоны и их комбинации. При распаде ГДР ядро с наибольшей вероятностью испускает 1 нуклон, с меньшей вероятностью - 2 и больше. Это обстоятельство вместе с соотношением энергетических порогов соответствующих реакций определяет основные каналы распада ГДР. Реакция, соответствующая каналу распада ГДР с образованием нуклона или их комбинаций называется парциальной. Сумма сечений всех парциальных реакций описывает все возможные каналы (за исключением рассеяния) выбывания фотонов из первичного пучка и позволяет получить сечение реакции полного фотопоглощения

$$\sigma(\gamma, \text{abs}) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \sigma(\gamma, 1p) + \sigma(\gamma, 2p) + \dots + \sigma(\gamma, f), \quad (1)$$

где (γ, f) – реакция деления, которая возможна лишь в относительно тяжелых ядрах.

В среднетяжелых ядрах, к которым относятся исследуемые изотопы Sn (малые сечения фотопротонных реакций, высокие энергетические пороги реакций с образованием трех и более нейтронов, отсутствие фотоделения), выражение для сечения фотопоглощения в области ГДР существенно упрощается

$$\sigma(\gamma, \text{abs}) \approx \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) \quad . \quad (2)$$

Соотношение сечений реакций с испусканием одного $\sigma(\gamma, n)$ и двух $\sigma(\gamma, 2n)$ нейтронов является важной характеристикой процесса фоторасщепления, зависящей от механизма возбуждения и распада ядра. Надежность заключений о таких механизмах в значительной степени зависит от того, с какой точностью и надежностью определяется сечение реакции с испусканием одного нейтрона $\sigma(\gamma, n)$ в той области энергий γ -квантов, в которой становится возможным процесс испускания двух нейтронов в реакции $(\gamma, 2n)$. Однако экспериментальное изучение фотоядерных реакций с испусканием различного числа образующихся нейтронов представляет собой непростую задачу, сложность которой обусловлена, в первую очередь, тем, что энергетические пороги парциальных реакций (1) оказываются относительно невелики и весьма близки друг к другу. Приведенные в Таблице 1 соответствующие данные [3] для исследованных в настоящей работе изотопов Sn хорошо иллюстрируют это обстоятельство. Из приведенных данных видно, что в области энергий ГДР (до $E_\gamma \sim 50$ МэВ) выше энергетических порогов реакций $(\gamma, 2n)$ при регистрации каждого нейтрона перед экспериментаторами стоит задача надежной идентификации того, в какой из двух реализующихся одновременно реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ он образовался. Без такой идентификации непосредственно в эксперименте при прямой регистрации фотонейтронов может быть получено лишь сечение реакции полного выхода фотонейтронов

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

в которое сечение парциальной реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ входит со своим параметром множественности 2.

Таблица 1.

Содержание исследуемых стабильных изотопов Sn в их естественной смеси и пороги основных фотоядерных реакций на изотопах Sn.

Изотоп	Содержание, %	Пороги реакций, МэВ								
		(γ, n)	(γ, p)	($\gamma, 2n$)	($\gamma, 2p$)	(γ, pn)	($\gamma, 3n$)	($\gamma, 3p$)	($\gamma, 2np$)	($\gamma, 4n$)
^{112}Sn	0.97	10.8	7.6	19.0	12.9	17.6	30.2	21.8	25.6	38.9
^{114}Sn	0.65	10.3	8.5	18.0	14.6	17.9	28.8	24.2	25.6	37.0
^{116}Sn	14.53	9.6	9.3	17.1	16.1	18.3	27.4	26.4	25.6	35.2
^{117}Sn	7.68	6.9	9.4	16.5	16.9	16.2	24.1	27.3	25.3	34.4
^{118}Sn	24.23	9.3	10.0	16.3	17.5	18.8	25.8	28.5	25.6	33.4
^{119}Sn	8.59	6.5	10.1	15.8	18.2	16.5	22.8	29.4	25.3	32.3
^{120}Sn	32.59	9.1	10.7	15.6	19.0	19.2	24.9	30.7	25.6	31.9
^{122}Sn	4.63	8.8	11.4	15.0	20.6	19.6	24.1	33.3	25.7	30.6
^{124}Sn	5.79	8.5	12.1	14.4	22.1	20.0	23.3	35.4	25.8	29.4

Задача идентификации образующихся в реакциях (γ, n) и ($\gamma, 2n$) фотонейтронов может быть решена несколькими способами.

Регистрация каждого нейтрона из реакции ($\gamma, 2n$) в режиме совпадений позволяет надежно разделять сечения реакций с образованием одного и двух нейтронов. Однако при относительно малых абсолютных значениях сечений обсуждаемых реакций и очень малом (ядерное время) временном интервале регистрации обоих нейтронов из реакции ($\gamma, 2n$) эффективность режима совпадений оказывается весьма низкой.

Надежное разделение сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ возможно при идентификации по характерным параметрам распадов радиоактивных конечных ядер реакций. Так, данные Таблицы 1 показывают, что такая идентификация конечных ядер возможна далеко не всегда - продуктами многих парциальных фотонейтронных реакций на стабильных изотопах Sn также являются стабильные ядра.

Разделение вкладов реакций с различным числом нейтронов в сечение полной реакции выхода фотонейтронов (3) возможно с использованием представлений о природе физических механизмов, при реализации которых в реакции происходит образование одного или двух нейтронов. Так, например, широко распространены методы, основанные на описании вклада сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$ в сечение реакции $\sigma(\gamma, xn)$ с использованием соотношений статистической теории ядерных реакций [4]. При таком подходе сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ может быть получено с помощью разностной процедуры

$$\sigma(\gamma, 2n) = \frac{1}{2}[\sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, n)]. \quad (4)$$

Очевидно, что такой подход имеет определенные недостатки, поскольку хорошо известно, что достаточно заметный вклад (до ~ 20 %) в фоторасщепление ядер вносят и прямые процессы.

В экспериментах с квазимоноэнергетическими фотонами, получаемыми при аннигиляции релятивистских электронов, проводится разделение сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ при использовании специально разработанных методов измерения множественности нейтронов. С этой целью применяются специальным образом сконструированные детекторы, а для разделения фотонейтронов по множественности используются данные об их средних энергиях. Однако, при этом зависимость средней энергии нейтронов от их множественности определяется с большими погрешностями.

В силу существенно разных процедур разделения вкладов в ГДР реакций (γ, n) и ($\gamma, 2n$) не является удивительным то обстоятельство, что между результатами таких экспериментов наблюдаются заметные расхождения. Созданная в последние годы база данных по ядерным реакциям [5] явилась хорошей основой для формулировки весьма актуальной задачи системного выявления причин этих расхождений, разработки методов их преодоления, а также совместной оценки результатов разных экспериментов [6 – 9].

Обширный материал для подобных детальных сравнительных исследований предоставляют выполненные ранее различные эксперименты по изучению фоторасщепления изотопов Sn [10 – 14]. Вместе с тем, в последнее время достигнут очевидный прогресс в теоретическом описании отдельных каналов формирования и распада ГДР и их конкуренции между собой. Так, расчеты полных и парциальных сечений фотоядерных реакции для большого числа ядер выполнены в рамках современной теоретической модели [15, 16] описания конкуренции каналов распада ГДР. Для большого числа имеющихся в природе стабильных изотопов ($A = 112, 114, 116, 117, 118, 119, 120, 122, 124$) средне-тяжелого ядра ($Z = 50$), достаточно надежно выполнены теоретические расчеты, позволяющие детально проследить влияние на процессы формирования и распада ГДР эффектов, обусловленных деформацией ядра, конфигурационным и изоспиновым расщеплениями ГДР и других.

Результаты расчетов согласуются с соответствующими экспериментальными данными.

Настоящая работа посвящена анализу и совместной оценке результатов различных экспериментов по определению сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопах $^{112, 114, 116, 117, 118, 119, 120, 122, 124}\text{Sn}$. В основу совместной оценки положены данные о полном сечении реакции выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, свободном от недостатков процедур разделения нейтронов по множественности. Для описания конкуренции каналов распада ГДР использованы результаты расчетов соотношений между сечениями полных и парциальных реакций в рамках современной теоретической модели описания, базирующейся на ферми-газовых плотностях [15, 16].

1. Экспериментальные данные по сечениям фотонейтронных реакций на изотопах Sn

Сечения реакции полного выхода фотонейтронов (3) и парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на большом числе изотопов Sn были получены в экспериментах с использованием пучков как тормозного γ -излучения (ТИ), так и квазимоноэнергетических аннигиляционных (КМА) фотонов.

1.1. Результаты экспериментов на пучке тормозного γ -излучения

Эксперименты проводились в НИИЯФ МГУ [10 – 12]. Исследуемые образцы облучались тормозным γ -излучением бетатрона с максимальной энергией γ -квантов 35 МэВ, фотонейтроны регистрировались нейтронным детектором с водяным замедлителем и BF₃-счетчиками.

Измерялась зависимость от максимальной энергии фотонов E_m полного выхода фотонейтронов $Y(E_m)$, представляющего собой проинтегрированный по энергии E результат свертки искомого сечения реакции $\sigma(E)$ и тормозного спектра $W(E_m, E)$ – зависимости числа фотонов от энергии E при определенной верхней границе E_m :

$$Y(E_m) = \frac{N(E_m)}{\varepsilon D(E_m)} = \alpha \int_{E_{th}}^{E_m} W(E_m, E) \sigma(E) dE, \quad (5)$$

где	$\sigma(E)$	- сечение реакции $\sigma(\gamma, xn)$ с порогом E_{th} при энергии фотонов E ;
	$W(E_m, E)$	- спектр тормозного γ -излучения с верхней границей E_m ;
	$N(E_m)$	- число событий реакции;
	$D(E_m)$	- доза γ -излучения;
	ε	- эффективность детектора;
	α	- нормировочная константа.

Эксперимент по определению энергетической зависимости сечения фотонейтронной реакции проводился для большого числа значений верхней границы спектра фотонов ($j = 1, 2, \dots, n$) в режиме автоматического изменения максимальной энергии фотонного спектра. Полученная система интегральных уравнений решалась относительно неизвестного сечения реакции $\sigma(E)$ одним из известных приближенных методов численного дифференцирования выхода $Y(E_m)$ с весами, которые определяются формой спектра фотонов тормозного γ -излучения – метода Пенфолда-Лейсса с переменным шагом обработки. С целью подавления ложных выбросов, возможных при использовании метода Пенфолда-Лейсса, применялась специальная методика сглаживания.

Для учета двойного вклада сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ в сечение (3) полной реакции выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ вводились поправки, рассчитанные по формулам статистической теории с использованием параметров плотности уровней конкретного ядра, а в случае отсутствия необходимых данных они определялись с помощью соответствующих интер- или экстраполяций. Следует отметить, что этот метод содержит в себе определенные предположения о механизме реакции и не всегда позволяет получить разделение каналов с достаточной точностью.

В работе [11] приведены окончательные результаты исследований для изотопов $^{114,116,117,119,122,124}\text{Sn}$, ранее описанных в работе [12]. В работе [10] представлены результаты экспериментов для изотопов $^{112,118,120}\text{Sn}$.

1.2. Результаты экспериментов на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов

Эксперименты проводились в Ливерморской Национальной лаборатории США [13] и Центре ядерных исследований, Саклэ, Франция [14]. Метод использования квазимоноэнергетических фотонов для прямого измерения в эксперименте непосредственно искомого сечения фотоядерной реакции $\sigma(E)$ основан на том, что при аннигиляции ускоренных (релятивистских) позитронов в переднюю полусферу вылетают фотоны, имеющие энергию, распределенную в достаточно узком интервале относительно энергии электронов линейного ускорителя. Спектр фотонов, которые получаются на выходе ускорителя и которыми облучается мишень из исследуемого образца, представляет собой сумму моноэнергетической линии от аннигилирующих позитронов и спектра их тормозного излучения. Эффект воздействия на исследуемое ядро «квазимоноэнергетических» фотонов выделялся при использовании разностной процедуры, для реализации которой эксперимент проводился в 3 этапа:

1. измерение выхода $Y_{e^+}(E_j)$ (4) реакции под суммарным действием фотонов от аннигиляции позитронов и их тормозного γ -излучения;
2. измерение выхода $Y_{e^-}(E_j)$ (4) реакции под действием фотонов только от тормозного γ -излучения электронов;
3. получение (после соответствующей нормировки и в предположении о том, что спектры тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны) разности экспериментальных выходов $Y_{e^+}(E_j)$ и $Y_{e^-}(E_j)$ и интерпретация этой разности как искомого сечения реакции

$$Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(E). \quad (6)$$

Установки в Ливерморе и Саклэ, будучи практически идентичными с точки зрения получения квазимоноэнергетических фотонов, существенно различались в части регистрации фотонейтронов и, главное – определения их множественности.

Регистрация нейтронов на установке в Ливерморе.

Использовался детектор того же типа, что и применявшийся в НИИЯФ МГУ и позволявший детектировать нейтроны, образовавшиеся во время действия импульса фотонов от линейного ускорителя, в период между такими импульсами после замедления (slowing-down) нейтронов в парафиновом замедлителе. Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью 48 ВF₃-счетчиков, размещенных в среде из парафина (полиэтилена). Детектор был приспособлен для разделения событий фотонейтронных реакций с образованием одного и двух (и более) нейтронов. С этой целью счетчики в парафине располагались четырьмя концентрическими кольцами вокруг мишени на различных расстояниях (6.4, 10.8, 14.6 и 17.8 см) от нее. Так называемая техника «кольцевых отношений» позволяла определять сечения реакций с различным количеством образующихся нейтронов - $\sigma(\gamma,n)$, $\sigma(\gamma,2n)$, $\sigma(\gamma,3n)$. Для разделения реакций с различной множественностью фотонейтронов использовалось то обстоятельство, что отношение числа отсчетов во внешнем и внутреннем кольцах счетчиков монотонно возрастает с увеличением средней энергии фотонейтронов, что делает возможным определение средних энергий нейтронов. Соответственно, отношения для событий реакций с одним и двумя нейтронами и сечения парциальных реакций различной множественности определялись независимо. Следует отметить, что техника «кольцевых отношений» приводила к снижению эффективности регистрации фотонейтронов, то есть к потере определенной их части.

Регистрация нейтронов на установке в Саклэ.

В Саклэ детектор фотонейтронов представлял собой жидкий сцинтиллятор большого объема, одновременно являвшийся элементом и замедления нейтронов и их регистрации. Быстрые нейтроны замедлялись до тепловых энергий в результате соударений с ядрами водорода, входящими в состав сцинтиллятора, а затем захватывались ядрами Gd, специально введенными в сцинтиллятор. Возникавшие γ -кванты радиационного захвата нейтронов поглощались в объеме сцинтиллятора, вспышки света регистрировались большим числом фотоумножителей. Для определения области энергий нейтронов, в которой эффективность регистрации практически не зависит от их энергии, использовалась прецизионная калибровка жидкого сцинтиллятора с помощью источника ²⁵²Cf. Детектор позволял прямо измерять энергии нейтронов, однако с точки зрения надежности разделения событий с одним и двумя нейтронами имел существенные недостатки. Высокий фон детектора и невысокое отношение «сигнал-шум» затрудняли процедуру выделения и вычитания этого фона, а также внесение поправок на случайные совпадения срабатывания счетчиков. Все это приводило к определенному завышению определяемой доли событий одонейтронных реакций (γ,n) по сравнению с событиями реакций с испусканием двух (трех и более) нейтронов.

Сведения о проведенных исследованиях, результаты которых используются в настоящей работе, представлены в Таблице 2.

Следует отметить, что в работах [10 - 12] были представлены экспериментальные данные по сечениям реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma,xn)$ и извлеченные из них с помощью соотношений статистической теории данные по сечениям полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma,sn)$

$$\sigma(\gamma,sn) = \sigma(\gamma,n) + \sigma(\gamma,2n) = \sigma(\gamma,xn) - \sigma(\gamma,2n). \quad (7)$$

Данные по сечениям реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ в этих работах представлены не были, однако они с помощью простых разностных процедур могут быть получены из представленных данных для сечений реакций $\sigma(\gamma,xn)$ и $\sigma(\gamma,sn)$ с помощью соотношений

$$\sigma(\gamma,2n) = \sigma(\gamma,xn) - \sigma(\gamma,sn) \quad (8)$$

и

$$\sigma(\gamma,n) = \sigma(\gamma,sn) - \sigma(\gamma,2n) = \sigma(\gamma,xn) - 2\sigma(\gamma,2n). \quad (9)$$

Сечения реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$, полученные в настоящей работе с помощью соотношений (8) и (9) по данным [10 - 12] и обозначенные соответственно символами «*» и «**» приведены вместе с другими экспериментальными данными в Таблице 2. Использование соотношений (8) и (9) делает возможным для всех перечисленных изотопов Sn сравнение данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, полученных разными способами.

Таблица 2.

Сведения о доступных данных по сечениям фотонейтронных реакций на исследованных изотопах Sn.

Изотоп	(γ,xn)		(γ,n)		$(\gamma,2n)$	
	ТИ	КМА	ТИ	КМА	ТИ	КМА
^{112}Sn	[10]		[10]*		[10]**	
^{114}Sn	[11]		[11]*		[11]**	
^{116}Sn	[11]	[13, 14]	[11]*	[13, 14]	[11]**	[13, 14]
^{117}Sn	[11]	[13, 14]	[11]*	[13, 14]	[11]**	[13, 14]
^{118}Sn	[10]	[15, 16]	[10]*	[13, 14]	[10]**	[13, 14]
^{119}Sn	[11, 12]	[13]	[12]*	[13]	[12]**	[13]
^{120}Sn	[10]	[13, 14]	[10]*	[13,14]	[10]**	
^{122}Sn	[11]		[11]*		[11]**	
^{124}Sn	[11]	[13, 14]	[11]*	[13, 14]	[11]**	[13, 14]

*) Данные по сечениям реакции $\sigma(\gamma,n)$, полученные в настоящей работе по данным [10 - 12] с помощью соотношения (8).

**) Данные по сечениям реакции $\sigma(\gamma,2n)$, полученные в настоящей работе по данным [10 - 12] с помощью соотношения (9).

Все обсуждаемые в настоящей работе экспериментальные данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ для 9 изотопов Sn представлены на Рис. 1 - 9.

Ситуация с данными для изотопа ^{119}Sn требует отдельного комментария. Несмотря на то, что данные по сечениям реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma,xn)$, полученные в работах [11, 12], весьма близки друг к другу, представленные в работе [11] данные по сечению реакции $\sigma(\gamma,sn)$ приводят (при использовании соотношений (8) и (9)) к сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$, которые (Рис. 6) не согласуются не только с результатами другого эксперимента [13], но и с оцененными нами (см. далее) данными. Сечение реакции $\sigma(\gamma,n)$ оказывается значительно заниженным, а сечение реакции $\sigma(\gamma,2n)$ соответственно завышенным. В этой связи для прояснения ситуации на Рис. 6 представлены также данные по сечениям реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$, полученные с помощью тех же соотношений (8) и (9), но из данных предыдущей работы авторов [12]. Хорошо видно, что эти данные согласуются с результатами другого эксперимента и с оцененными нами данными. В этой связи именно данные работы [12] по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ на ядре ^{119}Sn будут использованы в дальнейшем.

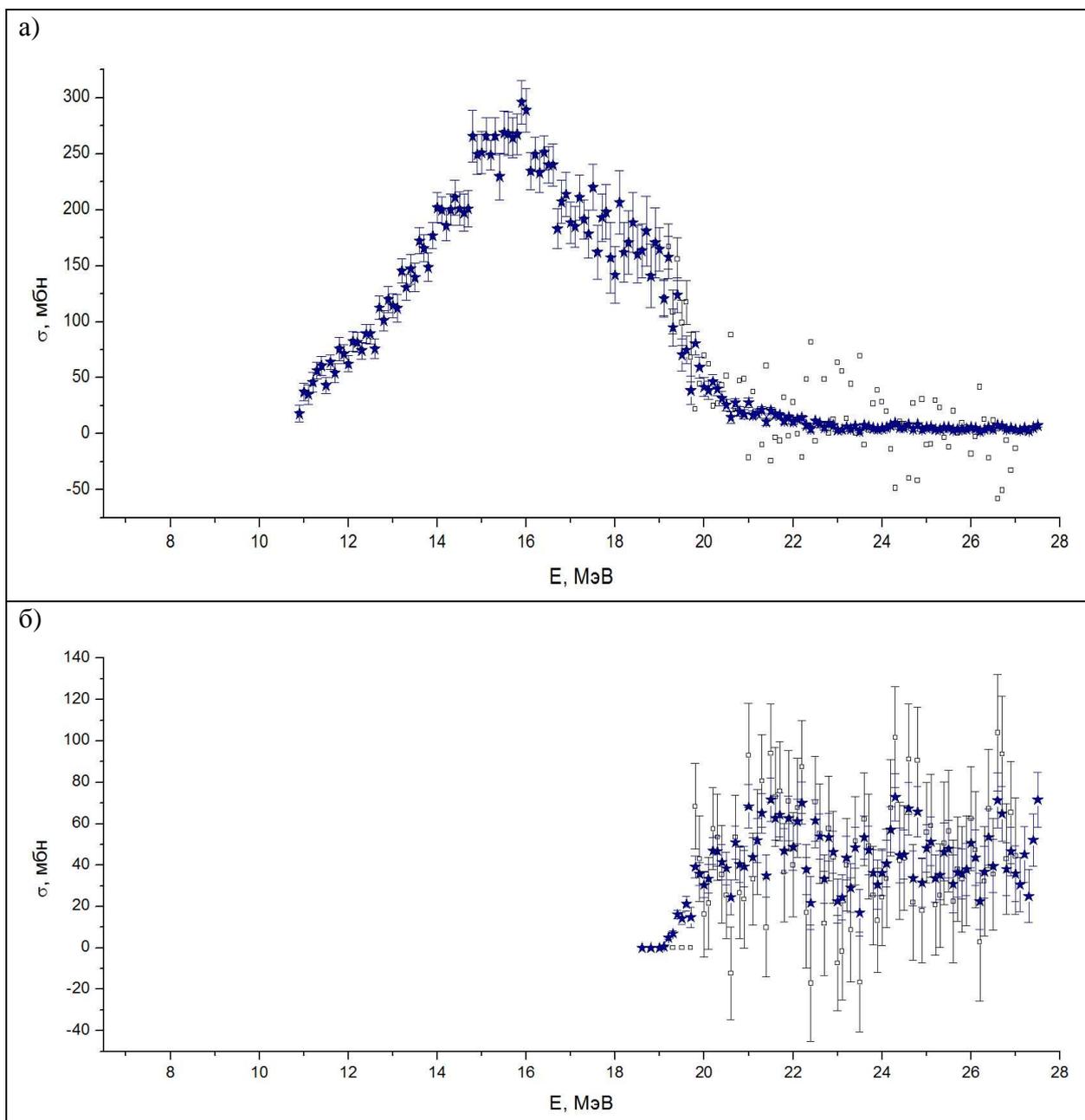


Рис. 1. Сравнение экспериментальных (\square - данные из [10], соотношения (8) и (9)) и оцененных ($\sigma_{\text{оцен.}}$, \star , см. далее) сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{112}Sn :

- а) $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$;
 б) $^{112}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{110}\text{Sn}$.

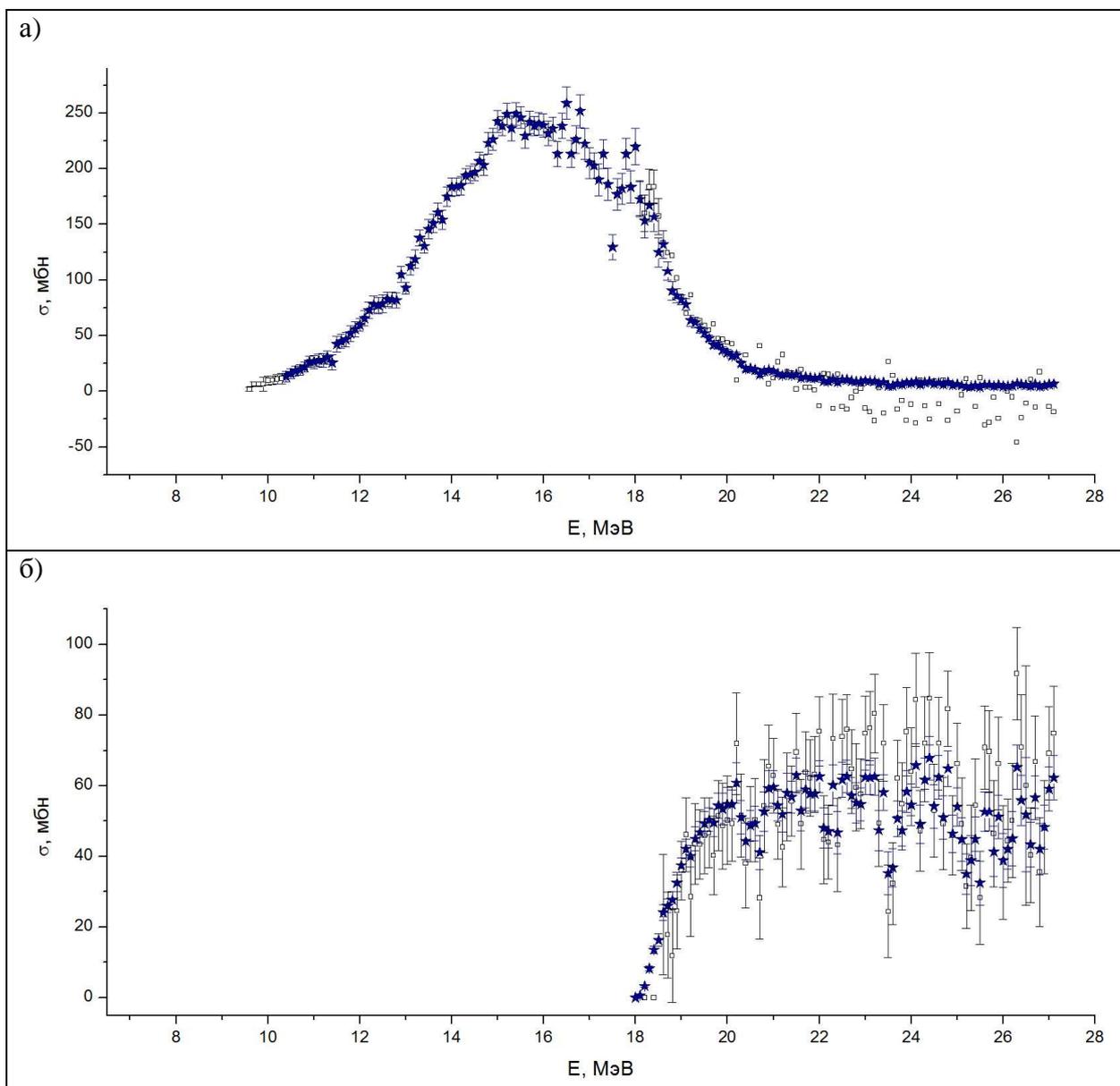


Рис. 2. Сравнение экспериментальных (\square - данные из [11], соотношения (8) и (9)) и оцененных ($\sigma_{\text{оцен.}}$, \star , см. далее) данных для сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{114}Sn :

а) $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$;

б) $^{114}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{112}\text{Sn}$.

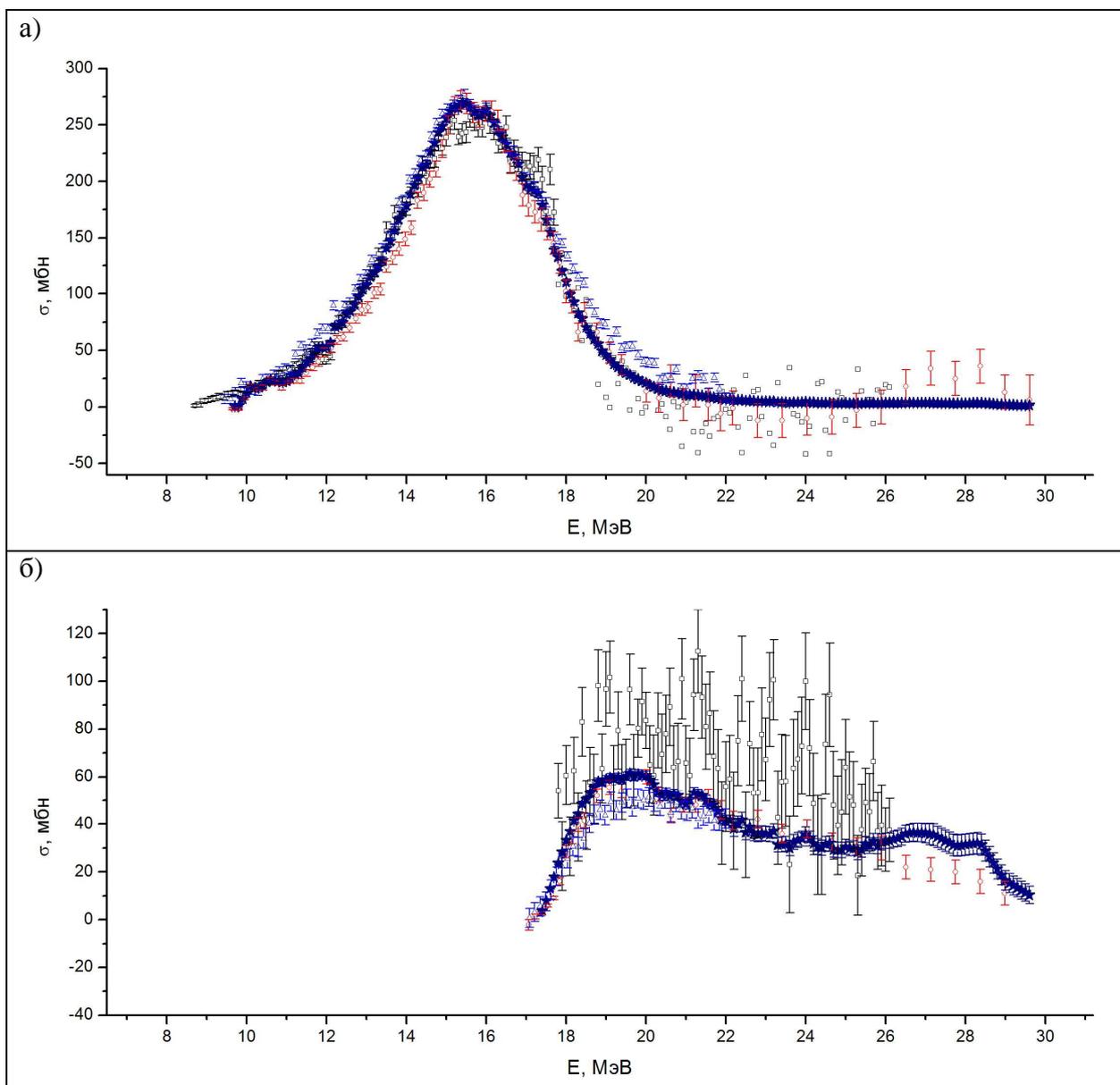


Рис. 3. Сравнение экспериментальных (\square - данные из [11], соотношения (8) и (9)), \circ - данные [13], \triangle - данные [14] и оцененных ($\sigma_{\text{оцен}}$, \star , см. далее) сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{116}Sn :

- а) $^{116}\text{Sn}(\gamma, n)^{115}\text{Sn}$;
- б) $^{116}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{114}\text{Sn}$.

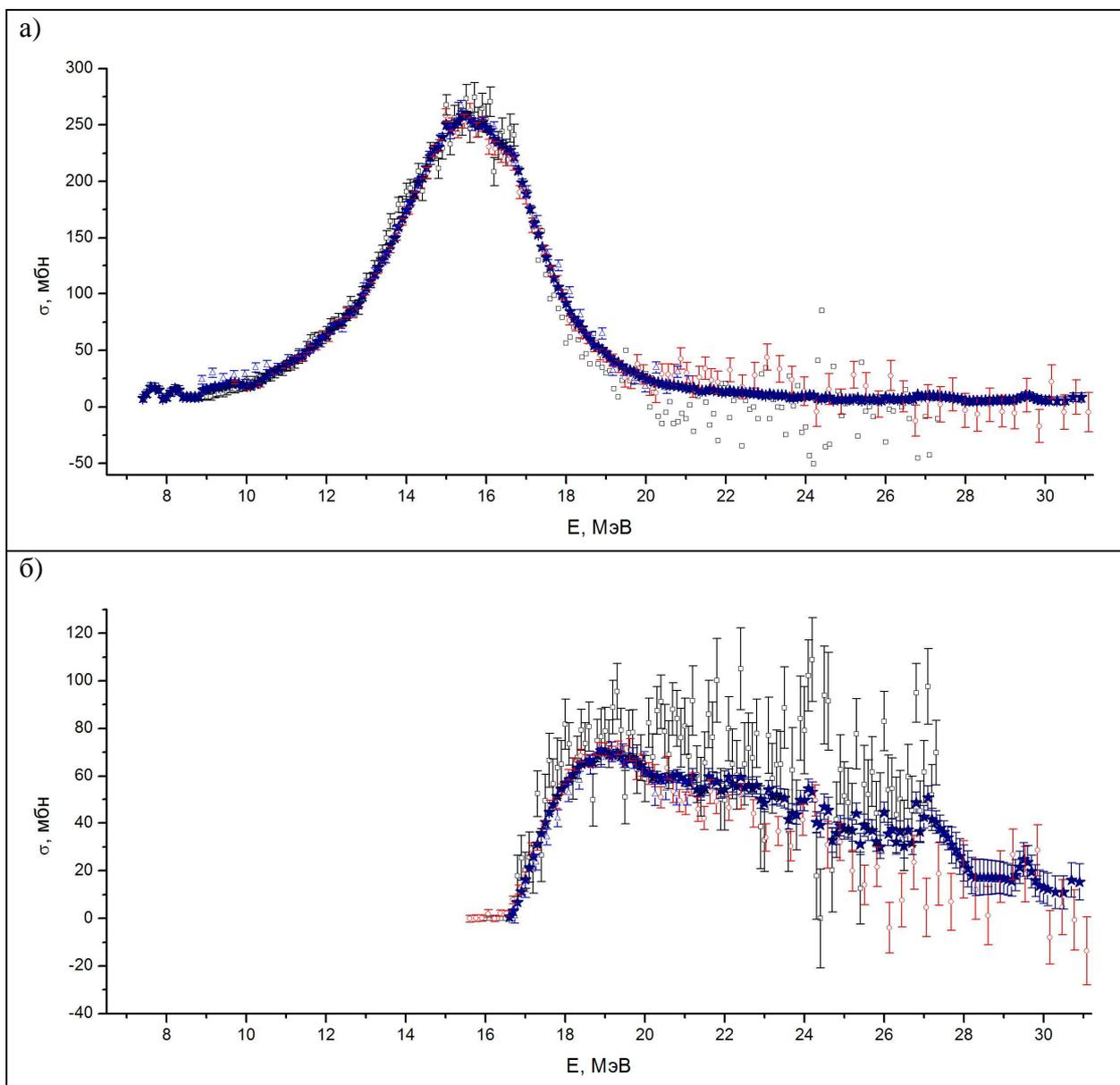


Рис. 4. Сравнение экспериментальных (\square – данные из [11], соотношения (8) и (9), \circ – данные [13], \triangle – данные [14]) и оцененных ($\sigma_{\text{оцен}}$, \star , см. далее) сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{117}Sn :

а) $^{117}\text{Sn}(\gamma, n)^{116}\text{Sn}$;

б) $^{117}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{115}\text{Sn}$.

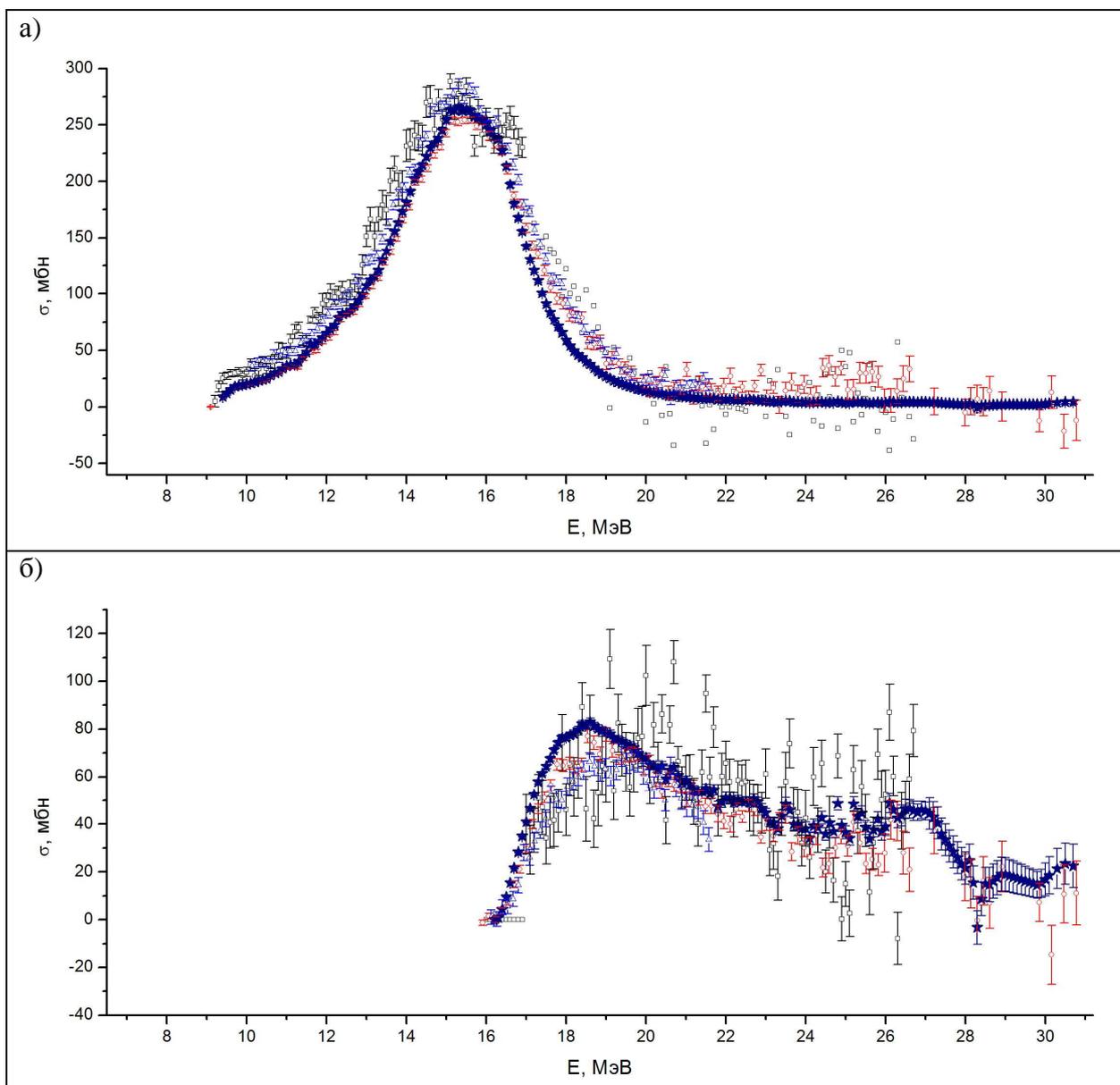


Рис. 5. Сравнение экспериментальных (\square – данные из [10], соотношения (8) и (9), \circ – данные [13], \triangle – данные [14]) и оцененных ($\sigma_{\text{оцен}}$, \star , см. далее) сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{118}Sn :

а) $^{118}\text{Sn}(\gamma, n)^{117}\text{Sn}$;

б) $^{118}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{116}\text{Sn}$.

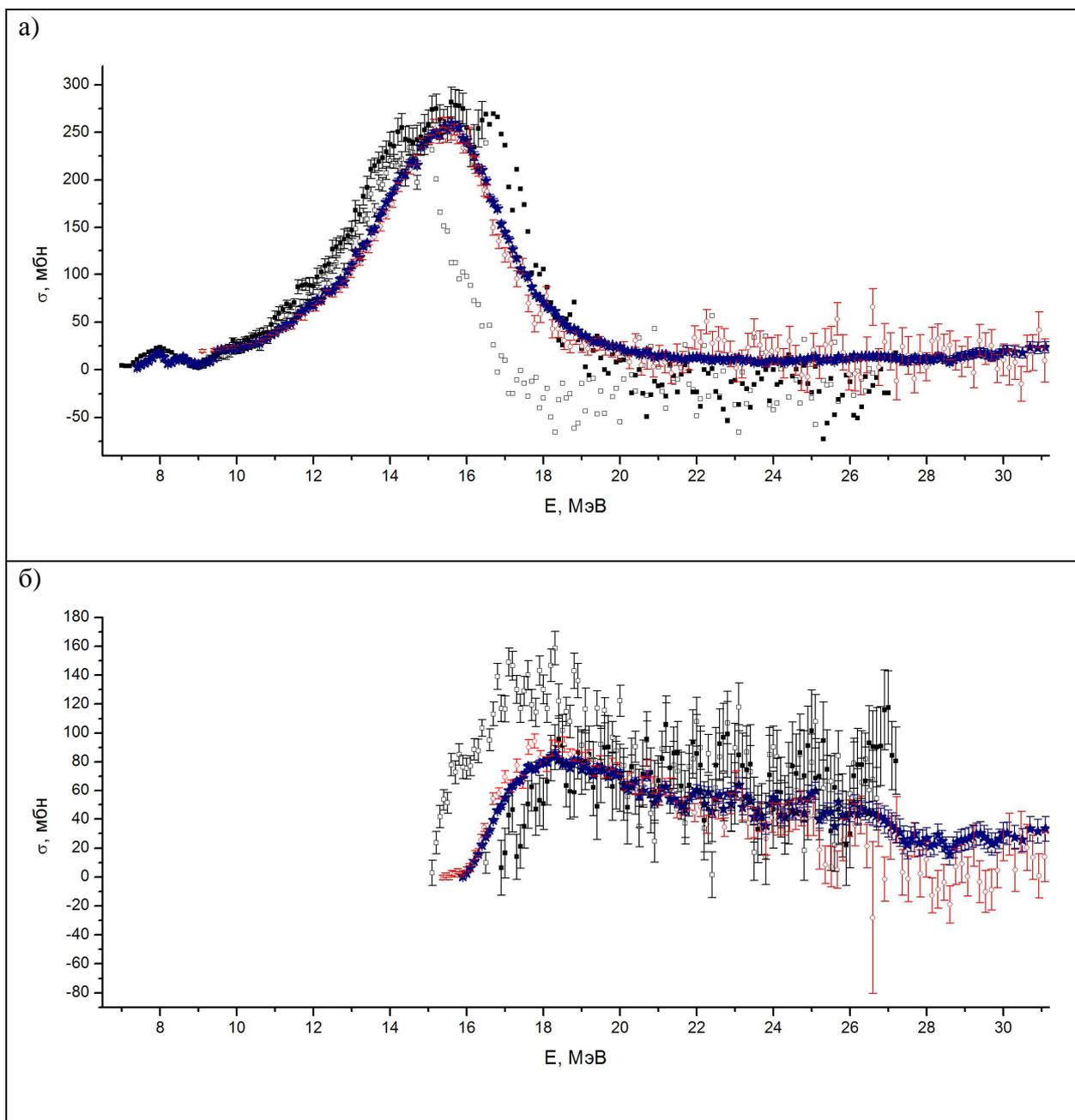


Рис. 6. Сравнение экспериментальных (\square – данные из [11], \blacksquare – данные из [12], соотношения (8) и (9), \circ – данные [13]) и оцененных ($\sigma_{\text{оцен}}$, \star , см. далее) сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{119}Sn :

а) $^{119}\text{Sn}(\gamma, n)^{118}\text{Sn}$;

б) $^{119}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{117}\text{Sn}$.

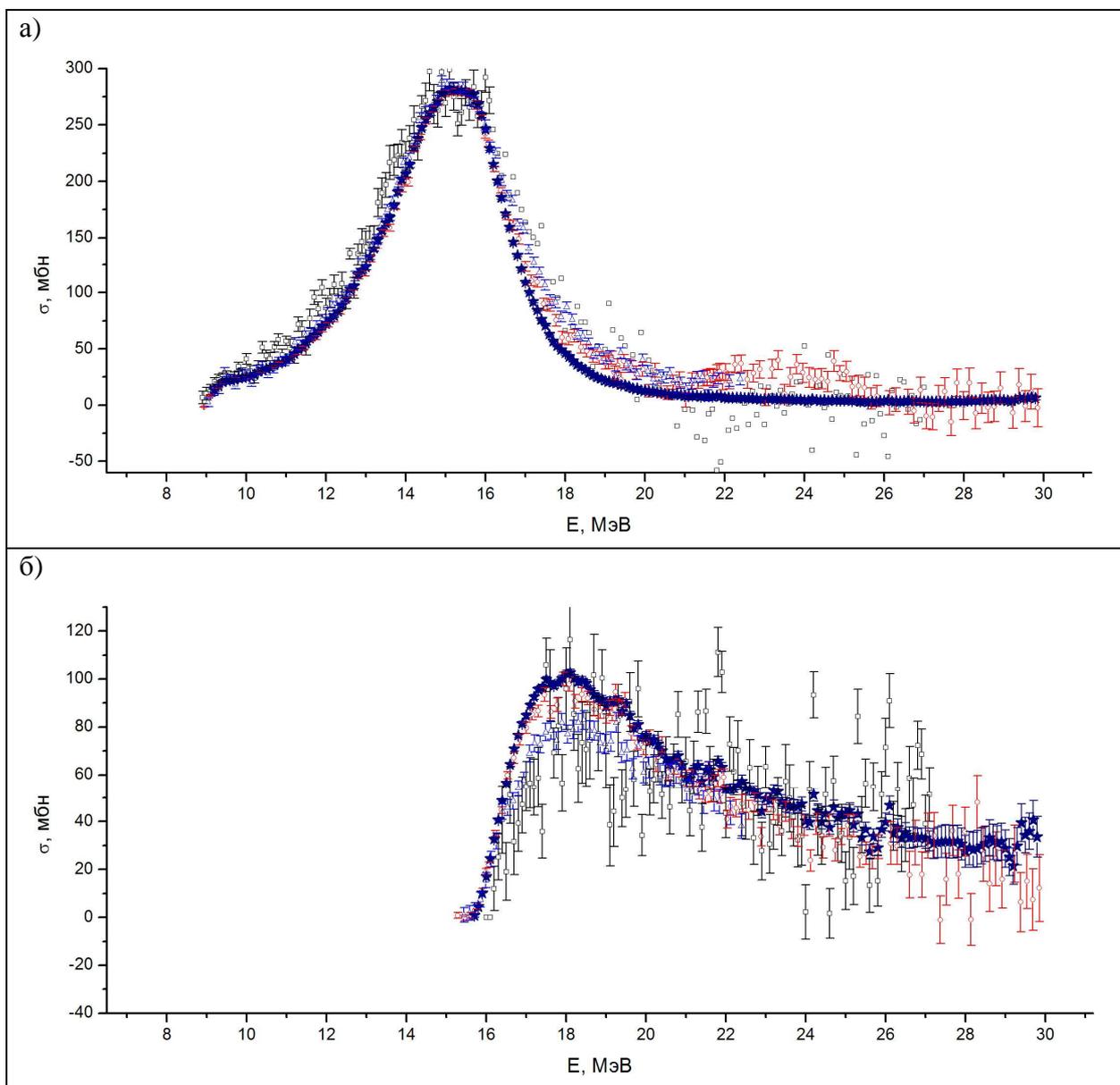


Рис. 7. Сравнение экспериментальных (\square – данные из [10], соотношения (8) и (9), \circ – данные [13], \triangle – данные [14]) и оцененных ($\sigma_{\text{оцен}}$, \star , см. далее) сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{120}Sn :

а) $^{120}\text{Sn}(\gamma, n)^{119}\text{Sn}$;

б) $^{120}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{119}\text{Sn}$.

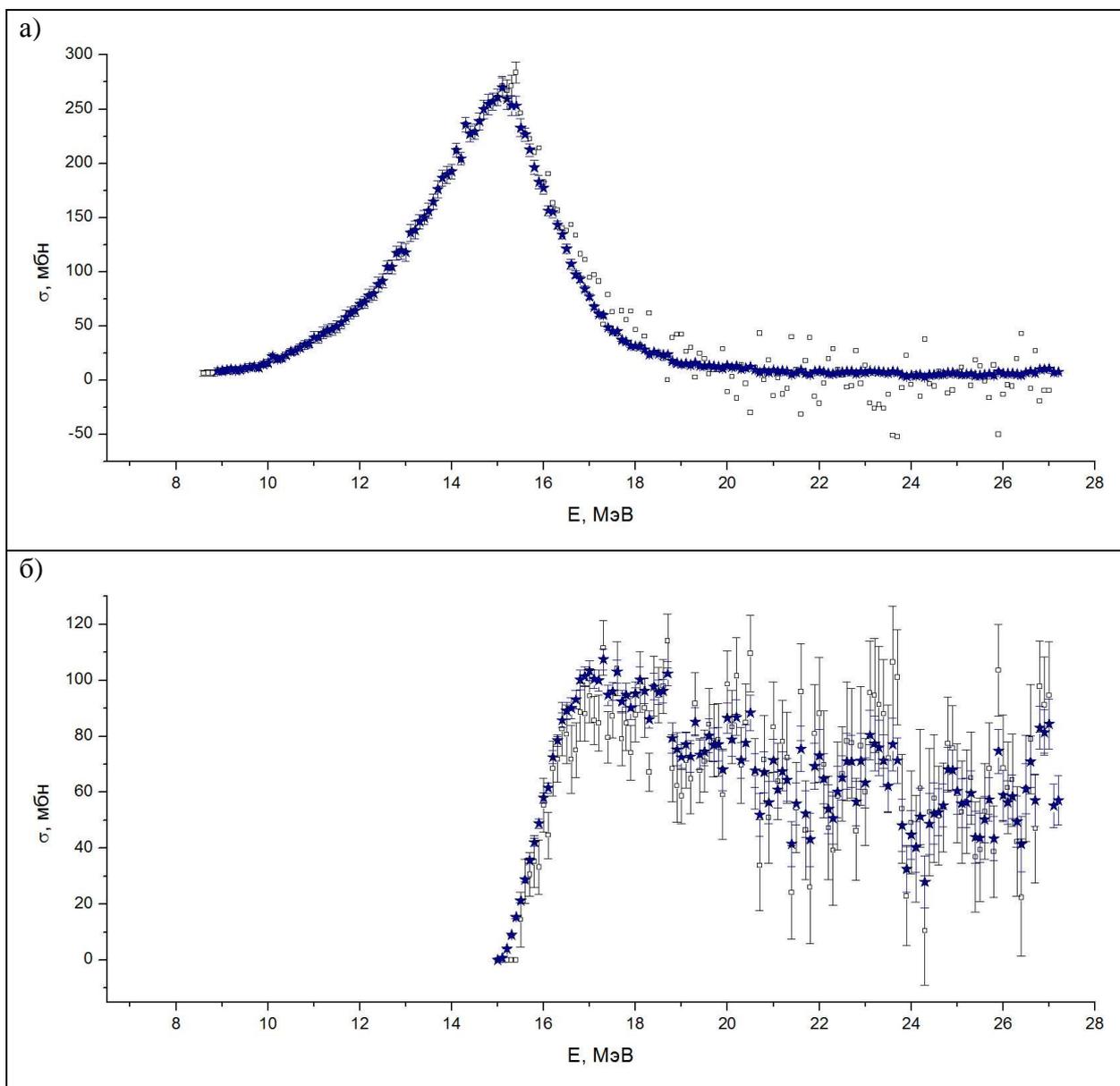


Рис. 8. Сравнение экспериментальных ((□ – данные из [11], соотношения (8) и (9)) и оцененных ($\sigma_{\text{оцен}}$, ★, см. далее) сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{122}Sn :

а) $^{122}\text{Sn}(\gamma, n)^{121}\text{Sn}$;

б) $^{122}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{120}\text{Sn}$.

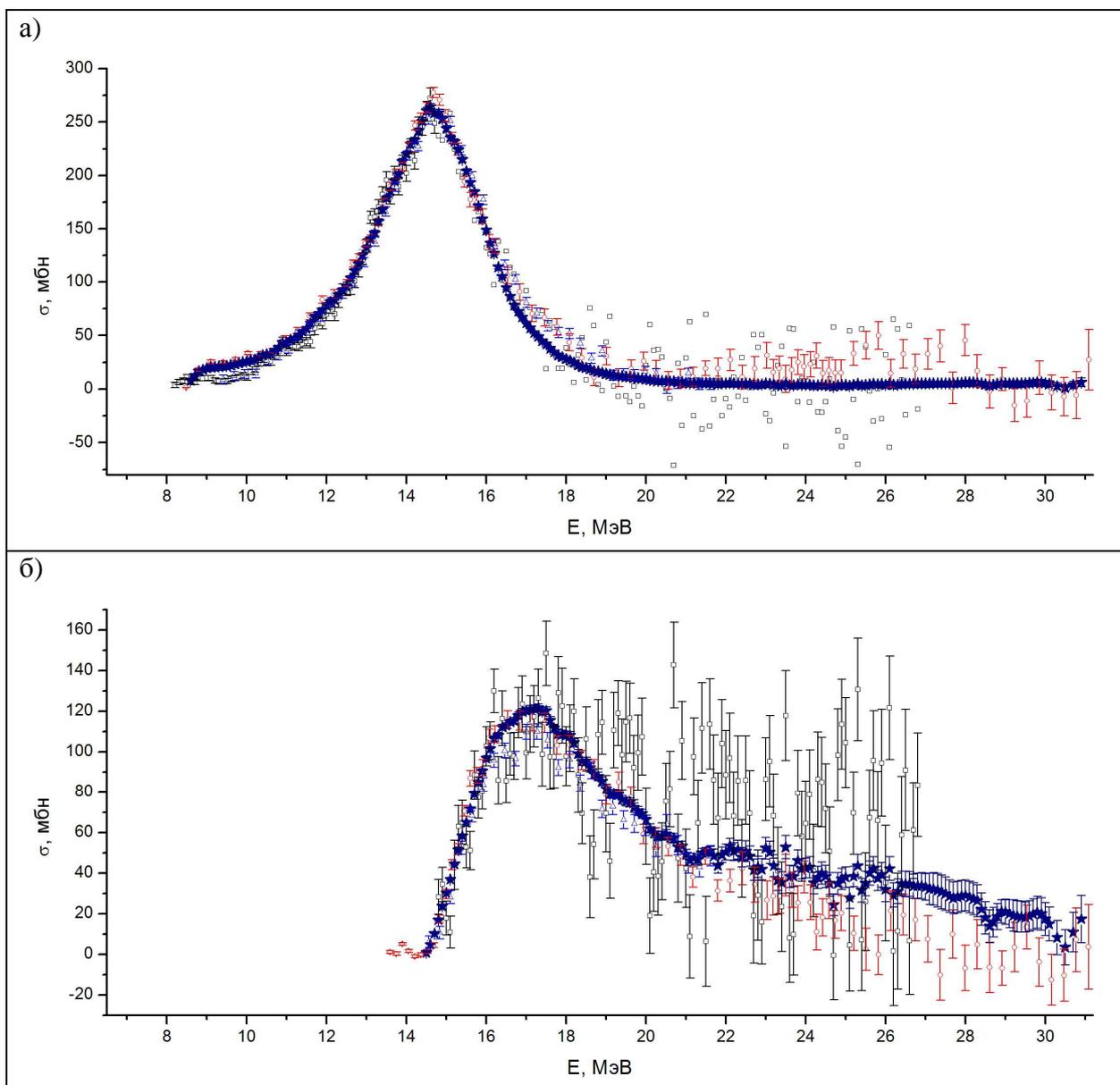


Рис. 9. Сравнение экспериментальных (\square – данные из [11], соотношения (8) и (9), \circ – данные [13], \triangle – данные [14]) и оцененных ($\sigma_{\text{оцен}}$, \star , см. далее) сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{124}Sn :

а) $^{124}\text{Sn}(\gamma, n)^{123}\text{Sn}$;

б) $^{124}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{122}\text{Sn}$.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что в целом соответствующие данные вне зависимости от способа их получения находятся друг с другом в относительном согласии по энергетическому положению, абсолютной величине и форме. Однако, детальное сравнение позволяет сделать определенные выводы о наличии некоторых систематических различий сечений, полученных в разных экспериментах, прежде всего, в области энергий выше порога V_{2n} реакции (γ, n) . Наиболее отчетливо систематические различия данных о сечениях реакций наблюдаются для изотопов ^{116}Sn (Рис. 3), ^{118}Sn (Рис. 5) и ^{120}Sn (Рис. 7):

- сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$, полученные в Саклэ, имеют абсолютную величину, большую, чем сечения, полученные в Ливерморе и Москве, которые, в свою очередь, близки между собой;
- сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$, полученные в Саклэ, имеют абсолютную величину, меньшую, чем сечения, полученные и в Ливерморе и в Москве, при этом сечения, полученные в Москве, имеют наибольшие значения.

Таким образом, для изотопов $^{116,118,120}\text{Sn}$ в экспериментах с аннигиляционными фотонами часть сечений (γ, n) «перекачано» в сечение $(\gamma, 2n)$, что приводит к заметному уменьшению интегрального сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$ и увеличению максимума и интегрального сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$. Для других изотопов различия между сечениями реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ также имеются, но проявляются слабее.

Эксперименты, выполненные в Ливерморе и Саклэ, с точки зрения методики прямого определения сечения фотоядерной реакции, были практически идентичными, однако между их результатами наблюдаются достаточно заметные расхождения и по абсолютной величине, и по форме, и по энергетическому положению.

Данные Рис. 1 – 9 свидетельствуют также и о том, что в целом сечения реакций, полученные с тормозным γ -излучением и квазимоноэнергетическими фотонами, согласуются между собой, хотя в некоторых случаях (например, для ядер $^{116,117,124}\text{Sn}$ Рис. 3, 4, 9 соответственно) наблюдаются заметные различия.

Очевидно, что отмеченные выше различия сечений реакций требуют при проведении оценки сечений фотоядерных реакций индивидуального подхода к исходным данным для каждого изотопа. Такому индивидуальному подходу к анализу различий в экспериментальных сечениях реакций были посвящены специальные исследования [см., например, 6 – 9]. В центре их внимания находились проблемы выяснения причин отмеченных расхождений сечений фотонейтронных реакций и разработки методов их учета. Ряд подобных системных исследований выполнен [8, 9] на основе реляционной базы данных по ядерным реакциям, созданной [5] в Центре данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ. Эти исследования позволили выяснить причины некоторых из заметных систематических различий и получить ряд сечений различных фотоядерных реакций в виде, практически свободном от определенных систематических погрешностей индивидуальных экспериментов.

В работе [8] была изучена систематика данных для большого числа сечений реакций полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ для ядер различного атомного веса. Рассматривались отношения значений интегральных сечений реакций, полученных в разных лабораториях. Было установлено, что данные Ливермора по сечениям реакции $\sigma(\gamma, xn)$ расходятся с данными большинства других лабораторий: как правило, абсолютное большинство значений сечений полной фотонейтроной реакции, полученных в Ливерморе, имеют величину в среднем на 12 % меньшую, чем соответствующие сечения реакций, полученные в других лабораториях, в том числе и в Саклэ. При этом в качестве одной из возможных причин присутствия таких различий сечений реакций называлось [7] наличие в экспериментах Ливермора погрешностей в определении, как интенсивности пучка налетающих фотонов, так и эффективности нейтронного детектора.

Детальный систематический анализ [9] сечений реакций $\sigma(\gamma, xn)$, $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученных в экспериментах с использованием пучков квазимоноэнергетических

аннигиляционных фотонов, проведенных в Ливерморе и Саклэ, был выполнен для 19 ядер от ^{51}V до ^{238}U . Установлено, что в соответствии с полной систематикой [8, 9] сечения реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, полученные в обеих лабораториях, различаются на $\sim 10 - 15\%$ (в среднем на $\sim 12\%$). При этом, как правило, сечения Саклэ имеют большие абсолютные значения, чем сечения Ливермора. В то же время расхождения сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученных в обеих лабораториях, оказываются значительно больше (до $\sim 30 - 40\%$). При этом, как правило, сечения реакций $\sigma(\gamma, n)$, полученные в Саклэ, оказываются завышенными, а сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ – заниженными. Отмечалось, что степень установленных расхождений заметно меняется от эксперимента к эксперименту и, соответственно, от ядра к ядру.

Данные, приведенные на Рис. 1 - 9, свидетельствуют о том, что для исследуемых в настоящей работе изотопов Sn такие расхождения относительно невелики.

2. Систематика и взаимная корректировка данных по сечениям полной и парциальных фотонейтронных реакций на изотопах Sn

Конкретные данные по интегральным сечениям реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопах $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$, исследованных в Саклэ и Ливерморе, полученные [9] в результате их совместного анализа, представлены в Таблице 3. В ней с целью иллюстрации описанных выше расхождений между сечениями парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученными в Саклэ ($\sigma_{\text{int}}^{\text{C}}$) и Ливерморе ($\sigma_{\text{int}}^{\text{L}}$), приведены отношения интегральных сечений обеих реакций $R(n)$ и $R(2n)$, рассчитанные по данным обеих лабораторий специальным образом – в общих для сравниваемых сечений областях энергий фотонов.

Проявления отмеченных выше систематических расхождений хорошо видны – отношения интегральных сечений реакций с вылетом одного нейтрона $R(n)$ оказываются заметно больше, чем соответствующие отношения $R(2n)$ для реакций с вылетом двух нейтронов. При этом первые (кроме случая изотопа ^{124}Sn) оказываются большими 1, а вторые – меньшими.

Таблица 3.

Данные по интегральным сечениям реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ на изотопах Sn, полученные в Саклэ и Ливерморе в общих областях энергий фотонов ($E_{\text{int-min}}$ и $E_{\text{int-max}}$ – нижний и верхний пределы интегрирования)

Ядро	$E_{\text{int-min}}$, МэВ	$E_{\text{int-max}}$, МэВ	$R(n) = \sigma_{\text{int}}^{\text{C}}(\gamma, n) / \sigma_{\text{int}}^{\text{L}}(\gamma, n)$, отн. ед.	$R(2n) = \sigma_{\text{int}}^{\text{C}}(\gamma, 2n) / \sigma_{\text{int}}^{\text{L}}(\gamma, 2n)$, отн. ед.
^{116}Sn	17.1	22.1	1.10	0.92
^{117}Sn	16.7	21.1	1.02	0.93
^{118}Sn	16.3	21.6	1.07	0.86
^{120}Sn	15.6	22.4	1.00	0.86
^{124}Sn	14.6	21.6	0.93	0.94

Следует, отметить, что соотношения между сечениями парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ заметно изменяются от ядра к ядру. При этом расхождения данных, полученных в Ливерморе и Саклэ, в случае исследуемых изотопов Sn оказываются относительно небольшими по сравнению, например, с данными [9] для ядер ^{89}Y ($R(n) = 1.25$, $R(2n) = 0.87$) или ^{127}I ($R(n) = 1.34$, $R(2n) = 1.07$). Отмеченный выше особый случай изотопа ^{124}Sn был условно отмечен [9] как “идеальный” - $R(n) \approx R(2n) \approx 1$.

Установленные систематические расхождения были интерпретированы [6, 9] как результат использования разных процедур разделения фотонейтронов по множественности. Было показано, что такая процедура в Саклэ была не вполне

корректной – некоторая часть сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ была ошибочно приписана сечению реакции $\sigma(\gamma, n)$, вследствие чего сечения реакции (γ, n) в экспериментах Саклэ были завышены, а сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ – соответственно занижены. Было показано, что с обнаруженные систематические расхождения могут быть устранены, и данных обеих лабораторий приведены в соответствие друг с другом.

Метод, предложенный для такой взаимной корректировки, основан на согласовании данных по сечениям реакции полного выхода фотонейтронов (3), которые до порога B_{2n} реакции должны быть свободными от погрешностей процедур разделения нейтронов по множественности – вообще говоря, идентичными. Однако, вследствие наличия естественных погрешностей нормировки результатов разных экспериментов отношения сечений реакций $R(E_\gamma) = \sigma_{C}^{xn}(E_\gamma)/\sigma_{Л}^{xn}(E_\gamma)$ представляют собой энергетическую зависимость значений вблизи некоторого среднего значения $\langle R(E_\gamma) \rangle \neq 1$.

С целью повышения точности и надежности процедуры согласования данных обеих лабораторий вместо $\langle R(E_\gamma) \rangle$ используется коэффициент R - отношение интегральных сечений реакции полного выхода фотонейтронов (3), определенное по данным обеих лабораторий в области энергий до порога B_{2n} реакции $(\gamma, 2n)$ – $R = (\sigma_{int}^{xn})_C / (\sigma_{int}^{xn})_Л$.

С использованием соотношения (3) коэффициент R имеет вид

$$R = \sigma_C^{xn} / \sigma_{Л}^{xn} = (\sigma_C^n + 2\sigma_C^{2n}) / (\sigma_{Л}^n + 2\sigma_{Л}^{2n}). \quad (10)$$

С помощью коэффициента R может быть рассчитана та часть сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$, определенного в Саклэ, которая была приписана ему ошибочно, и которая может быть после соответствующего пересчета с него удалена и добавлена к сечению реакции $\sigma(\gamma, 2n)$.

После простого преобразования соотношения (10) сечение реакции полного выхода фотонейтронов, полученное в Саклэ, может быть записано в виде

$$\sigma_C^{xn} = (\sigma_C^n + 2\sigma_C^{2n}) = R\sigma_{Л}^{xn} = R(\sigma_{Л}^n + 2\sigma_{Л}^{2n}) \quad (11)$$

и, следовательно,

$$R\sigma_{Л}^{2n} = \sigma_C^{2n*} = \sigma_C^{2n} + 1/2(\sigma_C^n - R\sigma_{Л}^n). \quad (12)$$

Правая часть соотношения (12) - основного соотношения метода корректировки данных по сечению реакции $\sigma(\gamma, 2n)$, полученных в Саклэ - имеет тот самый смысл, который обсуждался выше: к определенному в Саклэ экспериментальному значению σ_C^{2n} сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ добавляется часть $(1/2(\sigma_C^n - R\sigma_{Л}^n))$ сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$, определенная с учетом коэффициента $R = R(n) = R(xn)$ по данным о сечениях реакции $\sigma(\gamma, xn)$.

Соответствующим образом выполняется оценка сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$

$$R\sigma_{Л}^n = \sigma_C^{n*} = \sigma_C^n - (\sigma_C^n - R\sigma_{Л}^n). \quad (13)$$

Было показано [9], что для всех 19 исследованных ядер в результате совместной корректировки сечений реакций $\sigma(\gamma, xn)$, $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ оцененные по данным Ливермора ($\sigma_{Л}^{2n*} = R\sigma_{Л}^{2n}$) и Саклэ (σ_C^{2n*}) сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, 2n)$ существенно сближаются - приходят в согласие друг с другом.

На основании выполненных исследований были сделаны [9] следующие основные утверждения и рекомендации.

- экспериментальные данные по сечениям реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, полученные в Ливерморе, расходятся с данными других лабораторий; их согласие с большинством данных достигается путем дополнительной нормировки с помощью коэффициентов $R = R(xn) = R(n)$ (10); для изотопов Sn значения индивидуальных коэффициентов $R(n)$ приведены в Таблице 3;
- экспериментальные данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученные в Ливерморе, корректно согласуются между собой и с

данными по сечениям реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$: оцененные сечения могут быть также получены путем простой нормировки с использованием тех же значений R (или $\langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle$);

- экспериментальные данные Саклэ по сечениям реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ согласуются с данными других лабораторий и могут использоваться как оцененные без дополнительной нормировки;
- данные по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ не согласуются с данными других экспериментов вследствие использования некорректной процедуры сортировки фотонейтронов по множественности; они должны быть пересчитаны с помощью описанного выше ((10) – (13)) метода совместной корректировки; для обеих реакций после такой взаимной корректировки данные Саклэ согласуются с соответствующими данными Ливермора, домноженными на коэффициент $R = R(xn) = R(n)$ (10).

Сказанное выше свидетельствует о том, что экспериментальные методы определения сечений парциальных фотонейтронных реакций имеют определенные недостатки, в первую очередь, связанные с ненадежностью используемых процедур разделения фотонейтронов по их множественности. В области энергий до порога реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ данные различных экспериментов достаточно хорошо согласуются друг с другом (или имеют небольшие расхождения, которые могут быть сняты простой дополнительной перенормировкой). Однако в области энергий, где возможны обе парциальных реакции, в результатах их разделения наблюдаются заметные погрешности, обусловленные недостатками методов определения множественности нейтронов.

В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения таковым недостатком является использование для определения вклада парциальной реакции $\sigma(\gamma, n)$ в сечение полного выхода нейтронов реакции $\sigma(\gamma, xn)$ соотношений статистической теории, тогда как хорошо известно [17, 18], что достаточно заметный вклад (до $\sim 20\%$) в фоторасщепление ядер вносят и прямые процессы.

Недостатки метода разделения сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, использованного в Саклэ, описаны выше достаточно подробно.

Недостатки метода разделения этих реакций, использованного в Ливерморе, не столь очевидны. Однако систематические расхождения [6 - 9] полученных на их основе данных по сечению реакции полного выхода нейтронов реакции $\sigma(\gamma, xn)$ с данными других лабораторий, свидетельствуют о том, что заметное количество нейтронов (из обеих парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$) в этих экспериментах не было зарегистрировано. Кроме того, связь средней энергии нейтронов и их множественности исследована с достаточно большими погрешностями.

В этой связи в настоящей работе для совместной оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопах Sn был развит подход, основанный на использовании только экспериментальных данных по сечениям реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, получаемых непосредственно в эксперименте и свободных от недостатков процедур сортировки нейтронов по множественности. Для разделения вкладов в это сечение сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ использовались соотношения современной теоретической модели [15, 16] описания конкуренции каналов распада ГДР. К настоящему времени в рамках этой модели выполнено большое количество расчетов сечений разнообразных фотоядерных реакций, результаты которых согласуются с соответствующими экспериментальными данными.

3. Расчет данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций на изотопах Sn в рамках предравновесной модели, базирующейся на ферми-газовых плотностях

Расчеты парциальных сечений реакции $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, p)$, $\sigma(\gamma, pn)$ и других для различных изотопов Sn выполнены в рамках теоретической модели описания конкуренции каналов распада ГДР - предравновесной модели фотонуклонных реакций, базирующейся на ферми-газовых плотностях [15, 16].

В рассматриваемой энергетической области (ГДР) фотопоглощение обусловлено в основном формированием ГДР. Сечение такого процесса для средних и тяжелых ядер может быть аппроксимировано суммой четырех лоренцевых кривых $\sigma_{iT}(E)$, отвечающих двум типам дипольных возбуждений ядра с изоспинами $T = T_{<} \equiv T_0$ и $T = T_{>} \equiv T_0 + 1$ (где $T_0 = \frac{1}{2}(N - Z)$ – изоспин основного состояния ядра) с нейтрон-протонными колебаниями как вдоль ($i = 1$), так и поперек ($i = 2$) оси симметрии ядра. Параметры этих лоренцианов (энергия, осцилляторная сила и ширина резонанса) вычислены в рамках полумикроскопической модели ГДР [15].

Каждое из четырех дипольных состояний является частично-дырочным $1p1h$ -возбуждением ядра - входным состоянием с $m = 2$ экситонами. Оно распадается либо вследствие эмиссии возбужденного нуклона (переход $m \rightarrow m-1$), либо, что более вероятно, вследствие перехода ($m \rightarrow m+2$) к более сложной $2p2h$ -конфигурации, вызванного остаточным двухчастичным взаимодействием. В дальнейшем ситуация повторяется.

Образовавшееся (переход $m = m + 2$ или переход $m = m - 1$) экситонное состояние либо испускает нуклон в непрерывный спектр ($m \neq 1$), либо совершает внутриядерный переход $m \rightarrow m + 2$ и т.д. В результате внутриядерных ($m \rightarrow m + 2$) переходов энергия возбуждения составной системы распределяется по все большему числу экситонов, пока, наконец, не будет достигнуто состояние теплового равновесия либо в исходном, либо в одном из остаточных ядер. После этого начинается сравнительно длительный процесс испарения нуклонов. Рассмотренная схема реакции, идущей с испусканием предравновесных и равновесных частиц, описывается с помощью комбинации экситонной и испарительной моделей [16].

Согласно статистической гипотезе Бора вклад каждого входного дипольного состояния $|dp=0, dn=0, m=2\rangle$ (числа dp, dn обозначают, сколько предравновесных протонов и нейтронов вылетело из ядра до того, как возникло данное экситонное состояние) в полное сечение фотонуклонной реакции, идущей с испусканием k протонов и l нейтронов может быть представлен в виде

$$\sigma(\gamma, kpln; E) = \sigma(E) W(k, l, E; dp = 0, dn = 0, m = 2), \quad (14)$$

где $\sigma(E)$ – сечение образования (одна из лоренцевых кривых) и $W(k, l, E; dp = 0, dn = 0, m = 2)$ - вероятность распада входного дипольного состояния с испусканием k протонов и l нейтронов.

Рекуррентное соотношение [16] позволяет выразить вероятность распада $W(k, l, E; dp, dn, m)$ произвольного экситонного состояния $|dp, dn, m\rangle$ через вероятности распада $W(k - 1, l, U_p; dp + 1, dn, m')$, $W(k, l - 1, U_n; dp, dn + 1, m')$ состояний, возникающих при испускании еще одного предравновесного протона или нейтрона ($U_j = E - B_j - \varepsilon_j$ – энергия остаточного ядра, ε_j – энергия испускаемого протона ($j = p$) или нейтрона ($j = n$), B_j – порог отделения нуклона типа j , $m' = m + 2, m + 4, \dots$), и вероятность испарения $P(k, l, E; dp, dn)$ k протонов и l нейтронов из компаунд-состояния ядра $\{Z - dp, N - dn\}$.

Конкуренция между предравновесной и равновесной эмиссией нуклонов определяется входящими в рекуррентное соотношение величинами $\lambda_j(\varepsilon_j, E; dp, dn, m') \propto \omega(U_j; dp + \delta_{jp}, dn + \delta_{jn}, m' - 1)$ и $\hbar^{-1} = \Gamma^\downarrow(E; dp, dn, m') \propto \omega_+(E; dp, dn, m')$, характеризующими

вероятность распада в единицу времени состояния $|dp, dn, m'\rangle$ из-за испускания нуклона типа j с энергией ε_j и вследствие внутриядерного перехода $m' \rightarrow m' + 2$. $\omega(U_j; dp + \delta_{jp}, dn + \delta_{jn}, m' - 1)$ и $\omega_+(E; dp, dn, m')$ – плотности экситонных состояний, заселяемых в результате переходов $m' \rightarrow m' - 1$ и $m' \rightarrow m' + 2$. Особенности вычисления этих плотностей в рамках модели ферми-газа подробно описаны в [4].

Вероятность предравновесной эмиссии быстро уменьшается по мере роста числа испущенных предравновесных частиц. Поэтому при достижении некоторого предравновесного значения $dp + dn = (dp + dn)_{max}$ можно положить $W(k, l, E; dp, dn, m) = P(k, l, E; dp, dn)$. Это позволяет, используя рекуррентные соотношения, вычислить вероятность $W(k, l, E; 0, 0, 2)$, входящую в соотношение (14), если известны испарительные вероятности P . Для этих последних также существует рекурсия, сводящая их вычисление к вычислению вероятности испарения нуклонов из ядра, остающегося после испускания $(dp + dn)_{max}$ предравновесных частиц. А так как каждая предравновесная частица уносит из ядерной системы значительную энергию, то в таком остаточном ядре будут испаряться, учитывая подавление вылета протонов кулоновским порогом, практически одни нейтроны. Их испарение можно описать с помощью модели Вайскопфа [4], что замыкает схему расчета.

Заметим еще, что для описания фотонуклонных реакций в энергетической области $E \leq 30$ МэВ достаточно учесть испускание не более двух предравновесных частиц.

На распадные характеристики ГДР протон-избыточных ядер сильно влияют изоспиновые эффекты. Это связано с тем, что $T_>$ -компоненты ГДР, которые для таких ядер могут достигать значительной величины, распадаются в основном с испусканием протонов, так как из-за сохранения полного изоспина системы для нейтронного канала распада $T_>$ -состояний доступны только высокоэнергичные уровни конечного ядра с изоспином $T' = T'_0 + 1$ (T'_0 - изоспин основного состояния конечного ядра).

Изоспиновые эффекты могут быть учтены [4] путем модификации плотностей $\omega(U_n; dp, dn + 1, m' - 1)$, $\omega_+(E; dp, dn, m')$ и плотностей компаунд-состояний конечного ядра $\rho(U_n) \propto U_n^{-2} e^{2\sqrt{a}U_n}$ для $T_>$ -канала реакции с помощью замен $E \rightarrow E - \Delta$, $U_n \rightarrow U_n - \Delta'$, где Δ и Δ' – энергии возбуждения первого уровня с изоспином на единицу больше, чем изоспин основного состояния, в исходном и остаточном ядрах (считается, что плотности обращаются в нуль, когда результирующая энергия становится меньше нуля).

Входные дипольные состояния $|0,0,2\rangle$ в области ГДР в той или иной степени коллективизированы из-за смешивания вследствие остаточного взаимодействия различных $1p1h$ -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 первичного нуклона непосредственно из входного состояния. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению (из-за экстремально большой энергии первой вылетевшей частицы) выхода вторичного, третичного и т.д. нуклонов. Этот эффект необходимо учитывать при описании фотонуклонных реакций на ядрах с избытком нейтронов или протонов. Иначе будут получены завышенные значения сечений реакций с множественным выходом фотонуклонов. Так как в этом случае порог отделения нескольких нуклонов может располагаться вблизи пика дипольного резонанса, где происходит максимальная коллективизация входных состояний.

Остаточное взаимодействие сдвигает коллективное дипольное состояние на энергию $\Delta E_{колл}$ вверх (о ее вычислении см. [16]). Это обстоятельство можно приближенно учесть в рамках экситонной модели, сдвигая экситонные $1p1h$ -состояния вверх на величину $\Delta E_{колл}$. Точно так же следует поступить с доступными $2p2h$ -состояниями, на которые может распадаться коллективное входное состояние, поскольку, как отмечалось выше, при

распаде когерентного $1p1h$ -состояния коллективная энергия в первый момент еще сохраняется (затем она быстро перераспределяется между всеми $2p2h$ -состояниями с энергией возбуждения E).

В действительности, входные состояния $|0,0,2\rangle$ только частично коллективизированы. Степень их коллективизации можно характеризовать отношением $r(E) \equiv \sigma(E) / \sigma(E_{рез})$, где $E_{рез}$ – энергия максимума гигантского дипольного резонанса. При учете этого обстоятельства возможно формулировка следующего рецепта того, чтобы можно было приближенно учитывать коллективные эффекты в рамках экситонной модели: для этого необходимо в плотностях $\omega_+(E,0,0,2)$ заменить энергию E на энергию $E - r(E)\Delta E_{колл}$.

4.1. Оценка данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ и полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma,sn)$ на изотопах Sn

4.1. Оценка вкладов сечений конкурирующих реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ в полное сечение выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma,xn)$

В рамках описанной выше теоретической модели [15, 16] расчет сечений конкурирующих реакций с образованием одного и двух нейтронов - реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ был выполнен на основе теоретического описания сечений конкурирующих каналов распада ГДР с учетом всех возможных процессов (прямых, предравновесных и статистических) его возбуждения и распада. При этом в качестве сечения реакции полного фотопоглощения (1) рассматривалось ((2) и (7)) сумма сечений двух парциальных реакций

$$\sigma(\gamma,abs) \approx \sigma(\gamma,sn) = \sigma(\gamma,n) + \sigma(\gamma,2n). \quad (15)$$

Оценка проводилась в областях энергий до порогов реакций $\sigma(\gamma,3n)$, малые для среднетяжелых изотопов Sn величины сечений реакций $\sigma(\gamma,np)$ и $\sigma(\gamma,p)$ в данном подходе не рассматривались.

С помощью рассчитанных теоретически [15, 16] данных о сечениях парциальных реакций $\sigma^{теор.}_{(\gamma,n)}$ и $\sigma^{теор.}_{(\gamma,2n)}$ оценка сечений реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ на основе экспериментальных данных была выполнена следующим образом:

- теоретически рассчитанные сечения реакций $\sigma^{теор.}_{(\gamma,n)}$ и $\sigma^{теор.}_{(\gamma,2n)}$ объединялись (3) в теоретическое сечение реакции полного выхода фотонейтронов

$$\sigma^{теор.}_{(\gamma,xn)}(E_\gamma) = \sigma^{теор.}_{(\gamma,n)}(E_\gamma) + 2\sigma^{теор.}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma); \quad (16)$$

- с использованием полученных теоретически данных для каждого значения энергии фотонов E_γ строилась переходная функция $F(E_\gamma)$, описывающая вклад сечения реакции с образованием двух нейтронов в сечение реакции полного выхода нейтронов

$$F(E_\gamma) = \sigma^{теор.}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma) / \sigma^{теор.}_{(\gamma,xn)}(E_\gamma) = \sigma^{теор.}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma) / [\sigma^{теор.}_{(\gamma,n)}(E_\gamma) + 2\sigma^{теор.}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma)]; \quad (17)$$

- с использованием энергетической зависимости переходной функции $F(E_\gamma)$ и экспериментальных данных по полному сечению реакции выхода фотонейтронов (12) для данных работ выполнялась оценка сечений парциальной реакции $\sigma^{оцен.}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma)$

$$\sigma^{оцен.}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma) = F(E_\gamma) \cdot \sigma^{эсп.}_{(\gamma,xn)}(E_\gamma) \quad (18)$$

и сечений парциальной реакции $\sigma^{оцен.}_{(\gamma,n)}(E_\gamma)$

$$\begin{aligned}\sigma_{(\gamma,n)}^{\text{оцен.}}(E_\gamma) &= \sigma_{(\gamma,xn)}^{\text{эксп.}}(E_\gamma) - 2\sigma_{(\gamma,2n)}^{\text{оцен.}}(E_\gamma) = \sigma_{(\gamma,xn)}^{\text{эксп.}}(E_\gamma) - 2F(E_\gamma) \cdot \sigma_{(\gamma,xn)}^{\text{эксп.}}(E_\gamma) = \\ &= (1 - 2F(E_\gamma)) \cdot \sigma_{(\gamma,xn)}^{\text{эксп.}}(E_\gamma).\end{aligned}\quad (19)$$

Такая оценка проводилась для каждого из сечений реакции полного выхода фотонейтронов (3) на изотопах Sn, полученных в экспериментах [10, 11, 13, 14].

На Рис. 10 представлены рассчитанные энергетические зависимости переходной функции $F(E_\gamma)$ для всех исследованных изотопов Sn.

Они имеют следующие характерные особенности:

- как и следует по определению, $F(E_\gamma) = 0$ в области энергий ниже порога B_{2n} реакции $\sigma(\gamma,2n)$;
- сразу выше порога B_{2n} реакции $\sigma(\gamma,2n)$ функция $F(E_\gamma)$ резко возрастает и достигает максимума на интервале энергий 2 – 3 МэВ, что соответствует пороговому поведению экспериментально определенных сечений реакций $\sigma(\gamma,2n)$ в области средних и тяжелых ядер с $A > 40$;
- после относительно плоского участка шириной $\sim 4 - 5$ МэВ, на котором $F(E_\gamma) \approx 0.45 - 0.48$ наблюдается уменьшение $F(E_\gamma)$ до значений $\sim 0.40 - 0.45$;
- при переходе от наиболее легкого изотопа ^{112}Sn к наиболее тяжелому изотопу ^{124}Sn происходит плавное уменьшение энергии γ -квантов (соответственно от ~ 30 до ~ 23 МэВ), при которой наблюдается заметное уменьшение значений $F(E_\gamma)$.

Сопоставление отмеченных характеристик поведения $F(E_\gamma)$ для различных изотопов Sn с данными Таблицы 1 позволяет сделать вывод о том, что уменьшение значений $F(E_\gamma)$ в области энергий за максимумом ГДР обусловлено тем, что в этой области энергий открываются новые каналы распада ГДР с испусканием 3 – 4 нуклонов. Следует отметить, что относительно слабая зависимость значений $F(E_\gamma)$ от энергии γ -квантов при ее дальнейшем увеличении свидетельствует об относительно слабой зависимости сечения поглощения γ -квантов от их энергии в этой области – далеко за максимумом ГДР ($E_\gamma \geq 35$ МэВ).

В соответствии с описанной выше процедурой рассчитанная для каждого изотопа переходная функция использовалась для получения (18) оцененных сечений реакции $\sigma_{\text{эксп.}}^{\text{оцен.}}(\gamma,2n)$ по экспериментальным данным каждого выполненного эксперимента:

$$\sigma_{(\gamma,2n)}^{\text{оцен.}}[10, 11] = F(E_\gamma) \cdot \sigma_{(\gamma,xn)}^{\text{эксп.}}[10, 11], \quad (20)$$

$$\sigma_{(\gamma,2n)}^{\text{оцен.}}[13] = F(E_\gamma) \cdot \sigma_{(\gamma,xn)}^{\text{эксп.}}[13], \quad (21)$$

$$\sigma_{(\gamma,2n)}^{\text{оцен.}}[14] = F(E_\gamma) \cdot \sigma_{(\gamma,xn)}^{\text{эксп.}}[14]. \quad (22)$$

Вслед за этим в соответствии с соотношением (19) для каждого выполненного эксперимента оценивалось сечение реакции $\sigma_{\text{эксп.}}^{\text{оцен.}}(\gamma,n)$:

$$\sigma_{(\gamma,n)}^{\text{оцен.}}[10, 11] = (1 - 2 \cdot F(E_\gamma)) \cdot \sigma_{(\gamma,xn)}^{\text{эксп.}}[10, 11], \quad (23)$$

$$\sigma_{(\gamma,n)}^{\text{оцен.}}[13] = (1 - 2 \cdot F(E_\gamma)) \cdot \sigma_{(\gamma,xn)}^{\text{эксп.}}[13], \quad (24)$$

$$\sigma_{(\gamma,n)}^{\text{оцен.}}[14] = (1 - 2 \cdot F(E_\gamma)) \cdot \sigma_{(\gamma,xn)}^{\text{эксп.}}[14]. \quad (25)$$

На Рис. 11 - 19 для всех исследованных изотопов $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$ оцененные ((21) - (25)) по экспериментальным данным [10, 11, 13, 14] для сечений полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma,xn)$ данные о сечениях парциальных реакций $\sigma_{(\gamma,n)}^{\text{оцен.}}$ и $\sigma_{(\gamma,2n)}^{\text{оцен.}}$ сравниваются с результатами соответствующих экспериментов. Полными черными квадратами представлены оцененные данные, пустыми красными кружками - экспериментальные.

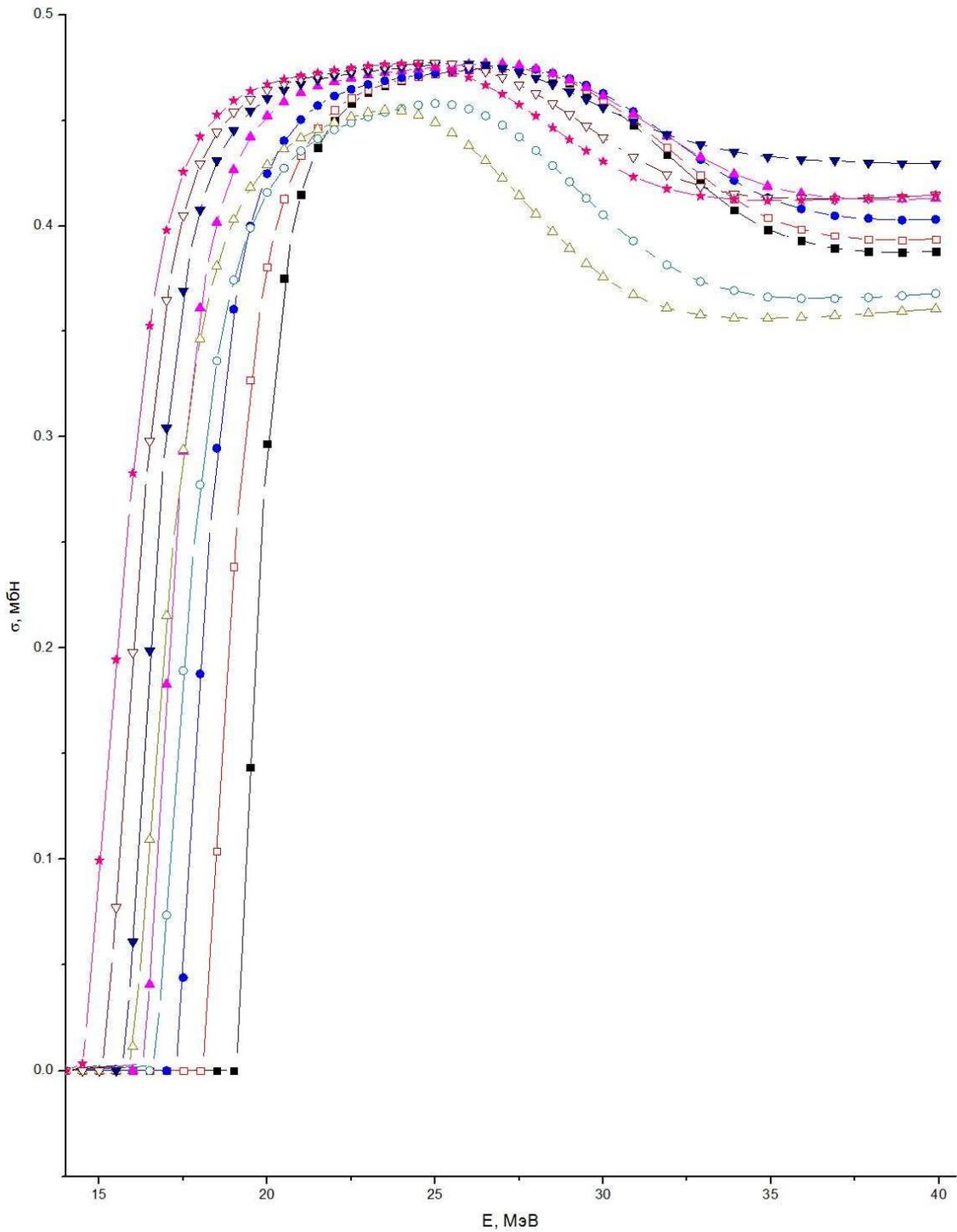


Рис. 10. Энергетические зависимости переходной функции $F(E_\gamma)$, описывающей вклад сечения парциальной реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ в сечение реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ для исследованных изотопов Sn:

- ■ — — ^{112}Sn , — □ — — ^{114}Sn , — ● — — ^{116}Sn , — ○ — — ^{117}Sn ,
- ▲ — — ^{118}Sn , — △ — — ^{119}Sn , — ▼ — — ^{120}Sn , — ▽ — — ^{122}Sn ,
- ★ — — ^{124}Sn .

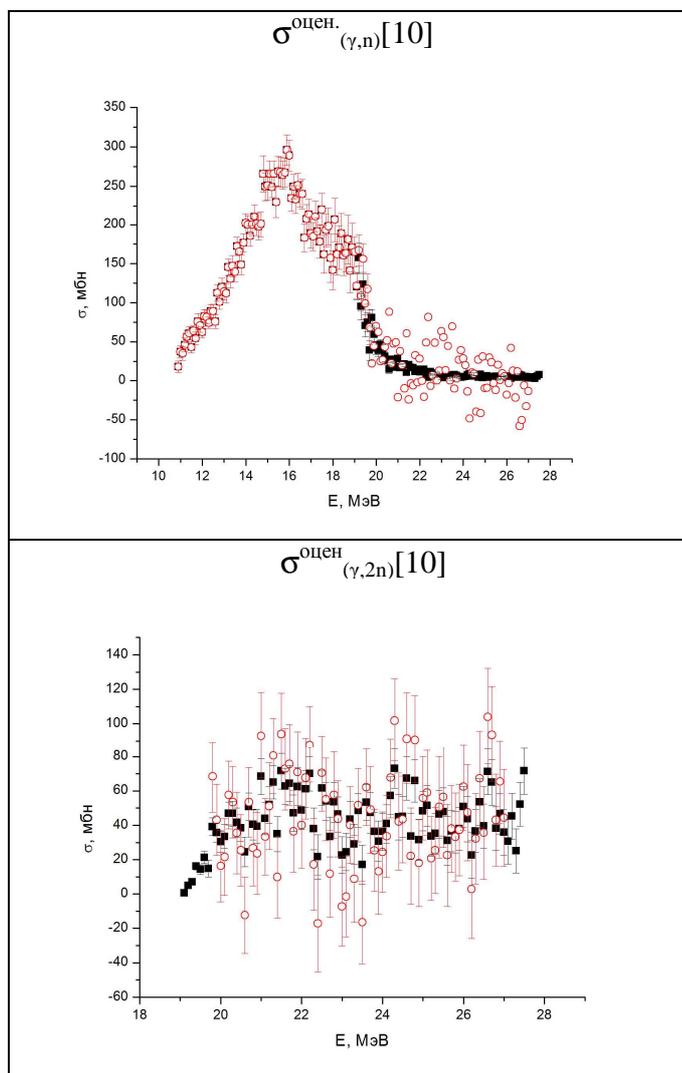


Рис. 11. Сравнение экспериментальных [10] - \circ и оцененных (соотношения (20), (23)) - \blacksquare данных по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ на изотопе ^{112}Sn .

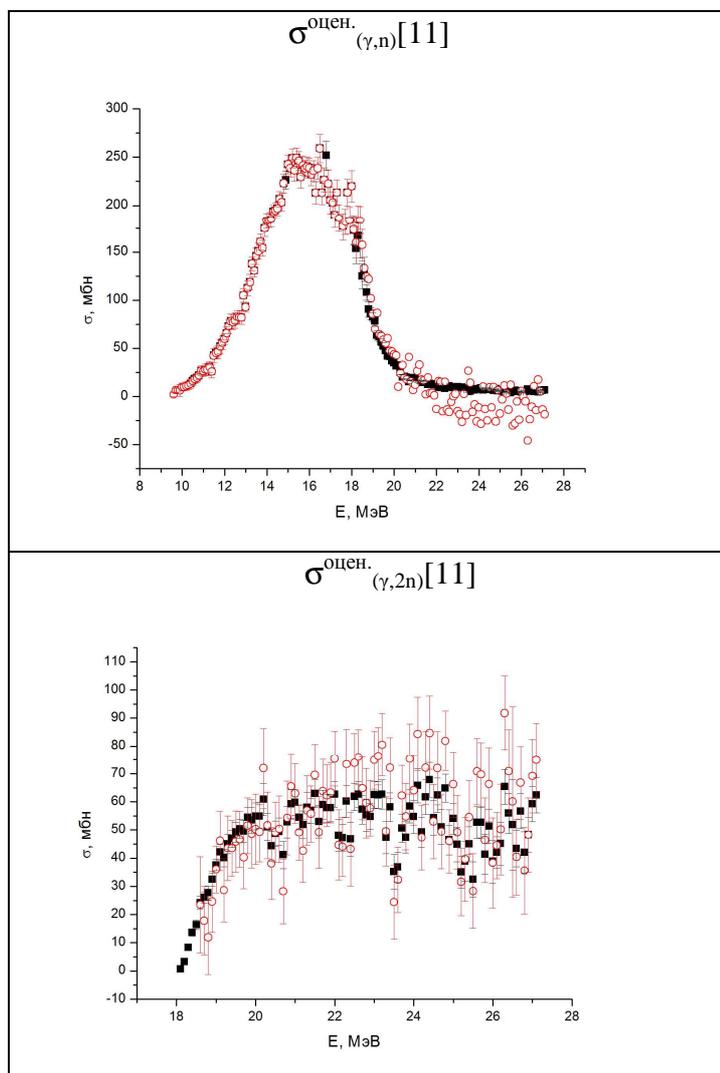


Рис. 12. Сравнение экспериментальных [11] - \circ и оцененных (соотношения (20), (23)) - \blacksquare данных по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{114}Sn .

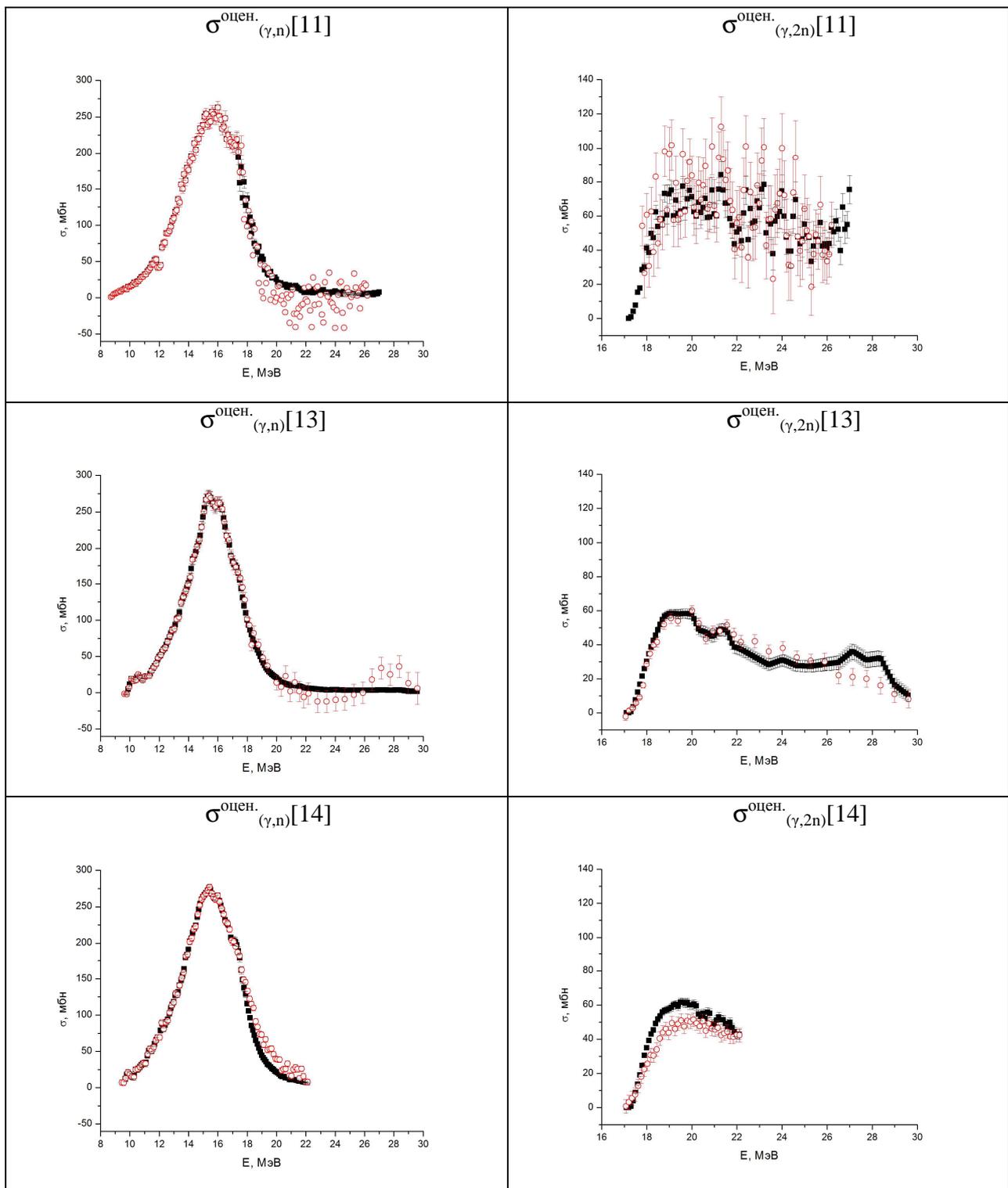


Рис. 13. Сравнение экспериментальных [11, 13, 14] - \circ и оцененных (соотношения (20) - (25)) - \blacksquare данных по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{116}Sn .

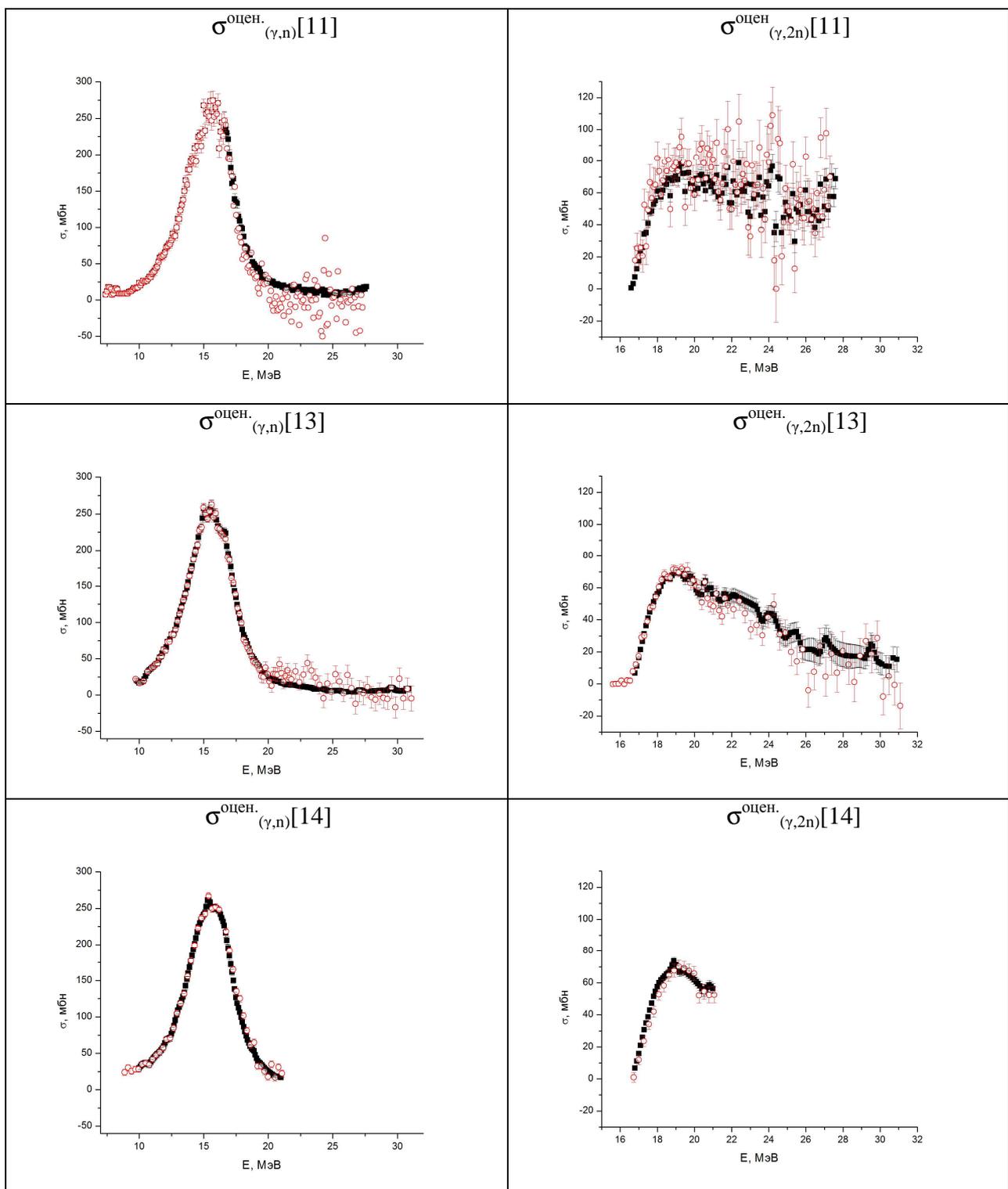


Рис. 14. Сравнение экспериментальных [11, 13, 14] - \circ и оцененных (соотношения (20) - (25)) - \blacksquare данных по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{117}Sn .

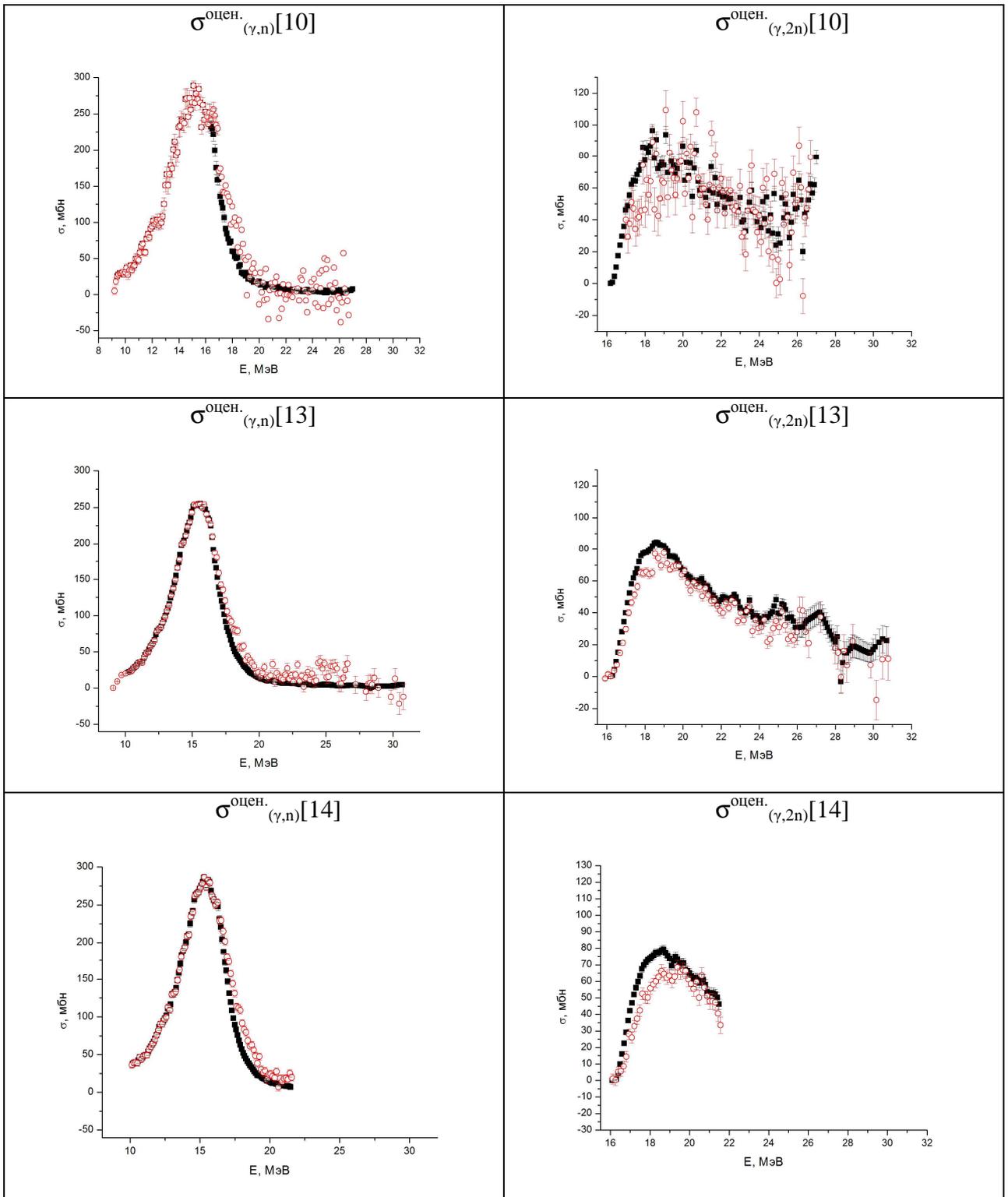


Рис. 15. Сравнение экспериментальных [10, 13, 14] - \circ и оцененных (соотношения (20) - (25)) - \blacksquare данных по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{118}Sn .

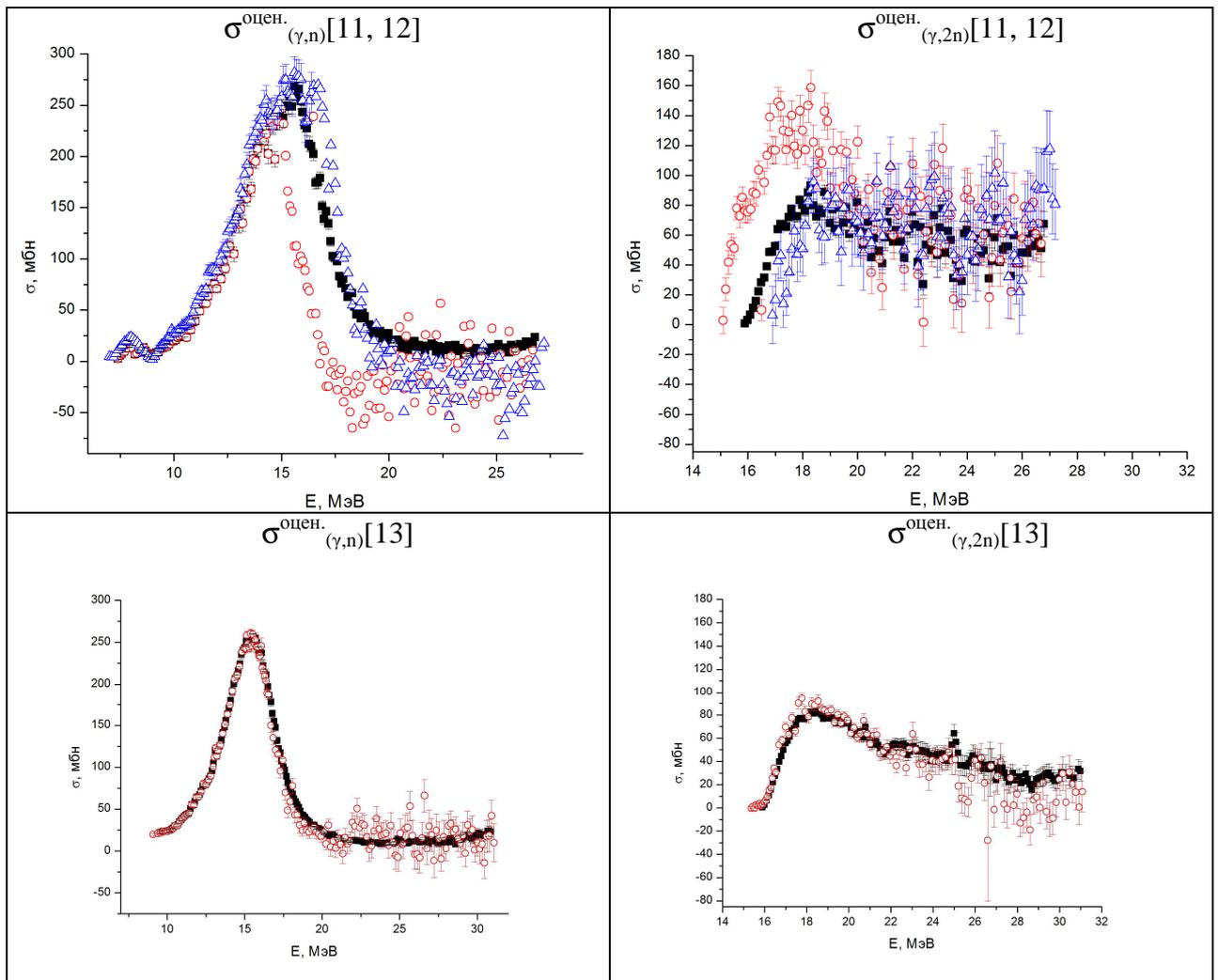


Рис. 16. Сравнение экспериментальных [11, 13] - \circ , [12] - \triangle и оцененных (соотношения (20), (21), (23), (24)) - \blacksquare данных по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ на изотопе ^{119}Sn .

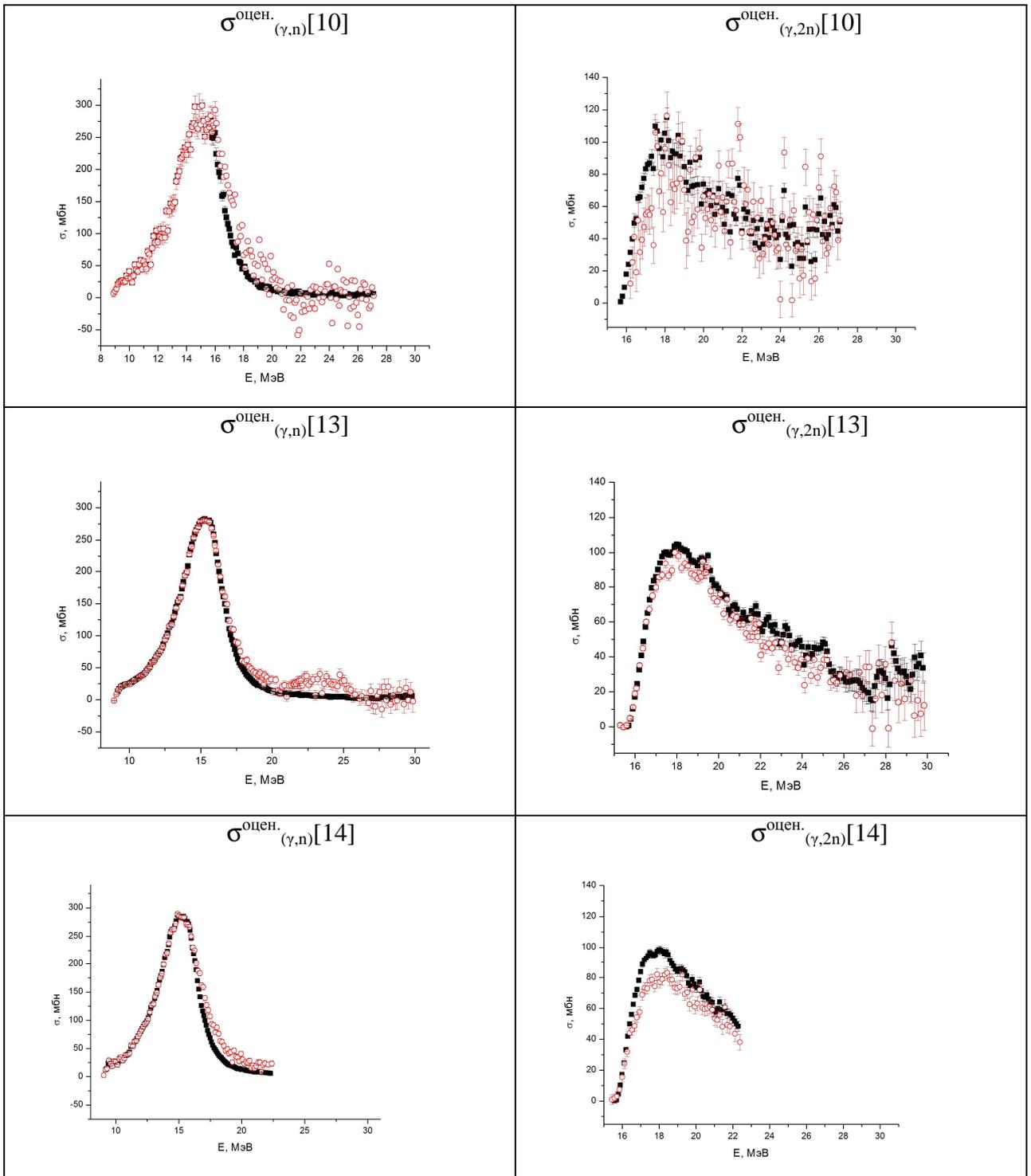


Рис. 17. Сравнение экспериментальных [10, 13, 14] - \circ и оцененных (соотношения (21) - (25)) - \blacksquare данных по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{120}Sn .

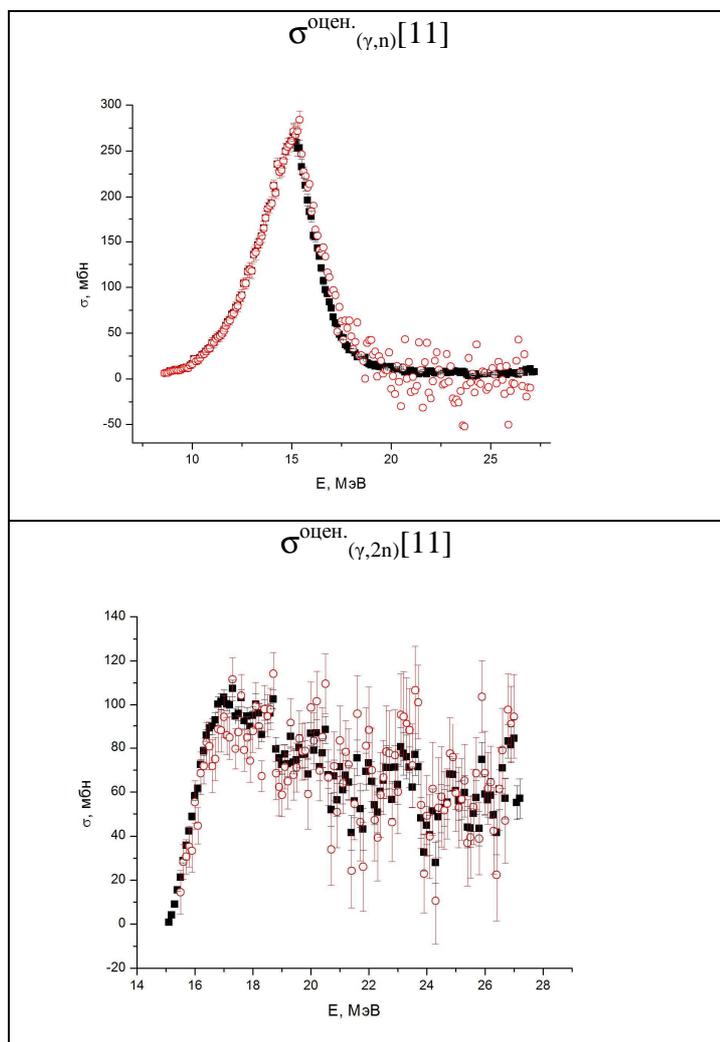


Рис. 18. Сравнение экспериментальных [11] - \circ и оцененных (соотношения (20), (23)) - \blacksquare данных по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{122}Sn .

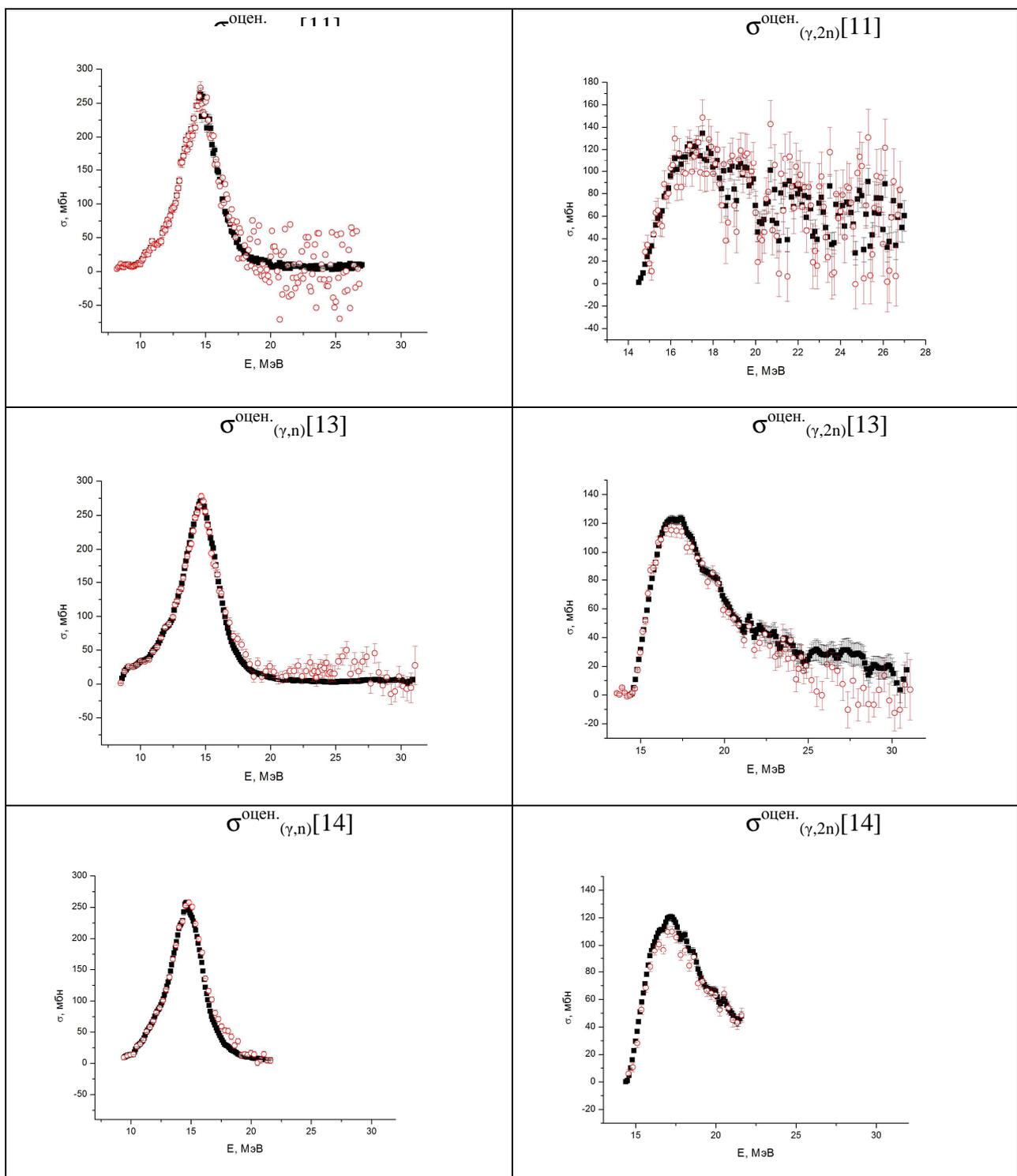


Рис. 19. Сравнение экспериментальных [11, 13, 14] - \circ и оцененных (соотношения (20) - (25)) - \blacksquare данных по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{124}Sn .

Как отмечалось выше, данные по сечениям реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ в работах [10 - 12] представлены не были, они были получены в настоящей работе.

Сравнение экспериментальных и оцененных данных, представленных на Рис. 11 – 19, позволяет сделать вполне определенный вывод о том, что в целом для всех исследованных изотопов Sn наблюдается хорошее согласие по энергетическому положению, абсолютной величине и форме сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученных четырьмя различными способами.

В соответствии со сказанным выше эти способы могут быть описаны следующим образом:

- на основе результатов экспериментов на пучках тормозных γ -квантов, в которых разделение вкладов парциальных реакций в сечение полного выхода фотонейтронов осуществляется на основе соотношений статистической модели фотоядерных реакций;
- на основе результатов двух экспериментов с квазиодноэнергетическими фотонами, в каждом из которых использована индивидуальная методика прямого разделения фотонейтронов по множественности;
- на основе данных по определению сечений реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ в разных экспериментах с использованием теоретической модели описания конкуренции каналов распада ГДР.

Согласие в целом данных, приведенных на Рис. 1 – 9, свидетельствует о том, что для области среднетяжелых ядер описанный выше подход, основанный на использовании более надежных экспериментальных данных о сечении полной реакции $\sigma(\gamma, xn)$, свободных от недостатков процедуры разделения сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, и теоретических представлений о конкуренции каналов распада ГДР, позволяет получать надежные оценки сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$.

Вместе с тем, детальное сравнение результатов разных экспериментов с оцененными данными позволяет выявить определенные закономерности в их соотношениях между собой.

Основная из них заключается в том, что во всех случаях оцененные сечения обеих парциальных реакций хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными Ливермора.

В случае трех изотопов - $^{116,118,120}\text{Sn}$ (Рис. 13, 15, 17) – в области энергий выше порога B_{2n} реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ между оцененными данными и данными Саклэ наблюдаются заметные расхождения сечений обеих парциальных реакций, аналогичные тем, которые обсуждались выше (завышение данных Саклэ по сечениям реакции $\sigma(\gamma, n)$ и занижение данных по сечениям реакции $\sigma(\gamma, 2n)$). С целью сравнения с приведенными ранее результатами совместного анализа данных Саклэ и Ливермора для изотопов $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$ (Таблица 3) в Таблице 4 представлены отношения интегральных сечений обеих реакций $R(n)$ и $R(2n)$, рассчитанные по оцененным данным и данным Саклэ в общих для сравниваемых сечений областях энергий фотонов.

Таблица 4.

Сравнение данных по интегральным сечениям реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ на изотопах Sn, полученных в Саклэ и оцененных нами в общих областях энергий фотонов ($E_{\text{int-min}}$ и $E_{\text{int-max}}$ – нижний и верхний пределы интегрирования)

Ядро	$E_{\text{int-min}}$, МэВ	$E_{\text{int-max}}$, МэВ	$R^{\text{оц.}}(n) = \sigma_{\text{int}}^{\text{C}}(\gamma, n) / \sigma_{\text{int}}^{\text{оц.}}(\gamma, n)$, отн. ед.	$R^{\text{оц.}}(2n) = \sigma_{\text{int}}^{\text{C}}(\gamma, 2n) / \sigma_{\text{int}}^{\text{оц.}}(\gamma, 2n)$, отн. ед.
^{116}Sn	17.1	22.1	1.31	0.85
^{117}Sn	16.7	21.1	1.07	0.93
^{118}Sn	16.3	21.6	1.33	0.80
^{120}Sn	15.6	22.4	1.31	0.82
^{124}Sn	14.6	21.6	1.15	0.90

Несмотря на вполне объяснимое расхождение конкретных значений, данные Таблиц 3 и 4 находятся в очень хорошем согласии друг с другом – все $R^{out}(n)$, как и $R(n)$, имеют значения, большие 1, все $R^{out}(2n)$, как и $R(2n)$ – меньшие 1. При этом наибольшие расхождения значений $R^{out}(n)$ и $R^{out}(2n)$ наблюдаются именно для изотопов $^{116,118,120}\text{Sn}$. Все это свидетельствует об одном и том же характере расхождений данных Саклэ как с данными Ливермора, так и с нашими оценками.

Столь же очевидно в случае двух изотопов $^{117,119}\text{Sn}$ (Рис. 14, 16) в области энергий выше порогов B_{2n} реакции $\sigma(\gamma,2n)$ наблюдаются расхождения оцененных данных с экспериментальными, полученными с помощью тормозного γ -излучения: экспериментальные данные для сечений реакции $\sigma(\gamma,2n)$ завышены по сравнению с оцененными, а данные для сечений реакции $\sigma(\gamma,n)$, напротив, занижены. В соответствии со сказанным выше, такие различия могут быть обусловлены не вполне корректным использованием для выделения вклада сечения реакции $\sigma(\gamma,2n)$ в сечение реакции $\sigma(\gamma,xn)$ соотношений статистической теории. Так, в работах [17, 18] было показано, что именно в случае изотопа ^{117}Sn величина вклада прямых процессов в распад ГДР по нейтронному каналу приблизительно в 2 раза превышает ее величину для изотопов $^{116,118,120,124}\text{Sn}$. Серьезное рассогласование данных как по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$, так и полной реакции $\sigma(\gamma,xn)$ для изотопа ^{119}Sn из работ одних авторов [11, 12] является косвенным подтверждением существенных погрешностей процедуры определения вклада сечения реакции $\sigma(\gamma,2n)$ в сечение реакции $\sigma(\gamma,xn)$.

Таким образом, использованная методика оценки сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ на основе совместного использования экспериментальных данных о сечениях реакции $\sigma(\gamma,xn)$ и теоретических данных о конкуренции основных каналов распада ГДР дополнительно и независимо подтверждает выводы выполненных ранее исследований [6, 9] о том, что наблюдающиеся различия данных различных экспериментов действительно связаны с погрешностями методов разделения фотонейтронов по их множественности.

На основании очевидных корреляций определенных недостатков таких экспериментальных методов с эффектами их проявления в виде различий полученных при их использовании результатов, может быть сделано заключение о том, что предложенный подход к оценке сечений парциальных реакций оказывается, в определенной степени, свободным от ряда обсуждавшихся выше недостатков других подходов.

Вместе с тем, как отмечалось выше, различия в сечениях обеих парциальных реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$, определенных в разных экспериментах, в случае изотопов Sn оказываются в целом небольшими в сравнении с типичной точностью результатов экспериментов (~ 10 – 15 %). В этой связи все они были в дальнейшем использованы в процедуре полной совместной оценки.

4.2. Совместная оценка сечений реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ по результатам различных экспериментов

Полученные для каждой парциальной реакции и для каждого изотопа Sn три набора оцененных по экспериментальным данным сечений использовались для их совместной объединенной оценки.

Во всех случаях процедура расчета оцененных сечений по данным результатов разных экспериментов состояла в следующем:

- сечения, полученные в работах [10, 11, 13, 14] пересчитывались путем линейной интерполяции между ближайшими точками на равномерную энергетическую шкалу с шагом 100 кэВ от порога реакции до максимально измеренной энергии;
- энергетические сдвиги сечений или какие-либо дополнительные калибровки энергетических шкал не проводились;

- так как величины сечений в одинаковых интервалах энергии имели практически одинаковую абсолютную точность, оцененное сечение в каждой точке получалось в результате усреднения сечений, рассчитанных на сетке 100 кэВ

$$\sigma_{\text{оцен. совм.}} = \frac{\sum_i (\Delta\sigma_i)^{-2} \cdot \sigma_i}{\sum_i (\Delta\sigma_i)^{-2}}, \quad (26)$$

где $i = 1, 2, 3$ нумерует одно из сечений σ_i , оцененных с погрешностью $\Delta\sigma_i$ описанным выше методом на основании данных разных экспериментов по полным сечениям реакции выхода фотонейтронов с помощью соотношений ((20) – (25));

- в тех случаях, когда для определенного изотопа сечение было получено только в одной из работ, в качестве объединенной оценки выбиралось соответствующее сечение $\sigma_{\text{эксп.и. оцен.}}$, оцененное по полным сечениям реакции выхода фотонейтронов с помощью соотношений ((20) – (25)).

Для расчета погрешностей значений оцененного сечения $\sigma_{\text{оцен. совм.}}$ использовалось соотношение

$$\Delta\sigma_{\text{оцен. совм.}} = \frac{1}{\sum_i (\Delta\sigma_i)^{-2}} \sqrt{\sum_i (\Delta\sigma_i)^{-2}}. \quad (27)$$

На Рис. 1 - 9 оцененные таким образом данные по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ для всех рассмотренных в настоящей работе изотопов Sn были представлены вместе с экспериментальными данными. Их сравнение свидетельствует о том, что для всех исследованных изотопов Sn предложенная модель адекватно описывает экспериментальные данные для сечений обеих парциальных фотоядерных реакций, соответствующих двум основным каналам распада ГДР. Вместе с тем следует отметить, что в области энергий γ -квантов, больших порога B_{3n} реакции $(\gamma, 3n)$ определенный вклад в распад ГДР дают процессы с образованием трех нейтронов. В работах [10 - 14] это не учитывается, и все сечения реакций в области энергий за максимумом ГДР относятся к сечению реакции $(\gamma, 2n)$, что приводит к систематическим ошибкам в определении парциальных сечений.

Соотношение обоих каналов распада ГДР может быть описано с помощью данных (Таблица 5) об интегральных сечениях обеих реакций, рассчитанных по оцененным сечениям для двух энергетических областей:

- от порога B_n реакции $(\gamma, 2n)$ до порога B_{2n} реакции $(\gamma, 2n)$;
- от B_{2n} до порога B_{3n} реакции $(\gamma, 3n)$.

Таблица 5.

Сравнение интегральных характеристик оцененных сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, рассчитанных для различных областей энергий γ -квантов.

Ядро	B_n , МэВ	$\sigma_{\text{int.}} (B_{2n} - B_n)$, МэВ·мбн	B_{2n} , МэВ	$\sigma_{\text{int.}} (B_{3n} - B_{2n})$, МэВ·мбн		B_{3n} , МэВ
		$\sigma(\gamma, n)$		$\sigma(\gamma, n)$	$\sigma(\gamma, 2n)$	
^{112}Sn	10.8	1370	19.0	163*	359*	30.2
^{114}Sn	10.3	1150	18.0	249*	442*	28.8
^{116}Sn	9.6	1030	17.1	284	408	27.4
^{117}Sn	6.9	928	16.5	390	402	24.1
^{118}Sn	9.3	851	16.3	339	510	25.8
^{119}Sn	6.5	775	15.8	456	409	22.7
^{120}Sn	9.1	799	15.6	423	607	24.9
^{122}Sn	8.8	591	15.0	456	493	24.1
^{124}Sn	8.5	503	14.4	535	635	23.3

*) измерения выполнены до энергии $E_\gamma = 27$ МэВ (ниже порога реакции $(\gamma, 3n)$).

Данные Таблицы 5 свидетельствуют о сложном соотношении процессов с испусканием нескольких нейтронов в области максимума ГДР, который, к тому же, существенно зависит от числа нейтронов в ядре. Так, уже для самого легкого из исследованных изотопов ^{112}Sn вследствие относительно невысокого порога $V_{2n} = 19.0$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$ значительная часть сечения реакции (γ, n) в области максимума ГДР попадает в область энергий, в которой возможно испускание двух нейтронов. При переходе от легкого изотопа ^{112}Sn к тяжелому изотопу ^{124}Sn порог реакции с испусканием одного нейтрона V_n уменьшается на 2.3 МэВ, реакции с испусканием двух нейтронов V_{2n} – на 4.6 МэВ, а реакции с испусканием трех нейтронов V_{3n} – на 6.9 МэВ. При увеличении числа нейтронов в ядре область энергий, в которой распады ГДР с испусканием одного нейтрона могут быть идентифицированы однозначно, непрерывно сужается, а область конкуренции таких процессов с процессами испускания двух нейтронов расширяется. Так, в случаях, начиная с изотопа ^{117}Sn интегральные сечения реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ в области энергий, в которой они конкурируют друг с другом ($V_{3n} - V_{2n}$), оказываются практически сравнимыми. При этом уже с энергии $\sim 23 - 24$ МэВ к конкурирующим процессам добавляется и реакция $(\gamma, 3n)$. Для самого тяжелого из исследованных изотопов ^{124}Sn доля однозначно интерпретированного сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$ оказывается сравнимой с долями конкурирующих сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ – соответственно 503, 535 и 635 МэВ·мбн.

На основе оцененных сечений парциальных фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ были получены (7) сечения полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$, которые, как отмечалось выше, в связи с малостью величин сечений фотопротонных реакций (γ, p) и (γ, np) для изотопов Sn могут служить хорошими оценками сечений реакции полного фотопоглощения (1). Оцененные сечения реакции $\sigma(\gamma, sn) \approx \sigma(\gamma, abs)$ для всех исследованных в настоящей работе изотопов Sn представлены на Рис. 20 вместе с аппроксимирующими их лоренцовскими линиями

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_m}{1 + [(E^2 - E_m^2)/E^2 \Gamma^2]}, \quad (28)$$

которые позволяют достаточно надежно оценить основные параметры ГДР для каждого изотопа.

В Таблице 6 основные параметры оцененных сечений реакции $\sigma(\gamma, sn)$, рассчитанные по соответствующим лоренцовским кривым, сравниваются с соответствующими экспериментальными данными [10, 11, 13, 14]. В целом наблюдается достаточно хорошее согласие.

Таблица 6.

Сравнение основных параметров

(E_m – положение максимума, σ_m - сечение в максимуме, Γ – ширина)
оцененных сечений реакции $\sigma(\gamma, sn) \approx \sigma(\gamma, abs)$
с экспериментальными данными.

Ядро	E_m , МэВ				σ_m , мбн				Γ , МэВ			
	[10,11]	[13]	[14]	Оц.	[10,11]	[13]	[14]	Оц.	[10,11]	[13]	[14]	Оц.
^{112}Sn	15.8	-	-	15.8	268	-	-	270	5.9	-	-	5.3
^{114}Sn	15.7	-	-	15.8	265	-	-	265	7.0*	-	-	5.5
^{116}Sn	15.6	15.7	15.6	15.6	260	266	270	270	6.0*	4.2	5.2	4.7
^{117}Sn	15.4	15.7	15.7	15.6	260	254	255	260	5.5*	5.0	5.3	4.8
^{118}Sn	15.5	15.6	15.4	15.5	272	255	278	265	5.8	4.8	5.0	4.5
^{119}Sn	15.4	15.5	-	15.6	270	253	-	255	6.0*	4.9	-	5.0
^{120}Sn	15.3	15.4	15.4	15.4	297	280	284	285	5.7	4.8	5.3	4.5
^{122}Sn	15.6	-	-	15.2	270	-	-	270	5.0*	-	-	4.3
^{124}Sn	15.5	15.2	15.3	15.1	270	283	275	280	5.5*	5.2	5.0	4.3

*) данные, отсутствующие в оригинальных публикациях и взятые из работы [19].

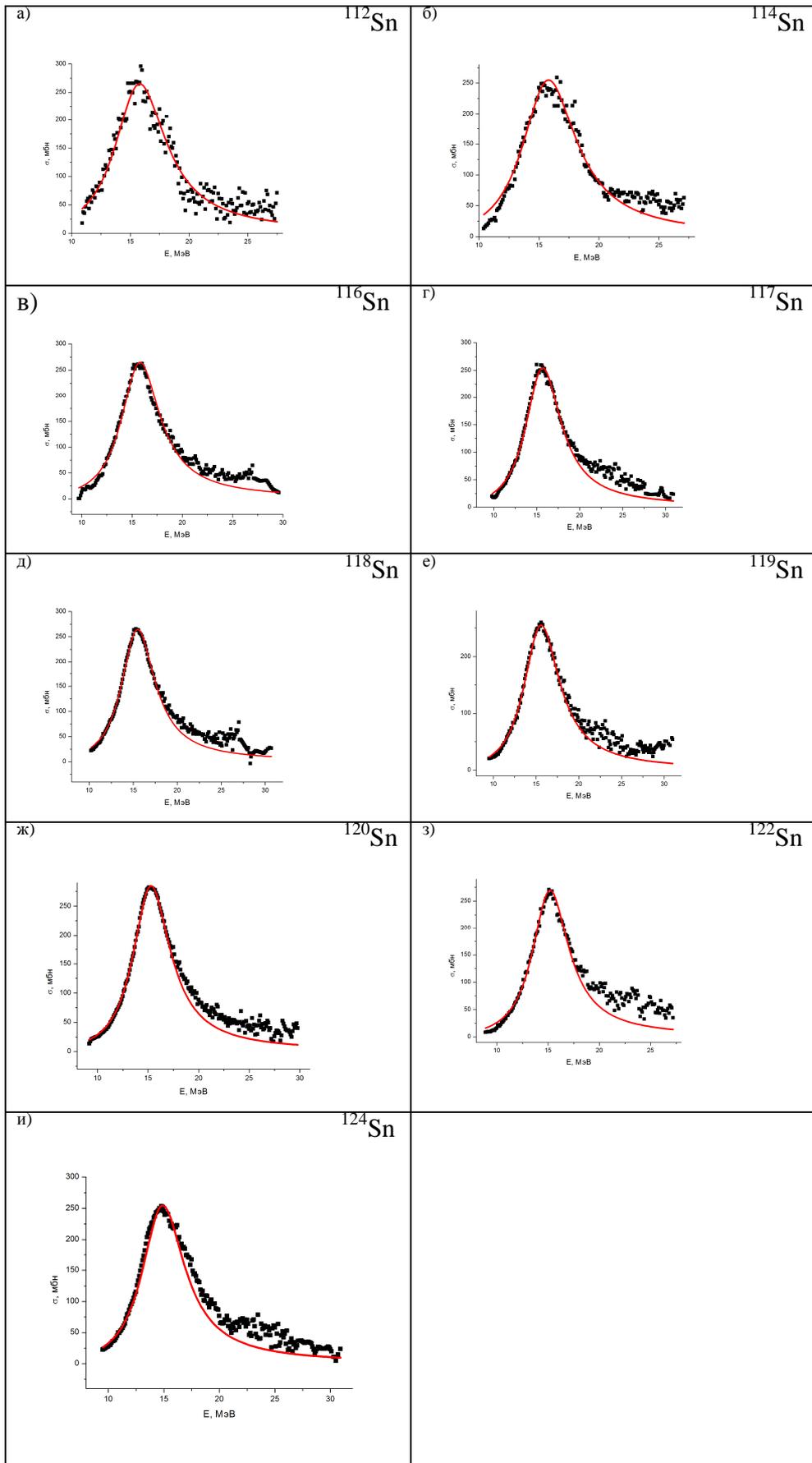


Рис. 20. Аппроксимация лоренцианами (красная линия) оцененных сечений $\sigma_{\text{оцен. совм.}}^{\text{ОЦЕН.}} (— \blacksquare —)$ реакции (γ, sn) : а) - ^{112}Sn ; б) - ^{114}Sn ; в) - ^{116}Sn ; г) - ^{117}Sn ; д) - ^{118}Sn ; е) - ^{119}Sn ; ж) - ^{120}Sn ; з) - ^{122}Sn ; и) - ^{124}Sn .

Выполненные исследования позволяют сделать определенные выводы относительно характера изменений характеристик ГДР при увеличении массового числа A изотопа (Рис. 21):

- в соответствии с известными [1, 2] закономерностями при переходе к более тяжелому изотопу (увеличение числа нейтронов n , соответственно, массового числа A) положение максимума ГДР E_m смещается к меньшим энергиям γ -квантов, а его амплитуда возрастает;
- при переходе от изотопа ^{112}Sn ($N = 62$) к изотопу ^{124}Sn ($N = 74$) наблюдается определенное уменьшение ширины Γ , обусловленное, по-видимому, приближением числа нейтронов в ядре к хорошо известному магическому числу $N = 82$;
- величина сечения σ_m в максимуме резонанса остается приблизительно постоянной.

Следует отметить, что лоренцовские кривые недостаточно хорошо аппроксимируют оцененные сечения полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma,sn)$ в области энергий за максимумом ГДР. Для всех исследованных изотопов они проходят значительно ниже сечения реакции, что находится в противоречии с экспериментальными данными.

В Таблице 7 и на Рис. 22 проводится сравнение значений интегральных сечений, рассчитанных по экспериментальным и оцененным данным.

Таблица 7.

Сравнение данных об интегральных сечениях σ_{int} оцененных сечений полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma,sn) \approx \sigma(\gamma,abs)$ с экспериментальными данными.

Ядро	V_{3n} , МэВ	[10,11] (< 27 МэВ)	[13] (< 30 МэВ)	[14] (< 30 МэВ)	Оц., ($< V_{3n}$)	Лоренц. ($< V_{3n}$)	Оц., полн.	60 NZ/A
	МэВ	МэВ·мбн						
^{112}Sn	30.2	1900*			1893	1761	1893	1661
^{114}Sn	28.8	1860*			1841	1754	1841	1684
^{116}Sn	27.4	1850	1667	1860	1719	1577	1778	1707
^{117}Sn	24.1	1860	1939	1570**	1720	1573	1956	1718
^{118}Sn	25.8	1920	1898	1690**	1700	1565	1840	1729
^{119}Sn	22.8	1860	2078		1640	1560	2042	1739
^{120}Sn	24.9	2070	2092	2140	1855	1658	2013	1750
^{122}Sn	24.1	2030			1685	1500	1887	1770
^{124}Sn	23.3	1930	2077	1620**	1674	1490	1925	1790

*) измерения выполнены до энергии ниже порога V_{3n} реакции ($\gamma,3n$);

***) данные до энергии $E_\gamma = 23$ МэВ.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что интегральное сечение ГДР (оцененное в рамках описанного выше подхода сечение $\sigma(\gamma,sn) \approx \sigma(\gamma,abs)$) при переходе от легкого изотопа ^{112}Sn к тяжелому изотопу ^{124}Sn фактически не меняет свою величину. При этом интегральное сечение реакции $\sigma(\gamma,n)$ уменьшается, реакции $\sigma(\gamma,2n)$ увеличивается (см. также Таблицу 5). Интегральное сечение реакции $\sigma(\gamma,sn) \approx \sigma(\gamma,abs)$ остается практически неизменным, в то время как согласно оценкам дипольного правила сумм величина ГДР должна возрастать. Интегральные сечения реакции $\sigma(\gamma,sn)$, рассчитанные по оцененным данным и по аппроксимациям сечений реакции $\sigma(\gamma,sn)$ лоренцовскими кривыми, при таком переходе заметно уменьшаются.

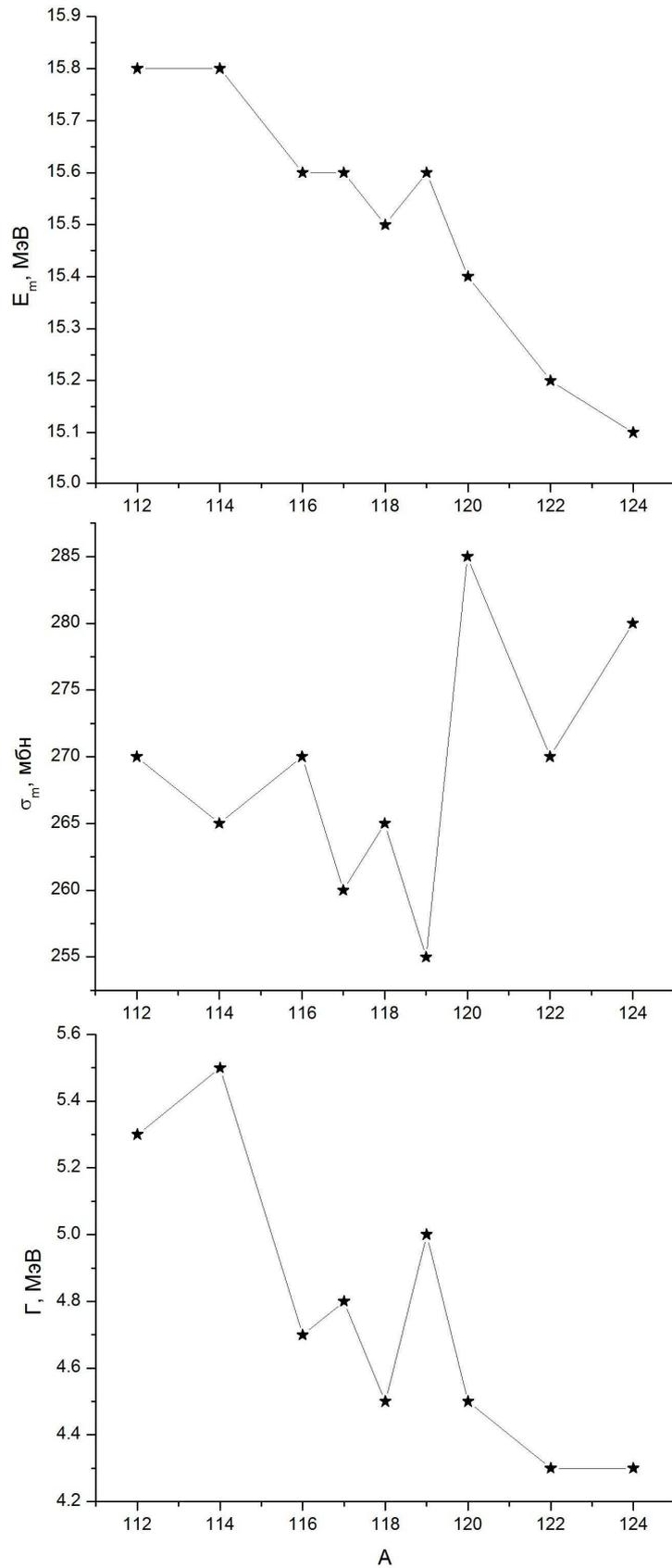


Рис. 21. Характера изменений основных параметров ГДР при увеличении массового числа A изотопа.

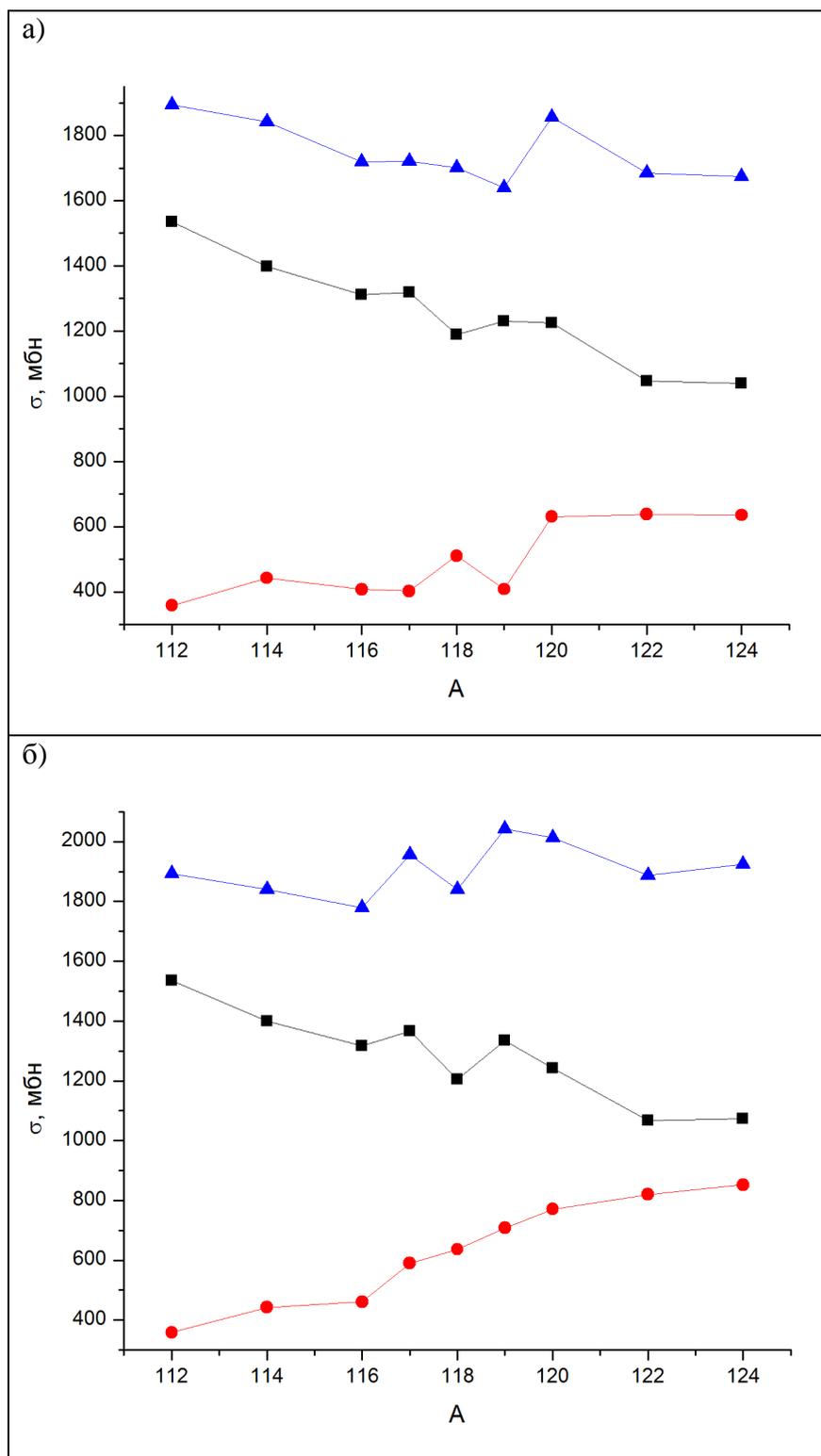


Рис. 22. Сравнение соотношений интегральных сечений реакций $\sigma(\gamma, sn)$ — \blacktriangle —, $\sigma(\gamma, n)$ — \blacksquare — и $\sigma(\gamma, 2n)$ — \bullet — и для различных изотопов Sn, рассчитанных:
 а) до порога B_{3n} реакции $(\gamma, 3n)$;
 б) до максимальных исследованных в экспериментах значений энергий фотонов.

В связи со всем сказанным выше, это обусловлено тем обстоятельством, что с ростом массового числа A изотопа при энергиях вблизи максимума ГДР все большую роль начинают играть процессы распада ГДР с образованием трех и большего числа нейтронов, которые в результатах выполненных экспериментов не были представлены. Как показывают современные исследования многонейтронного распада ГДР при энергиях γ -квантов до ~ 70 МэВ (например, [20]) возможно с заметной интенсивностью проявление каналов распада с образованием 6 – 7 нейтронов.

Заключение

Для 9 изотопов олова $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$ в области энергий ГДР проанализированы соотношения между сечениями полной реакции выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ и парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученными в различных экспериментах. Особое внимание уделено систематическим расхождениям сечений парциальных реакций в области энергий выше порога реакции $(\gamma, 2n)$, ранее интерпретированным как следствия проявления погрешностей использованных методик разделения фотонейтронов по множественности.

Предложен новый подход к анализу и оценке сечений парциальных фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ в области ГДР, основанный на использовании экспериментальных данных по сечениям реакции $\sigma(\gamma, xn)$ полного выхода нейтронов, свободных от недостатков методов определения их множественности. Для оценки вкладов сечений $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ реакций в сечение реакции $\sigma(\gamma, xn)$ использованы соотношения теоретической предравновесной модели описания конкуренции каналов распада ГДР, базирующейся на ферми-газовых плотностях, в рамках которой ранее было достигнуто хорошее описание процессов фоторасщепления большого числа ядер. Разделение сечения полной реакции на сечения парциальных реакций с различной множественностью нейтронов проводится на основе хорошо проверенных теоретических представлений о механизмах фотоядерных реакций. Рассматриваются прямые, предравновесные и статистические процессы, происходящие при поглощении ядром фотонов, учитываются влияние энергетических порогов различных реакций, эффекты деформации ядра, конфигурационного и изоспинового расщепления ГДР.

Сравнение оцененных в рамках такого подхода сечений парциальных реакций с результатами различных экспериментов свидетельствует о том, что все основные особенности экспериментальных сечений, включая и отмеченные выше систематические расхождения, при таком подходе выявляются. При этом оцененные сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ оказываются свободными от систематических погрешностей, обусловленных особенностями используемых в экспериментах различных типов методик разделения фотонейтронов по множественности.

Сравнение интегральных сечений полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn) \approx \sigma(\gamma, \text{abs})$ с предсказаниями дипольного правила сумм свидетельствует о том, что сумма сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ не охватывает всю область ГДР, который простирается до энергий ~ 70 МэВ.

Оцененные в настоящей работе данные по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопах $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$ включены в международную базу данных по ядерным реакциям [5].

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ и поддержана грантом Президента РФ НШ-485.2008.2 для ведущих научных школ, Госконтрактом № 02.513.12.0046 и грантом РФФИ № 09-02-00368.

Литература

1. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Издательство Московского университета. Москва, 1979.
2. Б.С. Ишханов, Н.П. Юдин, Р.А. Эрамжян. Гигантские резонансы в атомных ядрах. ЭЧАЯ, 2000. Т. 31. С. 313.
3. Калькулятор порогов и энергий реакций. Графическая система построения данных об энергиях отделения нуклонов ЦДФЭ НИИЯФ МГУ. URL - http://cdfе.sinp.msu.ru/services/calc_thr/calc_thr.html.
4. О. Бор, Б. Моттelson. Структура атомного ядра. Т. 2. М: Мир. 1977.
5. Полная реляционная база данных по ядерным реакциям (EXFOR) ЦДФЭ НИИЯФ МГУ. URL - <http://cdfе.sinp.msu.ru/exfor/index.php>.
6. E. Wolynec, M.N. Martins. Discrepancies Between Saclay and Livermore Photoneutron Cross Sections. Revista Brasileira Fisica. 1987. V. 17. P. 56.
7. B.L. Berman, R.E. Pywell, S.S. Dietrich, M.N. Thompson, K.G. McNeill, J.W. Jury. Absolute Photoneutron Cross Sections for Zr, I, Pr, Au, and Pb. Phys.Rev. 1987. V. C36. P. 1286.
8. 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, Vienna, Austria, 2002.
9. В.В. Варламов, Н.Н. Песков, Д.С. Руденко, М.Е. Степанов. Согласованная оценка сечений фотонейтронных реакций по данным, полученным в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Сакле (Франция). Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. 2003. Т. 1-2. С. 48.
10. Ю.И. Сорокин, Б.А. Юрьев. Фотонейтронные сечения для ^{112}Sn , ^{118}Sn и ^{120}Sn . Ядерная физика. 1974. Т. 20. С. 233.
11. Ю.И. Сорокин, Б.А. Юрьев. Изотопические эффекты фотоядерных реакций на ядрах с $A > 100$. Известия АН, сер. физ. 1975. Т. 39. С. 114.
12. Ю.И. Сорокин, В.А. Хрущев, Б.А. Юрьев. Фотонейтронные сечения для изотопов олова с $A = 114, 116, 117, 119, 122$ и 124 . Известия АН, сер. физ. 1972. Т. 36. С. 181.
13. S.C. Fultz, B.L. Berman, J.T. Caldwell, R.L. Bramblett, M.A. Kelly. Photoneutron Cross Sections for ^{116}Sn , ^{117}Sn , ^{118}Sn , ^{119}Sn , ^{120}Sn , ^{124}Sn , and Indium. Phys. Rev. 1969. V. 186. P. 1255.
14. A. Lepretre, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. DeMiniac, A.Veyssiere. A Study of the Giant Dipole Resonance of Vibrational Nuclei in the $103 \leq A \leq 133$ Mass Region. Nucl. Phys. 1974. V. A219. P. 39.
15. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин. Полумикроскопическое описание гигантского дипольного резонанса. ЭЧАЯ. 2007. Т. 38. С. 460.
16. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин. Предравновесная модель фотонуклонных реакций, базирующаяся на ферми-газовых плотностях. ЯФ. 2008. Т. 71. С. 517.
17. B.L. Berman, S.S. Fultz. Measurements of the Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons. Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47. P. 713.
18. В.В. Варламов, Ю.Ю. Гуденко, С.Ю. Комаров, Н.Н. Песков, М.Е. Степанов. Новые оценки соотношения прямых и статистических процессов в нейтронном канале распада ГДР. Сборник тезисов докладов. 56 Международная конференция по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро-2006». 4 - 8 сентября 2006 г., г. Саров, РФЯЦ ВНИИЭФ, 2006, с. 37.
19. 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, Vienna, Austria, 1999.
20. А.Н. Ермаков, Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Чжо Чжо Тун, И.В. Макаренко, В.Н. Орлин, В.И. Шведун. Мультинейтронное фоторасщепление ядра ^{197}Au за гигантским дипольным резонансом. Ядерная физика. 2008. Т. 71. N 3. С. 419.

**Владимир Васильевич Варламов
Борис Саркисович Ишханов
Вадим Николаевич Орлин
Вера Александровна Четверткова**

**Анализ и оценка сечений парциальных фотонейтронных реакций
на изотопах Sn**

Препринт НИИЯФ МГУ 2009-3/847

Работа поступила в ОНТИ 12.03.2009