

**Московский государственный университет
имени М.В.Ломоносова**

**Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В.Скобельцына
Физический факультет МГУ**

**В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, С.Ю.Комаров, В.Н.Орлин,
Н.Н.Песков, М.Е.Степанов, К.А.Стопани**

**АТЛАС
ОЦЕНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ
ПАРЦИАЛЬНЫХ И ПОЛНЫХ
ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ**

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Москва, 2015 г.

**В.В.Варламов, С.Ю.Комаров, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, Н.Н.Песков,
М.Е.Степанов, К.А.Стопани**

АТЛАС ОЦЕНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ И ПОЛНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ: учебное пособие.

–М.: Университетская книга, 2015, – 50 стр.

ISBN ???-?-????-???-?

Учебное пособие предназначено для студентов, слушающих курс Общей ядерной физики на Физическом факультете МГУ. Оно посвящено проблемам выявления и учета систематических погрешностей разных экспериментов по определению сечений парциальных и полных фотонейтронных реакций на атомных ядрах в области энергий гигантского дипольного резонанса (ГДР). Цель учебного пособия – познакомить студентов, изучающих физику ядра и механизмы ядерных реакций, с особенностями фотоядерных экспериментов, источниками систематических погрешностей, которые во многих случаях ставят под сомнение достоверность данных, принципами анализа достоверности данных с помощью физических критериев и экспериментально–теоретическим методом оценки сечений парциальных и полных фотонейтронных реакций, удовлетворяющих этим критериям.

Хорошо известны систематические расхождения данных о сечениях парциальных фотонейтронных данных, полученных в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами с помощью методов разделения фотонейтронов по множественности. Установлено, что большое количество экспериментальных данных не удовлетворяют введенным физическим критериям достоверности. Показано, что основным источником значительных систематических погрешностей таких данных являются недостатки экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности, основанных на измерении их кинетических энергий. Для оценки данных, свободных от отмеченных систематических погрешностей, разработан экспериментально–теоретический метод. Для разделения экспериментального сечения реакции выхода нейтронов, не зависящего от множественности нейтронов, на вклады от сечений парциальных реакций используются уравнения комбинированной модели фотоядерных реакций, которые также от проблем множественности нейтронов не зависят. Установлено, что оцененные сечения реакций заметно расходятся с результатами экспериментов, основанных на разделении фотонейтронов по множественности, но согласуются с результатами альтернативных активационных экспериментов.

В сравнении с результатами экспериментов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, представлены оцененные сечения парциальных (и соответствующих полных) фотонейтронных реакций для ядер $^{63,65}\text{Cu}$, ^{80}Se , $^{91,94}\text{Zr}$, ^{115}In , $^{116,117}\text{Sn}$, ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{159}Tb , ^{181}Ta , ^{186}W , $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$, ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{209}Bi .

Учебное пособие

**Владимир Васильевич Варламов, Борис Саркисович Ишханов, Сергей Юрьевич Комаров,
Вадим Николаевич Орлин, Николай Николаевич Песков, Михал Евгеньевич Степанов,
Константин Алесандрович Стопани**

Работа поступила в ОНТИ _____ 2015 г.

Формат бумаги 60x84/16. Бумага офсетная. Печать цифровая. Тираж 50 эк. Заказ № _____

Отпечатано в типографии КДУ с диапозитивов, предоставленных автором. Тел./факс.: (495)939-44-91.

E-mail: press@kdu.ru

© МГУ

© НИИЯФ МГУ

© В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, С.Ю.Комаров, В.Н.Орлин,
Н.Н.Песков, М.Е.Степанов, К.А.Стопани

© Обложка, изд-во «КДУ», 2015.

1. Введение

Информация о сечениях парциальных фотонейтронных реакций с образованием разного количества вылетающих частиц, прежде всего $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, широко используется как в фундаментальных, так и прикладных исследованиях, разнообразных приложениях. Прежде всего, следует упомянуть традиционные области изучения свойств гигантского дипольного резонанса (ГДР), таких как механизмы возбуждения и распада (конфигурационное и изоспиновое расщепления, соотношения между статистическими и прямыми процессами, исчерпывание дипольного правила сумм и др.) [1]. Среди приложений следует отметить такие современные области, как мониторинг светимости пучков ультрарелятивистских коллайдеров тяжелых ионов [2] и определение возможных механизмов формирования так называемых «обойденных» р-ядер, представляющих большой интерес с точки зрения проблем астрофизики [3].

Большинство сечений фотоядерных реакций было получено [4–6] в экспериментах двух типов, выполненных на пучках тормозного γ -излучения (ТИ) и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции (КМА) на лету релятивистских позитронов.

В ТИ-экспериментах непосредственно измеряется не искомое сечение реакции $\sigma(E)$ с энергетическим порогом E_{th} , а ее выход:

$$Y(E_m) = \alpha \int_{E_{th}}^{E_m} W(E_m, E) \sigma(E) dE, \quad (1)$$

представляющий собой свертку искомого сечения реакции $\sigma(E)$ с фотонным спектром $W(E_m, E)$, имеющим верхнюю границу E_m и сплошную форму. Выход измеряется при нескольких верхних границах тормозного спектра E_m , а затем соответствующая система интегральных уравнений (1) решается относительно $\sigma(E)$ с помощью одного из методов, разработанных, чтобы эффективный спектр фотонов мог быть интерпретирован как близкий к квазимоноэнергетическому (то есть имел бы форму, близкую к гауссиану с относительно небольшой шириной) [1].

Поскольку определение сечения реакции в ТИ-эксперименте происходит с использованием процедуры решения обратной задачи (1), как альтернатива был предложен метод определения сечения “непосредственно” в эксперименте. Он основан на получении квазимоноэнергетических фотонов с энергией $E_\gamma = E_{e^+} + 0.511$ МэВ, образующихся при аннигиляции быстрых позитронов в тонкой мишени из вещества с малым Z . Так как процесс аннигиляции позитронов сопровождается тормозным γ -излучением, получение информации о сечении реакции $\sigma(E)$ в КМА-эксперименте проходит в 3 этапа [4, 5]:

- измерение выхода $Y_{e^+}(E_j)$ (1) реакции под действием фотонов от аннигиляции и тормозного γ -излучения позитронов;
- измерение выхода $Y_e(E_j)$ (1) реакции под действием фотонов от тормозного γ -излучения электронов;
- 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:

$$Y_{e^+}(E_j) - Y_e(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(E_j). \quad (2)$$

Между результатами ТИ- и КМА-экспериментов существуют известные отчётливо выраженные систематические расхождения. В первую очередь они обусловлены существенным различием методов получения информации о сечениях реакций и эффективных спектров фотонов, вызывающих реакцию: как правило, сечения реакций из

КМА-экспериментов по сравнению с сечениями реакций из ТИ-экспериментов оказываются существенно более гладкими по форме и имеющими несколько меньшие абсолютные величины. Различия абсолютных величин сечений реакций выхода (3), полученных в разных экспериментах, в среднем составляют $\sim 12\%$.

В большинстве фотоядерных экспериментов был использован метод прямой регистрации их продуктов – фотонейтронов. В этом методе в результатах экспериментов имеют место дополнительные систематические погрешности, связанные с проблемой определения множественности фотонейтронов.

В ТИ-экспериментах при прямой регистрации нейтронов непосредственно может быть определено лишь сечение реакции выхода нейтронов:

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

в которую дают вклады парциальные реакции $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$. Они важны с точки зрения изучения процессов формирования и распада состояний гигантского дипольного резонанса (ГДР), механизмов взаимодействия фотонов с ядрами, изучения различных особенностей электромагнитных взаимодействий ядер, а кроме того формируют сечение полной фотонейтронной реакции:

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

которое для средних и тяжелых ядер прямо соотносится с сечением фотопоглощения.

Поскольку энергетические пороги B_{1n} , B_{2n} , B_{3n} ,... реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$,...относительно близки друг другу, во многих областях энергий налетающих фотонов, характерных для ГДР, могут реализоваться сразу несколько из упомянутых реакций. В этой связи, достоверное разделение реакций с различными количествами вылетающих нейтронов, то есть каналов распада ГДР с различной множественностью, является весьма актуальной задачей.

Большинство данных, которые обсуждаются в настоящей работе, были получены в экспериментах с прямой регистрацией вылетающих нейтронов, при которой непосредственно и прямо может быть определено лишь сечение реакции нейтронного выхода (3). Поскольку в методах прямой регистрации продуктов реакций единственный нейтрон из реакции $(\gamma, 1n)$ детектируется однажды, оба нейтрона из реакции $(\gamma, 2n)$ – дважды, а каждый из нейтронов из реакции $(\gamma, 3n)$ – трижды и т.д., каждая парциальная реакция оказывается представленной в суммарном сечении реакции выхода нейтронов (3) с соответствующим фактором множественности нейтронов. Таким образом, для разделения $\sigma(\gamma, xn)$ на парциальные реакции необходимо знать, в какой именно реакции (в реакции с какой именно множественностью) был образован детектируемый нейтрон. В этом заключается известная проблема разделения фотонейтронов по множественности.

В ТИ-экспериментах сечения парциальных реакций не могут быть определены непосредственно. Сначала определяется сечение реакции выхода (3). Затем в это сечение вносится поправка, основанная на статистической теории ядерных реакций, что позволяет определить сечение полной фотонейтронной реакции (4). Сечения парциальных реакций затем определяются с помощью соответствующих разностных процедур.

Большинство сечений парциальных фотонейтронных реакций было прямо получено в экспериментах с квазиодноэнергетическими аннигиляционными фотонами, выполненных в Лоуренсовской Ливерморской Национальной Лаборатории США (*USA National Lawrence Livermore Laboratory*) и французском Центре исследований по ядерной физике в Сакле (*France Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay*) и использовано для получения суммарных сечений полных реакций (3) и (4). Эти данные могут быть найдены в многочисленных обзорах (например, [4]), Атласах (например, [5, 6]) и включены в международные базы данных (например, [7]).

Обе упомянутых лаборатории для прямого определения сечений парциальных реакций использовали один и тот же метод идентификации реакций с различной множественностью, основанный на предположении о том, что энергетические спектры нейтронов из реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$,... существенно отличаются друг от друга.

Кратко и упрощенно – поскольку энергия возбуждения ядра в реакции $(\gamma, 2n)$ делится между двумя нейтронами, оба они имеют энергии, меньшие, чем единственный нейтрон из реакции $(\gamma, 1n)$: нейтроны с большой кинетической энергией должны иметь множественность «1», тогда как нейтроны с малой энергией – «2». При этом методы измерения кинетической энергии нейтронов, по которой и определялась их множественность, были разными. Следствием этого явилось проявление сложных и существенных расхождений между результатами, полученными в обеих лабораториях в тех случаях, когда были выполнены исследования для одного и того же ядра [8–12].

При этом для многих таких ядер сечения реакции выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, не зависящей от их множественности, оказываются близки. Ранее [11, 12] на основании анализа более 500 сечений реакции выхода нейтронов для ядер от ^3H до ^{238}U , было показано, что средний разброс интегральных сечений, полученных в разных лабораториях, составляет $\sim 10\%$. В то же время сечения парциальных реакций расходятся весьма заметно (до $\sim 100\%$ величины). Эти расхождения имеют, очевидно, систематический характер – сечения реакции $(\gamma, 1n)$ имеют, как правило, большие величины в Сакле, тогда как сечения реакции $(\gamma, 2n)$ – напротив, в Ливерморе. На Рис. 1.1 представлен типичный пример таких расхождений, проявляющихся в случае данных для ядра ^{159}Tb . На Рис. 1.2 приведена систематика отношений интегральных сечений реакций, полученных в Сакле и Ливерморе

$$R_{\text{инт}} = \sigma_{\text{инт}}^{\text{С}} / \sigma_{\text{инт}}^{\text{Л}}, \quad (5)$$

для 19 ядер (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U), исследованных как в Ливерморе, так и в Сакле. Видно, что в соответствии с данными Рис. 1.1 для этих ядер наблюдаются существенные расхождения сечений парциальных реакций: значения R имеют разброс от 0.65 до 1.35. В случае данных для ядра ^{159}Tb , приведенных на Рис. 1, $R_{\text{инт}}^{\text{Tb}}(1n) = 1.07$, тогда как $R_{\text{инт}}^{\text{Tb}}(2n) \sim 0.71$. Средние для всех указанных 19 ядер значения для реакций с различными числами вылетающих нейтронов – $\langle R_{\text{инт}}(1n) \rangle \sim 1.08$ и $\langle R_{\text{инт}}(2n) \rangle \sim 0.83$. Очевидно, что при наличии столь больших расхождений возникает вопрос о присутствии в данных значительных систематических погрешностей, а, следовательно, и о достоверности данных: результаты, по крайней мере, одной лаборатории, а в общем случае – их обеих, являются недостоверными.

Как отмечалось выше, обсуждаемые расхождения являлись предметом многих исследований, выполненных в разные годы (например, [8–11]). К сожалению, эти исследования не отличались системными подходами, основывались на различных предположениях о причинах расхождений данных для конкретных ядер и во многих случаях приводили к противоположным рекомендациям, которые уменьшали расхождение данных в одних случаях, но увеличивали в других. Детальный анализ результатов таких исследований свидетельствовал о том, что в основу рекомендаций по преодолению расхождений данных, полученных в разных лабораториях, должны быть положены не оценки, основанные на сравнении таких данных между собой, а объективные критерии достоверности данных, не зависящие от способа их получения. В принципе такие критерии могут быть получены при использовании данных, полученных альтернативными методами, в частности методом наведенной активности, при использовании которого идентификация конкретной парциальной реакции осуществляется не по вылетающим нейтронам, а по конечному ядру реакции.

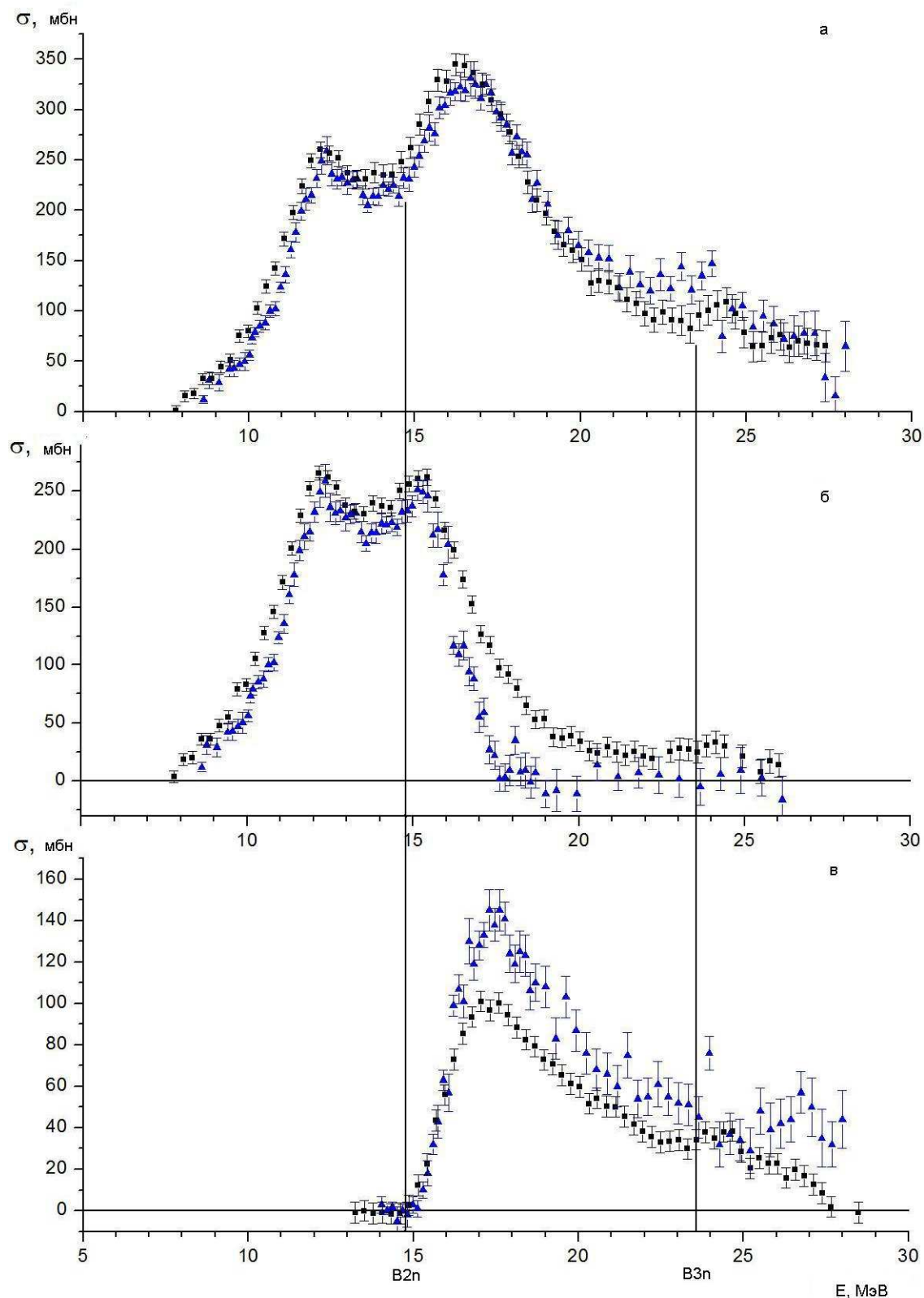


Рис. 1.1. Сравнение данных по сечениям реакций на ядре ^{159}Tb , полученных с помощью пучков квазимоноэнергетических фотонов ([13] – треугольники, [14] – квадраты): а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, 1n)$, в – $\sigma(\gamma, 2n)$.

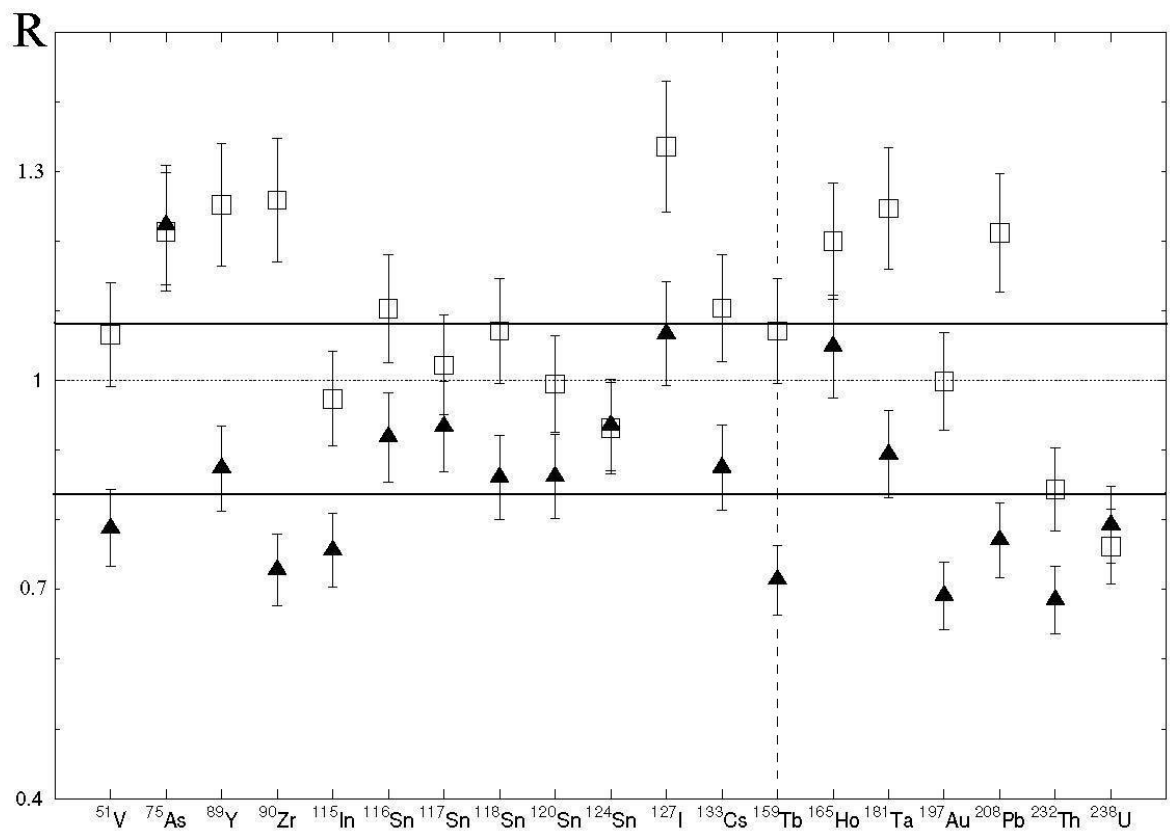


Рис. 1.2. Полная систематика расхождений (отношений $R = \sigma^{\text{инт}}_{\text{С}} / \sigma^{\text{инт}}_{\text{Л}}$) между данными, полученными в Сакле и Ливерморе, отдельно для сечений $\sigma(\gamma, 1n)$ – квадраты и $\sigma(\gamma, 2n)$ – – треугольники.

Однако, далеко не всегда характеристики конечного ядра таковы, чтобы этот метод мог быть применен достаточно эффективно. В этой связи результаты, полученные таким методом, к сожалению, могут быть использованы не как системные, а лишь как тестовые.

На основании результатов исследований, выполненных в Центре данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ, были предложены [15, 16] достаточно простые и наглядные объективные физические критерии, которые позволяют судить о присутствии или отсутствии в данных заметных систематических погрешностей. Это дает возможность получить объективные оценки достоверности (точнее – недостоверности) данных о сечениях парциальных реакций, полученных самыми разными способами. Суть предложенных критериев заключается в том, что превышение некоторыми отношениями сечений реакций физически обусловленных по их определению предельных значений означает присутствие в данных существенных систематических погрешностей и, следовательно, физическую недостоверность данных о таких сечениях.

Детальный анализ результатов применения нового метода оценки сечений парциальных реакций к данным для большого числа ядер показал [15–25], что оцененные сечения существенно расходятся с результатами экспериментов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, но согласуются с результатами альтернативных экспериментов, выполненных с помощью метода наведенной активности. Согласие с результатами активационных экспериментов результатов оценки свидетельствует [26] об их достоверности.

С использованием таких объективных физических критериев достоверности данных был предложен новый экспериментально–теоретический подход к оценке сечений парциальных реакций, свободных от недостатков экспериментальных методов определения множественности фотонейтронов, и были получены новые оцененные сечения парциальных и полных сечений фотонейтронных реакций. Такие данные для ядер $^{63,65}\text{Cu}$, ^{80}Se , $^{91,94}\text{Zr}$, ^{115}In , $^{116,117}\text{Sn}$, ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{159}Tb , ^{181}Ta , ^{186}W , $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$, ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{209}Bi представлены в настоящем Атласе.

1.1. Критерии систематических погрешностей в сечениях парциальных фотонейтронных реакций

Как было показано выше, в связи с существенными расхождениями между собой результатов определения сечений парциальных фотонейтронных реакций в Сакле и Ливерморе, достоверность данных обеих лабораторий (или, по крайней мере, одной из них) вызывает серьезные сомнения. В этой связи был предложен новый экспериментально–теоретический метод оценки сечений парциальных реакций, основанный на использовании объективных критериев, позволяющих оценить [15–25] присутствие систематических погрешностей в таких данных и, соответственно, степень их (не)достоверности.

В качестве обсуждаемых объективных критериев было предложено [15, 16] использовать переходные функции множественности фотонейтронов

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (6)$$

Такие отношения по физическому смыслу их определения позволяют легко и наглядно оценивать присутствие (или отсутствие) систематических погрешностей в экспериментальных данных, полученных любым методом. Согласно (6) функция F_i представляет собой отношение к самой себя, умноженной на соответствующий коэффициент множественности «i»: F_1 представляет собой отношение $\sigma(\gamma, 1n)$ к сумме $[\sigma(\gamma, 1n) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n) + \dots]$ и, следовательно, ни при каких физически достоверных обстоятельствах не может превышать значения 1.00, аналогично F_2 не может превышать значения 0.50, F_3 – 0.33 и т.д.

Превышение функциями F_i соответствующих предельных значений в конкретном эксперименте означает, что разделение фотонейтронов между каналами с различной множественностью было выполнено некорректно, а, следовательно, полученные с помощью такого разделения нейтронов сечения парциальных реакций являются физически недостоверными.

Типичный пример соотношений между собой функций $F_{1-эксп}$ и $F_{2-эксп}$, полученных для ядра ^{94}Zr по данным Ливермора [27], вместе с функциями $F_{1-теор}$ и $F_{2-теор}$, рассчитанными в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций, представлен на Рис. 1.3 слева. Предравновесная экситонная модель основывается на использовании плотностей уровней ядра, рассчитанных в модели Ферми-газа, и учете влияния на процессы формирования и распада гигантского дипольного резонанса (ГДР) эффектов, обусловленных деформацией ядра и изоспиновым расщеплениями ГДР. [28–30]. Модель была успешно протестирована на экспериментальных данных по сечениям реакции выхода нейтронов для большого числа средних и тяжелых ядер и позволяет рассчитать сечения парциальных реакций безотносительно проблем разделения нейтронов по множественности.

Как видно на Рис. 1.3 слева, энергетические зависимости функций $F_{1-теор}$ и $F_{2-теор}$ полностью соответствуют определению (6) и нигде не выходят за пределы физически допустимых значений, соответственно 1.00 и 0.50. В то же время в энергетической зависимости функции $F_{2-эксп}$ имеется область ($\sim 21 - 27$ МэВ), в которой ее значения превышают допустимый физической достоверностью предел 0.50. Весьма характерной особенностью таких данных является то обстоятельство, что в той же области энергий в зависимости функции $F_{1-эксп}$ проявляются физически недостоверные отрицательные значения. В исследованиях, выполненных ранее для большого числа ядер [15–25], было показано, что такие области физически недостоверных значений функций $F_{1-эксп}$ и $F_{2-эксп}$ обусловлены значительными систематическими погрешностями экспериментов, следствием которых было недостоверное распределение нейтронов между каналами с различной множественностью. В частности, в случае ядра ^{94}Zr необоснованное перемещение части нейтронов из канала $(\gamma, 1n)$ в канал $(\gamma, 2n)$ привело к тому, что сечение $\sigma(\gamma, 1n)$ недостоверно уменьшилось вплоть до физически недостоверных отрицательных значений, тогда как сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ недостоверно увеличилось вплоть до значений, при которых $F_{2-эксп} > 0.50$.

Для иллюстрации такой корреляции недостоверных значений в сечениях реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на рис. 1.3 справа представлен типичный пример (ядро ^{159}Tb , исследованное в Ливерморе [13]) сравнения сечения реакции $(\gamma, 1n)$ и функции $F_{2-эксп}$. Видно, что ситуация недостоверного распределения нейтронов между каналами с множественностью «1» и «2», аналогичная той ситуации, которая была описана для ядра ^{94}Zr , хотя и менее ярко выраженная, наблюдается и для ядра ^{159}Tb в области энергий $\sim 19 - 22$ МэВ. К тому же для этого ядра в области энергий $\sim 25 - 30$ МэВ наблюдается недостоверное распределение нейтронов между каналами с множественностью «2» и «3»: функция $F_{2-эксп}$ достигает значений 1.5 – 2.0, что по существу означает, что «часть является больше целого». В работе [18] был выполнен специальный анализ данных Ливермора [13], и было установлено, что, поскольку в этом эксперименте сечение реакции $(\gamma, 3n)$ вообще не было определено, все нейтроны с множественностью «3», были необоснованно приписаны каналу с множественностью «2». Было показано, что, если с учетом введенных критериев достоверности данных переместить («вернуть») соответствующую часть нейтронов из канала с множественностью «2» в канал с множественностью «3», оцененное таким образом сечение реакции $(\gamma, 3n)$ оказывается вполне согласующимся с сечением этой реакции, определенном в Сакле.

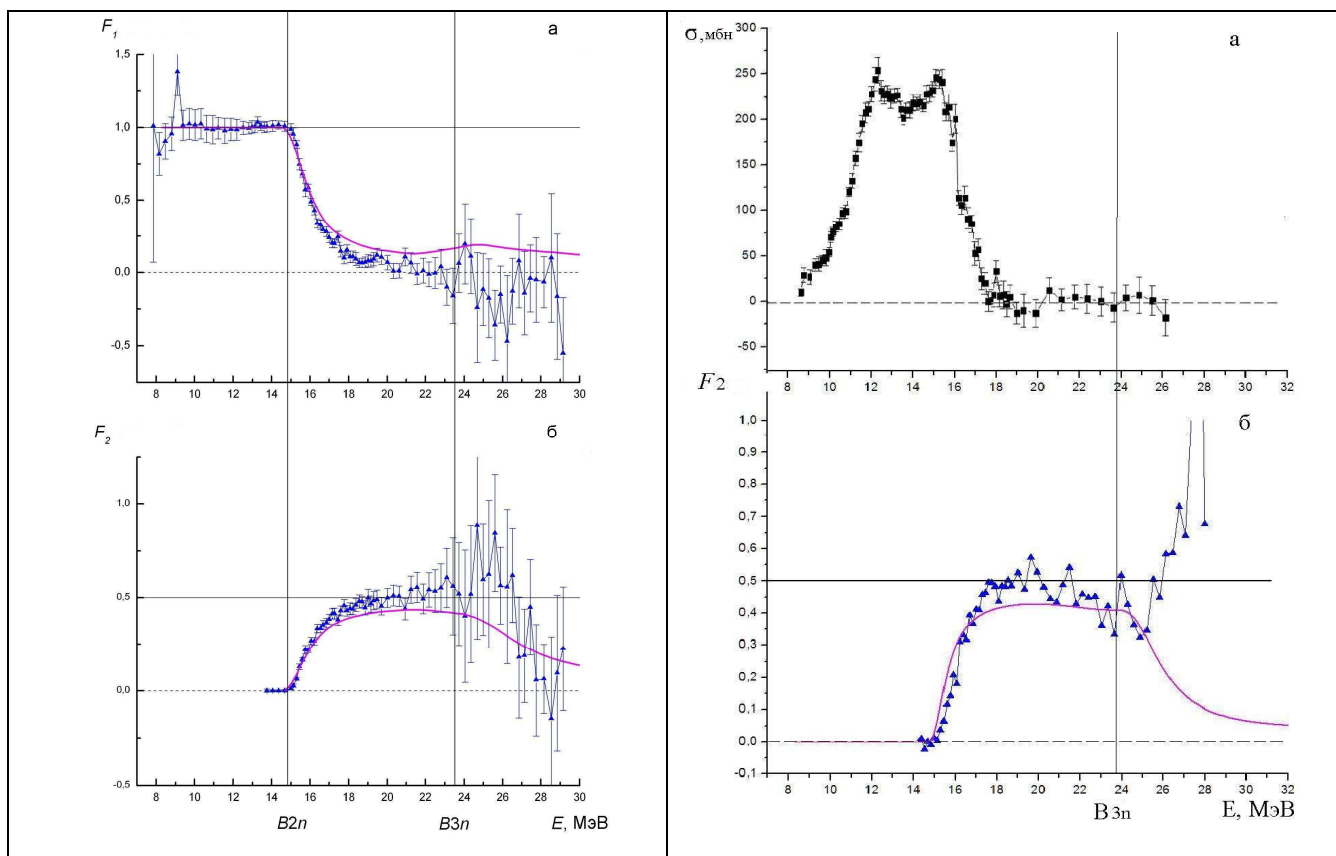


Рис. 1.3. Сравнение экспериментальных и теоретических данных для функций множественности фотонейтронов F_1 , F_2 и сечений парциальных реакций:

экспериментальные ([27] – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности фотонейтронов F_1 (а) и F_2 (б) для ядра ^{94}Zr ;

а) экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ ([27];
б) экспериментальная ([13] – треугольники) и теоретическая ([28–31] – линия) функция множественности фотонейтронов F_2 для ядра ^{159}Tb .

В работах [15–25] подобные соотношения между функциями $F_{1-эксп}$ и $F_{2-эксп}$ (а там, где имеются данные о сечениях реакции $(\gamma, 3n)$, и функциями $F_{3-эксп}$) были установлены для ядер $^{63,65}\text{Cu}$, ^{80}Se , $^{91,94}\text{Zr}$, ^{115}In , $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$, ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{159}Tb , ^{181}Ta , ^{186}W , $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$, ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{209}Bi .

Это означает, что для большого числа ядер, сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные с помощью методов разделения нейтронов по множественности, содержат значительные систематические погрешности, которые делают достоверность таких экспериментальных данных весьма сомнительной. Отсутствие для многих ядер достоверных экспериментальных данных по сечениям парциальных фотоядерных реакций делает весьма актуальной проблему их оценки в условиях, свободных от обсуждаемых систематических погрешностей.

1.2. Новый метод оценки сечений парциальных реакций

Для проведения оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, не зависящих от проблем разделения нейтронов по множественности, был предложен [15–25] новый экспериментально–теоретический метод.

Суть метода заключается в том, что экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов (1), не зависящее от обсуждаемых проблем, разделяется на вклады сечений парциальных реакций с использованием функций множественности нейтронов $F_{i-теор}$ (6), рассчитанных в рамках модели, то есть следующим образом:

$$\sigma_{оцен}(\gamma, in) = F_{1-теор} \sigma_{эксп}(\gamma, xn) = [\sigma_{теор}(\gamma, in)/\sigma_{теор}(\gamma, xn)] \sigma_{эксп}(\gamma, xn). \quad (7)$$

Предложенный метод реализуется следующим образом:

- в рамках модели рассчитываются сечения парциальных реакций $\sigma_{теор}(\gamma, 1n)$, $\sigma_{теор}(\gamma, 2n)$, $\sigma_{теор}(\gamma, 3n)$, ...;
- с использованием рассчитанных сечений получается их соответствующая сумма $\sigma_{теор}(\gamma, xn) = [\sigma_{теор}(\gamma, 1n) + 2\sigma_{теор}(\gamma, 2n) + 3\sigma_{теор}(\gamma, 3n), \dots]$;
- определяются (6) переходные функции множественности $F_{1-теор} = \sigma_{теор}(\gamma, 1n)/\sigma(\gamma, xn)$, $F_{2-теор} = \sigma_{теор}(\gamma, 2n)/\sigma(\gamma, xn)$, $F_{3-теор} = \sigma_{теор}(\gamma, 3n)/\sigma(\gamma, xn)$, ...;
- с помощью теоретических функций $F_{i-теор}$ и экспериментального сечения $\sigma_{эксп}(\gamma, xn)$ получаются (7) оцененные сечения $\sigma_{оцен}(\gamma, in)$.

Такой подход означает, что соотношения между сечениями парциальных реакций устанавливаются в соответствии с результатами расчетов в рамках модели, а их соответствующая сумма оказывается равной экспериментальному сечению реакции выхода (1).

Очевидно, что в связи со сказанным выше, особое значение приобретает оценка сечения реакции полного выхода нейтронов $\sigma_{эксп}(\gamma, xn)$, которое будет использовано в процедуре оценки (7). Результаты системных исследований, выполненных ранее [11, 12], свидетельствуют о том, что расхождения результатов разных экспериментов по определению этого сечения оказываются существенно меньшими по сравнению с расхождениями сечений парциальных реакций. Среднее значение отношений интегральных сечений, полученных в разных лабораториях, к данным, полученным в одной из них – Ливерморе, составляет $R_{инт. сист} = 1.12$. В этой связи при наличии результатов нескольких экспериментов по определению сечения $\sigma_{эксп}(\gamma, xn)$ на конкретном ядре, перед проведением оценки (7) сечений парциальных реакций должна быть выполнена предварительная совместная оценка сечения $\sigma_{эксп}(\gamma, xn)$, которая может потребовать их совместные нормировку и коррекцию энергетической шкалы. В том случае, когда для конкретного ядра имеется лишь результат единственного эксперимента, выполненного в Ливерморе, на основании результатов исследований [11, 12] может использоваться нормировка этих данных на фактор $R_{инт. сист} = 1.12$. Такая предварительная оценка сечения $\sigma_{эксп}(\gamma, xn)$ существенно сближает его с $\sigma_{теор}(\gamma, xn)$, что

делает последующее разделение (7) сечения $\sigma_{\text{экс}}(\gamma, xn)$ на вклады сечений $\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$, $\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$, $\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, 3n)$,... более достоверным.

1.3. Оцененные сечения парциальных и полных фотонейтронных реакций в сравнении с экспериментальными данными

Именно в рамках описанного выше экспериментально–теоретического метода при использовании предложенных объективных физических критериев достоверности данных были оценены сечения парциальных и полных фотонейтронных реакций, представленные в настоящем Атласе.

Сравнение оцененных таким образом сечений фотонейтронных реакций с экспериментальными сечениями приводит к необходимости отметить несколько важных обстоятельств, характеризующих соотношения между ними.

1.3.1. Сравнение с результатами экспериментов, выполненных с помощью метода разделения нейтронов по множественности

Сравнение оцененных сечений парциальных реакций [15–25] с результатами экспериментов, выполненных с помощью метода разделения нейтронов по множественности, свидетельствует о том, что соответствующие данные достаточно заметно различаются.

В работах [18, 24] было показано, что, например, для данных по фоторасщеплению ядра ^{159}Tb , $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}(\gamma, 1n)$ имеет величину, приблизительно на 20% меньшую, чем соответствующие экспериментальные данные [14] и приблизительно на 20% большую, чем данные [13]. В то же время $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}(\gamma, 2n)$, напротив, имеет величину на $\sim 15\%$ большую данных [14] и на $\sim 20\%$ меньшую данных [13].

На Рис. 1.4. приведен типичный пример сравнения оцененных сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{159}Tb с экспериментальными данными [13, 14], ранее представленными на Рис. 1.1.

Существенное расхождение оцененных сечений парциальных реакций, удовлетворяющих предложенным критериям достоверности, и экспериментальных сечений, не удовлетворяющим этим критериям, делает целесообразным пересмотр оценок многих физических эффектов, которые зависят от величин и соотношения сечений парциальных реакций.

Так, например, отношение $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}(\gamma, 2n)/\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}(\gamma, 1n)$, которое играет важную роль в оценке вероятностей разных физических процессов, прежде всего, соотношения прямых и статистических процессов при распаде высоковозбужденных состояний ГДР, для ядра ^{159}Tb оказывается на 30% отличающимся от соответствующих оценок, базирующихся на тех или иных экспериментальных данных [13, 14].

Следует отметить, что отмеченное выше существенное расхождение оцененных и экспериментальных сечений реакции $(\gamma, 2n)$ напрямую связано с оценками по величине сечения (4) полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$, которое, в области энергий до порога V_{3n} реакции $(\gamma, 3n)$, как правило, получается в виде разности

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

а, следовательно, и сечения полного фотопоглощения $\sigma(\gamma, \text{abs})$, к которому вследствие малых величин сечений фотопротонных реакций для средних и тяжелых ядер оказывается близким сечение полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$.

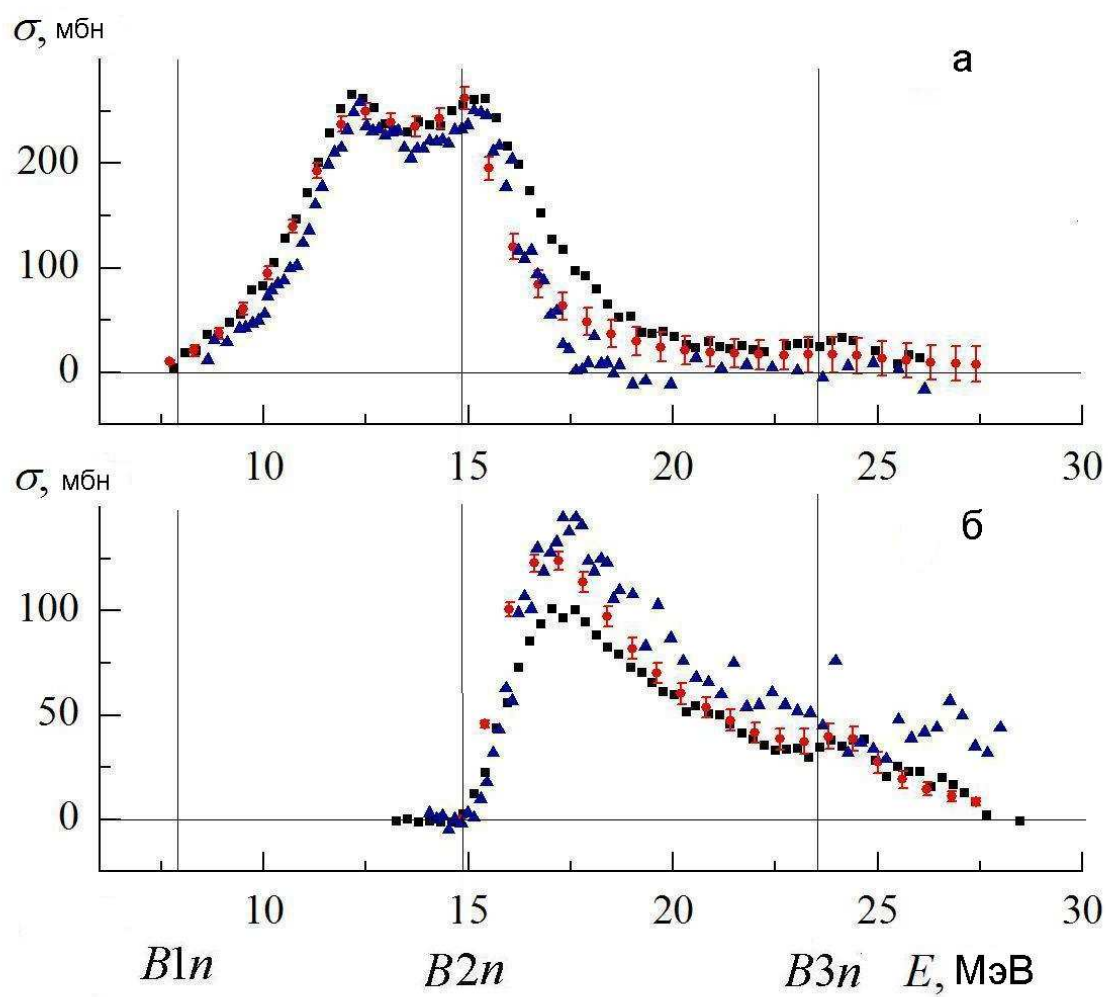


Рис. 1.4. Сравнение оцененных ([18, 24], точки с погрешностями) и экспериментальных ([13] – треугольники и [14] – квадраты) сечений фотоядерных реакций для ядра ^{159}Gd :

- а – $\sigma(\gamma, 1n)$;
- б – $\sigma(\gamma, 2n)$.

1.3.2. Сравнение с результатами альтернативных активационных экспериментов

Для сравнения оцененных сечений реакций с результатами альтернативных экспериментов на пучке тормозного γ -излучения с максимальной энергией 65 МэВ разрезного микротрона НИИЯФ МГУ РТМ-65 с помощью высокочистого германиевого детектора было измерены спектры γ -квантов, сопровождающих распад конечных ядер различных реакций фоторасщепления ядра ^{181}Ta [26]. Как отмечалось выше, такой активационный эксперимент позволяет с высокой точностью разделять парциальные реакции безотносительно количества образующихся нейтронов. В конкретном эксперименте [26] были определены выходы фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, $(\gamma, 4n)$, $(\gamma, 5n)$, $(\gamma, 6n)$, and $(\gamma, 7n)$, а также некоторых других с участием протонов. В Табл. 1.1 приведены отношения выходов Y и интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ для обсуждаемых в настоящей работе реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученные в разных экспериментах в сравнении с оцененными данными.

Сравнение отношений интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ и выходов реакций Y , полученных до энергии $E^{\text{инт}} = 65$ МэВ для экспериментальных и оцененных данных для ядра ^{181}Ta .

Отношение	Эксперимент			Оценка
	Ливермор [13]	Сакле [14]	Активность [26]	Наши данные [19]
$\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 1n)$	0.67 = 887/1316	0.36 = 797/2190		0.49 = 958/1956
$Y(\gamma, 2n)/Y(\gamma, 1n)$	0.42	0.24	0.34 (7)	0.33

Видно, что отношение интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 1n)$ по сравнению с результатом нашей оценки (0.49) очевидно переопределено (0.67) в работе [13] и недоопределено (0.36) в работе [14]. Аналогичное расхождение наблюдается и для отношений выходов реакций $Y(\gamma, 2n)/Y(\gamma, 1n)$: соответственно, экспериментальные значения 0.42 и 0.24 по сравнению с оцененным значением 0.33, которое хорошо согласуется с результатом активационного эксперимента (0.34).

В работе [32] было показано, что оцененные в рамках экспериментально-теоретического метода с учетом объективных физических критериев достоверности данных сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{209}Bi также согласуются с результатами измерения выходов этих реакций в активационном эксперименте с помощью идентификации их конечных ядер ^{208}Bi и ^{207}Bi .

1.3.3. Возможные причины расхождений оцененных данных и результатов экспериментов, выполненных с помощью метода разделения нейтронов по множественности.

Как отмечалось выше, в основе экспериментального метода разделения фотонейтронов по множественности положено предположение о том, что единственный нейтрон из реакции $(\gamma, 1n)$ имеет энергию, большую, чем оба нейтрона из реакции $(\gamma, 2n)$, поскольку в этом случае энергия возбуждения ядра, так или иначе, делится между двумя нуклонами.

Однако, экспериментальные и теоретические исследования спектров нейтронов из реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ свидетельствуют [32] о том, что это во многих случаях может быть и не так. Хотя превышение энергетического порога очередной многонуклонной реакции приводит к появлению нейтронов с все большими энергиями, основной максимум в спектрах нейтронов из реакций с различным количеством нейтронов практически не меняет своего энергетического положения (0.5–1.0 МэВ).

Процедура определения множественности нейтрона по его кинетической энергии осложняется также присутствием вкладов от протонных каналов, которые в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фонов в Сакле и Ливерморе никак не учитывались. Реакция, обозначенная этих экспериментах как $(\gamma, 1n)$, по существу, представляет собой сумму реакций $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$. Поскольку реакция $(\gamma, 1n1p)$ на многих ядрах имеет в области энергий гигантского дипольного резонанса относительно невысокий энергетический порог и величину сечения, сравнимую с величиной сечения реакции $(\gamma, 2n)$, ее вклад в распределение нейтронов между каналами с множественностью «1» и «2» может быть весьма заметным. При этом следует отметить, что распределение энергии возбужденного ядра между нейтроном и протоном в реакции $(\gamma, 1n1p)$ и между двумя нейтронами в реакции $(\gamma, 2n)$ должно быть приблизительно одинаковым, несмотря на очевидные различия в схемах и распределении плотностей низколежащих уровней разных конечных ядер. Однако, при этом, нейтрон из реакции $(\gamma, 1n1p)$ имеет множественность 1, а нейтрон из реакции $(\gamma, 2n)$ – 2. Отсутствие корректного учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$ в канал с множественностью «1» вносит в использованную в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов процедуру разделения нейтронов по множественности на основании измерения их кинетических энергий существенную неопределенность. Это делает ее не вполне оправданной: нейтроны из каналов «1n» и «2n» при таком положении дел «перепутываются» (нейтроны малых энергий из реакции $(\gamma, 1n1p)$ необоснованно интерпретируются как принадлежащие не реакции $(\gamma, 1n)$, а реакции $(\gamma, 2n)$), что делает получаемые в экспериментах сечения парциальных реакций недостоверные.

1.4. Заключение и выводы

Предложены новые объективные критерии анализа присутствия систематических погрешностей в сечениях парциальных фотонейтронных реакций, определенных с помощью метода разделения нейтронов по множественности – переходные функции множественности нейтронов, представляющие собой отношения $F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn)$ сечений конкретной парциальной реакции к сечению реакции выхода фотонейтронов.

Разработан новый экспериментально–теоретический метод оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, в рамках которого экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, не зависящее от проблем определения множественности нейтронов, разделяется на вклады парциальных реакций с помощью соотношений комбинированной модели фотоядерных реакций, также от этих проблем не зависящих.

Показано, что оцененные сечения парциальных реакций существенно расходятся с данными, полученными с помощью метода разделения нейтронов по множественности, но согласуются с результатами альтернативных активационных экспериментов. В этой связи представляется весьма актуальным получение данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций с помощью методов, альтернативных методу разделения нейтронов по множественности. Пока такие данные не будут получены экспериментально, представляется целесообразным использовать как более достоверные сечения реакций, оцененные в рамках предложенного экспериментально–теоретического подхода.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В.Скобелева на базе Центра данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ и при активном участии сотрудников и студентов Кафедры общей ядерной физики Физического факультета МГУ, была поддержана грантами РФФИ NN 09–02–00368 и 13–02–00124.

Авторы выражают благодарность А.И.Давыдову, М.А.Макарову, Т.С.Полевич, А.В.Сопову, С.Ю.Трощеву, В.А.Четвертковой за большую помощь в получении и представлении оцененных данных.

1.5. Литература

1. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Издательство Московского университета. Москва, 1979.
2. I.A.Pshenichnov, E.V.Karpechev, A.B.Kurepin, I.N.Mishustin. Ядерная физика, 74 (2011) 1.
3. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, Н.Н.Песков, К.А.Стопани. Ядерная физика, 77, (2014) 1563.
4. B.L.Berman, S.S. Fultz. Rev. Mod. Phys., 47 (1975) 713.
5. S S.Dietrich, B.L.Berman. Atom. Data and Nucl. Data Tables, 38 (1988) 199.
6. A.V.Varlamov, V.V.Varlamov, D.S.Rudenko, M.E.Stepanov. Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections. INDC(NDS)–394, IAEA NDS, 1999, Vienna, Austria.
7. «База данных по ядерным реакциям (EXFOR)» Центра данных фотоядерных экспериментов Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В.Скобельцына Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова, URL: <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>;
USA National Nuclear Data Center database “CSISRS and EXFOR Nuclear Reaction Experimental Data”, URL: <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>;
International Atomic Energy Agency, Nuclear Data Section database “Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)”, URL: <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>.
8. E.Wolynec, A.R.V.Martinez, P.Gouffon, et al. Phys. Rev., C29 (1984) 1137.
9. E.Wolynec, M.N.Martins. Revista Brasileira Fisica, 17 (1987) 56.
10. B.L.Berman, R.E.Pywell, S.S.Dietrich, et al. Phys. Rev., C36 (1987) 1286.
11. V.V.Varlamov, N.N.Peskov, D.S.Rudenko, M.E.Stepanov. Consistent Evaluation of Photoneutron Reaction Cross Sections Using Data Obtained in Experiments with Quasimonoenergetic Annihilation Photon Beams at Livermore (USA) and Saclay (France).INDC(CCP)–440, IAEA NDS, 2004, Vienna, Austria, p. 37.
12. V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov. Study of Consistency Between (γ, xn) , $[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$ and $(\gamma, 2n)$ Reaction Cross Sections Using Data Systematics. Vienna, Austria. INDC(CCP)-433, IAEA NDS, 2002, Vienna, Austria.
13. R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, R.R.Harvey, S.C. Fultz. Phys. Rev., 133 (1964) B869.
14. R.Bergere, H.Beil, A.Veyssiere. Nucl. Phys., A121 (1968) 463.
15. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, В.А Четверткова. Известия РАН, серия физическая, 74 (2010) 875.
16. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, С.Ю. Трошиев. Известия РАН, серия физическая, 74 (2010) 884.
17. B.S.Ishkhanov, V.N.Orlin, V.V. Varlamov. EPJ Web of Conferences, 38 (2012) 12003.
18. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, Т.С.Полевич, М.Е.Степанов. НИИЯФ МГУ - 5/869, 2011.
19. В.В.Варламов, В.Н.Орлин, Н.Н.Песков Т.С.Полевич. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1-2 (2011-2012) 85 - 102.
20. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Н.Н.Песков, М.Е.Степанов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, № 1 - 2 (2013) 80.

21. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. Ядерная физика, 75 (2012) 1414.
22. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, Н.Н.Песков, М.Е.Степанов. Ядерная физика, 76, (2013) 1484.
23. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, Н.Н.Песков, К.А.Стопани. Ядерная физика, 77 (2014) 1563.
24. V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov, V.N.Orlin, K.A.Stopani. Eur. Phys. J., A 50 (2014) 114.
25. В.В.Варламов, М.А.Макаров, Н.Н.Песков, М.Е.Степанов. Известия РАН, серия физическая, 78 (2014) 599.
26. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, С.Ю.Трошиев. Ядерная физика, 75 (2012) 283.
27. B.L.Berman., J.T.Caldwell, R.R.Harvey et al. Phys. Rev., 162 (1967) 1098.
28. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. ЭЧАЯ, 38 (2007) 460.
29. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. Ядерная физика, 78 (2015) 601.
30. B.S. Ishkhanov, V.N. Orlin, K.A. Stopani and V.V. Varlamov. Photonuclear Reactions and Astrophysics. In "The Universe Evolution: Astrophysical and Nuclear Aspects", Ed. by I. Strakovsky and L. Blokhintsev. Nova Science Publishers, New York, 2013, p. 113.
31. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. Ядерная физика, 75 (2012) 283.
32. S.S.Belyshev, D.M.Filipescu, I.Gheoghe, B.S.Ishkhanov, V.V.Khankin., N.N.Peskov, K.A.Stopani, O.Tesileanu, V.V.Varlamov. Eur. Phys. J., A 51 (2015) 67.
33. В.В.Варламов, А.И.Давыдов, М.А.Макаров, В.Н.Орлин, Н.Н.Песков. Известия РАН, серия физическая, в печати.
34. S.C.Fultz, R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, R.R.Harvey. Phys. Rev., 133 (1964) B1149.
35. P.Carlos, H.Beil, R.Bergere et al. Nucl. Phys., A258 (1976) 76.
36. В.В.Варламов, В.Н.Орлин, Н.Н.Песков, М.Е.Степанов. Известия РАН, серия физическая, 77 (2013) 433.
37. S.C.Fultz, B.L.Berman, J.T.Caldwell et al. Phys. Rev., 186 (1969) 1255.
38. A.Lepretre, H.Beil, R.Bergere et al. Nucl. Phys., A219 (1974) 39.
39. R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, G.F. Auchampaugh et al. Phys. Rev., 129 (1963) 2723.
40. B.L.Berman, D.D.Faul, R.A. Alvarez et al. Phys. Rev., C19 (1979) 1205.
41. B.L.Berman, R.L.Bramblett, J.T.Caldwell et al. Phys. Rev., 177 (1969) 1745.
42. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, Н.Н.Пеков. Ядерная физика, в печати.
43. B.L.Berman, S.C.Fultz, J.T.Caldwell, et al. Phys. Rev., C2 (1970) 2318.
44. B.L.Berman, M.A.Kelly, R.L.Bramblett, et al. Phys. Rev., 185 (1969) 1576.
45. А.М.Горячев, Г.Н.Залесный, С.Ф.Семенко, И.Ф.Тулупов. Ядерная физика, 17 (1973) 463.
46. В.В.Варламов, М.А.Макаров, Н.Н.Песков, М.Е.Сепанов. Ядерная физика, 78 (2015) 797.
47. S.C.Fultz, B.L.Berman, J.T.Caldwell, N.A.Kerr. Phys. Rev., 186 (1969) 1255.
48. A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre. Nucl. Phys., A159 (1970) 561.
49. R.R.Harvey, J.T.Caldwell, R.L.Bramblett et al. Phys. Rev., 136 (1964) B126.

2. Атлас сечений

парциальных и полных фотонейтронных реакций,

оцененных в рамках

экспериментально-теоретического метода

с использованием

физических критериев достоверности данных

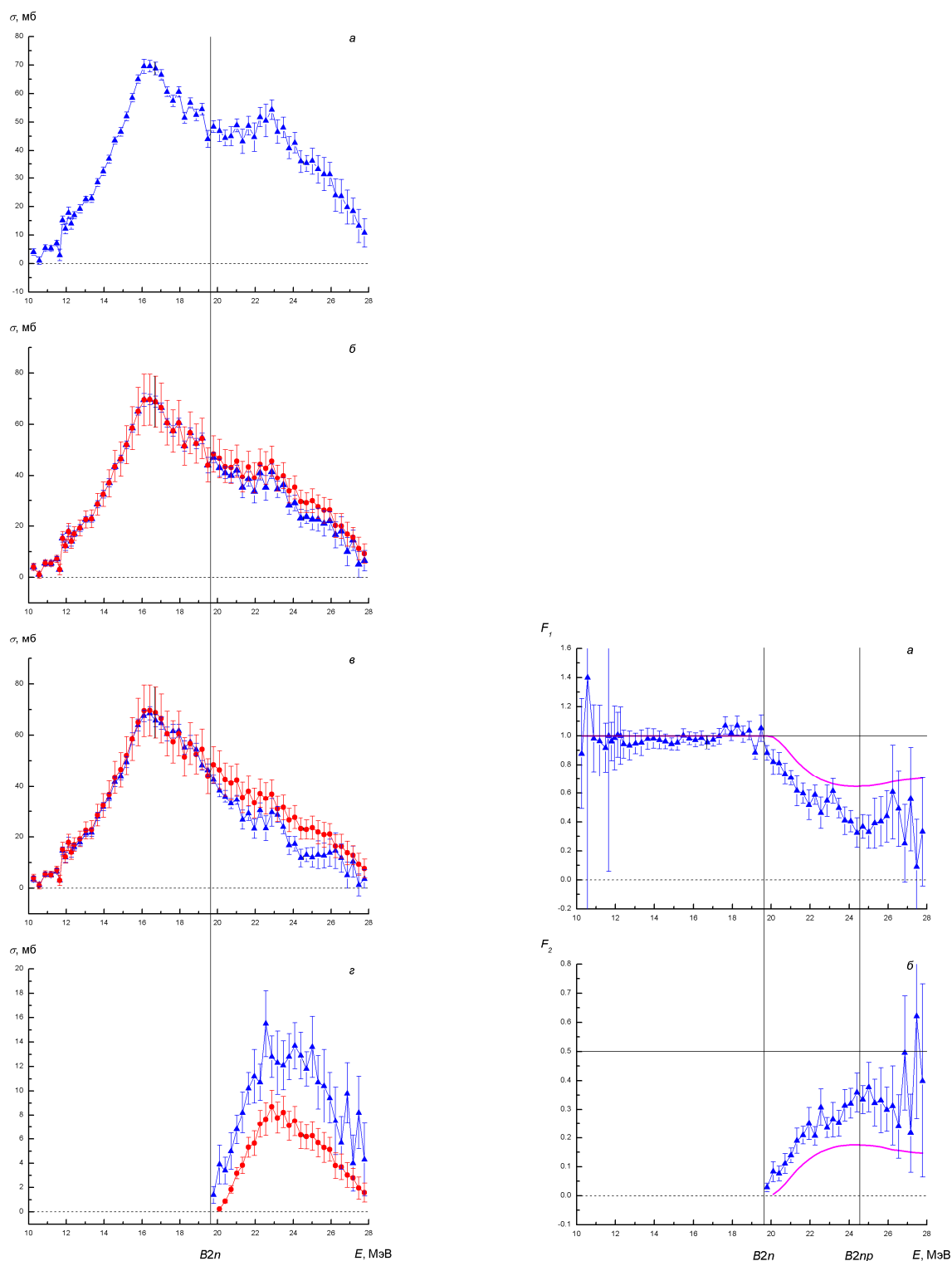
^{63}Cu


Рис. 2.1. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{63}Cu .

Слева: оцененные ([33] – точки) и экспериментальные ([34] – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$; справа: экспериментальные ([34] – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а) и F_2 (б).

^{65}Cu

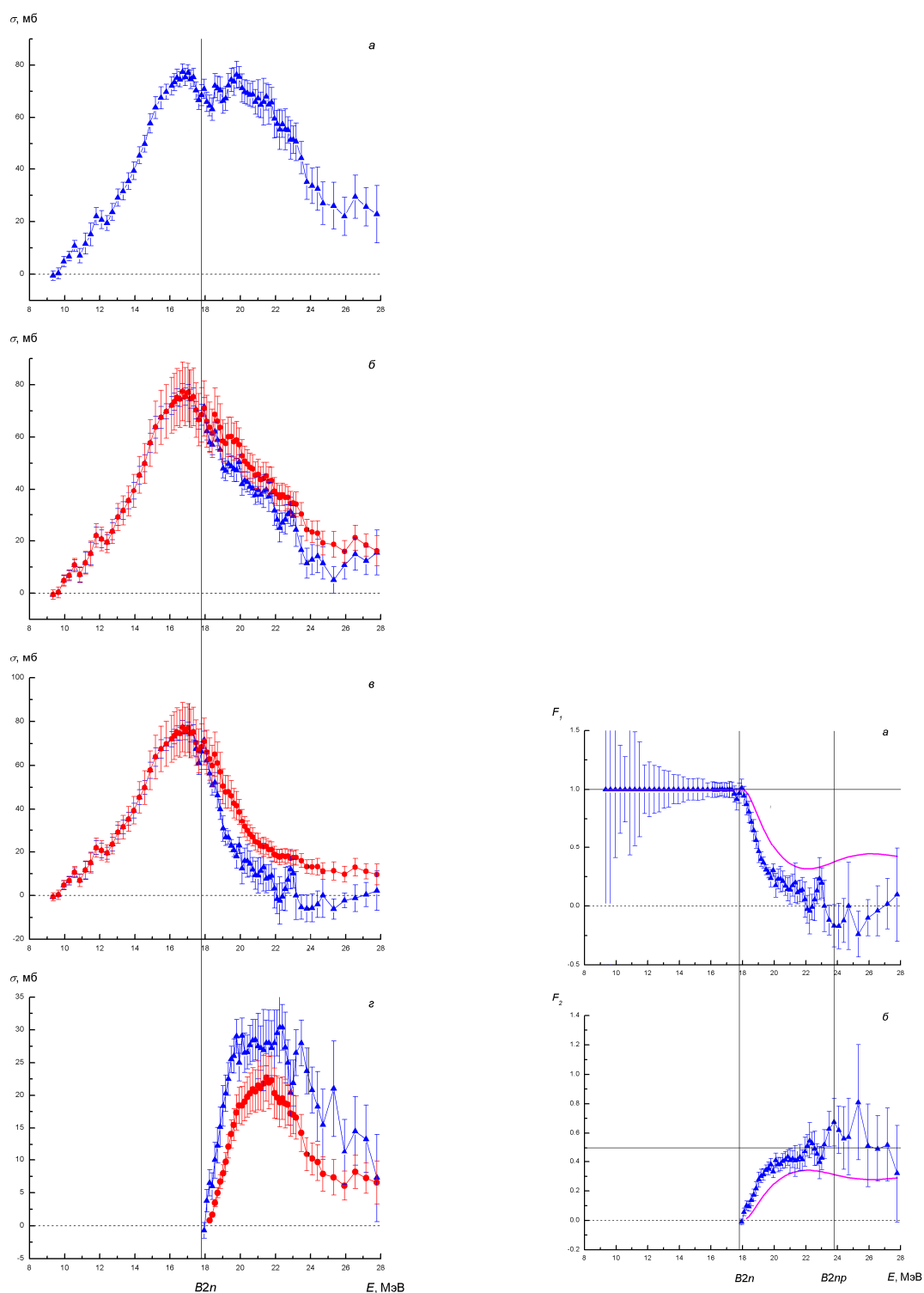


Рис. 2.2. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{65}Cu .

Слева: оцененные ([33] – точки) и экспериментальные ([34] – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а– $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$; справа: экспериментальные ([34] – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а) и F_2 (б).

^{80}Se

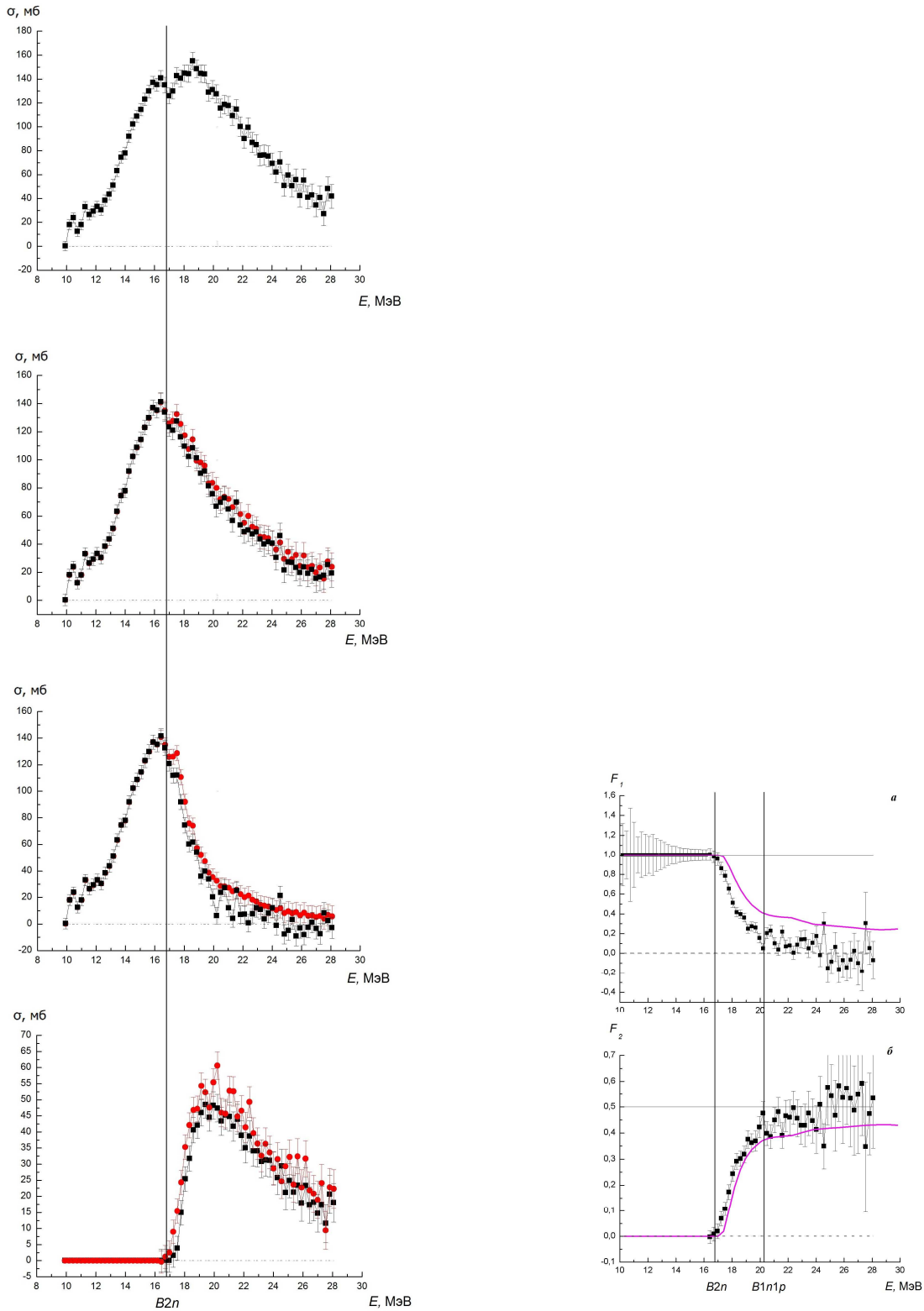


Рис. 2.3. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{80}Se .

Слева: оцененные ([33] – точки) и экспериментальные ([35] – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а– $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$; справа: экспериментальные ([35] – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а) и F_2 (б).

^{91}Zr

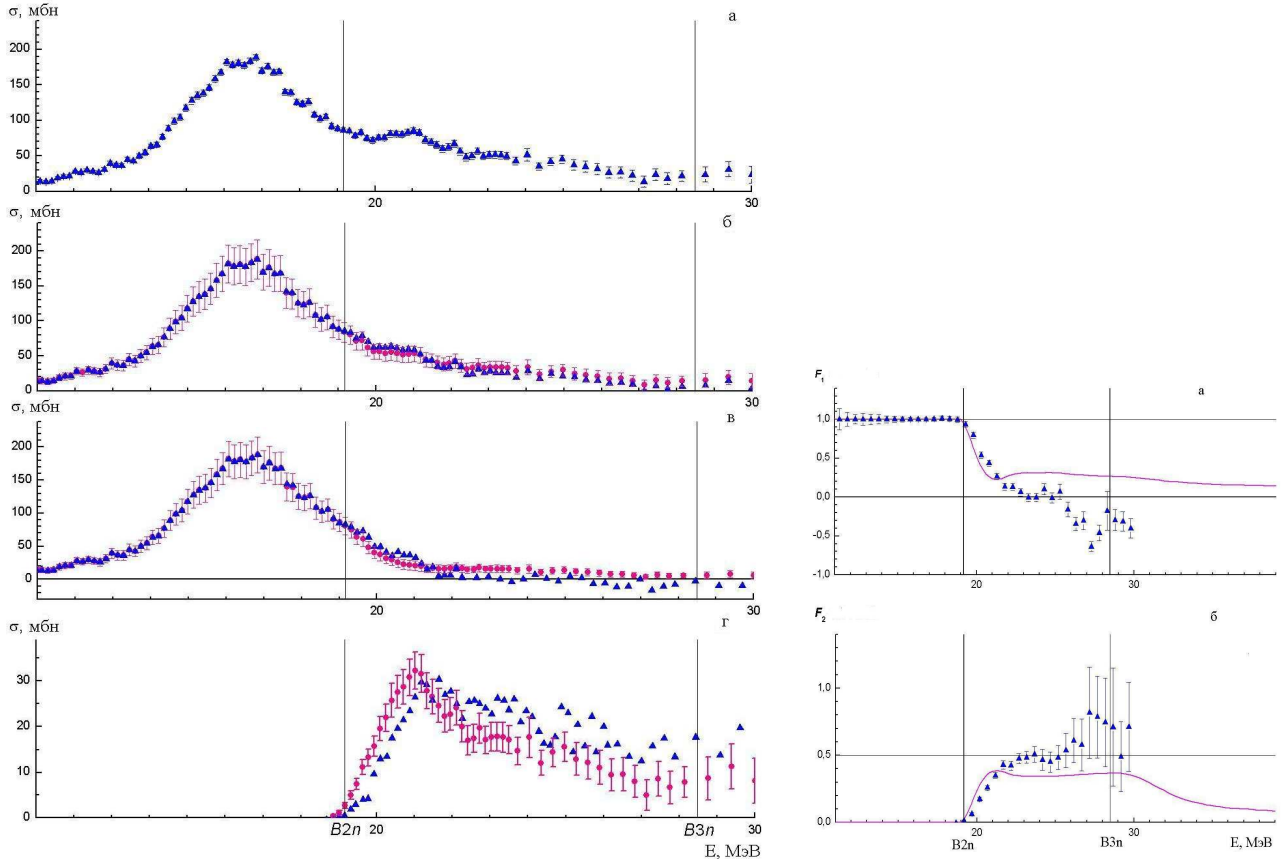


Рис. 2.4. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{91}Zr .

Слева: оцененные (точки) и экспериментальные ([27], L0011 – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а– $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$); здесь и далее L0011 – номер соответствующего раздела базы данных [7];
справа: экспериментальные ([27], L0011 – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а) и F_2 (б).

^{94}Zr

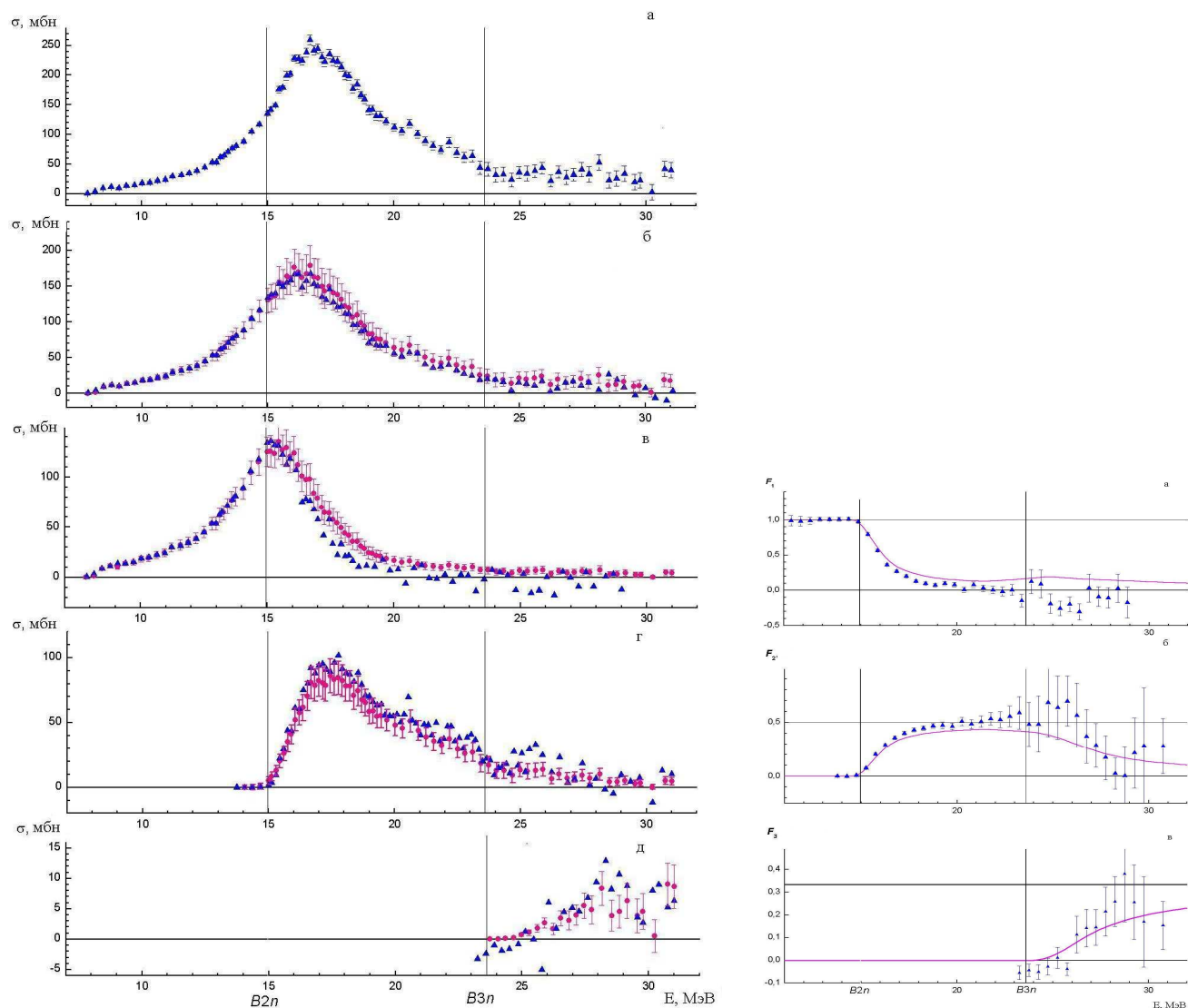


Рис. 2.5. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{94}Zr . Слева: оцененные (точки) и экспериментальные ([27], L0011 – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$); справа: экспериментальные ([27], L0011 – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

^{115}In

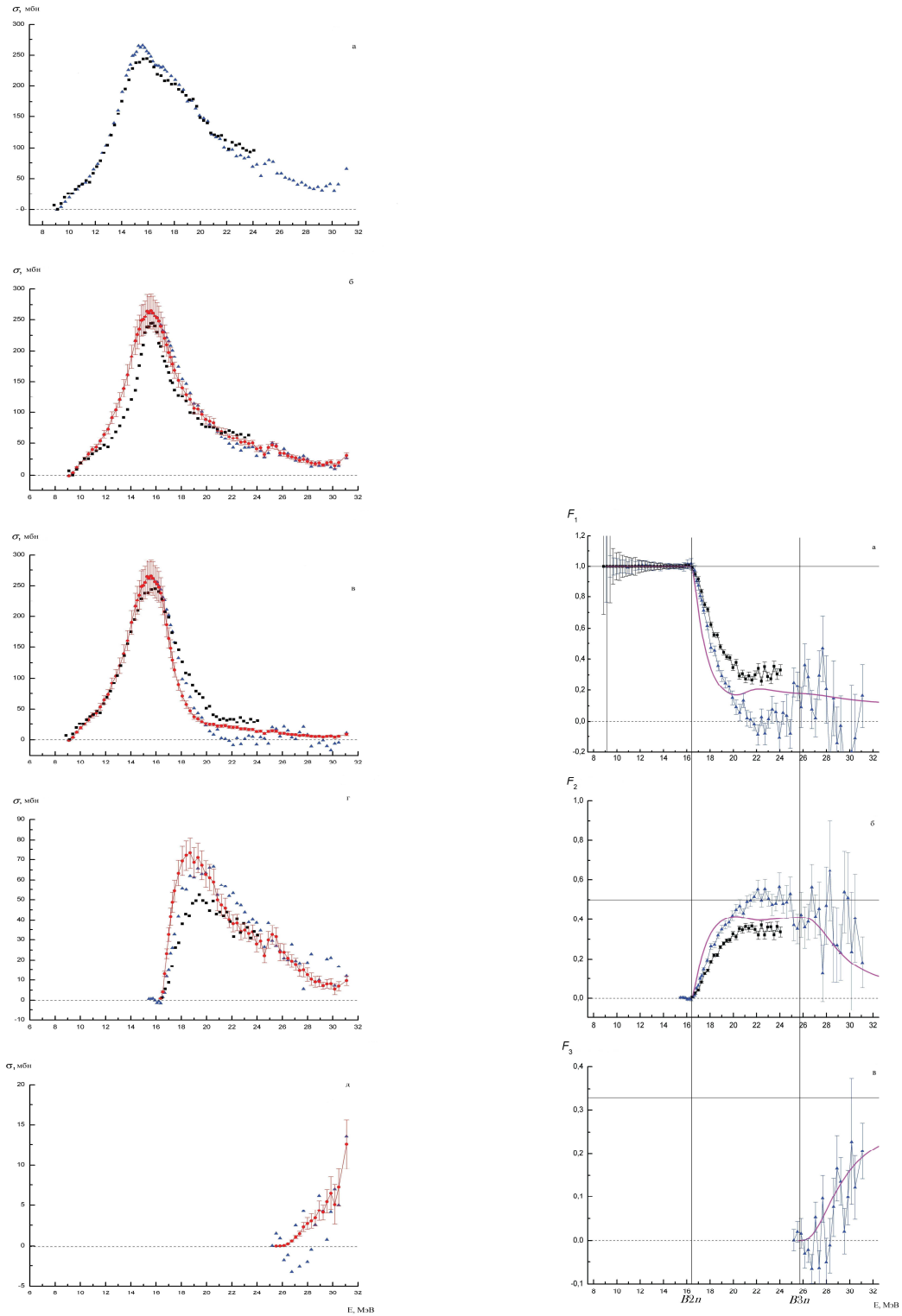


Рис. 2.6. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{115}In .

Слева: оцененные ([36], M0863 – точки) и экспериментальные ([37], L0017 – треугольники, [38], L0035 – квадраты) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$); справа: экспериментальные ([37], L0017 – треугольники, [38], L0035 – квадраты) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

^{116}Sn

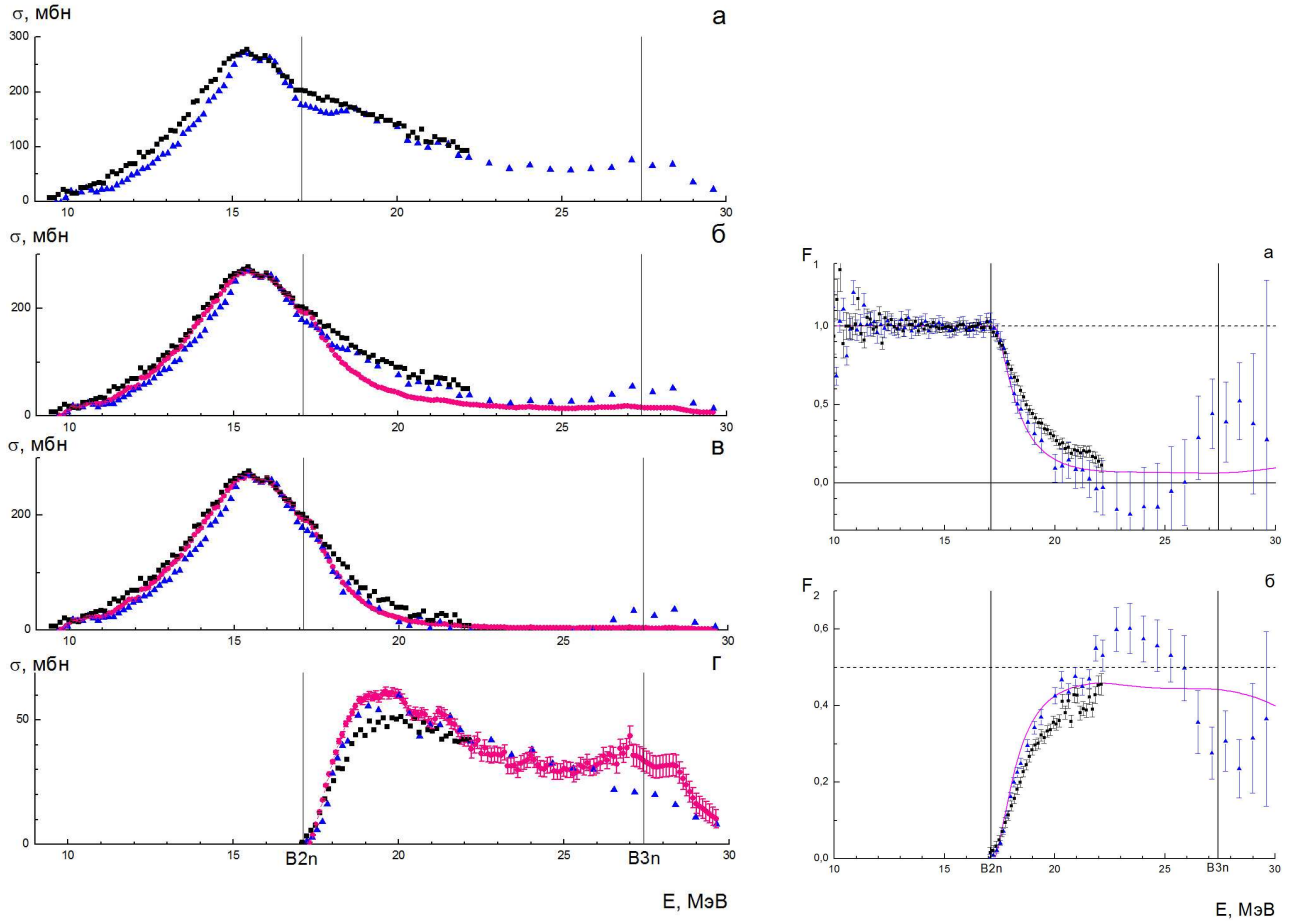


Рис. 2.7. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{116}Sn .

Слева: оцененные ([15], M0768 – точки) и экспериментальные ([39], L0017 – треугольники, [40], L0035 – квадраты) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$);
справа: экспериментальные ([39], L0017 – треугольники, [40], L0035) – квадраты) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а) и F_2 (б).

^{117}Sn

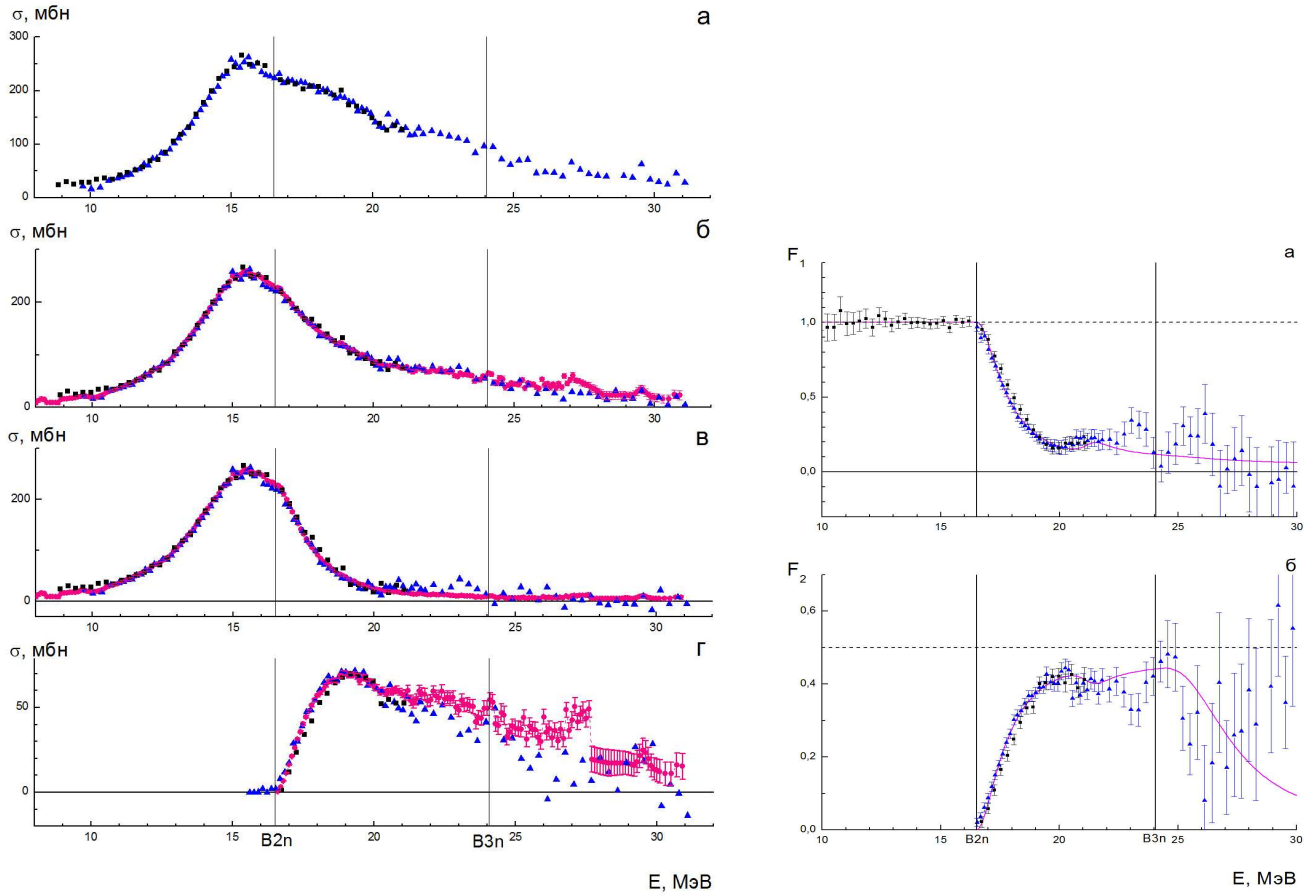


Рис. 2.8. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{117}Sn .

Слева: оцененные ([15], M0768 – точки) и экспериментальные ([39], L0017 – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$);

справа: экспериментальные ([39], L0017 – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а) и F_2 (б).

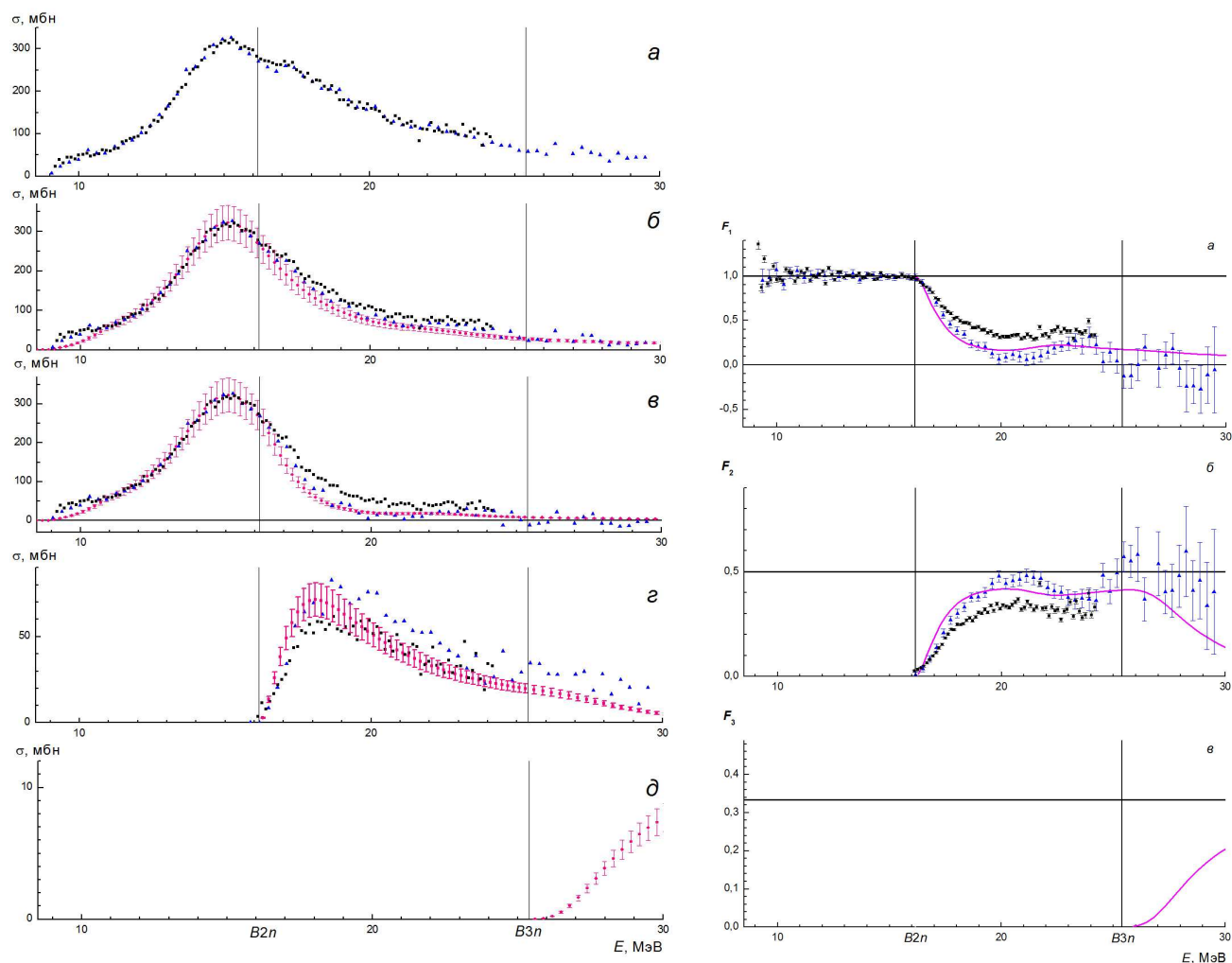


Рис. 2.9. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{133}Cs .

Слева: оцененные (42, точки) и экспериментальные ([41], L0014 – треугольники, [38], L0035 – квадраты) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$);

справа: экспериментальные ([41], L0014 – треугольники, [38], L0035 – квадраты) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

^{138}Ba

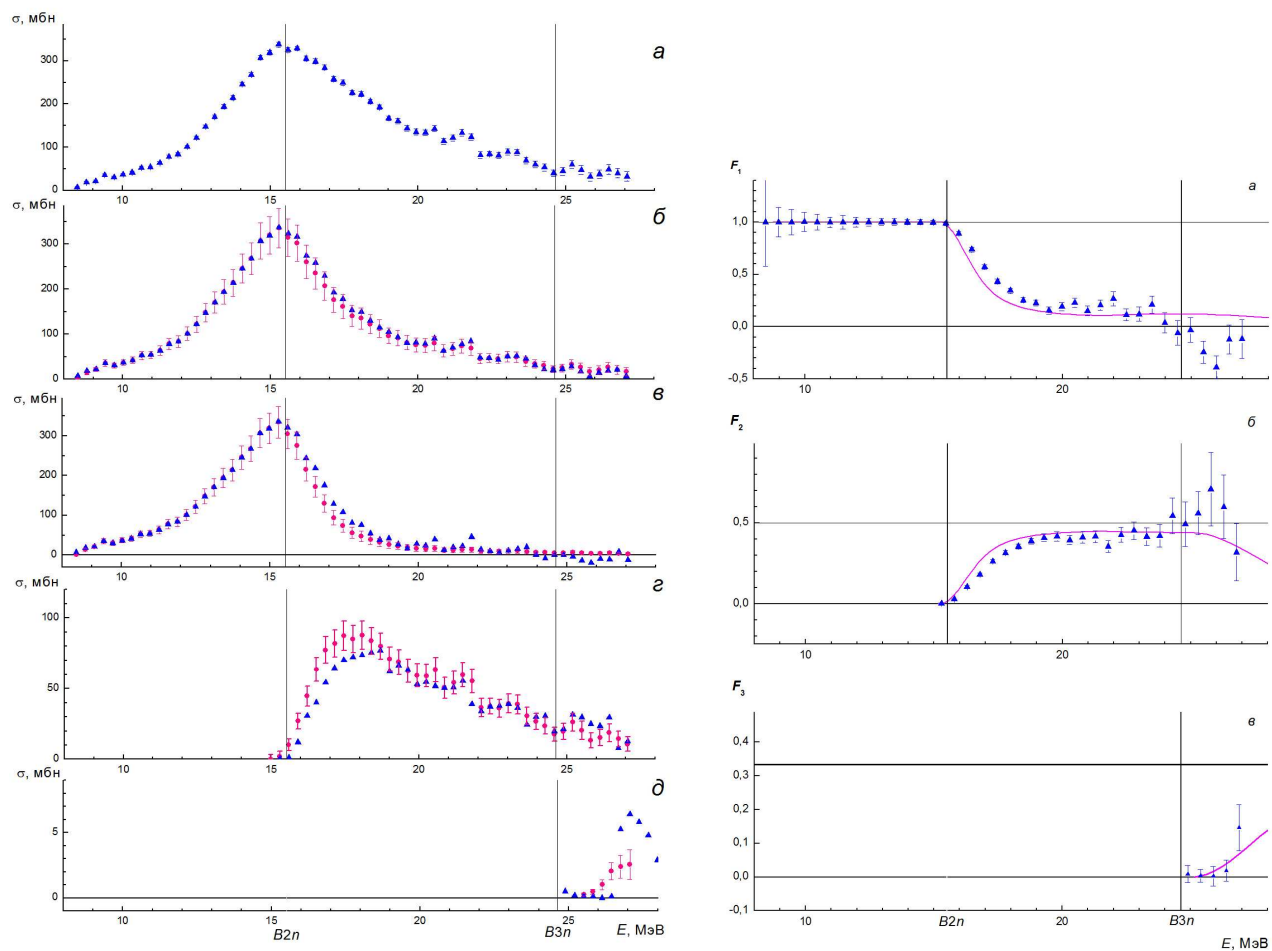


Рис. 2.10. Оцененные ([42] – точки) и экспериментальные ([43] – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а– $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$);

справа: экспериментальные ([43] – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

^{159}Tb

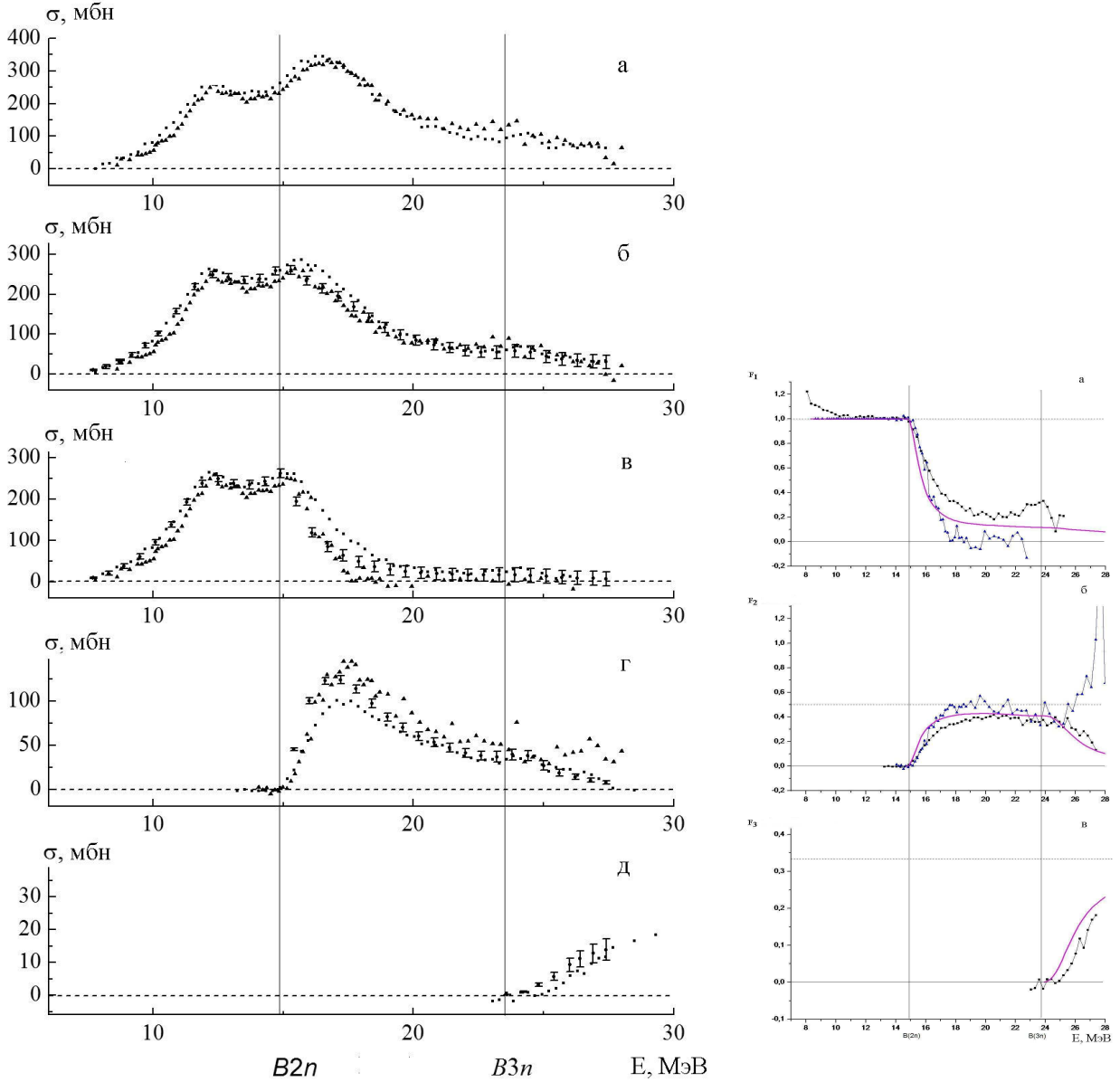


Рис. 2.11. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{159}Tb .

Слева: оцененные ([18], M0831 – точки) и экспериментальные ([13], L0005 – треугольники, [14], L0012 – квадраты) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$);
справа: экспериментальные ([13], L0005 – треугольники, [14], L0012 – квадраты) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

^{181}Ta

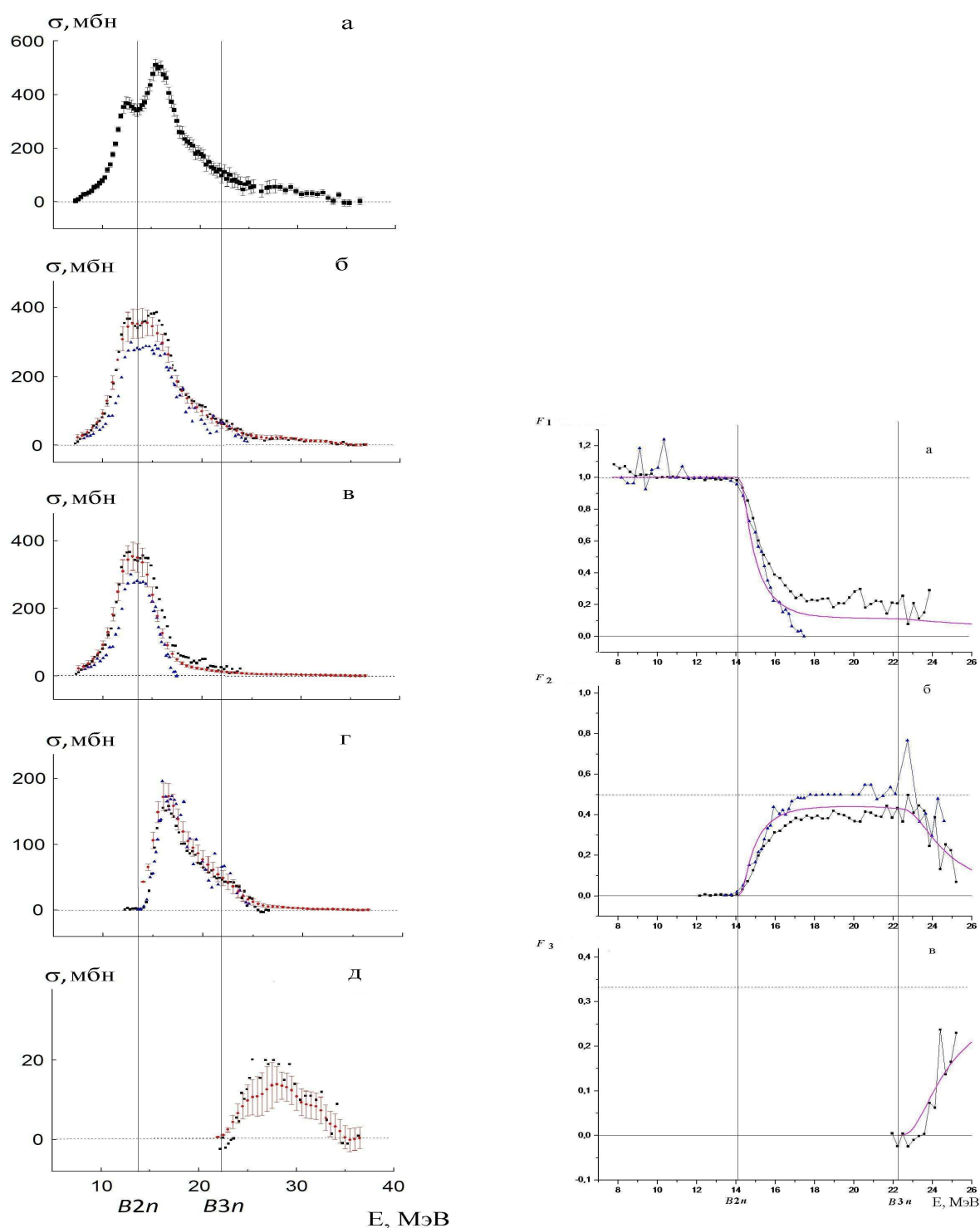


Рис. 2.12. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{181}Ta .

Слева: оцененные ([19], M0850 – точки) и экспериментальные ([39], L0003 – треугольники, [14], L0012 – квадраты) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$);

справа: экспериментальные ([39], L0003 – треугольники, [14], L0012 – квадраты) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

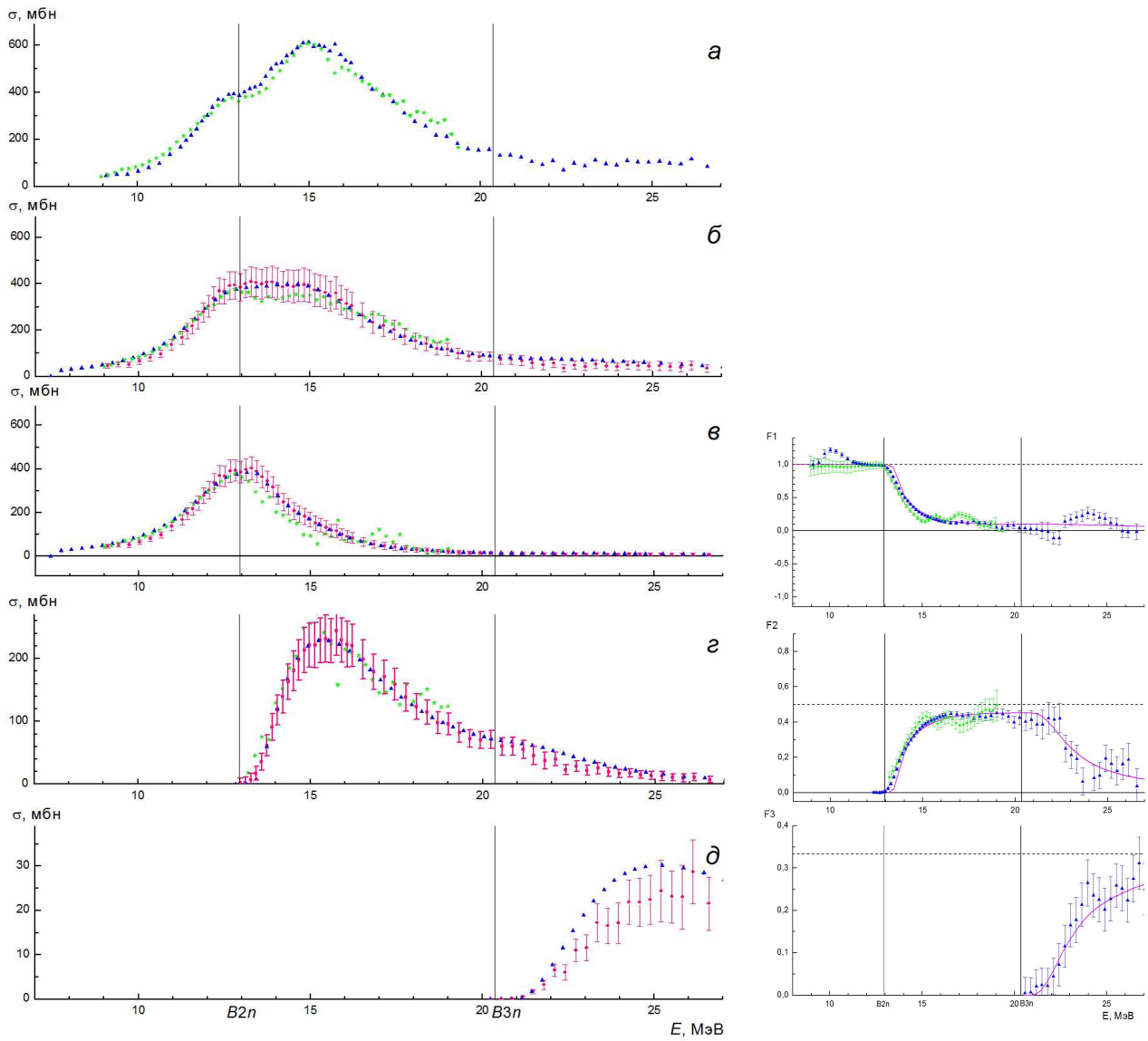


Рис. 2.13. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{186}W .

Слева: оцененные (точки) и экспериментальные ([44] – треугольники, [45] – звезды) сечения фотонейтронных реакций (а– $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$);
справа: экспериментальные ([44] – треугольники, [45] – звезды) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

^{186}Os

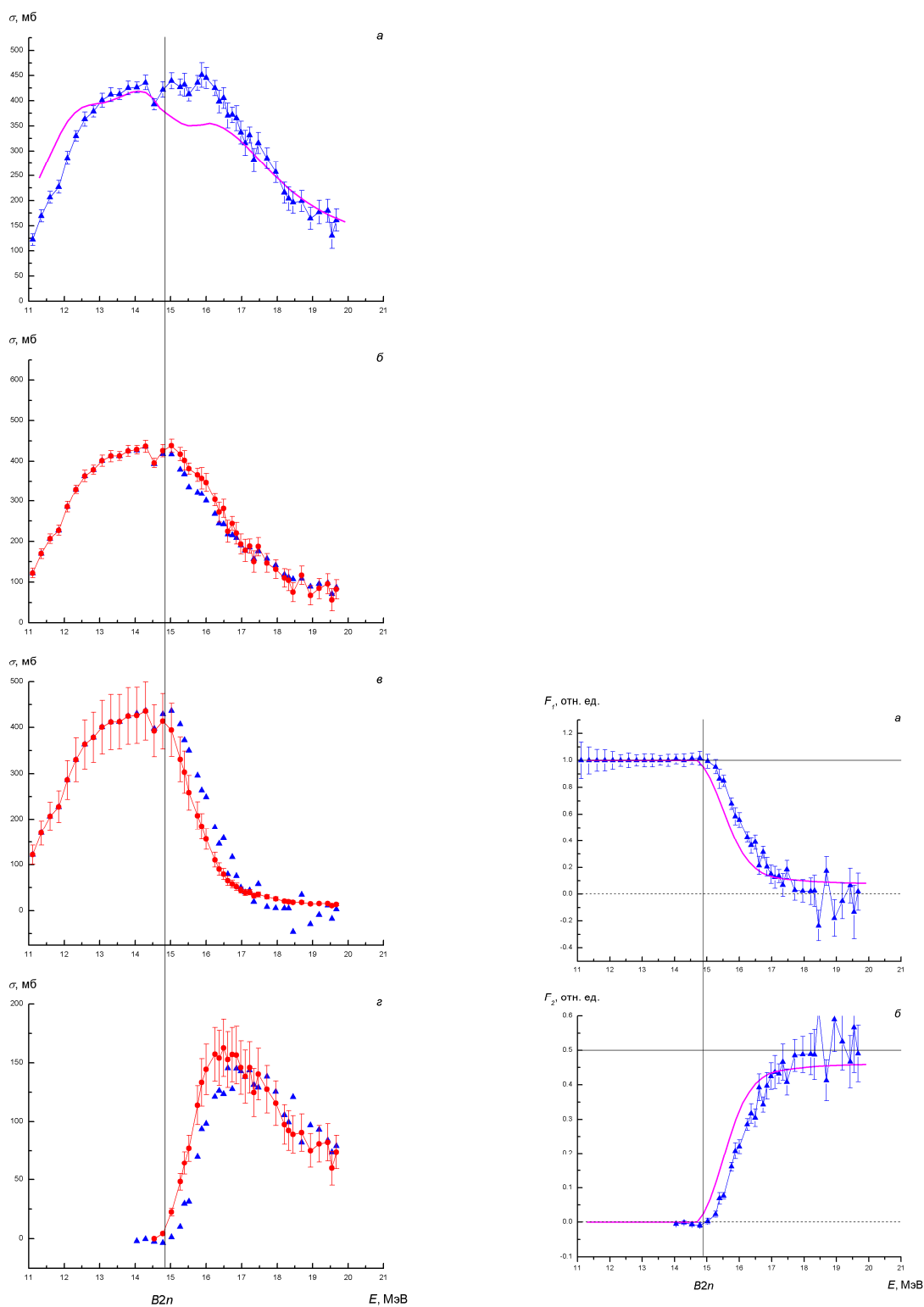


Рис. 2.14. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{186}Os .

Слева: оцененные ([46] – точки) и экспериментальные ([40], L0046 – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$); справа: экспериментальные ([40], L0046 – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а) и F_2 (б).

^{188}Os

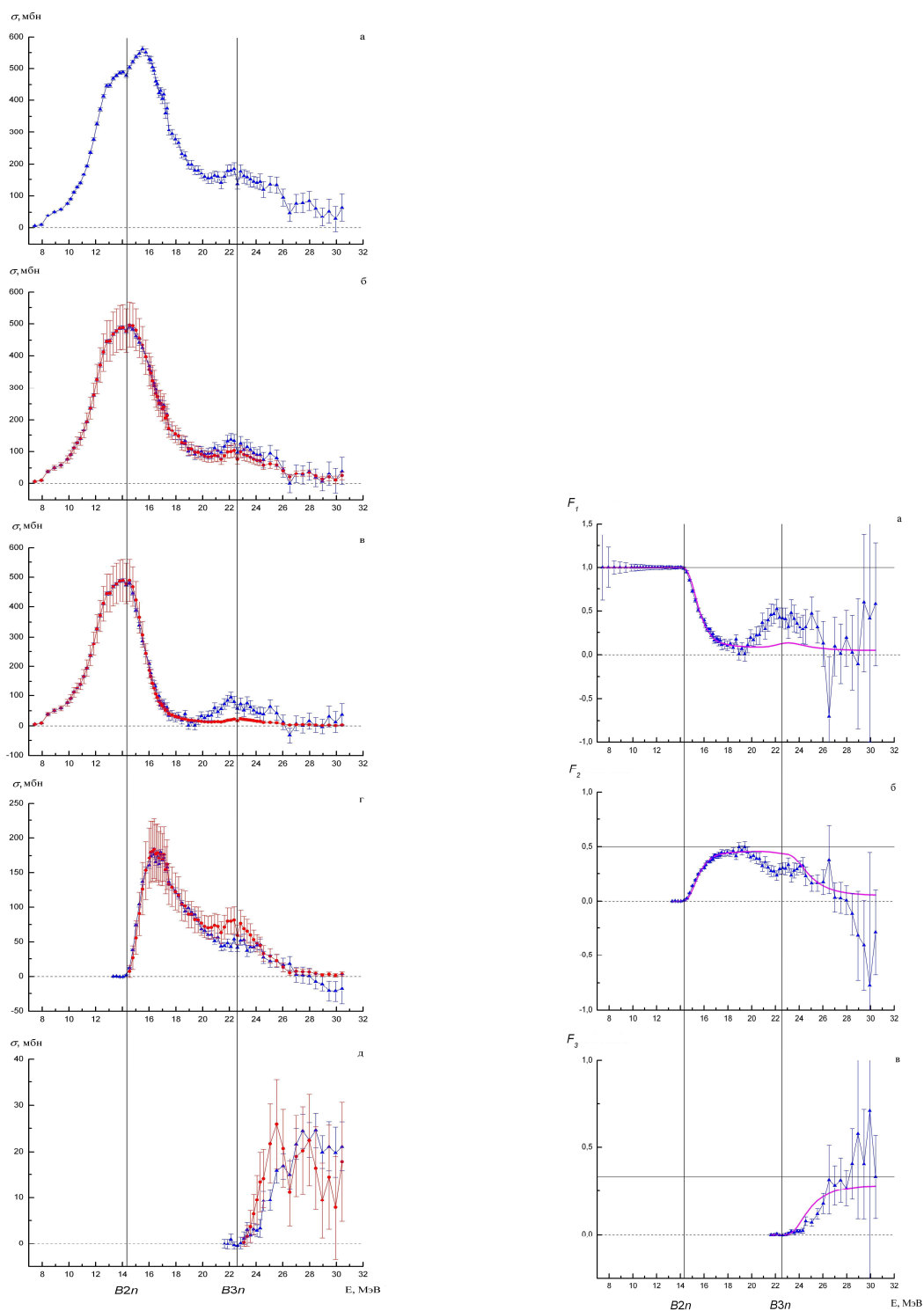


Рис. 2.15. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{188}Os .

Слева: оцененные ([46] – точки) и экспериментальные ([40], L0046 – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$);

справа: экспериментальные ([40], L0046 – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в)

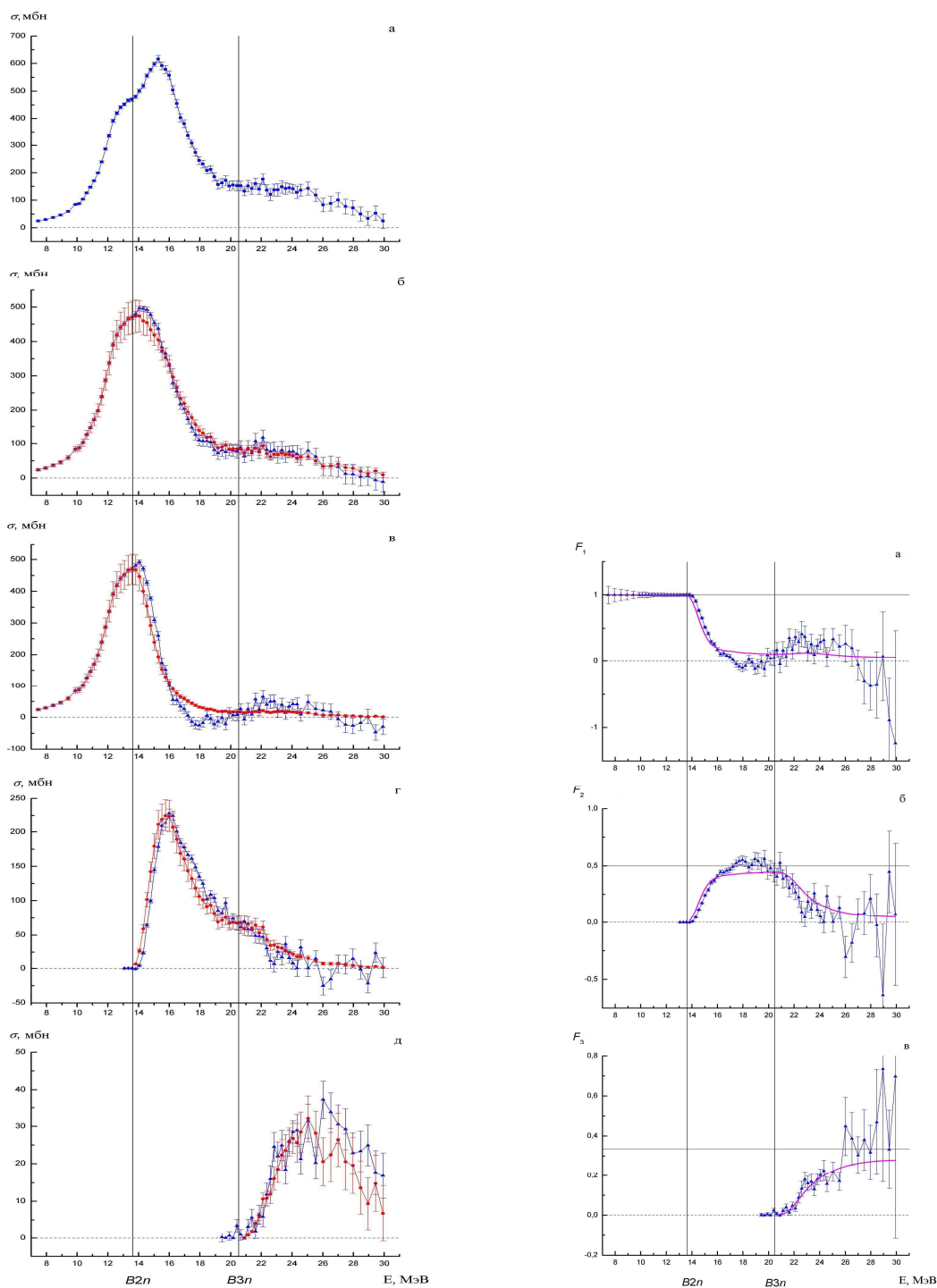


Рис. 2.16. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{189}Os .

Слева: оцененные ([46] – точки) и экспериментальные ([40], L0046] – треугольники и квадраты) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$);

справа: экспериментальные ([40, L0046 – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

^{190}Os

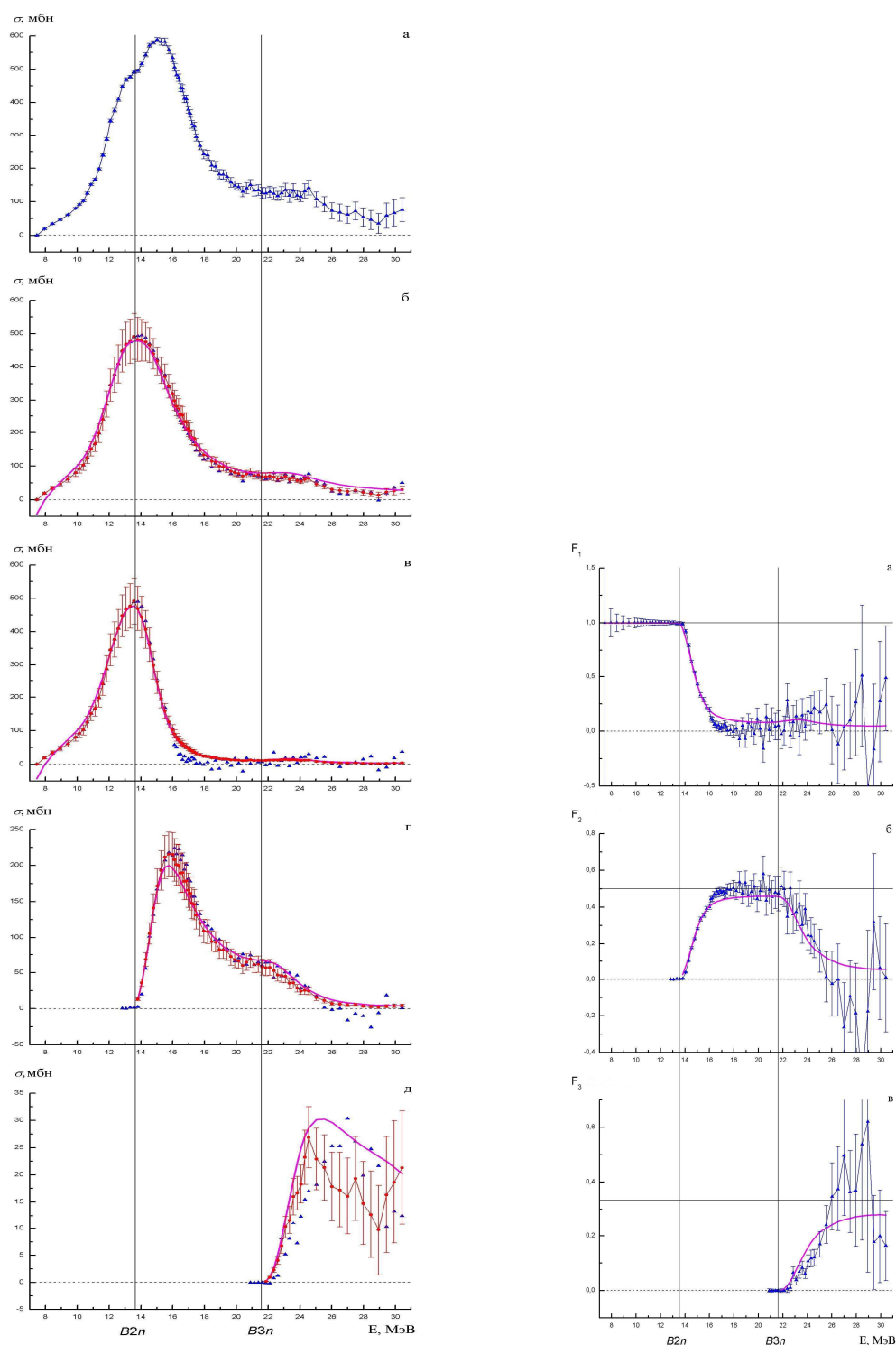


Рис. 2.17. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{190}Os .

Слева: оцененные ([46] – точки) и экспериментальные ([40], L0046 – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$);

Справа: экспериментальные ([40], L0046 – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

^{192}Os

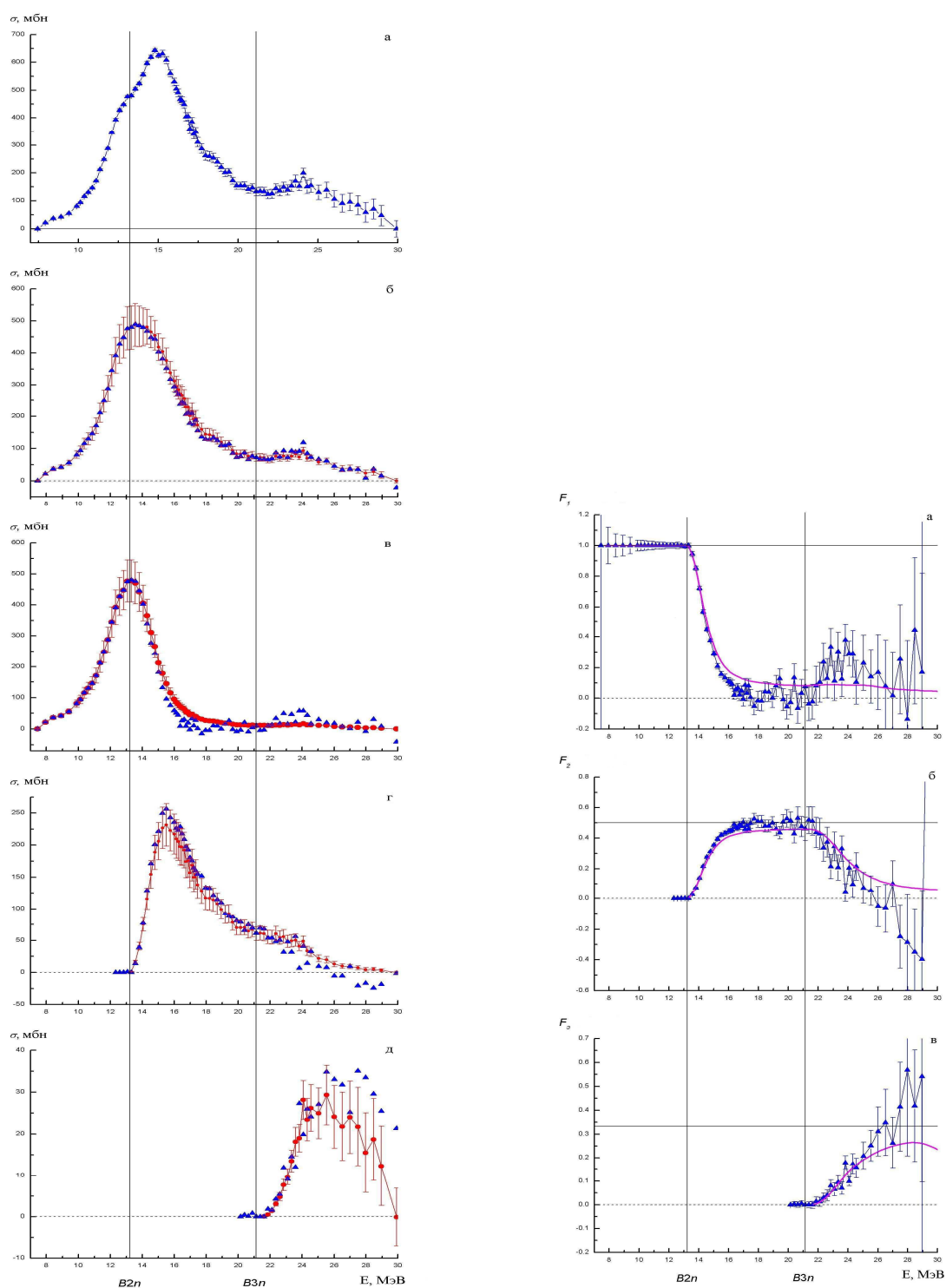


Рис. 2.18. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{192}Os .

Слева: оцененные ([46] – точки) и экспериментальные ([40], L0046 – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$);

Справа: экспериментальные ([40], L0046 – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

^{197}Au

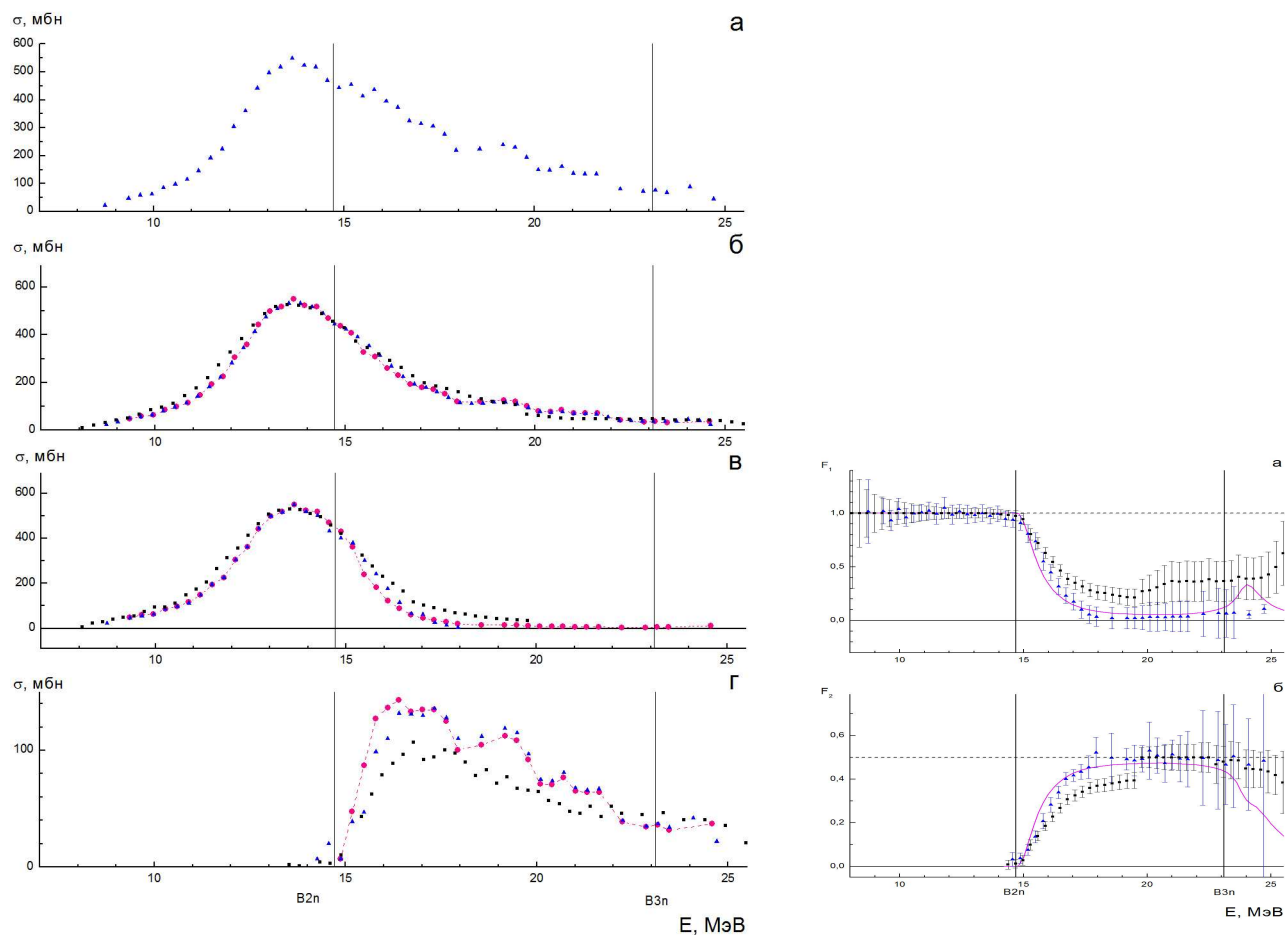


Рис. 2.19. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{197}Au .

Слева: оцененные [16], M0798 – точки) и экспериментальные ([47, L0002] – треугольники, [48, L0021] – квадраты) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$);

справа: экспериментальные ([47, L0002] – треугольники, [48, L0021] – квадраты) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а) и F_2 (б).

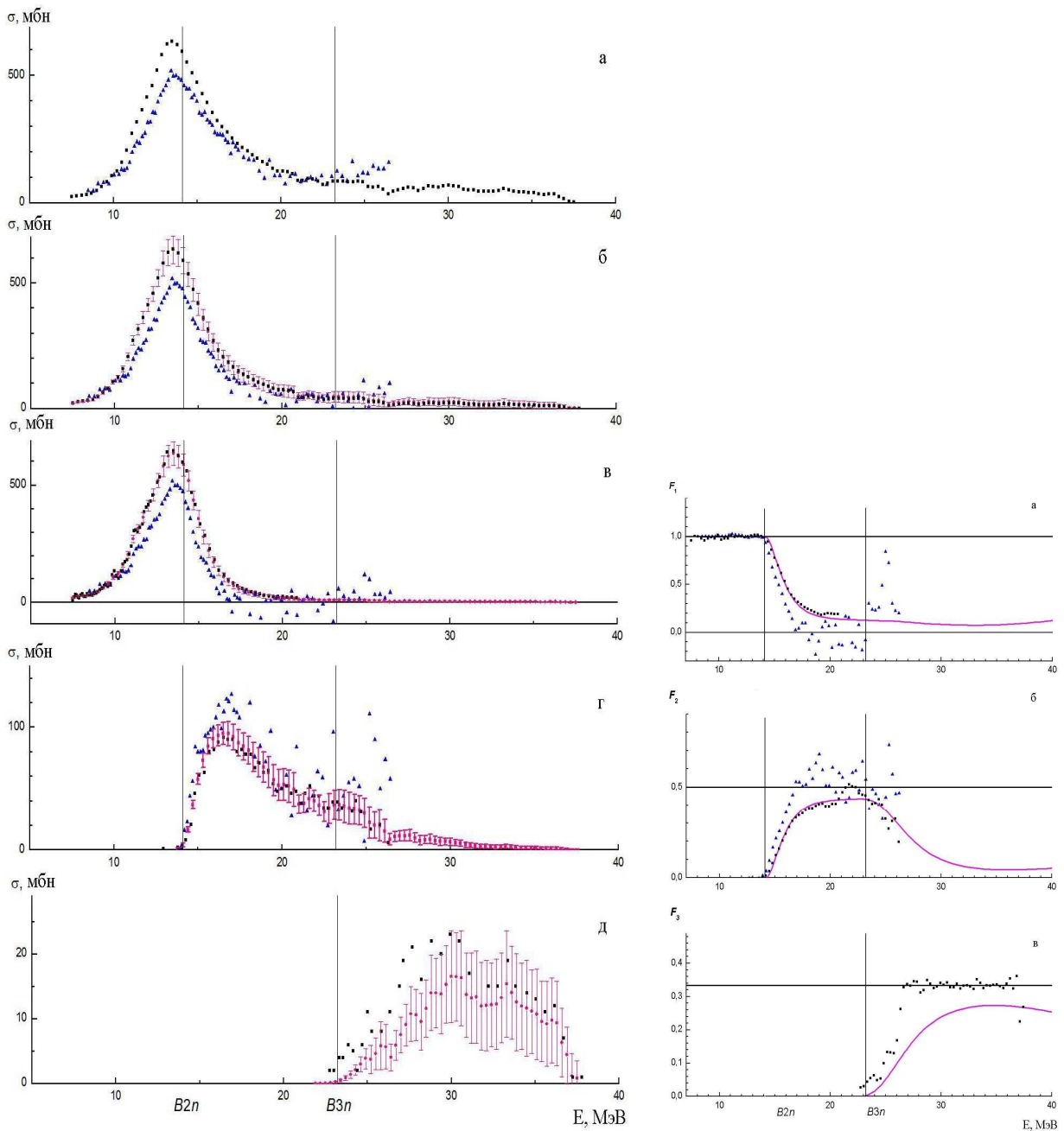


Рис. 2.20. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{208}Pb .

Слева: оцененные ([22] - точки) и экспериментальные ([49], L0007 - треугольники, [48], L0021 - квадраты) сечения фотонейтронных реакций (а - $\sigma(\gamma, xn)$, б - $\sigma(\gamma, sn)$, в - $\sigma(\gamma, 1n)$, г - $\sigma(\gamma, 2n)$, д - $\sigma(\gamma, 3n)$);
справа: и экспериментальные ([49], L0007 - треугольники, [48], L0021 - квадраты) и теоретические ([28–31] - линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

^{209}Bi

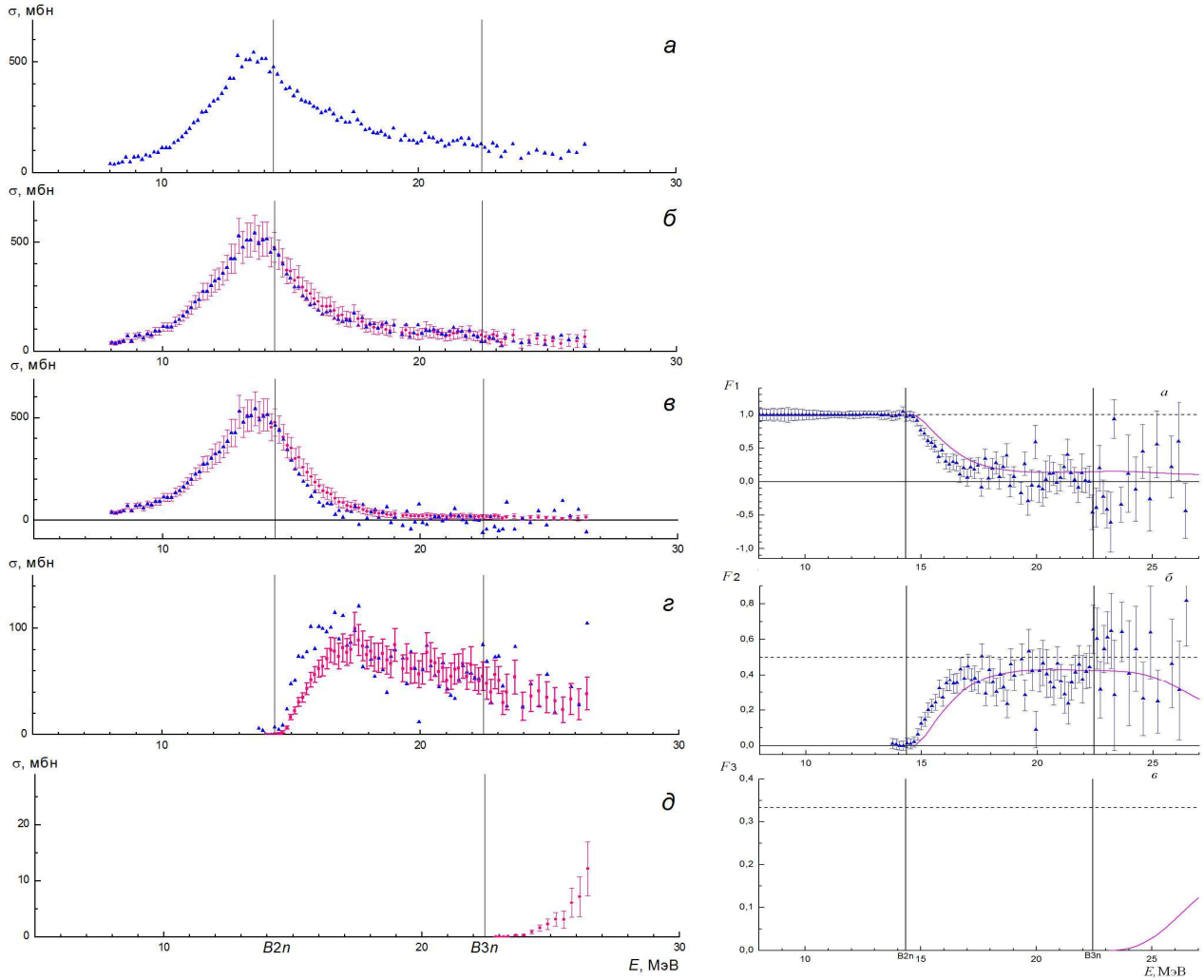


Рис. 2.21. Оцененные сечения и переходные функции множественности нейтронов для ядра ^{209}Bi .

Слева: оцененные ([42] - точки) и экспериментальные ([49], L0007 – треугольники) сечения фотонейтронных реакций (а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$, д – $\sigma(\gamma, 3n)$);

справа: и экспериментальные ([49], L0007 – треугольники) и теоретические ([28–31] – линии) функции множественности F_1 (а), F_2 (б) и F_3 (в).

**Владимир Васильевич Варламов
Сергей Юрьевич Комаров
Борис Саркисович Ишханов
Вадим Николаевич Орлин
Николай Николаевич Песков
Михаил Евгеньевич Степанов
Константин Александрович Стопани**

**АТЛАС
ОЦЕНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ
ПАРЦИАЛЬНЫХ И ПОЛНЫХ
ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ**

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Работа поступила в ОНТИ 09.11.2015