

**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, Т.С.Полевич, М.Е.Степанов

**АНАЛИЗ НАДЕЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
О СЕЧЕНИЯХ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ
ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ.
НОВЫЕ ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ЯДРА ^{159}Tb**

Препринт НИИЯФ МГУ 2011-5/869

В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, Т.С.Полевич, М.Е.Степанов

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

**АНАЛИЗ НАДЕЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
О СЕЧЕНИЯХ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ.
НОВЫЕ ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ЯДРА ^{159}Tb**

Препринт НИИЯФ МГУ 2011-5/869

Аннотация

Для изотопа тербия ^{159}Tb выполнен совместный анализ экспериментальных данных по сечениям полных $\sigma(\gamma, xn)$ и парциальных фотонейтронных реакций, полученным с помощью пучков тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Проанализированы имеющиеся систематические расхождения между результатами различных экспериментов, рассмотрены методы их учета, с помощью специальной переходной функции множественности $F_2 = \sigma(\gamma, 2n)/\sigma(\gamma, xn)$ выполнен анализ надежности результатов конкретных экспериментов. В рамках нового экспериментально-теоретического подхода к оценке сечений парциальных реакций получены оцененные данные по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$, а также сечения реакции $\sigma(\gamma, sn)$ на ядре ^{159}Tb , свободные от недостатков экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности.

V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov, V.N.Orlin, T.S.Polevich, M.E.Stepanov

**ANALYSIS OF RELIABILITY OF EXPERIMENTAL DATA
ON TOTAL AND PARTIAL PHOTONEUTRON REACTION CROSS SECTIONS.
NEW EVALUATED DATA FOR ^{159}Tb**

Preprint SINP MSU 2011-5/869

Abstract

For Terbium isotope ^{159}Tb the combined analysis was carried out for experimental data for cross sections of total $\sigma(\gamma, xn)$ and partial photoneutron reactions obtained using bremsstrahlung and quasimonoeenergetic annihilation photons. The systematic disagreements between the various experiments data were analyzed, the methods for their taking into account were examined, the analyzis of concrete experiment data reliability was carried out using the special transitional function of multiplicity $F_2 = \sigma(\gamma, 2n)/\sigma(\gamma, xn)$. In the frame of new experimental-theoretical threatment to evaluation of partial reaction cross sections the evaluated data for $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, 3n)$ and $\sigma(\gamma, sn)$ reaction cross sections on ^{159}Tb free from shortcomings of experimental neutron multiplicity sorting methids were obtained.

Введение

Хорошо известно, сколь актуальной с точки зрения исследования свойств гигантского дипольного резонанса (ГДР) атомных ядер является информация о сечениях парциальных фотоядерных, прежде всего, фотонейтронных реакций, таких как (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$.

Такие данные востребованы для решения целого ряда фундаментальных проблем электромагнитных взаимодействий в области ГДР – соотношение прямых и статистических процессов при формировании и распаде высоковозбужденных ядерных состояний, соотношение различных компонент при формировании изоспинового расщепления ГДР, соотношение переходов различного типа, формирующих компоненты конфигурационного расщепления ГДР и многие другие.

Эти данные широко используются в самых различных областях науки и техники (ядерная физика и ядерная энергетика, радиационные разделы химии, геологии, медицины, материаловедение и экология и многие другие).

В последнее время данные о сечениях парциальных фотонейтронных реакций были востребованы в области самых современных исследований свойств кварк-глюонной плазмы на встречных пучках релятивистских ядер крупнейших в мире установок. Особенности кинематики встречных пучков создают определенные трудности с мониторингом светимости таких ускорителей. Для решения задачи мониторинга было предложено регистрировать коррелированные пары нейтронов от процессов взаимной электромагнитной диссоциации каждого из сталкивающихся ядер. Такая диссоциация происходит под воздействием лорентц-сжатых кулоновских полей ядер даже в случае отсутствия перекрытия их ядерных плотностей в момент наибольшего сближения ядер. Основным механизмом взаимной электромагнитной диссоциации является возбуждение и последующий распад по одонейтронному каналу гигантских дипольных резонансов (ГДР) в каждом из сталкивающихся ядер.

Следует особо отметить и то обстоятельство, что сечение полной фотонейтронной реакции (γ, sn) , дающее основной вклад в сечение полного фотопоглощения (γ, abs) , обычно получается из сечения реакции полного выхода нейтронов (γ, xn) путем вычитания из него вклада сечения парциальной реакции с образованием двух нейтронов, определенного специально.

Все сказанное делает очевидной актуальность проблемы получения точных и надежных данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций.

Определению сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций было посвящено большое количество экспериментов, различного типа, выполненных, в основном, достаточно давно. Такие данные накоплены в международных базах данных и активно используются как в фундаментальных, так и прикладных научных исследованиях. К сожалению, между результатами разных экспериментов наблюдаются существенные расхождения, которые имеют систематический характер и ставят на повестку дня проблему оценки их точности и надежности, разработки методов согласования.

Отдельные исследования, посвященные решению этих проблем, использовали различные подходы и приводили к разным, зачастую, противоречащим друг другу, рекомендациям по учету выявленных систематических расхождений. Это делает актуальным системный подход к решению этой проблемы.

Развитию такого системного подхода к решению проблемы систематических расхождений результатов разных фотоядерных экспериментов на примере конкретных экспериментальных данных по фоторасщеплению ядра ^{159}Tb и посвящена настоящая работа.

1. Особенности методов получения данных о сечениях полных и парциальных фотонейтронных реакций

Проведение экспериментальных исследований процессов взаимодействия с атомными ядрами фотонов и определение сечений полных и парциальных фотоядерных реакций осложняется целым рядом обстоятельств, в основе которых лежит отсутствие достаточно интенсивных пучков моноэнергетических γ -квантов. В связи с этим экспериментаторы вынуждены прибегать к специальным методам, которые при исследовании ГДР атомных ядер позволяют в определенных условиях работать с эффективными спектрами фотонов, вызывающих реакции, которые с теми или иными допущениями могут быть интерпретированы как квазимоноэнергетические.

Наибольшее распространение получили 2 подхода к получению таких условий, которые условно могут быть охарактеризованы как «математические» и «аппаратные».

Первые из них, применяемые в экспериментах с пучками тормозного γ -излучения, большинство из которых выполнено в НИИЯФ МГУ (Москва), используют различные методы восстановления сечения реакции σ из выхода реакции Y (проинтегрированного от порога E_{th} до максимальной энергии E_m спектра тормозного излучения по энергии фотона E результата перемножения (свертки) искомого сечения реакции $\sigma(E)$ и фотонного спектра $W(E_m, E)$)

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

Математические методы восстановления сечения реакции из ее выхода при таком подходе специально разработаны для обеспечения квазимоноэнергетической интерпретации информации о сечении.

Вторые для достижения условий такой интерпретации используют специальных разностные процедуры для результатов измерений на пучках тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов:

- измерение выхода $Y_{e^+}(E)$ (1) реакции под суммарным действием фотонов от аннигиляции позитронов и их тормозного γ -излучения;

- измерение выхода $Y_e(E)$ (1) реакции под действием фотонов только от тормозного γ -излучения электронов;

- получение (в предположении, что спектры тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны) разности экспериментальных выходов $Y_{e^+}(E) - Y_e(E) = Y(E)$, интерпретируемой как искомое сечение $\sigma(E)$. Большинство таких экспериментов выполнено в Сакле (Франция) и Ливерморе (США).

Квазимоноэнергетическая интерпретация информации о сечении реакции при таком подходе достигается специальным выделением эффектов, вызываемых фотонами моноэнергетической линии аннигиляции при устранении немонаэнергетических эффектов от фотонов тормозного излучения позитронов.

Эффективные энергетические спектры фотонов, взаимодействующих с ядром-мишенью, в методах, перечисленных выше, а также методы определения параметров фотонных пучков различаются весьма существенно, что означает, по существу, различия в условиях проведения экспериментов и ведет к хорошо известным систематическим расхождениям полученных результатов по сечениям реакций.

Такие систематические расхождения с очевидностью выявляются при сравнительном анализе данных даже по сечению реакции полного выхода нейтронов

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots + \nu\sigma(\gamma, f). \quad (2)$$

Такие данные получены при прямой регистрации образующихся нейтронов. Анализ [1] существующих экспериментальных данных по более 500 сечениям реакции полного выхода фотонейтронов (γ, xn) на ядрах от ^3H до ^{238}U свидетельствует о явном расхождении данных большинства лабораторий с данными Ливермора. Было установлено, что среднее значение отношений интегральных сечений, полученных разными методами в различных лабораториях, к данным, полученным в Ливерморе

$$R_{\text{сист}}^{\text{int}} = \sigma_{\text{разные лаборатории}}^{\text{int}}(\gamma, xn) / \sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{int}}(\gamma, xn), \quad (3)$$

отличается от 1. Достаточно отчетливо проявляется концентрация значений исследуемого отношения вокруг среднего значения $\langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle = 1.12 \pm 0.24$. Подобные расхождения абсолютных величин сечений реакций могут быть обусловлены погрешностями абсолютных нормировок, обусловленных неточностями в определении интенсивности пучков фотонов, вызывающих реакции или эффективности нейтронных детекторов [2]. Следует отметить, что учет (устранение) таких расхождений возможен с использованием относительно простых корректировок – взаимных перенормировок данных разных экспериментов с использованием или конкретных для каждого эксперимента значений R^{int} (3) или среднего значения $\langle R_{\text{сист}}^{\text{int}} \rangle$.

Расхождения между сечениями парциальных реакций - $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\sigma, 2n)$, $\sigma(\gamma, 3n)$,... оказываются более существенными. Энергетические пороги таких реакций невелики и достаточно близки друг к другу, и в области энергий выше порога $B2n$ реакции ($\gamma, 2n$) 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. Та же проблема возникает и при энергиях выше порога $B3n$ реакции ($\gamma, 3n$) – проблема разделения реакций с образованием 2 и 3 нейтронов и т.д. Эти проблемы решаются в экспериментах с помощью специальных методов разделения нейтронов по множественности, которые также могут быть условно разделены на «математические» и «аппаратные».

Первые из них, применяемые к данным, полученным в экспериментах с пучками тормозного γ -излучения, используют для разделения нейтронов по множественности соотношения статистической теории, применяемые к сечениям полной реакции (2). Вторые, применяемые в экспериментах с квазимоноэнергетическими фотонами, используют специальные детекторы, позволяющие разделять нейтроны по множественности путем измерения их средних энергий (предполагается, что нейтроны из реакции (γ, n) имеют большие энергии, чем нейтроны из реакции ($\gamma, 2n$)).

Так, в Ливерморе использовался метод «кольцевых отношений», при котором детекторы нейтронов располагались вокруг мишени в замедлителе концентрическими кольцами разного диаметра, из которых кольцо меньшего диаметра регистрировало нейтроны с меньшей кинетической энергией (предположительно - из реакции ($\gamma, 2n$)), а кольцо большего диаметра – нейтроны с большей кинетической энергией – предположительно из реакции (γ, n).

В Сакле использовался большой детектор из сцинтиллятора, обогащенного гадолинием, специально откалиброванный с помощью источников нейтронов.

Существенные сложности таких методов и общие различия подходов приводят к тому, что, к расхождениям, связанным с различиями фотонных пучков, добавляются расхождения, обусловленные различиями методов разделения фотонейтронов по множественности. В то время, как сечения реакций полного выхода фотонейтронов, полученные без учета множественности фотонейтронов, различаются лишь на $\sim 10 - 15$ (как отмечалось выше, в среднем на 12) %, результаты, полученные для сечений парциальных реакций с учетом множественности, различаются существенно больше (до 100 %) и, к тому же, в разные стороны для реакций с различной множественностью нейтронов.

Аналізу таких расхождений было посвящено достаточно много исследований, например, [2 – 7]. Было установлено, что, если, в одной лаборатории (условно, в Ливерморе) данные по сечениям реакции $\sigma(\gamma, n)$, оказываются недооцененными, а данные по сечениям реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ – переоцененными (некоторая часть нейтронов из первой реакции неоправданно приписывается второй), то в другой лаборатории (в Сакле) – наоборот. В работе [3] данные для ядра ^{181}Ta , полученные в Сакле и Ливерморе, были проанализированы совместно с результатами исследований [5 – 7] на этом ядре реакций (e, Tn) , (e, n) и $(e, 2n)$. Поскольку сечения электро- и фоторасщепления ядер могут быть [6, 7] связаны между собой с помощью спектров виртуальных фотонов, имеется возможность по данным для реакции $(e, 2n)$ оценить сечение реакции и $(\gamma, 2n)$. Экспериментальное сечение [5] реакции $^{181}\text{Ta}(e, 2n)$ было получено с использованием очевидного соотношения

$$\sigma(e, 2n) = \frac{1}{2}(\sigma(e, xn) - \sigma(e, n)), \quad (4)$$

в котором используются экспериментально определенные $\sigma(e, xn)$ и $\sigma(e, n)$. Сечение $\sigma(e, n)$ измерялось дважды – с определением множественности нейтронов $\sigma_1(e, n)$ и использованием метода наведенной активности (распад ядра ^{181}Ta , 93.3 кэВ, Ge-Li детектор) $\sigma_2(e, n)$. Было показано, что данные Сакле для сечений реакций $\sigma(\gamma, 2n)$ оказываются заниженными, тогда как для сечений (γ, n) реакций – напротив – завышенными по сравнению с данными Ливермора. Это выглядело вполне логичным, поскольку в принципе метод «кольцевых отношений» представлялся более приспособленным для измерения средних энергий нейтронов по сравнению с большим сцинтиллятором, зависимость функции эффективности которого от энергии нейтронов практически не имела горизонтального участка [8].

Очевидно, что простой перенормировки данных в таких случаях недостаточно. На основе упомянутых выше результатов анализа особенностей методов разделения фотонейтронов по множественности для преодоления подобных расхождений данных обеих лабораторий по парциальным фотонейтронным реакциям в работах [3, 4] в Сакле и Ливерморе был использован специальный подход. Данные для сечений реакций $\sigma(\gamma, 2n)$, полученные в Сакле, где, как предполагалось, множественность фотонейтронов была определена некорректно, пересчитывались по формулам

$$R\sigma_{\text{Л}}^{2n} = \sigma_{\text{С}}^{2n*} = \sigma_{\text{С}}^{2n} + \frac{1}{2}(\sigma_{\text{С}}^n - R\sigma_{\text{Л}}^n), \quad (5)$$

$$R = \sigma_{\text{С}}^{xn} / \sigma_{\text{Л}}^{xn} = (\sigma_{\text{С}}^n + 2\sigma_{\text{С}}^{2n}) / (\sigma_{\text{Л}}^n + 2\sigma_{\text{Л}}^{2n}), \quad (6)$$

$$\sigma_{\text{С}}^{xn} = (\sigma_{\text{С}}^n + 2\sigma_{\text{С}}^{2n}) = R\sigma_{\text{Л}}^{xn} = R(\sigma_{\text{Л}}^n + 2\sigma_{\text{Л}}^{2n}), \quad (7)$$

Согласно которым которых часть $(\frac{1}{2}(\sigma_{\text{С}}^n - R\sigma_{\text{Л}}^n))$ сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$, ошибочно к ней отнесенная, «возвращается» в сечение двухнейтронной реакции:

Детальный системный анализ [4] сечений реакций $\sigma(\gamma, xn)$, $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученных в экспериментах с использованием пучков квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе и Сакле, был выполнен для 19 ядер от ^{51}V до ^{238}U . Было показано, 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 ($\sigma_{\text{Л}}^{2n*} = R\sigma_{\text{Л}}^{2n}$) и Сакле ($\sigma_{\text{С}}^{2n*}$) сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, 2n)$ существенно сближаются – приходят в согласие друг с другом, конкретно – данные Сакле приближаются к данным Ливермора.

Рис. 1 иллюстрирует результаты такого подхода на примере данных для исследуемого ядра ^{159}Tb . Хорошо видно, что сечения обеих исследованных парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученные в Ливерморе [9] и Сакле [10], сильно различавшиеся исходно, оказываются после описанной обработки весьма близкими друг к другу, точнее – данные Сакле оказываются близкими к данным Ливермора.

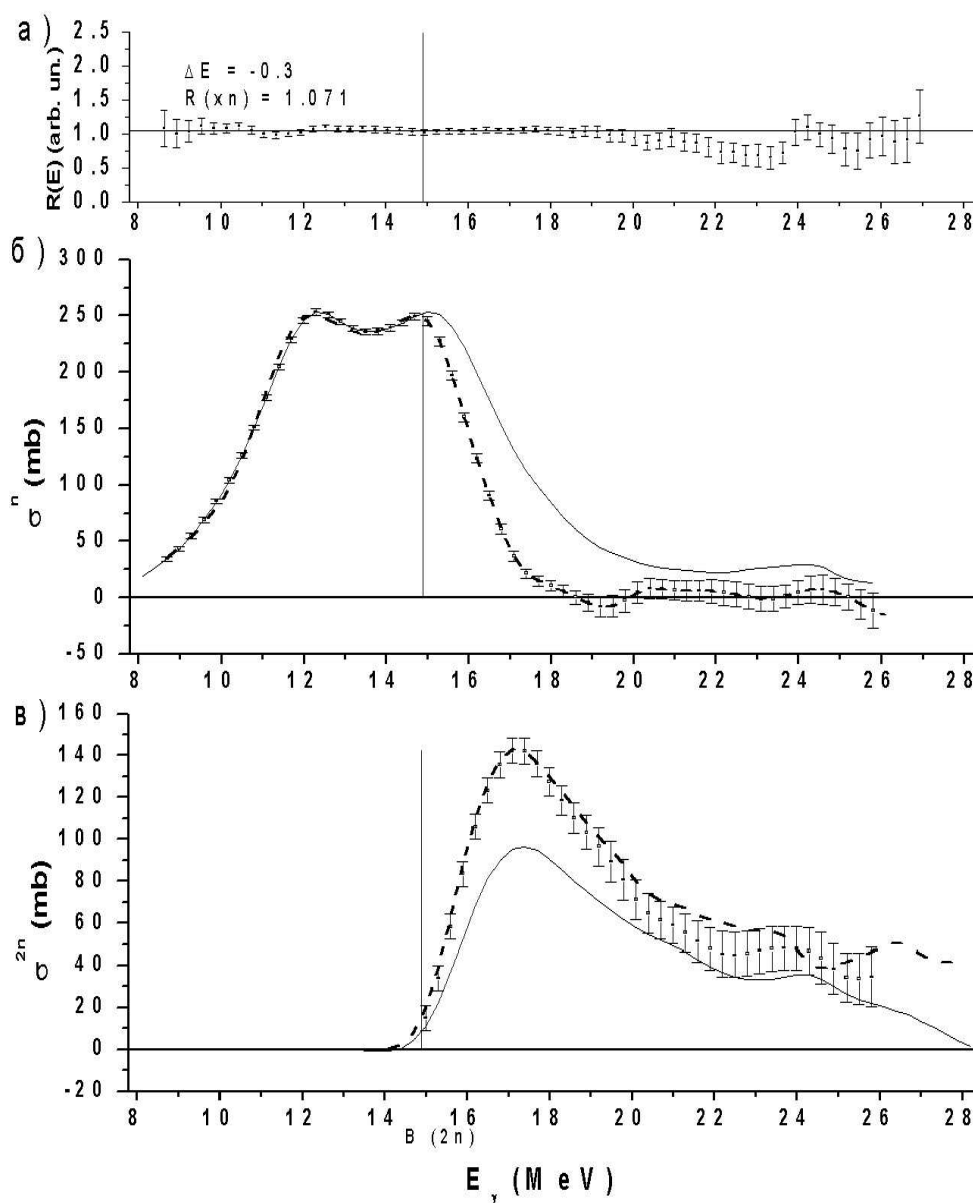


Рис. 1. Результаты взаимной корректировки сечений полной и парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{159}Tb , полученных в Ливерморе [9] и Сакле [10]:

- а) отношения $R(E)$ сечений $\sigma(\gamma, xn)$ реакции; указаны значения ΔE и $R(xn)$;
- б) данные для сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$:
 - сплошная линия – исходные данные Сакле $\sigma_{\text{С}}^n$;
 - точки с ошибками – оцененные данные Сакле $\sigma_{\text{С}}^{n*}$;
 - пунктир – оцененные данные Ливермора $R\sigma_{\text{Л}}^n$;
- в) данные для сечений реакций $\sigma(\gamma, 2n)$:
 - сплошная линия – исходные данные Сакле $\sigma_{\text{С}}^{2n}$;
 - точки с ошибками – оцененные данные ((5) – (7)) Сакле $\sigma_{\text{С}}^{2n*}$;
 - пунктир – оцененные данные Ливермора $R\sigma_{\text{Л}}^{2n}$.

Однако на Рис. 1б видно также, что в то время как сечение реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma, n)^{158}\text{Tb}$, полученное в Сакле [10], плавно уменьшается, приближаясь к нулевым значениям, сечение, полученное в Ливерморе [9], ведет себя весьма странно. Вместо типичного плавного уменьшения за максимумом ГДР это сечение достаточно резко спадает, в области энергий 18 – 20 МэВ переходит в область «нефизических» отрицательных значений, затем проявляет некий локальный максимум, после которого вновь попадает в область отрицательных значений.

Очевидно, что подобное нетипичное поведение сечений реакции $\sigma(\gamma, n)$ в той области энергий, в которой возможна и реакция $(\gamma, 2n)$, рождает серьезные сомнения в том, что разделение образовавшихся под действием фотонов нейтронов между этими парциальными реакциями по множественности выполнено корректно. Возможная некорректность связана с тем, что часть нейтронов, формировавших сечение реакции $\sigma(\gamma, n)$, неоправданно интерпретируется как нейтроны, формирующие сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$, в котором эта прибавка «некорректных» нейтронов на фоне «правильных» незаметна, поскольку происходит в области физически допустимых положительных значений. Вместе с тем, в связи с существенным различием в абсолютных величинах сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, относительно небольшая «утечка» нейтронов из первых должна приводить к заметным прибавкам во вторых. По существу, данные Рис. 1 об этом и свидетельствуют.

Очевидно, что в таких ситуациях необходим объективный контроль того, насколько надежно происходит в конкретном эксперименте разделение фотонейтронов по множественности. В ряде работ, посвященных новому экспериментально-теоретическому методу оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций [11 – 15], для такого контроля было предложено использовать специальную переходную функцию множественности

$$F_2 = \sigma(\gamma, 2n)/\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 2n)/[\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \dots + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (8)$$

Эта функция обладает целым рядом свойств, делающих ее простым, удобным и эффективным средством анализа надежности и достоверности (точнее – ненадежности и недостоверности) экспериментальных сечений парциальных фотонейтронных реакций:

- 1) ни при каких энергиях фотонов по определению (8) F_2 не может принимать значений, больших 0.5;
- 2) отклонение от значения 0.5 в области малых энергий обусловлено присутствием сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$; при возрастании энергии фотонов значения функции $F_2(E)$ должны «снизу» стремиться к значению 0.5;
- 3) отклонения значений функции $F_2(E)$ от значения 0.5 в области энергий, больших V_{3n} , определяются величиной $3\sigma(\gamma, 3n)$, которая проявляется уже на спадающем участке сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$.

Рис. 2, на котором представлена функция $F_2^{\text{эксп}}$, полученная с использованием данных [9] для реакций $^{159}\text{Tb}(\gamma, 2n)$ и $^{159}\text{Tb}(\gamma, xn)$, дает представление о возможностях этой функции как критерия ненадежности данных о сечениях рассматриваемых реакций. Хорошо видно, что именно в области энергий ~ 18.5 – 22.0 МэВ, в которой сечение реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma, n)$ ведет себя (Рис. 2а) «нефизически», принимая отрицательные значения, функция $F_2^{\text{эксп}}$ принимает значения, превосходящие величину 0.5, что недопустимо по определению. Это с очевидностью свидетельствует о ненадежности в этой области энергий и данных о сечении реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ и, соответственно (поскольку отсутствует какая-либо иная третья реакция) – сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$, то есть о неправильности проведенного экспериментально разделения фотонейтронов с множественностью 1 и 2.

Такой же вывод можно сделать и относительно разделения нейтронов с множественностью 2 и 3 в области энергий выше порога V_{3n} реакции $(\gamma, 3n)$, в которой функция $F_2^{\text{эксп}}$ принимает значения 1.5 и даже 2.0.

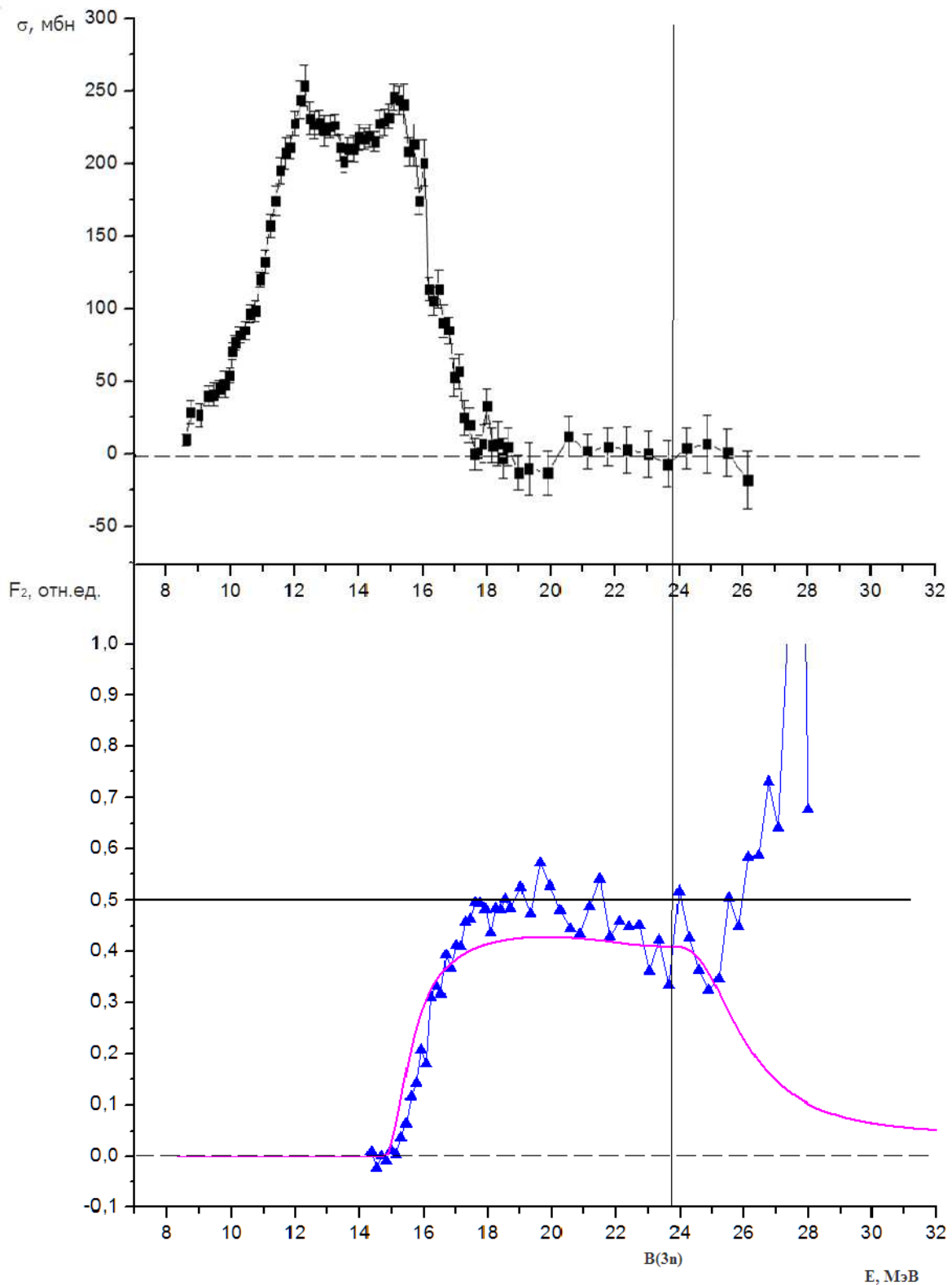


Рис. 2. Пример «нефизического» распределения нейтронов между сечениями реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$: сверху вниз – сечение реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma,n)$ [9], и соответствующая функция. $F_2^{\text{эксп}} = \sigma_{(\gamma,2n)}/\sigma_{(\gamma,xn)}$ [11]. На нижнем рисунке представлена также теоретическая функция $F_2^{\text{теор}}$ [14, 17, 18].

На Рис. 2 представлена также кривая $F_2^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}_{(\gamma,2n)} / \sigma^{\text{теор}}_{(\gamma,xn)}$, полученная в рамках современной предравновесной модели фотоядерных реакций, основанной на использовании Ферми-газовых плотностей [14, 15]. В этой и подобных (например, [16]) моделях в последнее время при описании отдельных каналов формирования и распада ГДР и их конкуренции между собой для большого числа ядер достигнут очевидный прогресс. В частности, оказалось возможным [14, 15] детально проследить влияние на процессы формирования и распада ГДР эффектов, обусловленных деформацией ядра, конфигурационным и изоспиновым расщеплениями ГДР. Рис. 2 дает представление о том, что функция $F_2^{\text{теор}}$ ведет себя абсолютно физически правильно:

- выше порога V_{2n} реакции $(\gamma,2n)$ функция $F_2^{\text{теор}}$ соответствующим образом возрастает;

- нарастая, $F_2^{\text{теор}}$ приближается к некоторому предельному значению (обусловленному величиной «хвоста» сечения реакции $\sigma(\gamma,n)$), не достигая граничного значения 0.5;

- выше энергии V_{3n} порога реакции $(\gamma,3n)$ $F_2^{\text{теор}}$ плавно уменьшается в связи с появлением вклада $3\sigma(\gamma,3n)$.

Очевидно, что существенные отклонения поведения $F_2^{\text{эксп}}$ от $F_2^{\text{теор}}$ обусловлены отмечавшимися выше «нефизическими» особенностями поведения сечения реакции $\sigma(\gamma,2n)$ в его соотношении с сечением реакции $\sigma(\gamma,xn)$.

Системный анализ с помощью полной международной базы экспериментальных данных (БД) по ядерным реакциям [17] поведения сечений реакции $\sigma(\gamma,n)$ позволил установить, что подобное «нефизическое» поведение сечений этой реакции, полученных в Ливерморе, наблюдается и во многих других случаях. 3 характерных примера приводятся на Рис. 3 - 5.

Поведение сечения реакции $^{116}\text{Sn}(\gamma,n)$ [18] оказывается (Рис. 3) совершенно аналогичным рассмотренному выше поведению сечения реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma,n)$ – оно попадает в область нефизических отрицательных значений в области энергий 21.5 – 26.0 МэВ, в которой соответствующая функция $F_2^{\text{эксп}}$ (Рис. 3) имеет значения, недопустимые по определению. В области энергий, больших порога V_{3n} реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma,3n)$, сечение реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma,n)$ содержит отчетливо выраженный максимум, которому соответствует резкое уменьшение функции $F_2^{\text{эксп}}$ со значительным отклонением от значений $F_2^{\text{теор}}$.

Поведение сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)$ [19] выглядит (Рис. 4) еще более странно и нефизично. Резкое падение до нулевого значения уже при энергии 17.5 МэВ и фактическое отсутствие нейтронов из реакции (γ,n) при больших энергиях кардинально отличается от типичной ситуации для сечений реакции (γ,n) на ядрах этой области массовых чисел [4, 8, 20] – плавного уменьшения до нулевых значений при достаточно больших энергиях (~ 30 МэВ). Поведение соответствующей функции $F_2^{\text{эксп}}$ (Рис. 4) полностью подтверждает отмеченную выше нефизичность, поскольку в этой области $F_2^{\text{эксп}} \approx 1$ и значительно отличается от $F_2^{\text{теор}}$.

Наглядно нефизичным выглядит (Рис. 5) ситуация для ядра ^{208}Pb [21]. Несмотря на огромный разброс значений функции F_2 в области энергий от 16 до 27 МэВ, они, концентрируются в области $F_2 > 0.5$, достигая значений 0.9. Как и в случае ядра ^{181}Ta , в широкой области энергий выше 21 МэВ сечение реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma,n)$ не определено (впрочем, как и сечение реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma,3n)$ при энергии, большей порога V_{3n})- все зарегистрированные в этой области энергий нейтроны приписаны реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma,2n)$. В силу всего сказанного, очевидно, что это не является оправданным.

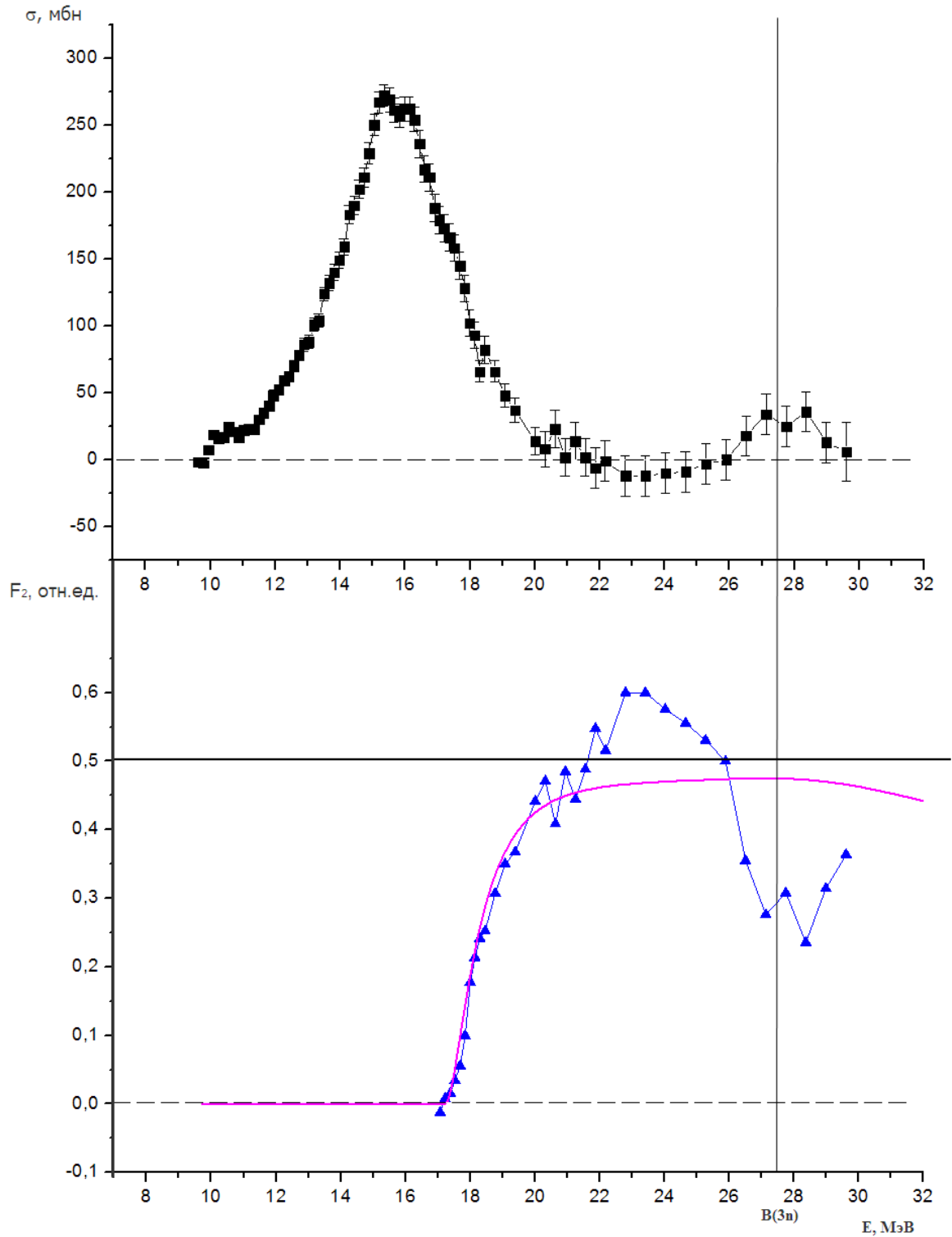


Рис. 3. Пример «нефизического» распределения нейтронов между сечениями реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$: сверху вниз – сечение реакции $^{116}\text{Sn}(\gamma, n)$ и соответствующая функция. $F_2^{\text{эксп}} = \sigma_{(\gamma, 2n)} / \sigma_{(\gamma, xn)}$ [18]. На нижнем рисунке представлена также теоретическая функция $F_2^{\text{теор}}$ [11, 14, 15].

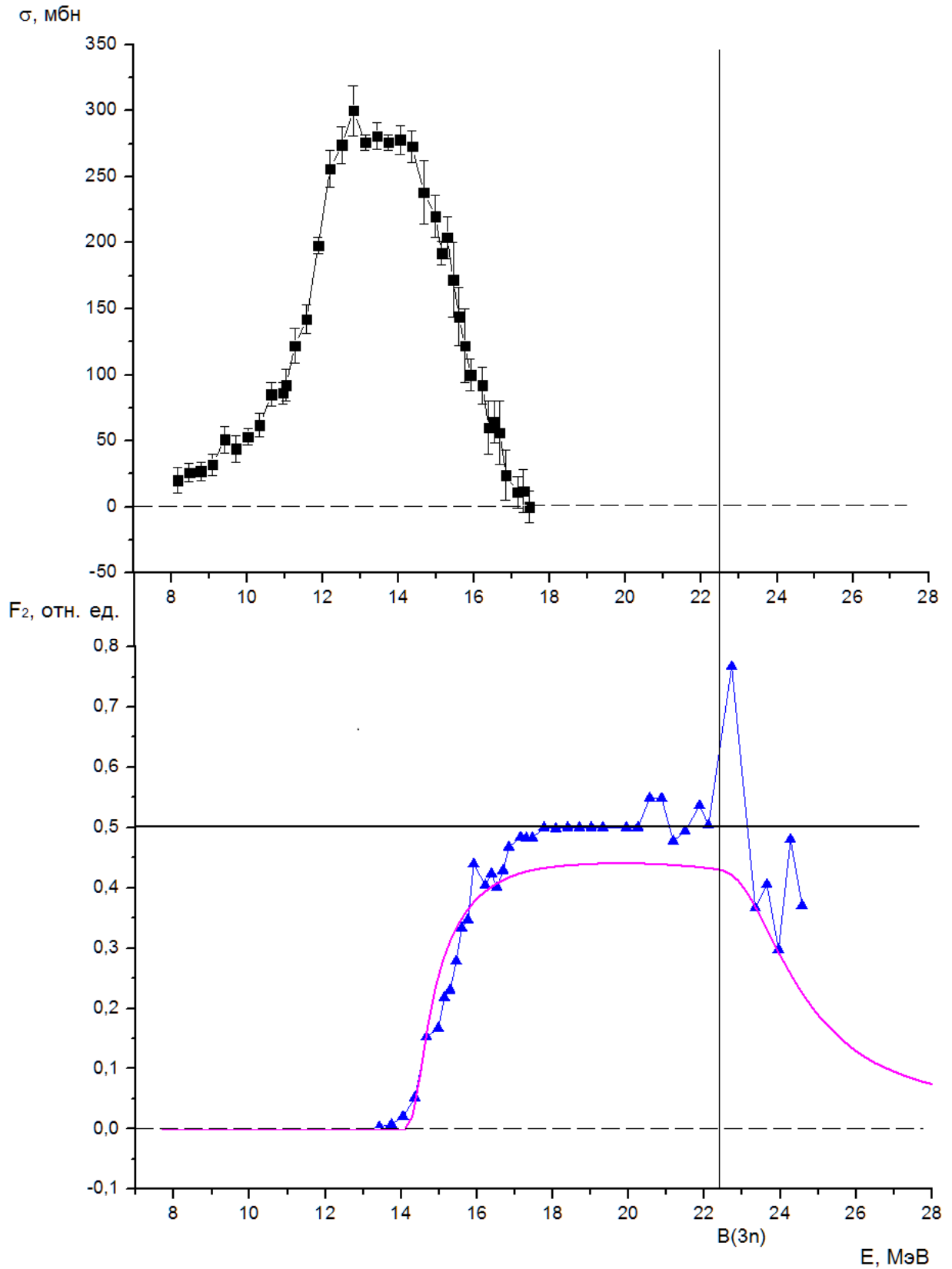


Рис. 4. Пример «нефизического» распределения нейтронов между сечениями реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$: сверху вниз – сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)$ и соответствующая функция. $F_2^{\text{эксп}} = \sigma_{(\gamma, 2n)} / \sigma_{(\gamma, xn)}$ [19]. На нижнем рисунке представлена также теоретическая функция $F_2^{\text{теор}}$ [14, 15].

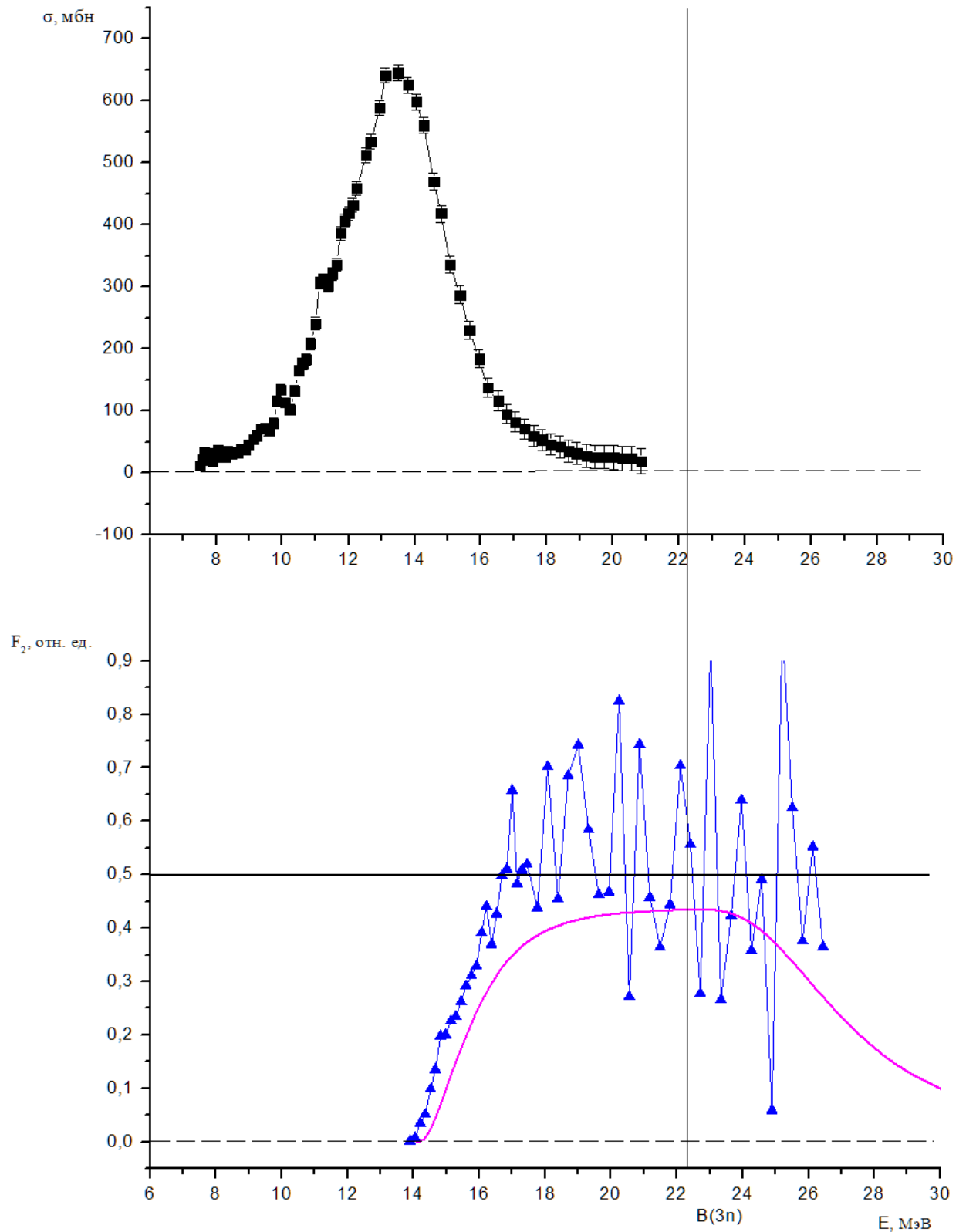


Рис. 5. Пример «нефизического» распределения нейтронов между сечениями реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$: сверху вниз – сечение реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$ и соответствующая функция. $F_2^{\text{эксп}} = \sigma_{(\gamma, 2n)}/\sigma_{(\gamma, xn)}$ [21]. На нижнем рисунке представлена также теоретическая функция $F_2^{\text{теор}}$ [14, 15].

Для системного подхода к исследованию и решению проблемы надежной оценки данных о сечениях парциальных (и полных) фотонейтронных реакций в настоящей работе используются данные для ядра ^{159}Tb , выбор которого обусловлен несколькими обстоятельствами:

1) данные по сечениям как полных, так и различных парциальных реакций на ядре тербия ^{159}Tb получены в разных лабораториях на различных фотонных пучках и с помощью разных методов разделения фотонейтронов по множественности, что позволяет выполнить системное сравнение их результатов;

2) для ядра ^{159}Tb характерны многие признаки ненадежности данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций, полученных с помощью разделения фотонейтронов по множественности, которые кратко были представлены выше, причем проявляются они весьма ярко;

3) для среднетяжелого ядра ^{159}Tb хорошо применима упомянутая выше теоретическая модель фотоядерных реакций, основанная на Ферми-газовых плотностях и учитывающая основные механизмы формирования ГДР – деформацию, конфигурационное и изоспиновое расщепление.

2. Экспериментальные данные по сечениям фотонейтронных реакций на ядре ^{159}Tb

Сечения реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ на ядре ^{159}Tb (2) были получены в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе [9] и Сакле [10], а также – на пучке тормозного γ -излучения в Москве (НИИЯФ МГУ) [22].

В работе [9] были получены данные для сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и полного фотонейтронного сечения $\sigma(\gamma, sn)$

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots + \sigma(\gamma, f), \quad (9)$$

в работе [10] – для сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, 3n)$ и $\sigma(\gamma, sn)$.

В работе [22] из сечения реакции полного выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ было извлечено лишь сечение реакции $\sigma(\gamma, sn)$, что, тем не менее, позволяет в настоящей работе получить с его помощью и данные для сечений реакций как $\sigma(\gamma, 2n)$

$$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, sn) - 2\sigma(\gamma, 3n), \quad (10)$$

так и $\sigma(\gamma, n)$

$$\sigma(\gamma, n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n) - 3\sigma(\gamma, 3n). \quad (11)$$

Все полученные таким образом экспериментальные данные по сечениям реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ и парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$ для ядра ^{159}Tb представлены на Рис. 6 – 9. Вместе с ними приводятся также результаты расчетов в рамках кратко описанной выше предравновесной модели фотоядерных реакций [14, 15].

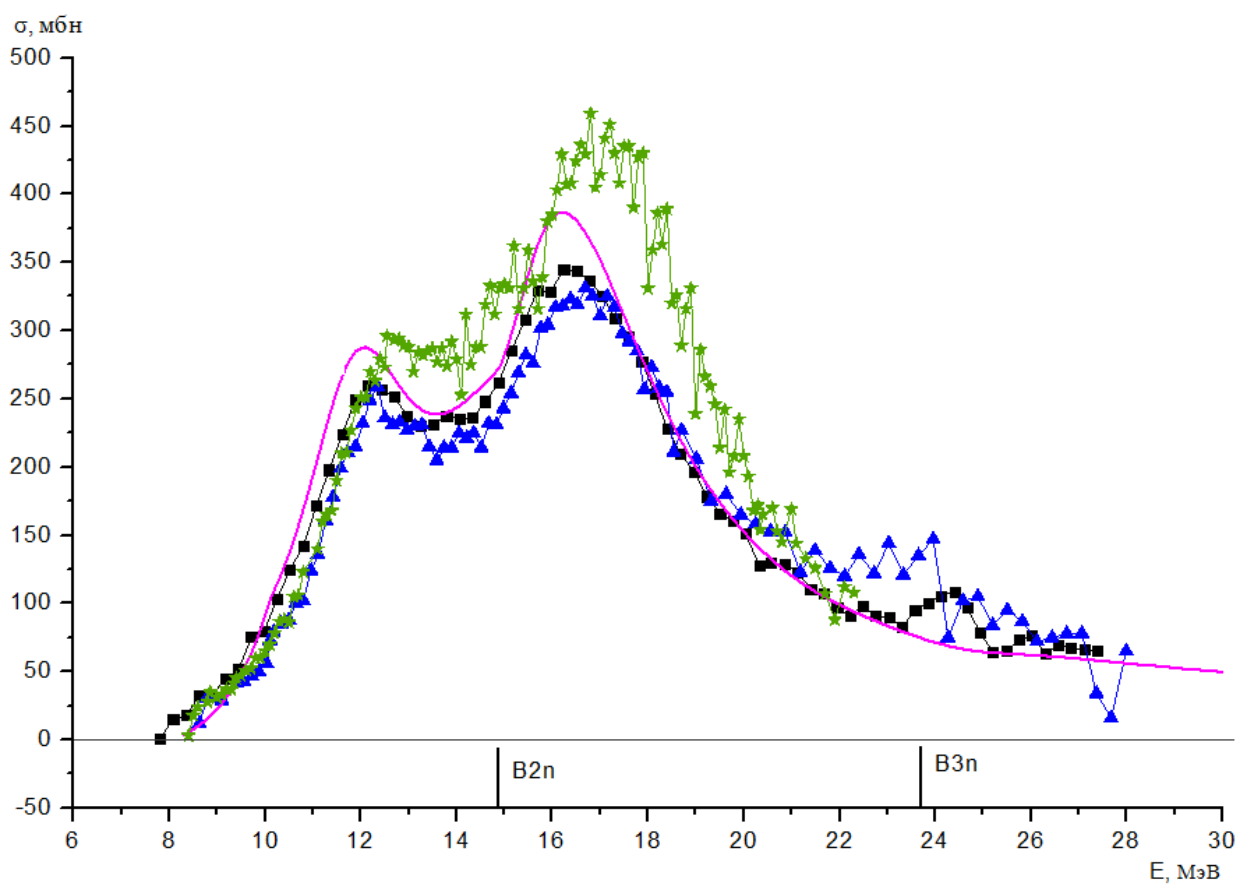






Рис. 6. Экспериментальные данные о сечении реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma, xn)$:

-  Ливермор [9];
-  Сакле [10];
-  Москва [22];
-  результат теоретического расчета [14, 15].

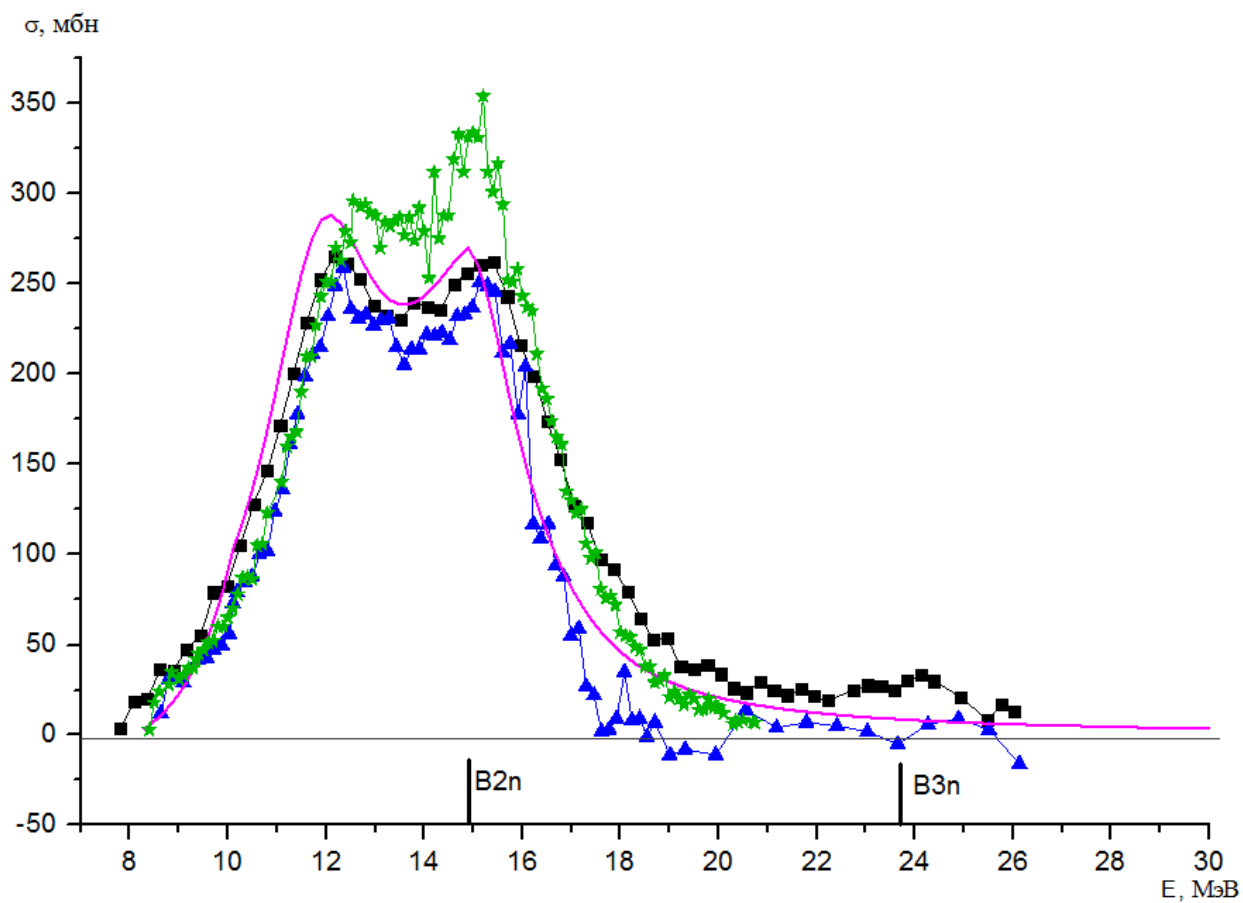


Рис. 7. Экспериментальные данные о сечении реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma, n)$:

- ▲ Ливермор [9];
- ■ Сакле [10];
- ★ данные, полученные (11) в настоящей работе по данным Москвы [22];
- — результат теоретического расчета [14, 15].

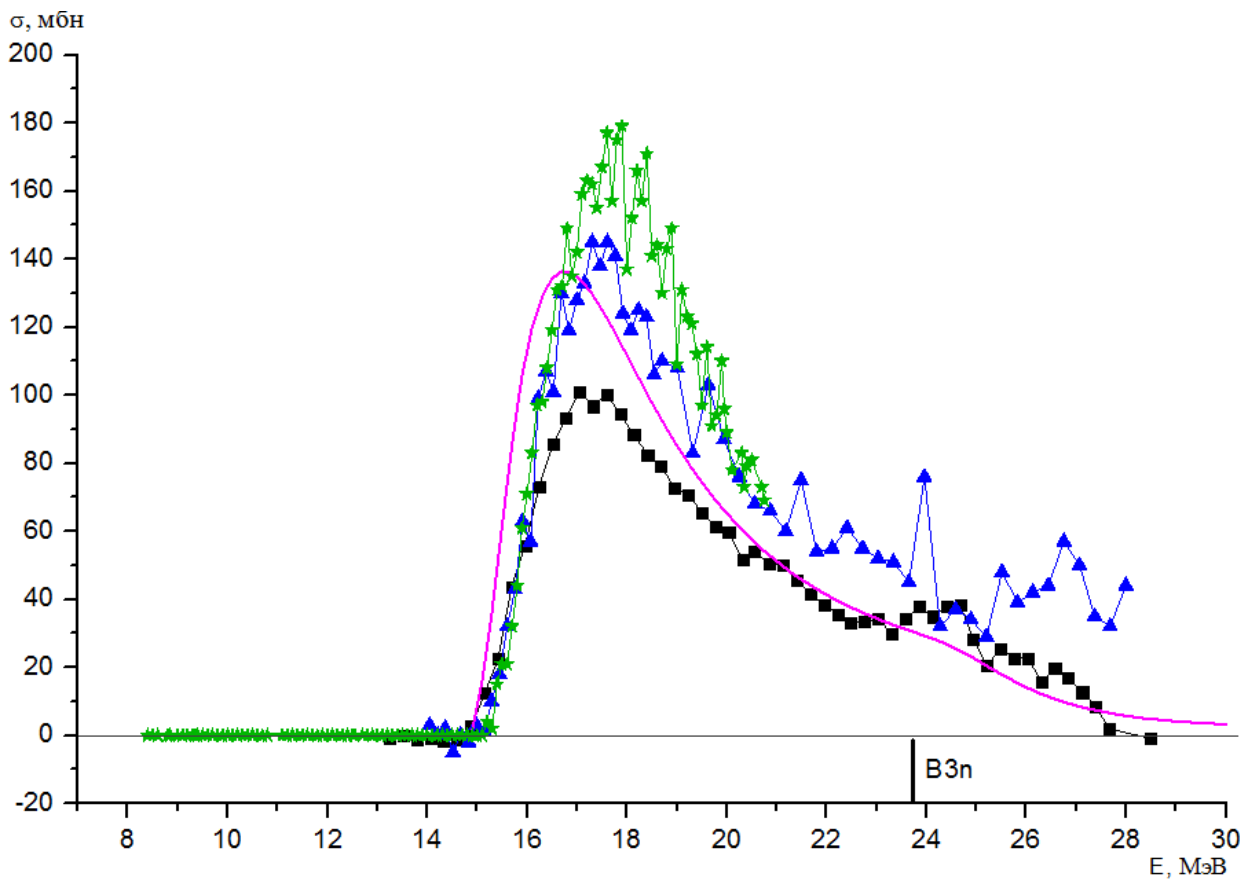






Рис. 8. Экспериментальные данные о сечении реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma, 2n)$:

-  Ливермор [9];
-  Сакле [10];
-  данные, полученные (10) в настоящей работе по данным Москвы [22];
-  результат теоретического расчета [14, 15].

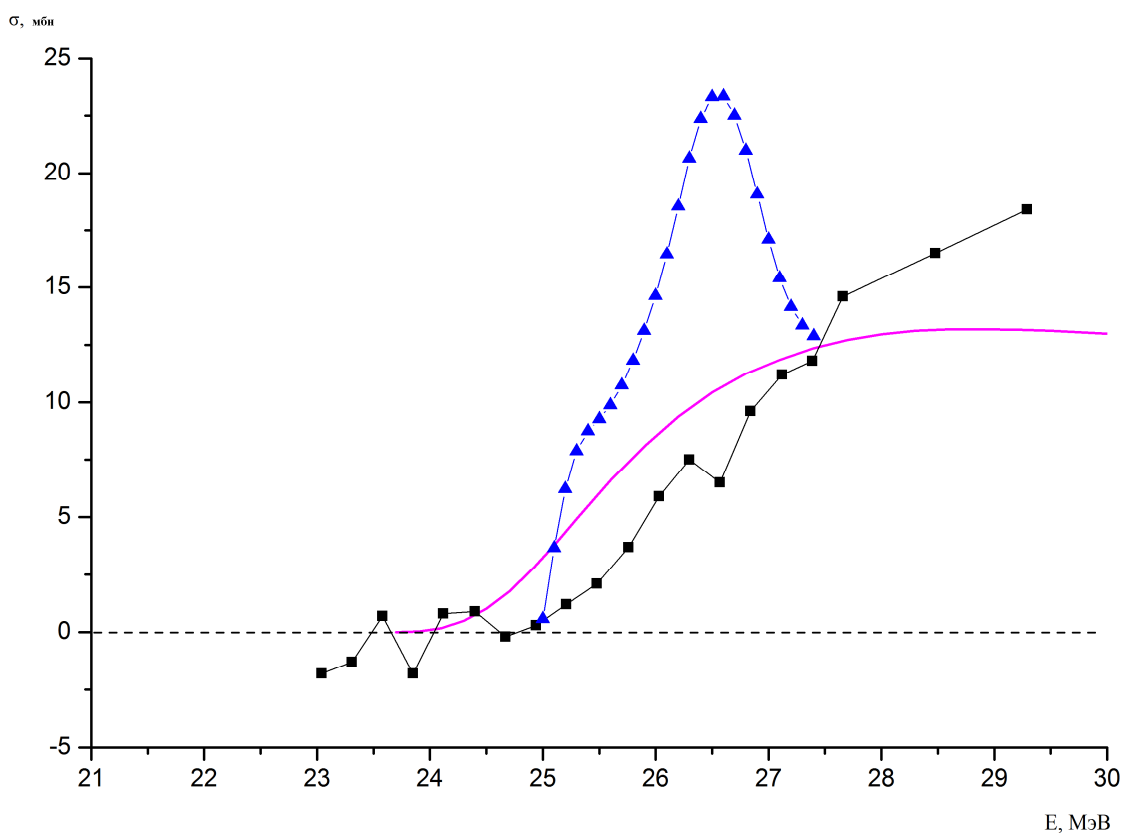


Рис. 9. Данные о сечении реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma,3n)$:

- \blacksquare экспериментальные данные Сакле [10];
- --- результат теоретического расчета [14, 15];
- \blacktriangle сечение реакции $\sigma_{\text{Лив}}^{\text{оцен}}(\gamma,3n)$, оцененное (описано далее в разделе 5) по данным, полностью приписанным в Ливерморе [9] сечению реакции $\sigma(\gamma,2n)$.

Основные количественные характеристики рассматриваемых сечений реакций – энергетические центры тяжести $E^{ц.т.}$ и интегральные сечения $\sigma^{инт}$ – представлены в Таблице 1. Поскольку сечение реакции полного выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ в Москве измерено лишь до энергии налетающих фотонов $E = 22.0$ МэВ, для проведения соответствующего сравнения все данные в Таблице 1 рассчитаны для двух областей энергий – до 20.0 и до 27.4 МэВ (максимальной энергии, до которой выполнены измерения). Дополнительно с целью более наглядного представления расхождений, обусловленных особенностями экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности, представлены значения, рассчитанные до энергетического порога $V2n$ сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$.

Таблица 1.

Энергетические центры тяжести $E^{ц.т.}$ и интегральные сечения $\sigma^{инт}$ (рассчитанные для двух верхних пределов интегрирования $E^{инт}$).

Параметры Источник данных	$E^{ц.т.}$, МэВ		$\sigma^{инт}$, МэВ•мбн	
	$E^{инт} = 20.0$ МэВ	$E^{инт} = 27.4$ МэВ	$E^{инт} = 20.0$ МэВ	$E^{инт} = 27.4$ МэВ
$\sigma(\gamma, xn)$				
Ливермор [9]	15.30 ± 0.03	17.37 ± 0.06	2340 ± 20	3170 ± 30
Сакле [10]	15.00 ± 0.05	16.84 ± 0.06	2480 ± 20	3200 ± 30
Москва [22]	15.49 ± 0.01	<i>данных нет</i>	2980 ± 10	<i>данных нет</i>
Теория [14, 15]*)	15.04 ± 0.04	16.61 ± 0.05	2660 ± 40	3290 ± 40
$\sigma(\gamma, sn)$				
Ливермор [9]	12.60 ± 0.03	16.30 ± 0.10	1860 ± 20	2300 ± 30
Сакле [10]	12.50 ± 0.06	15.98 ± 0.07	2140 ± 20	2570 ± 20
Москва [22]	12.74 ± 0.02	<i>данных нет</i>	2410 ± 10	<i>данных нет</i>
Теория [14, 15]*)	12.55 ± 0.05	15.97 ± 0.05	2170 ± 30	2520 ± 30
$\sigma(\gamma, n)$				
Ливермор [9]	13.48 ± 0.07	13.60 ± 0.20	1370 ± 20	1390 ± 40
Сакле [10]	13.92 ± 0.05	14.60 ± 0.08	1800 ± 10	1950 ± 20
Москва [22] **)	14.00 ± 0.05	<i>данных нет</i>	1880 ± 23	<i>данных нет</i>
Теория [14, 15]*)	13.60 ± 0.04	14.08 ± 0.04	1680 ± 30	1780 ± 30
$\sigma(\gamma, 2n)$				
Ливермор [9]	17.86 ± 0.16	20.30 ± 0.10	485 ± 9	870 ± 20
Сакле [10]	17.68 ± 0.08	19.88 ± 0.08	352 ± 7	610 ± 10
Москва [22] ***)	17.88 ± 0.07	<i>данных нет</i>	565 ± 19	<i>данных нет</i>
Теория [14, 15]*)	17.50 ± 0.05	19.16 ± 0.05	490 ± 10	720 ± 10
$\sigma(\gamma, 3n)$				
Сакле [10]	-	26.18 ± 0.6	-	16 ± 4
Теория [14, 15]*)	-	26.40 ± 0.10	-	24 ± 1

*) Точность теоретических данных о сечениях реакций - 10 %.

**) Данные, полученные в настоящей работе с использованием соотношения (10).

***) Данные, полученные в настоящей работе с использованием соотношения (9).

Данные Рис. 6 – 9 и Таблицы 1 свидетельствуют об имеющихся систематических расхождениях между результатами разных экспериментов, с очевидностью обусловленных недостатками использованных методов разделения фотонейтронов по множественности. С наибольшей убедительностью эти расхождения могут быть представлены с помощью соответствующих отношений интегральных сечений различных реакций. Прежде всего,

следует обратить внимание на то существенное обстоятельство, что при корректном разделении по множественности фотонейтронов из разных реакций отношения абсолютных величин сечений (и, соответственно, интегральных сечений) различных реакций, определенных в разных экспериментах, должны совпадать (по крайней мере, быть близкими).

Однако, данные для отношений, $\sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Сакле}}^{\text{инт}}$, представленные в Таблице 2, наглядно свидетельствуют о том, что это совсем не так: рассматриваемые отношения для парциальных реакций существенно отличаются от отношений для полной реакции, причем в разные стороны.

Таблица 2.

Отношения интегральных сечений $\sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Сакле}}^{\text{инт}}$ для различных реакций.

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

Так, отношение $\sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Сакле}}^{\text{инт}}$, рассчитанное до энергии 20 МэВ, для реакции полного выхода нейтронов (γ, xn) равно 0.94. В то же время такое отношение для реакции (γ, n) равно 0.76 (уменьшение на 24 %), а для реакции ($\gamma, 2n$) – 1.37 (увеличение на 30 %). То есть отношение $\sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Сакле}}^{\text{инт}}$ в случае реакции (γ, n) оказывается заметно меньшим, чем для реакции (γ, xn), а в случае реакции ($\gamma, 2n$) – большим. Более того, с ростом энергии до 27.4 МэВ отмеченные расхождения усиливаются (0.71 вместо 0.76 и 1.42 вместо 1.37), хотя отношение для полной реакции от энергии практически не зависит (0.99 вместо 0.94 – расхождение 5 %).

Таким образом, данные Таблицы 2 с очевидностью свидетельствуют о том, что соотношения сечений парциальных реакций, определенных в Ливерморе и Сакле с использованием разных методов разделения нейтронов по множественности, существенно отличаются от соотношения сечений реакции полного выхода нейтронов, не зависящей от особенностей этих методов.

Особенности использованных методов разделения нейтронов по множественности, формирующих вклады реакций с различной множественностью нейтронов в сечение полной реакции, могут быть наглядно проиллюстрированы данными для отношений интегральных сечений $\sigma_{(\gamma, n)}^{\text{инт}}/\sigma_{(\gamma, xn)}^{\text{инт}}$ и $\sigma_{(\gamma, 2n)}^{\text{инт}}/\sigma_{(\gamma, xn)}^{\text{инт}}$. В Таблице 3 приводятся такие отношения, рассчитанные в общей для трех экспериментов и теоретического расчета области энергий до $E^{\text{инт}} = 20$ МэВ.

Таблица 3.

Сравнение отношений экспериментальных и теоретических интегральных (до $E^{\text{инт}} = 20$ МэВ) сечений парциальных реакций $\sigma_{(\gamma, n)}^{\text{инт}}/\sigma_{(\gamma, xn)}^{\text{инт}}$ и $\sigma_{(\gamma, 2n)}^{\text{инт}}/\sigma_{(\gamma, xn)}^{\text{инт}}$.

Реакция	$\sigma_{(\gamma, n)}^{\text{инт}}/\sigma_{(\gamma, xn)}^{\text{инт}}$	$\sigma_{(\gamma, 2n)}^{\text{инт}}/\sigma_{(\gamma, xn)}^{\text{инт}}$
Источник данных		
Ливермор [9]	1370/2340 = 0.59	485/2340 = 0.21
Сакле [10]	1800/2480 = 0.73	352/2480 = 0.14
Москва [22]	1880/2980 = 0.63	565/2980 = 0.19
Теория [14, 15]	1680/2660 = 0.63	490/2656 = 0.18

Хорошо видно, что, данные Москвы для обеих парциальных реакций (соответственно, 0.63 и 0.19) близки к результатам теоретических расчетов (0.63 и 0.18), что свидетельствует о том, что разделение по множественности фотонейтронов в московском эксперименте

выполнено в достаточно хорошем соответствии с тем, как это предполагается в теоретической модели фотоядерных реакций.

Вместе с тем, данные Таблицы 3 с очевидностью свидетельствуют о том, что данные и Ливермора и Сакле от результатов теоретических расчетов заметно отличаются, естественно также в разные стороны: в Ливерморе (0.59 и 0.21) имеется очевидное преимущество нейтронов с множественностью 2, в Сакле (0.73 и 0.14) – еще более очевидное преимущество нейтронов с множественностью 1.

Расхождения экспериментальных данных Ливермора и Сакле с предсказаниями теоретической модели, прослежены для всех трех рассматриваемых реакций в Таблице 4, в которой представлены отношения интегральных сечений из разных экспериментов к соответствующим теоретическим значениям $\sigma^{\text{инт}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{теор}}$ для различных областей энергий.

В то время, как в области энергий до $E^{\text{инт}} = 20$ МэВ для реакции (γ, xn) данные Ливермора и Сакле достаточно близки (0.88 и 0.93), для реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ между ними наблюдаются существенные разнонаправленные различия. В Ливерморе вклад нейтронов с множественностью 1 оказывается заниженным (0.82), а с множественностью 2 – завышенным (0.99). В Сакле – наоборот, вклад нейтронов с множественностью 1 завышен (1.07), а вклад с множественностью 2 занижен (0.72).

Таблица 4.

Сравнение отношений экспериментальных и теоретических интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{теор}}$ для различных реакций.

Реакция Эксперимент	(γ, xn)	(γ, n)	$(\gamma, 2n)$
$E^{\text{инт}} = 20.0$ МэВ			
Ливермор [9]	2340/2660 = 0.88	1370/1680 = 0.82	485/490 = 0.99
Сакле [10]	2480/2660 = 0.93	1800/1680 = 1.07	352/490 = 0.72
Москва [22]	2980/2660 = 1.12	1868/1680 = 1.11	565/490 = 1.15
$E^{\text{инт}} = 27.4$ МэВ			
Ливермор [9]	3170/3290 = 0.96	1390/1780 = 0.78	870/720 = 1.21
Сакле [10]	3200/3290 = 0.97	1950/1780 = 1.10	610/720 = 0.85

Следует отметить, что отношения данных Москвы к соответствующим теоретическим значениям для всех трех рассматриваемых реакций приблизительно одинаковы – 1.12, 1.11, 1.15 (хотя некоторое перераспределение в пользу реакции $(\gamma, 2n)$ просматривается).

Хорошо видно, что и в более широкой области энергий (до $E^{\text{инт}} = 27.4$ МэВ) в случае реакции (γ, xn) данные Ливермора и Сакле остаются близкими друг к другу (0.96 и 0.97), тогда как в случаях реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ расхождение между ними становится еще заметнее – соответственно (0.78 и 1.10) и (1.21 и 0.85):

Данные Таблиц 1 - 4, в целом подтверждают вывод, сделанный [4] при системном анализе сечений как полных, так и различных парциальных реакций для 19 ядер, полученных, как в Ливерморе, так и в Сакле: данные Сакле расходятся с данными Ливермора вследствие некорректности использованного в Сакле метода разделения фотонейтронов по множественности. Эта некорректность приводит к неоправданному занижению (недоопределенности) сечения реакций $\sigma(\gamma, 2n)$ по сравнению с сечением реакций $\sigma(\gamma, n)$, то есть непоравданной перекачкой части нейтронов из сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ в сечение реакции $\sigma(\gamma, n)$. Вследствие этой недоопределенности корректировка ((5) – (7)) данных Сакле возвращала [4] «недостающий» вклад нейтронов в сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ после удаления его из сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$, то есть сближала данные Сакле с данными Ливермора (Рис. 1).

Вместе с тем, данные Таблиц 1 - 4 и Рис. 2 – 5 ставят под сомнение и корректность метода разделения нейтронов по множественности, использованного в Ливерморе. Они с

очевидностью свидетельствуют о том, что в то время, как в данных Сакле имеется неоправданный перенос части нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ в реакцию (γ, n) , в данных Ливермора имеется столь же (если не более) заметный и столь же неоправданный перенос части нейтронов из реакции (γ, n) в реакцию $(\gamma, 2n)$.

3. Совместный анализ экспериментальных и теоретических данных по сечениям фотонейтронных реакций на ядре ^{159}Tb

Высказанные выше сомнения в корректности метода разделения нейтронов по множественности, использованного в Ливерморе, наглядно подтверждают данные Рис. 9, на котором для всех рассматриваемых экспериментальных и теоретических данных представлены значения переходной функции множественности F_2 (8). Дополнительно приведены значения функции F_2 для данных Ливермора и Сакле, взаимно скорректированных [4] по методу, основанному на использовании соотношений ((5) – (7)).

Выше отмечалось, что по определению функции F_2 (8) она представляет собой своеобразный абсолютный критерий надежности данных о сечениях реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ и, соответственно – сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$. Данные об энергетических зависимостях функций $F_2^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{теор}}$ и используются далее в качестве основы для совместного анализа надежности (правильнее - ненадежности) рассматриваемых данных разных экспериментов для сечений парциальных реакций на ядре ^{159}Tb .

Энергетическая зависимость функции F_2 - очевидный и в определенном смысле абсолютный критерий надежности данных, полученных с помощью экспериментального разделения фотонейтронов по множественности - требует отдельного детального рассмотрения.

Теоретические данные.

Прежде всего, следует еще раз отметить естественные «физические» особенности (по определению (8)) поведения функции $F_2^{\text{теор}}(E)$:

- до порога $V2n = 14.9$ МэВ $F_2^{\text{теор}}(E) = 0$;
- начиная с энергии $V2n$, $F_2^{\text{теор}}(E)$ нарастает (в соответствии с ростом сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$) и в области энергии вблизи $V3n = 23.7$ МэВ достигает значения ~ 0.46 , обусловленного вкладом «хвоста» сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$; естественным образом $F_2^{\text{теор}}(E)$ не достигает абсолютного предела – значения 0.5, оказываясь ниже его именно на величину этого «хвоста»;
- начиная с энергии $V3n$, $F_2^{\text{теор}}(E)$ уменьшается в соответствии с открытием реакции $(\gamma, 3n)$ и появлением вклада $3\sigma(\gamma, 3n)$ в сечении реакции $\sigma(\gamma, xn)$;
- небольшие расхождения сплошной и пунктирной линий в области энергий $\sim 20 - 27$ МэВ иллюстрируют вклад сечения реакции $\sigma(\gamma, np)$ в сечение реакции $\sigma(\gamma, xn)$.

Из данных, приведенных на Рис. 10, хорошо видно, что поведение функций $F_2^{\text{эксп}}(E)$, полученных для разных экспериментов, по отношению к поведению функции $F_2^{\text{теор}}(E)$ существенно различается.

Данные Москвы.

Энергетическая зависимость $F_2^{\text{эксп}}(E)$ в области энергий до ~ 18 МэВ оказывается весьма близкой (хотя и несколько меньшей) к $F_2^{\text{теор}}(E)$. Начиная с энергии ~ 18 МэВ, $F_2^{\text{эксп}}(E)$ превышает значения $F_2^{\text{теор}}(E)$, приближается к абсолютному пределу 0.5 при энергии ~ 21 МэВ, то есть демонстрирует переопределенность данных о сечении реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ и, соответственно, отсутствие заметного вклада сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$ при больших энергиях, что не согласуется с поведением $F_2^{\text{теор}}(E)$.

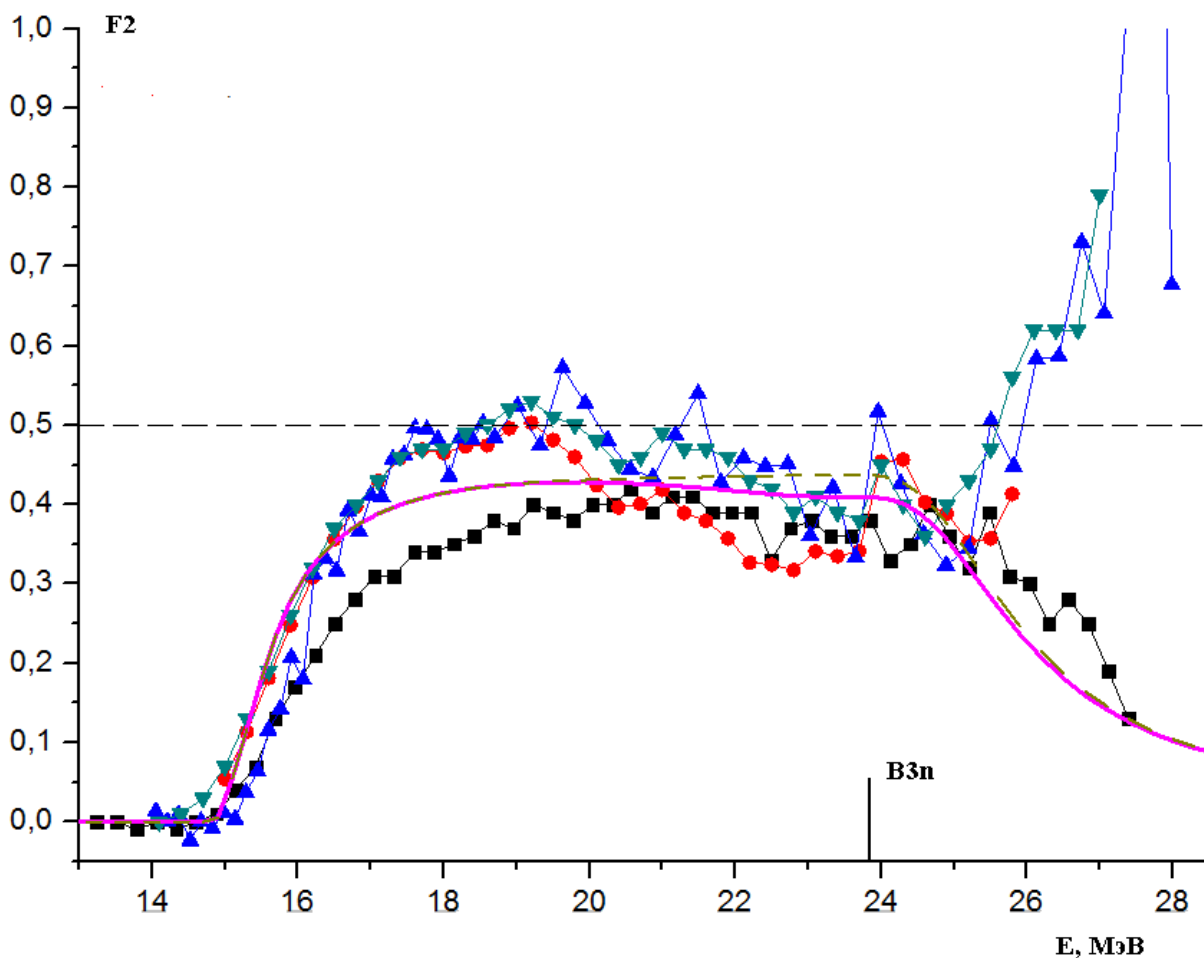


Рис. 10. Переходные функции множественности F_2 :

- ▲ $F_2^{\text{эксп}}$, Ливермор [9];
- ■ $F_2^{\text{эксп}}$, Сакле [10];
- ★ $F_2^{\text{эксп}}$, Москва [22];
- — $F_2^{\text{теор}}$, теория [14, 15]; пунктир – без учета вклада сечения реакции $\sigma(\gamma, n_p)$ в сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$.

Дополнительно представлены результаты [4] взаимной корректировки ((5) – (7)) данных Сакле и Ливермора предположении о недоопределенности данных Сакле для сечений реакции $\sigma(\gamma, 2n)$:

- ● $F_2^{\text{оцен}}$ [4], Сакле;
- ▼ $F_2^{\text{оцен}}$ [4], Ливермор.

Данные Сакле.

Поведение энергетической зависимости $F_2^{\text{эксп}}(E)$ во всей исследованной области энергий в целом оказывается вполне физически оправданным, весьма схожим с поведением $F_2^{\text{теор}}(E)$, за исключением того обстоятельства, что значения $F_2^{\text{эксп}}(E)$ оказываются систематически несколько меньшими по сравнению со значениями $F_2^{\text{теор}}(E)$. Это поведение согласуется с отмеченной выше недоопределенностью данных Сакле (Таблицы 3, 4) для сечения реакций $\sigma(\gamma, 2n)$, и, следовательно, с соответствующей ей очевидной переопределенностью данных Сакле для сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$.

Данные Ливермора.

Поведение $F_2^{\text{эксп}}(E)$ существенно отличается от поведения $F_2^{\text{теор}}(E)$, а, следовательно, и от $F_2^{\text{эксп}}(E)$ для Сакле:

- до $E \sim 16.5$ МэВ функции $F_2^{\text{эксп}}(E)$ и $F_2^{\text{теор}}(E)$ близки;
- в области энергий $E \sim 16.5 - 18.0$ МэВ $F_2^{\text{эксп}}(E)$, резко возрастая, существенно расходится с $F_2^{\text{теор}}(E)$ и приближается к абсолютному пределу 0.5 (значения сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$ приближаются к 0 при энергии ~ 17.5 МэВ);
- в области энергий $\sim 18.0 - 21.5$ МэВ $F_2^{\text{эксп}}(E)$ колеблется вблизи предела 0.5, попадая в «нефизическую» область ($F_2^{\text{эксп}} > 0.5$); сечение сильно переопределено, «хвост» сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$ в целом отсутствует;
- в области энергий до $\sim 21.5 - 25.5$ МэВ $F_2^{\text{эксп}}(E)$ демонстрирует ярко выраженный провал - минимум (который с очевидностью соответствует максимуму (Рис. 5) в сечении реакции $\sigma(\gamma, n)$); при энергии ~ 25.0 МэВ $F_2^{\text{эксп}}(E)$ становится близкой к $F_2^{\text{теор}}(E)$, что свидетельствует о «восстановлении хвоста» сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$ в области энергий, больших тех, при которых этот «хвост» практически отсутствовал;
- при энергиях, больших ~ 25.0 МэВ, $F_2^{\text{эксп}}(E)$, вместо того, чтобы плавно уменьшаться вследствие открытия канала $(\gamma, 3n)$, быстро нарастет и вновь попадает в «нефизическую» область ($F_2 > 0.5$), достигая значения $F_2 = 2.0$ (которое по существу означает, что сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ – «часть» - вдвое превышает сечение реакции $\sigma(\gamma, xn)$ – «целое!»); столь экзотические значения F_2 в этой области энергий однозначно свидетельствуют о том, что разделение нейтронов с множественностью 2 и 3 в этой области энергий проведено категорически неправильно - поскольку сечение реакции $\sigma(\gamma, 3n)$ в Ливерморе вообще не было определено, все нейтроны из реакции $(\gamma, 3n)$ были ошибочно приписаны реакции $(\gamma, 2n)$; вместе с тем, экзотические значения F_2 могут быть свидетельством того, что и полное количество нейтронов в этой области энергий в Ливерморе могло быть определено ошибочно, во всяком случае, в этой области энергий сечение реакции $\sigma(\gamma, xn)$, полученное в Ливерморе, существенно расходится с данными Сакле и результатами теоретического расчета (Рис. 6);

Следует специально отметить, что приведенные на Рис. 11 результаты [4] взаимной корректировки данных Сакле и Ливермора в рамках подхода, описанного выше ((5) – (7)), свидетельствуют о том, что эта корректировка, выполненная в рамках предположения о недоопределенности данных Сакле по сечению реакции $\sigma(\gamma, 2n)$, привела к их сближению с данными Ливермора. Естественным образом энергетическая зависимость функции $F_2^{\text{эксп}}(E)$ для «скорректированных» данных Сакле (кружки) имеет все недостатки, аналогичные рассмотренным выше недостаткам этой функции для данных Ливермора (оба вида треугольников).

4. Оценка данных по сечениям фотонейтронных реакций на ядре ^{159}Tb в условиях, свободных от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности

Выше уже отмечалось, что ситуация, подобная той, что имеет место в случае данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{159}Tb , является достаточно типичной. Для оценки надежных данных по сечениям, прежде всего, парциальных реакций, был предложен так называемый экспериментально-теоретический подход [11 – 15], по существу свободный от недостатков экспериментальных процедур разделения нейтронов по множественности.

Суть метода кратко заключается в следующем. Для оценки надежных сечений парциальных реакций используются экспериментальные данные только о сечении реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$, которые не зависят от проблем разделения фотонейтронов по множественности. Для определения вкладов реакций с образованием различных количеств нейтронов используются результаты расчетов, описывающих конкуренцию различных каналов распада ГДР в рамках современной предравновесной модели ядерных реакций, основанной на использовании Ферми-газовых плотностей [14, 15].

В рамках модели рассчитываются сечения фотоядерных реакций с образованием различных количеств нуклонов и с их помощью строятся переходные функции

$$F_1^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, n) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn), \quad (12)$$

$$F_2^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn), \quad (13)$$

$$F_3^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn), \dots \quad (14)$$

С помощью этих функций на основе экспериментальных данных о сечении полной фотонейтронной реакции $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$ оцениваются надежные данные о сечениях парциальных реакций:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, n) = F_1^{\text{теор}} \sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn), \quad (15)$$

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n) = F_2^{\text{теор}} \sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn), \quad (16)$$

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 3n) = F_3^{\text{теор}} \sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn), \dots \quad (17)$$

Следует особо отметить, что среди возможных переходных функций множественности F_1, F_2, F_3, \dots функция F_2 по определению выделяется своей простотой, прозрачностью смысла и абсолютностью критерия ненадежности данных. Она одновременно дает представление о соотношении сечений сразу трех самых важных парциальных реакций - $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$. К тому же, кроме прямой оценки сечения реакции с использованием соотношения (16), с помощью F_2 в области энергий до порога V_{3n} может быть выполнена надежная оценка и сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, n) = \sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn) - 2\sigma_{\text{экс}}^{\text{оцен}}(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn) - 2F_2\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn) = (1 - 2F_2)\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn). \quad (18)$$

Выше отмечалось также, что все 3, определенные в экспериментах разного типа [9, 10, 22] сечения реакции полного выхода нейтронов $^{159}\text{Tb}(\gamma, xn)$, в целом хорошо согласуются друг с другом и с теоретическим сечением (имеются (Таблица 1) лишь относительно небольшие и легко устранимые расхождения в абсолютных нормировках и энергетических калибровках).

На Рис. 12 обсуждаемые данные приведены после учета отмеченных выше (Таблица 1) небольших различий в абсолютных нормировках и калибровках энергетических шкал путем сближения с данными сечения Сакле:

- сечение Ливермора: сдвиг к меньшим энергиям на $15.3 - 15.0 = 0.3$ МэВ и умножение на коэффициент $2480/2340 = 1.06$;

- сечение Москвы: сдвиг к меньшим энергиям на $15.49 - 15.00 = 0.49$ и умножение на коэффициент $2480/2980 = 0.83$;

- теоретическое сечение: сдвига практически нет (разность центров тяжести $E_{\text{Сакле}}^{\text{ц.т.}}$ - $E_{\text{теор}}^{\text{ц.т.}}$ составляет $15.04 - 15.00 = 0.04$ МэВ), умножение на коэффициент $2480/2656 = 0.93$.

На Рис. 11 хорошо видно, что после описанной перекалибровки и перенормировки все 4 обсуждаемых сечения реакции полного выхода нейтронов $^{159}\text{Tb}(\gamma, xn)$ в области энергий до ~ 20 МэВ очень хорошо согласуются друг с другом. При больших энергиях согласие с теоретическими данными данных Сакле также неплохое, данных Ливермора, как отмечалось выше, хуже, в области энергий, больших ~ 25.0 МэВ – существенно хуже.

Из всего сказанного выше следует, что надежно и полно исследованным экспериментальным сечением реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma, xn)$ может рассматриваться лишь сечение, полученное в Сакле [10]. Сечение, полученное в Ливерморе [9], очень странно ведет себя в области энергий, больших ~ 22 МэВ, а сечение, полученное в Москве [22], измерено лишь до энергии 21 МэВ. По этим причинам в качестве надежного экспериментального сечения реакции полного выхода нейтронов $^{159}\text{Tb}(\gamma, xn)$ было выбрано сечение Сакле [10].

Поскольку по энергетическому положению исходное экспериментальное сечение реакции полного выхода нейтронов $^{159}\text{Tb}(\gamma, xn)$ близко к теоретическому сечению (Таблица 1, $\Delta E^{\text{ц.т.}} = 0.01$ МэВ), никакой корректировки калибровки по энергии не применялось, а для оценки сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$ использовались следующие процедуры:

- в рамках предравновесной модели фотоядерных реакций [14, 15] с учетом конкуренции каналов распада ГДР рассчитывались сечения всех парциальных реакций, дающих вклад в сечение фотопоглощения - $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, n)$, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)$, ...;

- с использованием теоретических сечений парциальных реакций образовывалось (2) сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$;

- рассчитанные сечения различных реакций использовались для получения переходных функций различной множественности, соответственно ((9) - (11)). Функции $F_1^{\text{теор}}$, $F_2^{\text{теор}}$ и $F_3^{\text{теор}}$, рассчитанные в рамках теоретической модели [18, 19], приведены на Рис. 12 и демонстрируют их естественное пороговое поведение, соответствующее их определениям:

- в области энергий до $B2n$ $F_1 = 1$ ($F_2 = F_3 = 0$) (имеется только сечение реакции $\sigma(\gamma, n)$, деленное само на себя); при больших энергиях F_1 уменьшается в соответствии с возрастанием сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$;

- в области энергий до $B2n$ $F_2 = 0$, при больших энергиях F_2 быстро нарастает, нигде не превышая значения 0.5; в области энергий выше $B3n$ F_2 уменьшается в соответствии с возрастанием вклада $3\sigma(\gamma, 3n)$ в сечение реакции полного выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$;

- в области энергий до $B3n$ $F_3 = 0$, при больших энергиях возрастает, в связи с возрастанием сечения реакции $\sigma(\gamma, 3n)$, нигде не превышая значения 0.33.

Для оценки сечений реакций $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, n)$, $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 3n)$ экспериментальные данные по сечению реакции $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$ и теоретически рассчитанные переходные функции множественности $F_{1,2,3}$ ((12) - (14)) использовались совместно ((15) - (17)).

Поскольку сечения реакций $\sigma(\gamma, xn)$, $\sigma(\gamma, sn)$ и $\sigma(\gamma, n)$, имеют общий энергетический порог Bn и в области энергий до $B2n$ должны совпадать, удобно оцененное сечение реакции $\sigma(\gamma, sn)$ представить следующим образом:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, sn) = \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n) - 2\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 3n), \quad (19)$$

сечение реакции $\sigma(\gamma, n)$

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, n) = \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn) - 2\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n) - 3\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 3n). \quad (20)$$

Очевидно, что оцененные сечения парциальных реакций связаны между собой соотношениями ((2), (19), (20)).

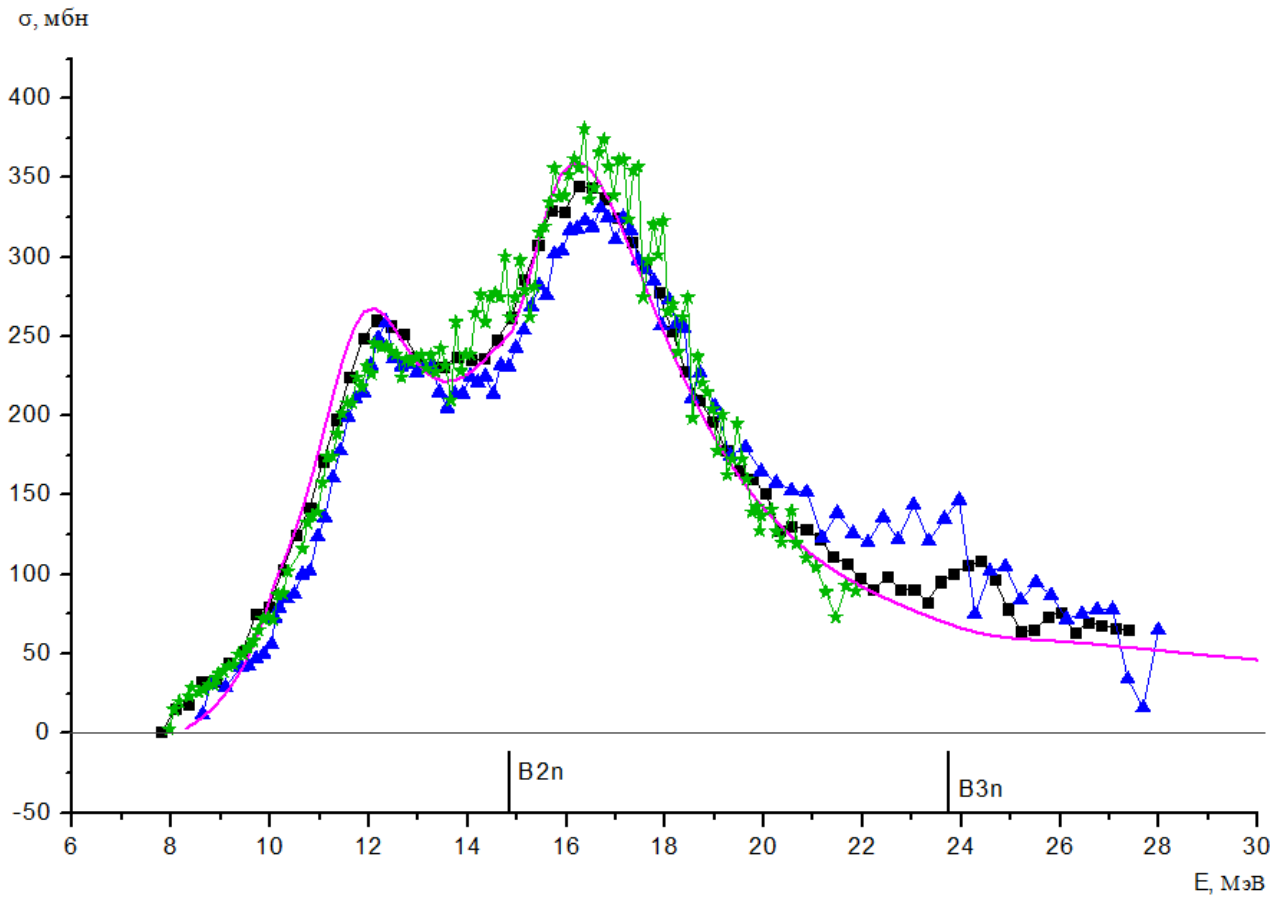


Рис. 12. Скорректированные экспериментальные и теоретические данные о сечении реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma, xn)$:

- ▲ Ливермор [9];
- ■ Сакле [10];
- ★ Москва [22];
- — результат теоретического расчета [14, 15]

Сечения, полученные в Ливерморе и Москве, а также теоретическое сечение сдвинуты по энергии и перенормированы так, чтобы их центры тяжести и интегральные сечения приблизились к соответствующим данным Сакле (Таблица 1).

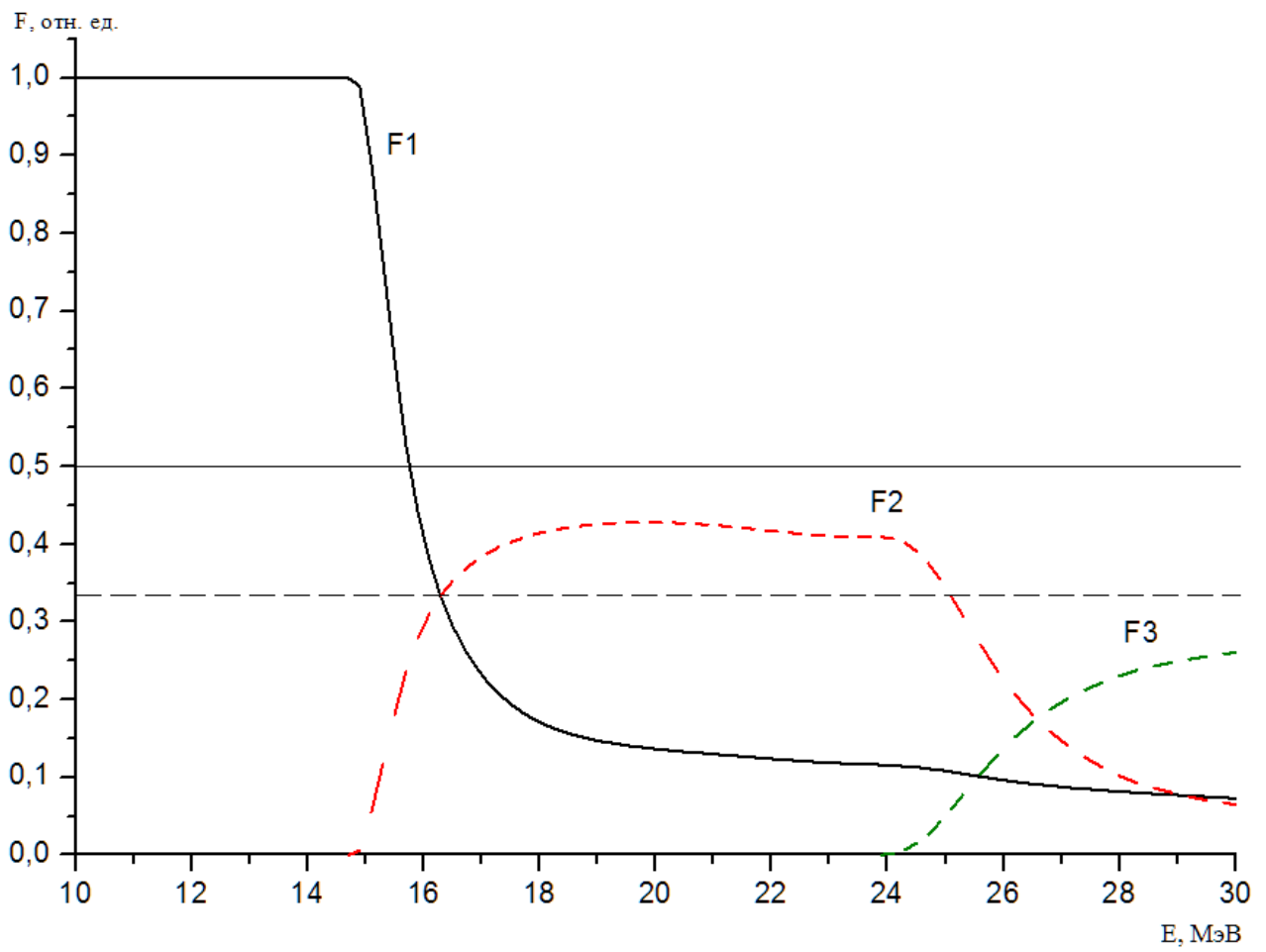


Рис. 13. Переходные функции множественности $F_1^{\text{теор}}$, $F_2^{\text{теор}}$ и $F_3^{\text{теор}}$, рассчитанные для изотопа ^{159}Tb в рамках теоретической модели [14, 15].

Оцененные описанным способом сечения парциальных фотонейтронных реакций $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma,n)$, $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma,2n)$ и $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma,3n)$ вместе с оцененным сечением полной реакции $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma,sn)$ приведены на Рис. 14. Представлено также и оцененное (оно же исходное экспериментальное, Сакле [10]) сечение полной фотонейтронной реакции $^{159}\text{Tb}(\gamma,xn)$.

На Рис. 15 для сравнения оцененные сечения приведены вместе с соответствующими экспериментальными данными Сакле [10] и Ливермора [9].

В Таблице 5 представлены основные характеристики оцененных сечений полных и парциальных реакций, а также – экспериментальных сечений реакций, полученных в Сакле [10].

Из данных Рис. 15 и Таблицы 5 хорошо видно, насколько заметно изменилось разделение нейтронов между реакциями (γ,n) и $(\gamma,2n)$ в результате оценки, свободной от проблем экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности, по сравнению с тем, что было сделано в эксперименте [10], и насколько серьезными могут быть физические последствия такой оценки. Естественно, оцененные данные оказываются промежуточными между данными Сакле и Ливермора, а следовательно изменения по отношению к использовавшимся ранее экспериментальным данным будут разнонаправленными.

Таблица 5.

Основные характеристики (центр тяжести $E^{\text{ц.т.}}$ и интегральное (до $E^{\text{инт}} = 27.4$ МэВ) сечение $\sigma^{\text{инт}}$) оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций в сравнении с экспериментальными данными Сакле [10].

Реакция	Центр тяжести $E^{\text{ц.т.}}$, МэВ	Интегральное сечение $\sigma^{\text{инт}}$, МэВ•мбн	Интегральное сечение $\sigma^{\text{инт}}$, МэВ•мбн	Центр тяжести $E^{\text{ц.т.}}$, МэВ
	Оцененные данные		Данные Сакле [10]	
(γ,xn) *)	16.84 ± 0.06	3200 ± 30	3200 ± 30	16.84 ± 0.06
(γ,sn)	15.78 ± 0.02	2383 ± 9	2570 ± 20	15.98 ± 0.07
(γ,n)	14.04 ± 0.02	1642 ± 7	1950 ± 20	14.6 ± 0.08
$(\gamma,2n)$	19.40 ± 0.03	715 ± 5	610 ± 10	19.88 ± 0.08
$(\gamma,3n)$	26.29 ± 0.04	26 ± 1	16.0 **)	26.80 ± 43

*) Экспериментальное сечение Сакле [10], данные Таблицы 1.

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

Так, интегральное сечение реакции $\sigma(\gamma,2n)$ по сравнению с результатами Сакле увеличилось на 15 % (715 вместо 610), в то время как интегральное сечение реакции $\sigma(\gamma,n)$ уменьшилось на 19 % (1642 вместо 1950). Следовательно, отношение $\sigma^{\text{инт}}(\gamma,2n)/\sigma^{\text{инт}}(\gamma,n)$, представляющее большой интерес с точки зрения определения целого ряда фундаментальных физических эффектов, например, соотношения прямых и статистических процессов при распаде ГДР, увеличилось на 27 % (715/1642 вместо 610/1950).

Естественным следствием возрастания вклада сечения реакции $\sigma(\gamma,2n)$ является заметное (почти на 9 % - 2383 вместо 2570) уменьшение величины интегрального сечения реакции $\sigma(\gamma,sn)$

$$\sigma(\gamma,sn) = \sigma(\gamma,n) + \sigma(\gamma,2n) + \sigma(\gamma,3n) + \dots + \sigma(\gamma,f), \quad (21)$$

дающего основной вклад в сечение полного фотопоглощения (для относительно легких ядер к этому сечению добавляются вклада фотопротонных реакций, которые для средне-тяжелых ядер малы).

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

5. Новые данные о сечении реакции $\sigma(\gamma,3n)$ из данных по сечению реакции $\sigma(\gamma,2n)$, полученных в Ливерморе

В свете предложенного подхода к оценке сечений парциальных фотонейтронных реакций большой интерес представляет исследование возможности оценки сечения реакции $\sigma(\gamma,3n)$ по данным Ливермора. Оно не было определено в эксперименте, поскольку всем нейтронам из этой реакции была ошибочно приписана множественность 2. Таким образом, такая оценка представляет собой получение на основе предложенного экспериментально-теоретического подхода к оценке сечений парциальных реакций новых «правильных» данных о сечении реакции $\sigma(\gamma,3n)$ из экспериментальных «неправильных» данных о сечении реакции $\sigma(\gamma,2n)$.

Именно некорректностью разделения фотонейтронов с множественностью 2 и 3 с очевидностью обусловлено чрезвычайно странное – «нефизическое» – поведение функции $F_2^{\text{эксп}}$, полученной по данным Ливермора, в области энергий выше ~ 25 МэВ (Рис. 9). Из данных Рис. 9 для $F_2^{\text{эксп}}$ ошибочность такой интерпретации очевидна. Вновь следует отметить нефизичность ситуации, когда часть (сечение реакции $\sigma(\gamma,2n)$) оказывается в 1.5 – 2.0 превосходящей целое (сечение реакции $\sigma(\gamma,xn)$). Из всего сказанного выше ясно, что «нефизический» рост сечения реакции $\sigma(\gamma,2n)$ в области энергий выше ~ 25 МэВ связан с двумя обстоятельствами:

- были некорректно разделены нейтроны с множественностями 1 и 2;
- к сечению реакции $\sigma(\gamma,2n)$ были неоправданно (ошибочно) приписаны все нейтроны с множественностью 3 (из реакции $\sigma(\gamma,3n)$).

Такое приписывание означает, что соответствующий «неправильный» (включающий в себя нейтроны с множественностью и 2 и 3) член выражения для сечения реакции полного выхода нейтронов $\sigma(\gamma,xn)$ в Ливерморе имеет вид

$$2\sigma^{\text{эксп}}_{\text{л}}(\gamma,2n) = \sigma^{\text{оцен}}_{\text{л}}(\gamma,n) + 2\sigma^{\text{оцен}}(\gamma,2n) + 3\sigma^{\text{оцен}}_{\text{л}}(\gamma,3n), \quad (22)$$

где $\sigma^{\text{эксп}}_{\text{л}}(\gamma,2n)$ – экспериментальное «неправильное» (переопределенное) сечение реакции;

$\sigma^{\text{оцен}}_{\text{л}}(\gamma,n)$ – высокоэнергетичный «хвост» сечения, в качестве которого может быть использован соответствующий участок теоретического сечения реакции $\sigma^{\text{теор}}(\gamma,n)$;

$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma,2n)$ – «правильное» оцененное нами ранее сечение реакции $\sigma(\gamma,2n)$;

$\sigma^{\text{оцен}}_{\text{л}}(\gamma,3n)$ – «правильное», но неизвестное (не определенное в эксперименте) сечение реакции $\sigma^{\text{оцен}}_{\text{л}}(\gamma,3n)$.

Оценка «правильного» сечения реакции $\sigma(\gamma,3n)$ по «неправильным» данным Ливермора для сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma,2n)$ – определение той части сечения реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma,2n)$, которая на самом деле представляет собой сумму вкладов сечений реакций $\sigma(\gamma,n)$, $\sigma(\gamma,2n)$ и $\sigma(\gamma,3n)$ – на основании соотношения (22) может быть выполнена следующим образом

$$\sigma^{\text{оцен}}_{\text{л}}(\gamma,3n) = 2/3[\sigma^{\text{эксп}}_{\text{л}}(\gamma,2n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma,2n)] - 1/3\sigma^{\text{теор}}(\gamma,n) +. \quad (23)$$

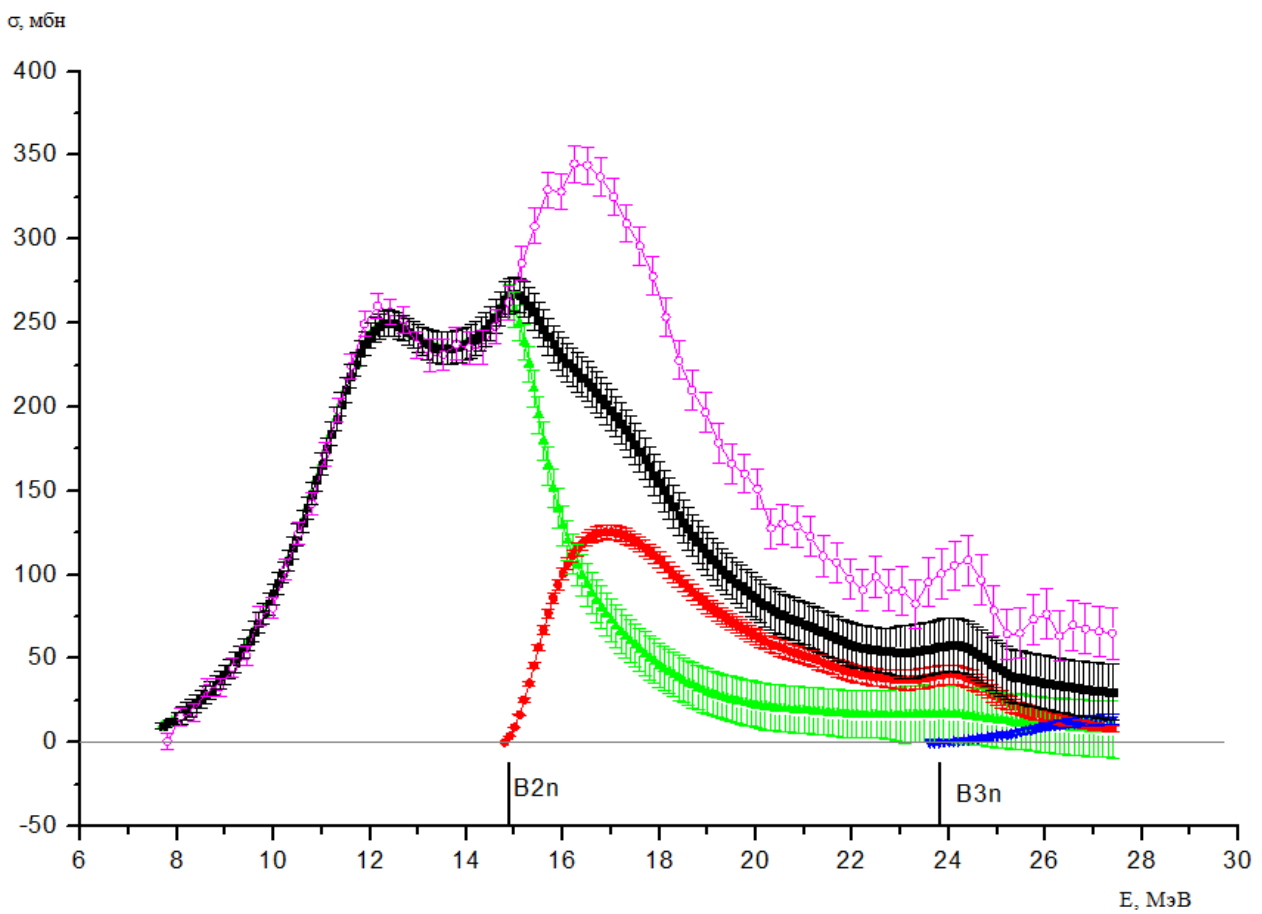


Рис. 13. Оцененное (экспериментальное, Сакле, [10]) сечение реакции полного выхода нейтронов $^{159}\text{Tb}(\gamma, xn)$ и оцененные на его основе в рамках экспериментально-теоретического подхода [11 – 15] сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$, а также реакции $\sigma(\gamma, sn)$, свободные от недостатков экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности.

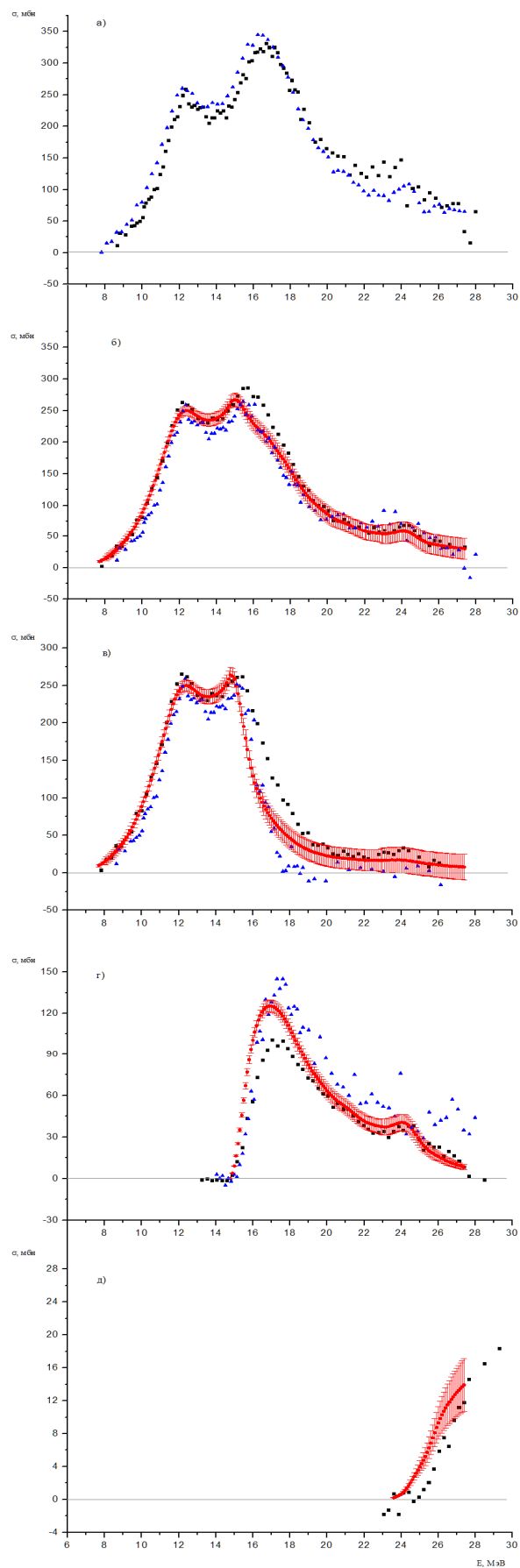


Рис. 14. Сравнение оцененных (точки с погрешностями) и экспериментальных (Ливермор [9] – треугольники, Сакле [10] - квадраты) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{159}Tb :

а) $\sigma(\gamma, xn)$, б) - $\sigma(\gamma, sn)$, в) - $\sigma(\gamma, n)$, г) - $\sigma(\gamma, 2n)$, д) - $\sigma(\gamma, 3n)$.

Для корректной реализации этой схемы по аналогии с тем, что было выполнено ранее по отношению к сечениям реакции полного выхода нейтронов (γ, xn), сечение реакции $\sigma_{\text{л}}^{\text{экс}}(\gamma, 2n)$ Ливермора: должно быть предварительно сдвинуто (Таблица 1) к меньшим энергиям на $15.30 - 15.0 = 0.3$ МэВ и умножено на коэффициент $2480/2340 = 1.06$.

Новое сечение реакции $\sigma_{\text{л}}^{\text{оцен}}(\gamma, 3n)$, оцененное по экспериментальным данным Ливермора для $\sigma_{\text{л}}^{\text{экс}}(\gamma, 2n)$, вместе с данными Сакле [10] и теоретическим сечением [14, 15] представлено на Рис. 8. Все три обсуждаемых сечения реакции ($\gamma, 3n$) вполне удовлетворительно согласуются друг с другом.

При этом следует учитывать, что для выполненной оценки использовалось экспериментальное сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$, как показано выше, в значительной степени переопределенное вследствие неправильного разделения нейтронов с множественностью 1 и 2. Хотя вклад реакции $\sigma(\gamma, n)$ в области максимума сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$, составляющий ~ 10 мбн [14, 15] был в некоторой степени учтен с помощью сечения реакции $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, n)$, учет и переопределенности экспериментального сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ должен привести к еще лучшему согласию данных.

Все сказанное дополнительно и независимым образом подтверждает высказанное и обоснованное в настоящей работе предположение о причине «нефизического» поведения сечений реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ Ливермора в области энергий, больших ~ 25 МэВ – ошибочность экспериментального разделения фотонейтронов с множественностями 2 и 3.

Основные результаты и выводы

Основные результаты и выводы выполненных исследований заключаются в следующем.

1. Установлено, что экспериментальные сечения реакции полного выхода нейтронов $^{159}\text{Tb}(\gamma, xn)$, не зависящие от проблем экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности, полученные в различных экспериментах, в целом неплохо согласуются друг с другом, а также с результатами теоретических расчетов в рамках современной теоретической модели фотоядерных реакций. Небольшие наблюдаемые расхождения легко устраняются достаточно простой перенормировкой и перекалибровкой данных.
2. Установлено, что соотношения между сечениями парциальных фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, определенными в разных лабораториях оказываются существенно различными и значительно отличающимися от соотношений между сечениями реакции полного выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$. Эти различия имеют ярко выраженный систематический характер: данные по переходной функции множественности $F_2^{\text{экс}} = \sigma_{(\gamma, 2n)}^{\text{экс}} / \sigma_{(\gamma, xn)}^{\text{экс}}$ свидетельствуют о том, что в Сакле сечение реакции $\sigma(\gamma, n)$ оказывается очевидно переопределенным, а сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ – недоопределенным, тогда как для данных, полученных в Ливерморе, наблюдаются обратные соотношения.
3. На основании анализа энергетических зависимостей функций $F_2^{\text{экс}}(E)$ установлено, что сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$, полученное в Ливерморе, практически во всей исследованной области энергий оказывается переопределенным, причем в некоторых областях энергий эта переопределенность столь сильна, что значения $F_2^{\text{экс}}$ превышают физически допустимый по определению предел 0.5. Такая неоправданная переопределенность сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$, соответственно, приводит к соответствующей сильной недоопределенности сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$, в результате которой оно принимает нефизические отрицательные значения. Таким образом, можно однозначно говорить об ошибках использованного экспериментального метода разделения нейтронов с множественностью 1 и 2.

4. Показано, что в области энергий выше порога $V3n = 23.7$ МэВ реакции $(\gamma,3n)$, в которой функция $F_2^{\text{эксп}}$ для данных Ливермора достигает значений 1.5 – 2.0, очевидно «нефизическое» поведение сечения реакции $\sigma(\gamma,2n)$ связано с некорректностью экспериментального разделения фотонейтронов с множественностью 2 и 3 - поскольку сечение реакции $\sigma(\gamma,3n)$ вообще определить не удалось, все нейтроны в этой области энергии были ошибочно приписаны реакции $(\gamma,2n)$.
5. Выполненный анализ свидетельствует о том, что экспериментальные сечения реакций $\sigma(\gamma,n)$, $\sigma(\gamma,2n)$, $\sigma(\gamma,3n)$, а также $\sigma(\gamma,sn)$, определенные как в Ливерморе, так и в Сакле, не являются надежными, поскольку разделение фотонейтронов между ними выполнено некорректно. По-видимому, недостатки экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности могут быть обусловлены тем обстоятельством, что связь средней энергии нейтронов с их множественностью не является прямой.
6. В рамках нового экспериментально-теоретического подхода [11 – 15] на основе экспериментального (Сакле, [10]) сечения реакции полного выхода нейтронов $\sigma(\gamma,xn)$ и информации о конкуренции различных каналов распада ГДР ($F_1^{\text{теор}}$, $F_2^{\text{теор}}$, $F_3^{\text{теор}}$), полученной в рамках современной модели ядерных реакций [14, 15], оценены сечения реакций $\sigma(\gamma,n)$, $\sigma(\gamma,2n)$, $\sigma(\gamma,3n)$ и $\sigma(\gamma,sn)$ на ядре ^{159}Tb , свободные от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности и являющиеся более достоверными по сравнению с экспериментальными данными.
7. Показано, что оцененные сечения парциальных реакций, а также и полной реакции $\sigma(\gamma,sn)$ существенно отличаются от экспериментальных данных и Ливермора и Сакле, полученных в условиях некорректного разделения нейтронов по множественности. Это делает актуальным пересмотр многих физических эффектов, для определения роли которых использовались абсолютные величины сечений парциальных фотонейтронных реакций и/или их отношения. Среди таких эффектов, в первую очередь, должны быть перечислены следующие - соотношение прямых и статистических процессов при возбуждении и распаде высквозбужденных ядерных состояний, соотношения компонент конфигурационного и изоспинового расщепления ГДР, исчерпывание дипольного правила сумм (при использовании в качестве приближения для сечения полного фотопоглощения $\sigma(\gamma,abs)$ сечений полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma,sn)$).

Литература

1. В.В.Варламов, Н.Г.Ефимкин, Б.С.Ишханов, В.В.Сапуненко. Оценка сечений фотоядерных реакций с помощью метода редукции в условиях значительных систематических погрешностей. Вопросы атомной науки и техники. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1 (1993) 52.
2. V.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., C36 (1987) 1286.
3. E.Wolynec, M.N.Martins. Discrepancies Between Saclay and Livermore Photoneutron Cross Sections. Revista Brasileira Fisica, 17 (1987) 56.
4. В.В.Варламов, Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. 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. Серия: «Ядерные константы», 1-2 (2003) 48.
5. W.W.Gargaro, D.S.Onley. Real and Virtual Radiation in Electron-Nucleus Scattering. Phys.Rev., C4 (1971) 1032.
6. C.W.Soto Vargas, D.S.Onley, L.E.Wright. A New Technique for Calculating Virtual Photon Spectra. Nucl.Phys., A288 (1977) 45.
7. W.R.Dodge, E.Hayward, E.Wolinec. Experimental Test of Virtual Photon Theory. Phys.Rev., C28 (1983) 150.
8. V.L.Berman, S.C.Fultz. Measurements of the Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons. Rev.Mod.Phys., 47 (1975) 713.
9. R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, R.R.Harvey, S.C.Fultz. Photoneutron Cross Sections of ^{159}Tb and ^{16}O . Phys.Rev., 133 (1964) B869.
10. R.Bergere, H.Beil, A.Veyssiere. Photoneutron Cross Sections of La, Tb, Ho and Ta. Nucl.Phys., A121 (1968) 463.
11. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, В.А.Четверткова. Оцененные сечения реакций $\sigma(\gamma, nX)$ и $\sigma(\gamma, 2nX)$ на изотопах олова $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$. Известия РАН, серия физическая, 74 (2010) 875.
12. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, С.Ю.Трошиев. Новые данные по сечениям реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, nX)$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2nX)$. Известия РАН, серия физическая, 74 (2010) 884.
13. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, А.В.Сопов. Оценка сечений парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{115}In , свободных от недостатков экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности. Препринт НИИЯФ МГУ-2010-8/864, -М., 2010.
14. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. Полумикроскопическое описание гигантского дипольного резонанса. ЭЧАЯ. 38 (2007) 460.
15. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. Предравновесная модель фотоядерных реакций, базирующаяся на Ферми-газовых плотностях. Ядерная физика, 71 (2008) 517.
16. M.V.Chadwick, P.Oblozinsky, P.E.Hodgson, G.Reffo. Pauli-blocking in the Quasideuteron Model of Photoabsorption. Phys.Rev. C 44 (1991) 814.
17. Полная реляционная «База данных по ядерным реакциям (EXFOR)» ЦДФЭ НИИЯФ МГУ. URL - <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>.
18. S.C.Fultz, V.L.Berman, J.T.Caldwell, R.L.Bramblett. Photoneutron Cross Sections for ^{116}Sn , ^{117}Sn , ^{118}Sn , ^{119}Sn , ^{120}Sn , ^{124}Sn , and Indium. Phys.Rev., 186 (1969) 1255.
19. R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, G.F.Auchampaugh, S.C.Fultz. Photoneutron Cross Sections of ^{181}Ta and ^{165}Ho . Phys.Rev., 129 (1963) 2723.
20. S.S.Dietrich, V.L.Berman. Atlas of Photonuclear Cross Sections Obtained with Monoenergetic Photons. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 38 (1988) 199.
21. R.R.Yarvey, J.T.Caldwell, R.L.Bramblett, S.S.Fultz. Photoneutron cross-sections on ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb and ^{209}Bi . Phys.Rev.136 (1964) B126.
22. B.I.Goryachev, Yu.V.Kuznetsov, V.N.Orlin, N.A.Pozhidaeva, V.G.Shevchenko. Giant Resonance in Strongly Deformed Nuclei ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{166}Er , and ^{178}Hf . Ядерная физика, 23 (1976)1145.

**Владимир Васильевич Варламов
Борис Саркисович Ишханов
Вадим Николаевич Орлин
Татьяна Станиславовна Полевич
Михаил Евгеньевич Степанов**

**АНАЛИЗ НАДЕЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
О СЕЧЕНИЯХ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ
ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ.
НОВЫЕ ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ЯДРА ^{159}Tb**

Препринт НИИЯФ МГУ 2011-5/869

Работа поступила в ОНТИ 20.09.2011