

Новые данные о сечениях фотонейтронных реакций из экспериментов на пучках тормозного γ -излучения

В.В.Варламов, А.И.Давыдов, И.А.Мостаков, В.Н.Орлин



Доклад посвящен результатам работ, проводимых по проблемам международной электронной базы данных по ядерным реакциям, функционирующей под руководством МАГАТЭ.

Основные проблемы – **достоверность данных и их **полнота**.**

ЦДФЭ, функционирующий в НИИЯФ, ответственен за проведение соответствующих исследований относительно данных по фотоядерным реакциям, которые широко востребованы в фундаментальных ядерно-физических исследованиях поскольку имеют определенные преимущества по сравнению с реакциями под действием нуклонов, а также активно используются в разнообразных приложениях.

Проблема достоверности данных по фотоядерным реакциям обусловлена **отсутствием** до настоящего времени достаточно интенсивных пучков **моноэнергетических γ -квантов**.

Разные условия создания пучков **квазимоноэнергетических** фотонов.

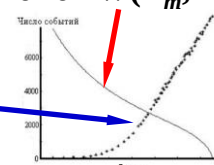
Абсолютное большинство наиболее востребованных данных по сечениям фотонейтронных реакций получено **в экспериментах двух типов**, в которых методы получения информации о сечениях кардинально различаются:

1) **наибольшее количество** достаточно полных наборов информации как о парциальных $((\gamma, 1n), \sigma(\gamma, 2n), \sigma(\gamma, 3n))$, так и полных $(\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots)$ и $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots)$ реакциях практически для всех стабильных ядер получено в экспериментах **на пучках квазимоноэнергетических фотонов**, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов.

2) значительно меньшее количество наборов данных получено на пучках тормозного излучения.

В экспериментах обоего типа непосредственные измерения проводятся на пучках фотонов от электронных ускорителей, бетатронов и микротронов в одном случае и линейных ускорителей – в другом. Спектр фотонов, образующихся при торможении ускоренных электронов в специальной мишени является сплошным, а следовательно в экспериментах обоего типа для исследуемой реакции непосредственно измеряется выход – интеграл от произведения (свёртка, folding) сечения реакции $\sigma(E)$ со спектром фотонов $W(E_m, E)$:

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



В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения с помощью одного из специально разработанных математических методов (Пенфолда-Лейсса, наименьшей структуры Кука, регуляризации Тихонова, редукции и др.) решается обратная задача развертки (unfolding) из выхода реакции Y её сечения σ , как правило, сечения выхода

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

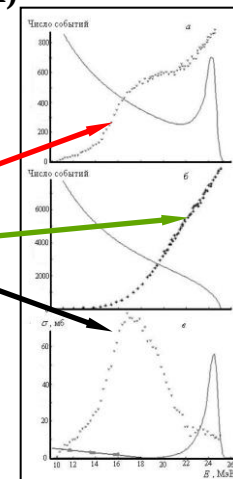
С помощью внесения в это сечение поправок по статистической теории, определяются сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots$ **И/ИЛИ** $\sigma(\gamma, 1n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, 3n)$

В экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов **аппаратно** измеряются два выхода реакции –

Y_e на пучке электронов и Y_{e+} на пучке позитронов, после чего в предположении об идентичности спектров тормозного излучения электронов и позитронов их вклад исключается разностью

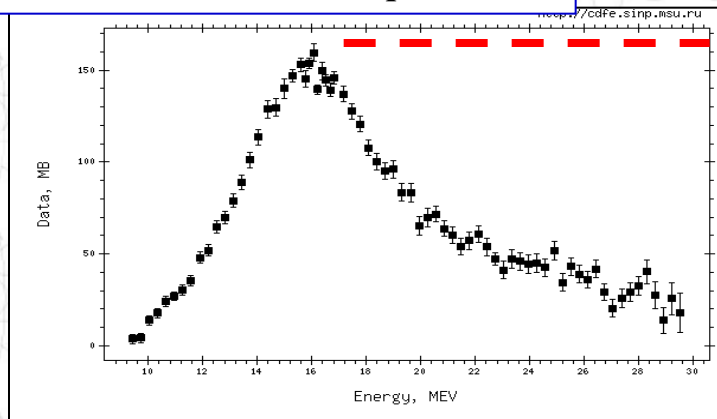
$$Y_{e+}(E) - Y_e(E) \approx \sigma(E),$$

которая и интерпретируется как искомое сечение исследуемой реакции; с помощью специальных детекторов определяются сечения реакций $\sigma(\gamma, 1n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$, а затем с их помощью – $\sigma(\gamma, xn)$ и $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n)$.



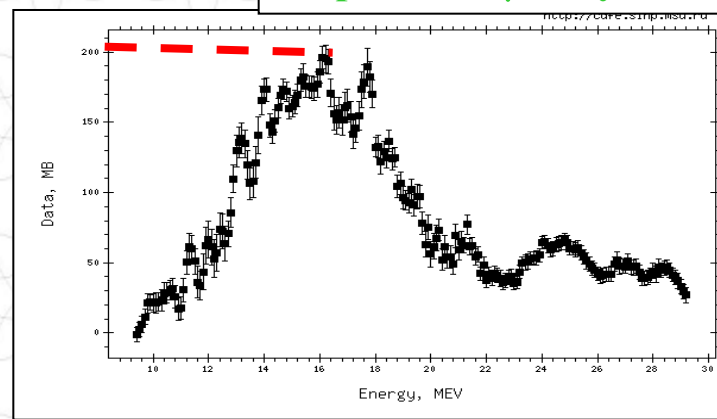
Сечения полных и парциальных реакций, определенные в разных фотоядерных экспериментах не только разного типа, но и однотипных, существенно **различаются как по форме, так и по абсолютной величине (во многих случаях до 100% и более).**

Аннигиляционные фотоны

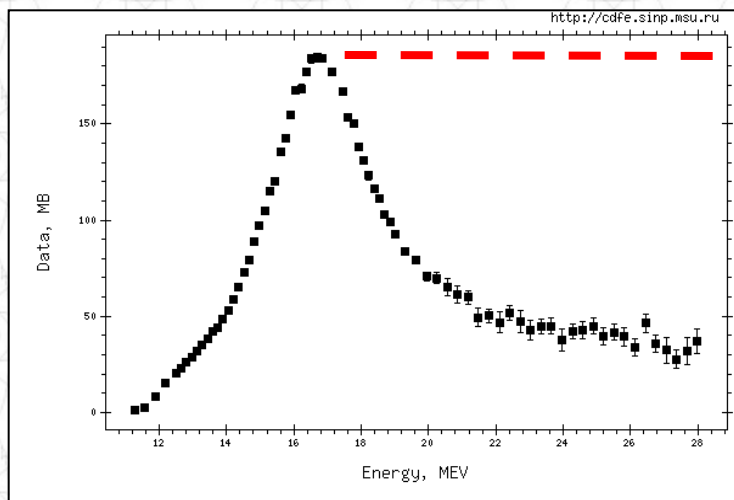


160 200
 $^{107}\text{Ag}(\gamma, \text{sn})$

Тормозное γ -излучение

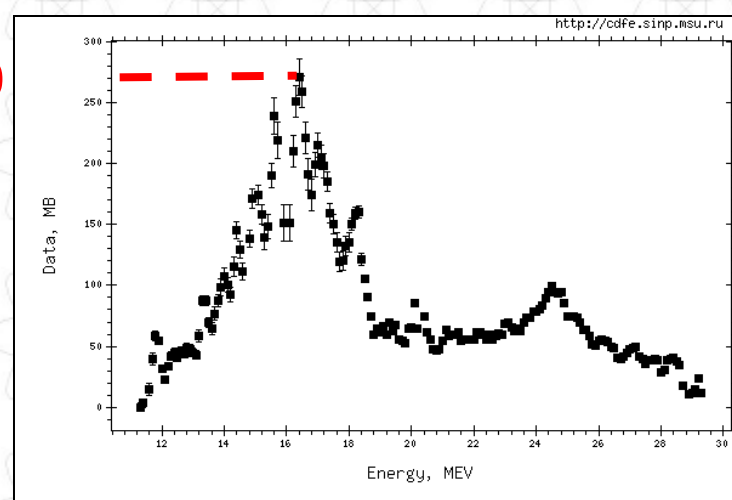


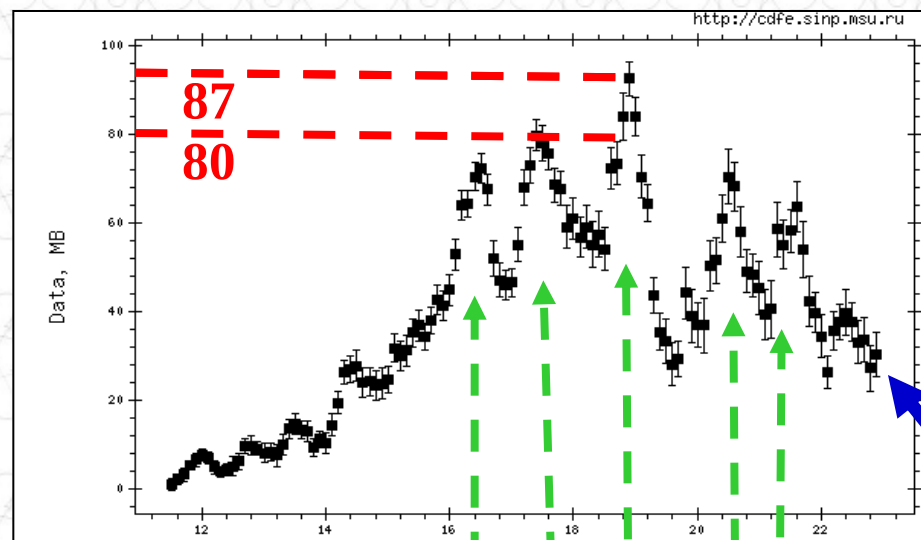
2 лаборатории: Ливермор (США) и Сакле (Франция)



180 270
 $^{89}\text{Y}(\gamma, \text{xn})$

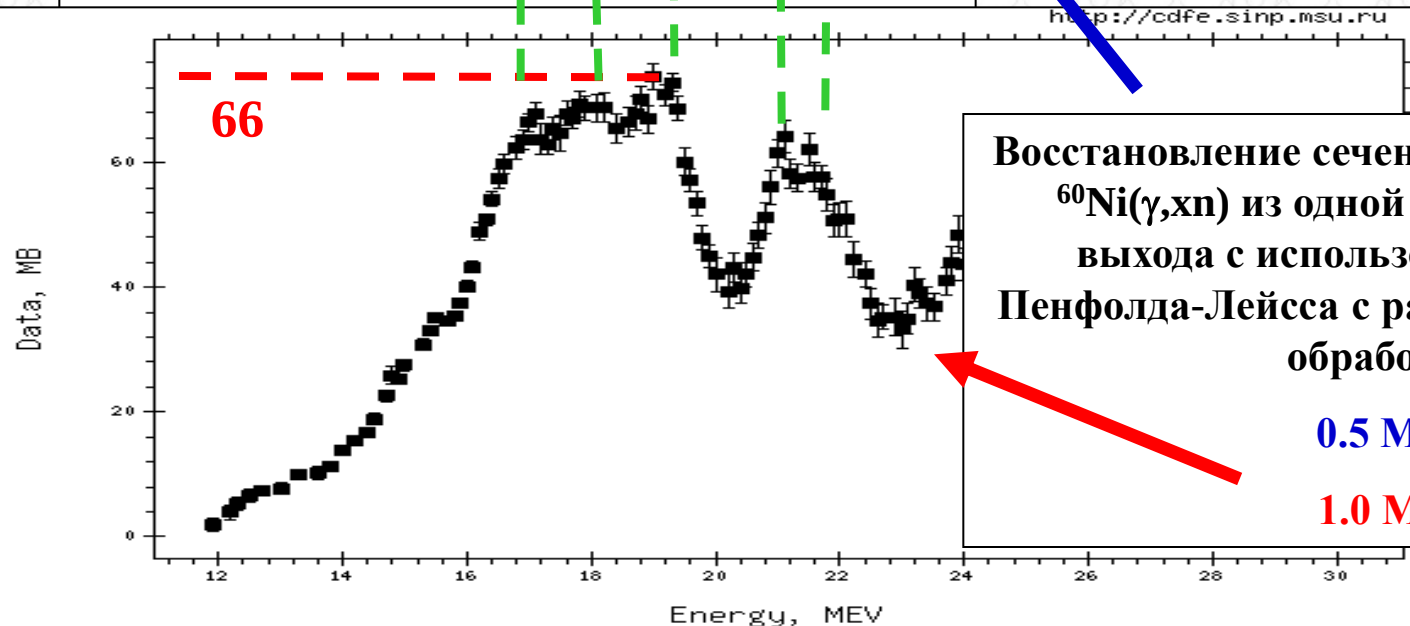
Лаборатории России, США, Австралии, ...





Проблемы данных тормозных экспериментов.

Не только формы структурных особенностей, но и абсолютные величины результатов существенно зависят от метода обработки.

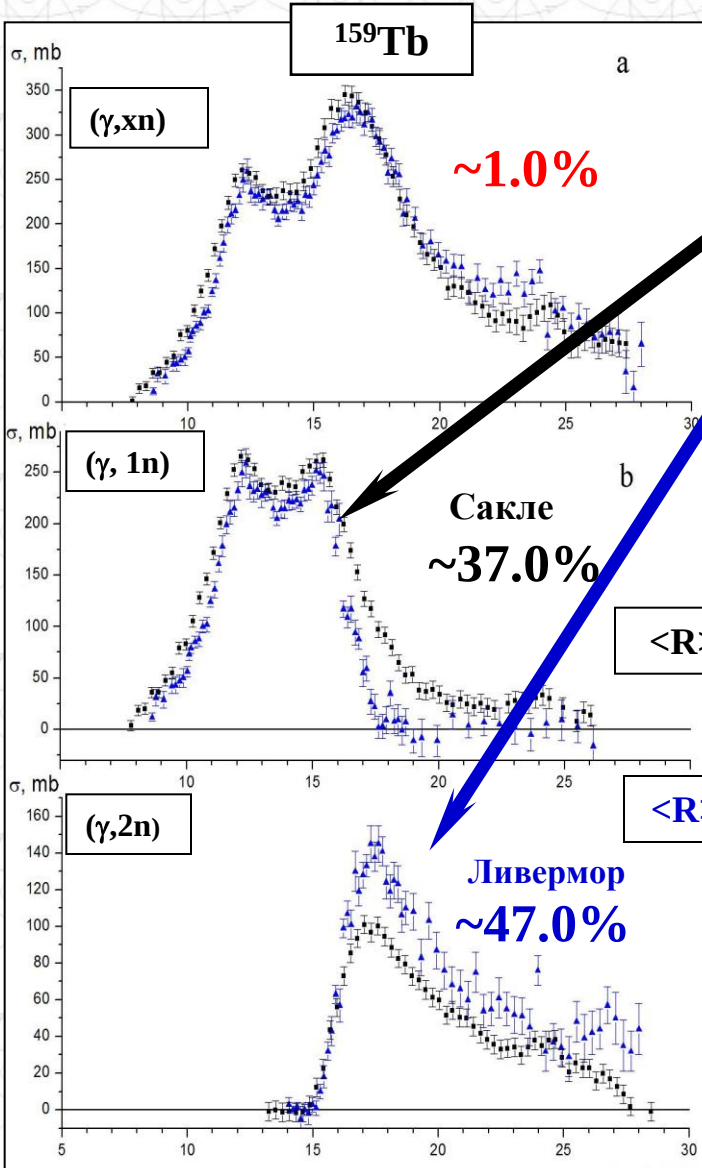


Восстановление сечения входа нейтронов $^{60}\text{Ni}(\gamma, xn)$ из одной и той же кривой выхода с использованием метода Пенфолда-Лейсса с различными шагами обработки:

0.5 МэВ и

1.0 МэВ

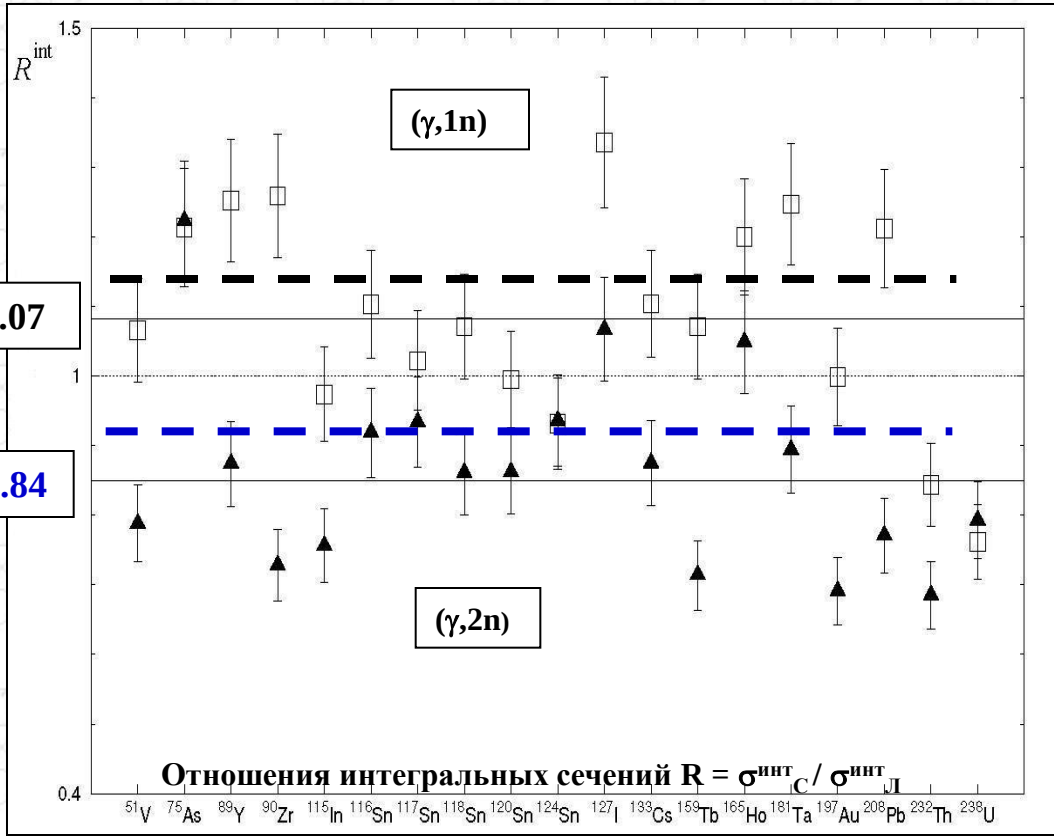
Вопрос: какие именно данные являются достоверными?



Проблемы данных аннигиляционных экспериментов.

Сечения выхода (γ, xn) отличаются на $\sim 1.0\%$.

Сечение реакции $(\gamma, 1n)$ имеет на $\sim 37.0\%$ большую величину в одной лаборатории (Сакле), а реакции $(\gamma, 2n)$ – на $\sim 47\%$ в другой (Ливермор).



Вопрос тот же: какие именно данные являются достоверными?

Предложены универсальные критерии достоверности данных, использующие объективные физические свойства сечений реакций, которые могут интерпретироваться как достоверные.

2 жестких абсолютных критерия достоверности данных:

1) F_i – положительные (сечения имеют размерность площади) и:

2)

$$F_1 = \frac{\sigma(\gamma, 1n)}{\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots} < 1.000$$

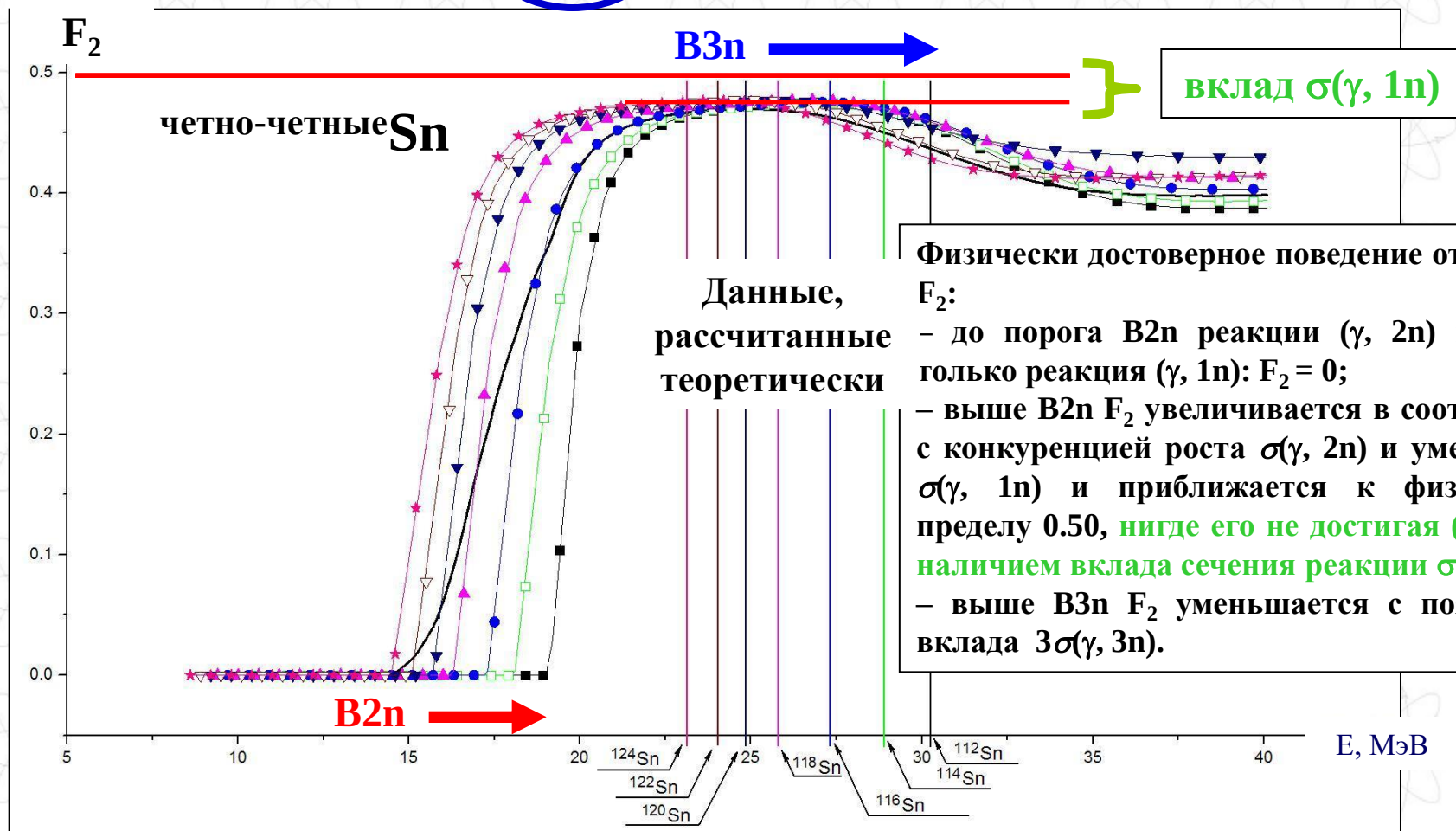
$$F_2 = \frac{\sigma(\gamma, 2n)}{\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots} < 0.500$$

$$F_3 = \frac{\sigma(\gamma, 3n)}{\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots} < 0.333$$

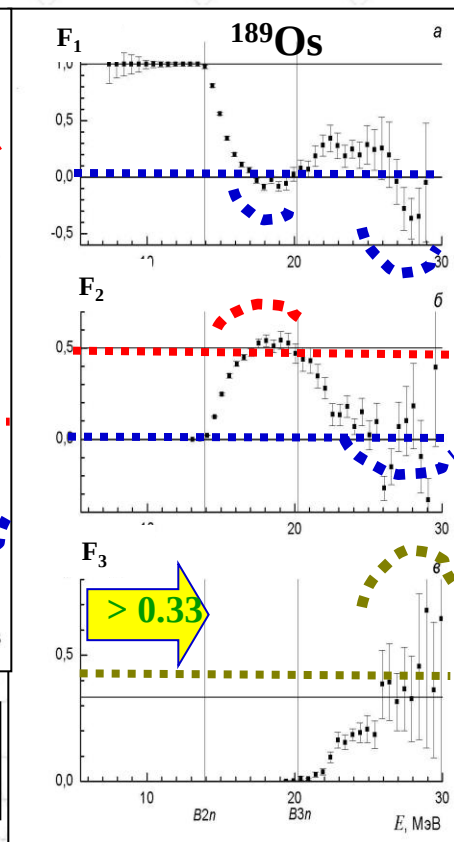
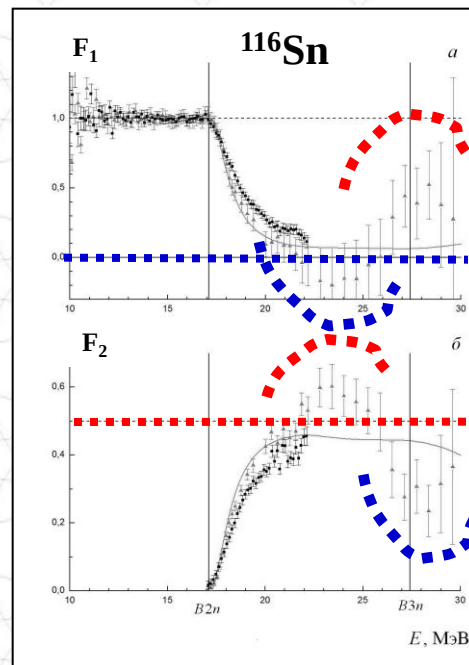
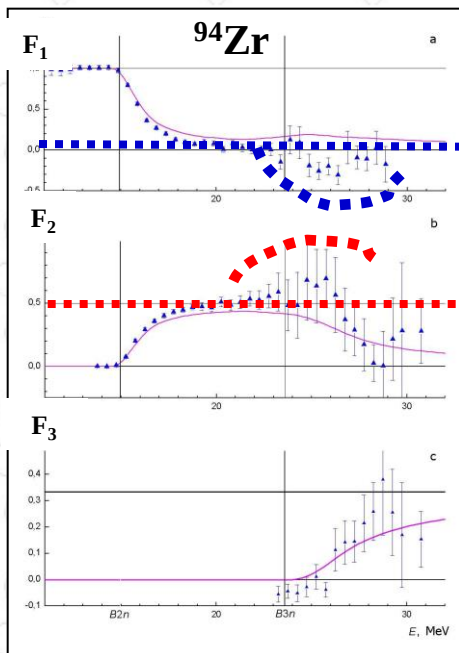
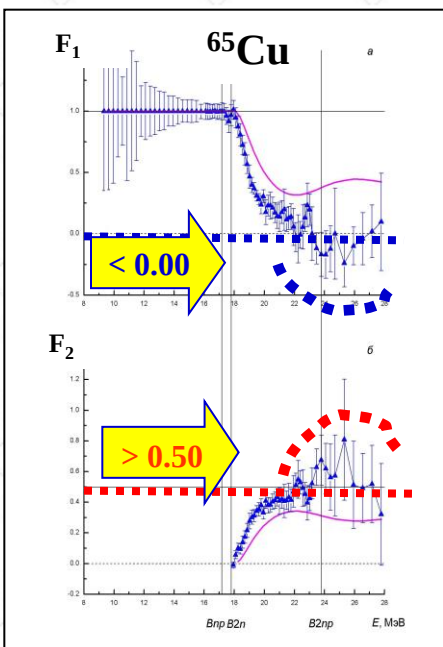
$$F_4 < 0.250, F_5 < 0.200, F_6 < 0.166, F_7 < 0.143, \dots$$

3) Третий (не жёсткий) критерий – близость отношений $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$, обусловленный согласием оцененных данных с результатами активационных экспериментов, в которых разделение парциальных реакций осуществляется прямо и достоверно.

$$F_2 = \frac{\sigma(\gamma, 2n)}{\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots} < 0.50 (!)$$



Недостоверность сечений реакций, полученных на пучках аннигиляционных фотонов.



Физически запрещенные отрицательные значения $F_1 < 0.00$, определенно коррелирующие с недостоверными значениями $F_2 > 0.50$ и $F_3 > 0.33$.

Для ~ 50 ядер от ^{51}V до ^{209}Bi установлено проявление в сечениях парциальных реакций **существенных систематических погрешностей разного типа**, обусловленных недостатками использованного **непрямого метода разделения нейтронов по множественности**, основанного на данных об их энергиях, которые делают экспериментальные сечения парциальных реакций **недостоверными**.



Поскольку значительное количество экспериментальных сечений реакций не удовлетворяют физически критерия достоверности, был предложен экспериментально-теоретический метод оценки сечений реакций, удовлетворяющих таким критериям:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, 1n) &= F_1^{\text{теор}} \bullet \sigma_{\text{эксп}}(\gamma, xn), \\ \sigma_{\text{оцен}}(\gamma, 2n) &= F_2^{\text{теор}} \bullet \sigma_{\text{эксп}}(\gamma, xn), \\ \sigma_{\text{оцен}}(\gamma, 3n) &= F_3^{\text{теор}} \bullet \sigma_{\text{эксп}}(\gamma, xn), \dots\end{aligned}$$

Вклады в сечение выхода нейтронов $\sigma_{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \sigma_{\text{эксп}}(\gamma, 1n) + 2\sigma_{\text{эксп}}(\gamma, 2n) + 3\sigma_{\text{эксп}}(\gamma, 3n)$, свободное от ограничений методов экспериментального разделения нейтронов по множественности (включает в себя вклады всех парциальных реакций), сечений реакций $\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$, $\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, 3n)$ определяются отношениями $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$, ..., рассчитанными в комбинированной модели фотоядерных реакций - предравновесной модели, основанной на плотностях ядерных уровней, рассчитанных в модели Ферми-газа, и учитывающей эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления ГДР исследуемого ядра.

Метод означает, что соотношения между оцененными сечениями парциальных реакций соответствует представлениям модели, не зависящим от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности, а их соответствующая сумма $\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, xn)$ равна сечению $\sigma_{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, также не зависящему от этих проблем.

Оцененные (достоверные) и экспериментальные (недостоверные) сечения
парциальных реакций **существенно** различаются.

^{65}Cu

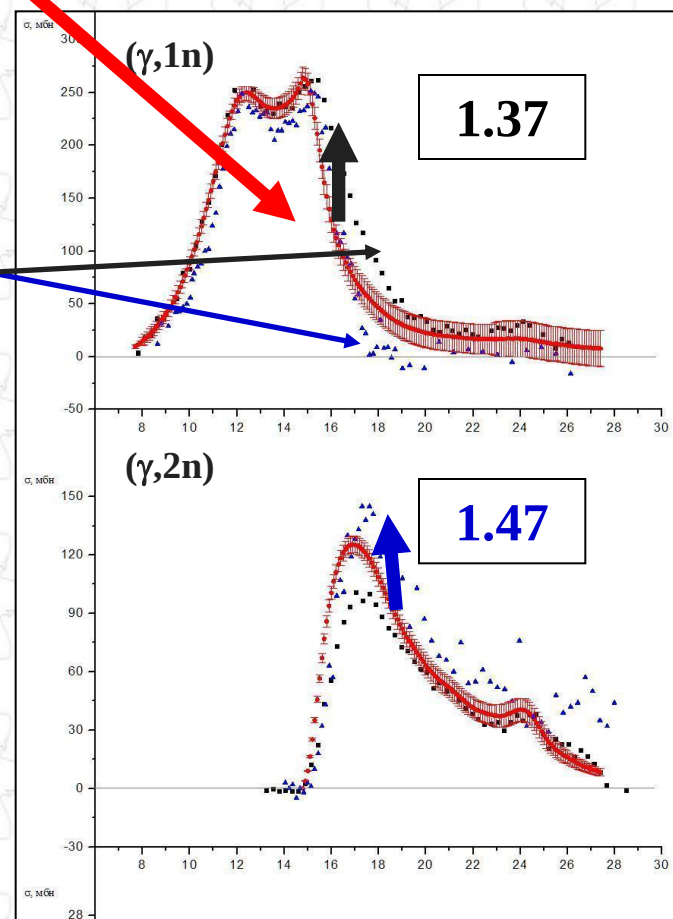
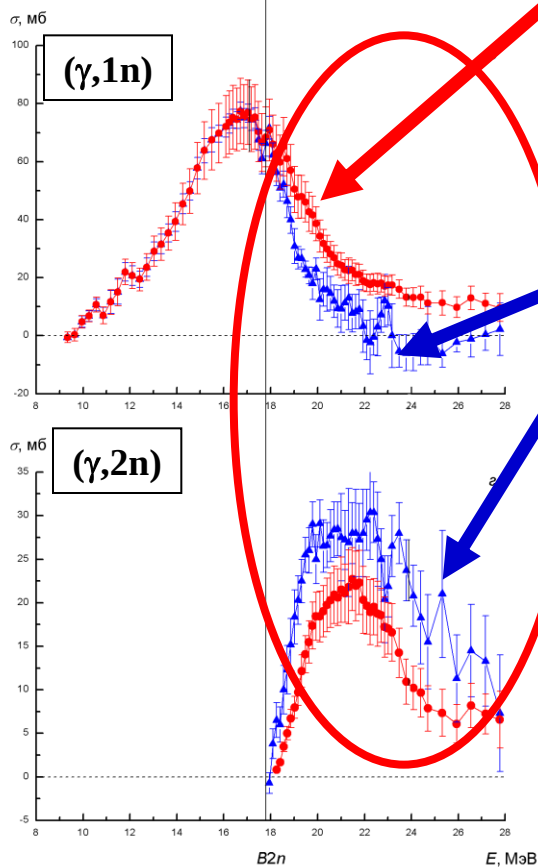
^{159}Tb

Оцененные сечения

**Экспериментальные
сечения**

~ 50 ядер

^{51}V , $^{63,65}\text{Cu}$, ^{59}Co , ^{75}As ,
 $^{76,78,80,82}\text{Se}$, ^{89}Y ,
 $^{90,91,92,94}\text{Zr}$, ^{103}Rh ,
 $^{116,117,118,119,120,124}\text{Sn}$, ^{115}In ,
 ^{127}I , ^{129}Xe , ^{133}Cs , ^{138}Ba ,
 ^{139}La , $^{140,142}\text{Ce}$, ^{141}Pr ,
 $^{145,148}\text{Nd}$, ^{153}Eu , ^{159}Tb ,
 ^{160}Gd , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{186}W ,
 $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$, ^{197}Au ,
 ^{208}Pb , ^{209}Bi





Выполненные исследования свидетельствуют о том, что существенные (**во многих случаях до 100% величины и больше**) расхождения сечений парциальных реакций, определенных в разных экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов, обусловлены разными систематическими погрешностями использованного непрямого метода разделения нейтронов по множественности.

Установлено, что причинами таких погрешностей являются:

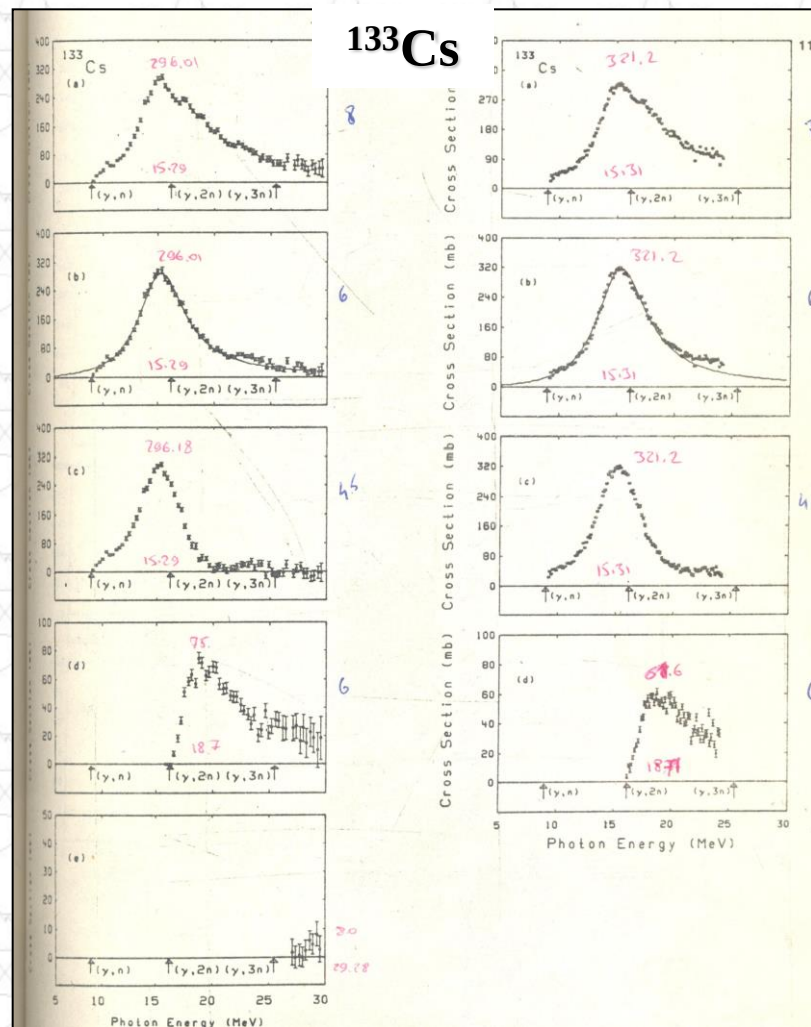
- близость энергий нейтронов из разных парциальных реакций, затрудняющая идентификацию множественности нейтронов и их принадлежности реакциям $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$;
- отсутствие учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$, которая по своим параметрам конкурирует **не с реакцией $(\gamma, 1n)$ с той же множественностью 1, а с реакцией $(\gamma, 2n)$ с множественностью 2**, затрудняющее идентификацию принадлежности нейтрона реакциям $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$;
- некоторые технические проблемы (ошибки в нормировке выходов Y_{e-} на пучке электронов и Y_{e+} на пучке позитронов, потеря части нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$).

В этой связи актуальной стала проблема достоверности данных, полученных кардинально иным способом в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения.

В дополнение – проблема полноты данных.

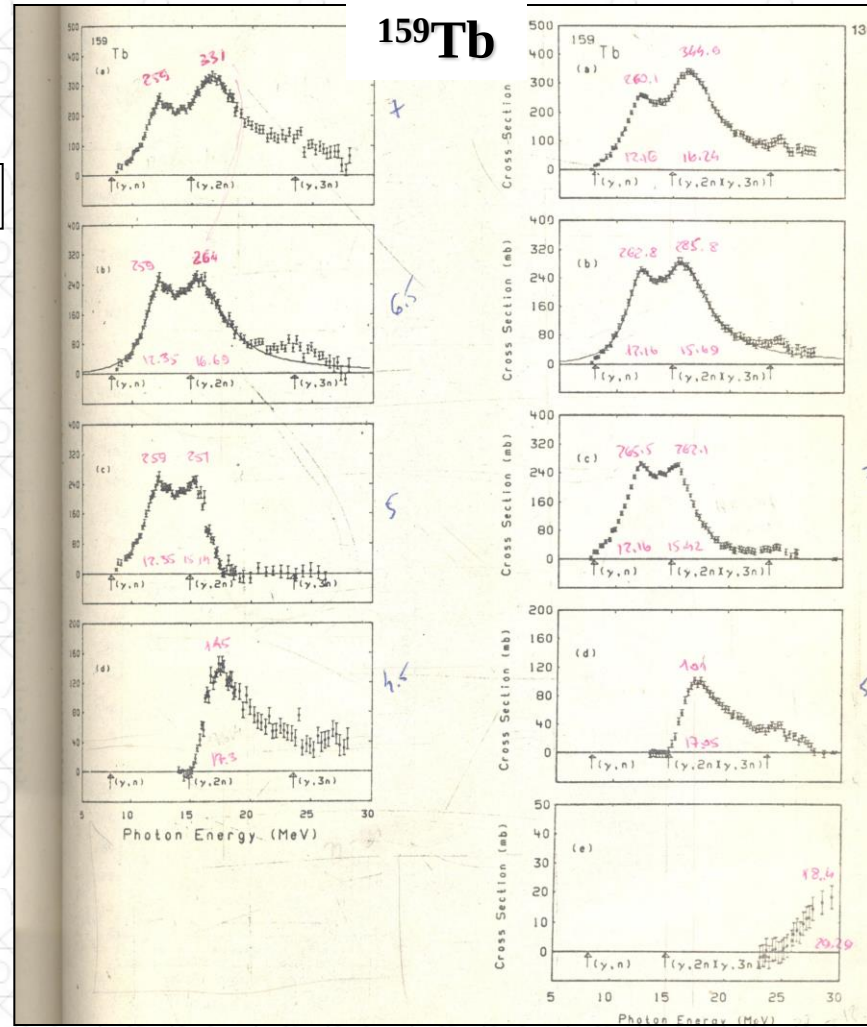
Атлас – наборы данных для всех реакций.

S.S.Dietrich, B.L.Berman. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 38 (1988) 199.



Ливермор

Сакле



Ливермор

Сакле

Сечения для полных реакций – суммы сечений парциальных реакций.

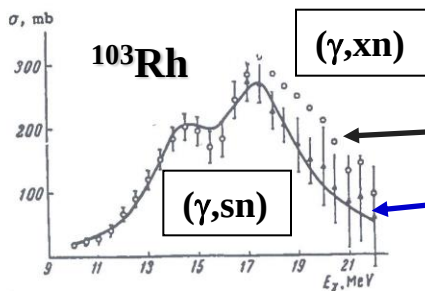


FIG. 3. Photoneutron production cross section of Rh^{103} . Here and in the other graphs we denote the experimental values of σ_n by circles, the computed values of σ_γ by triangles.

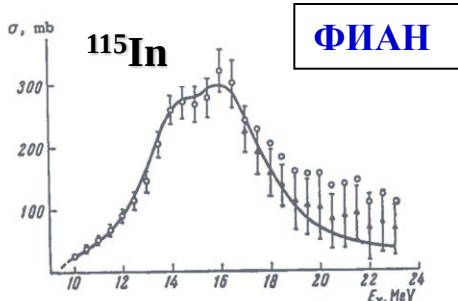


FIG. 4. Photoneutron production cross section of In^{115} .

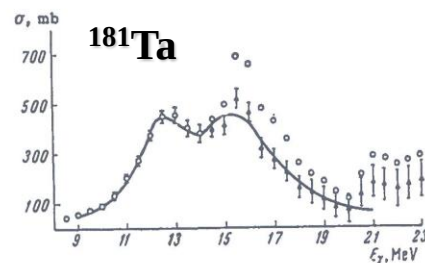


FIG. 5. Photoneutron production cross section of Ta^{181} .

В большинстве экспериментов:
комбинация сечений $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ и

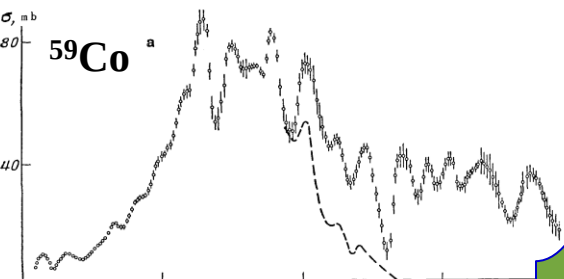
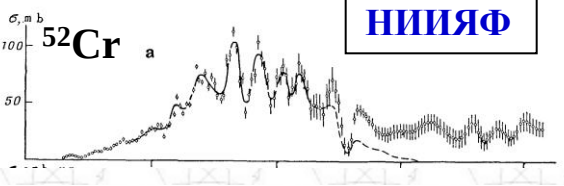
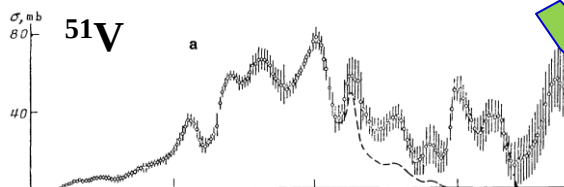
$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n).$$

Естественных следующих шагов

$$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, sn) \text{ и/или}$$

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n)$$

не делалось.



Иногда – комбинации
 $\sigma(\gamma, sn)$ и $\sigma(\gamma, 1n)$
или
 $\sigma(\gamma, sn)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$

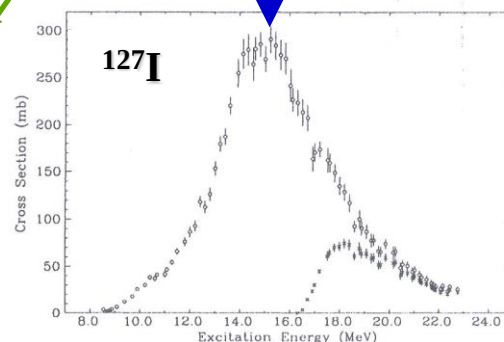


FIG. 1. $^{127}\text{I}(\gamma, sn)$ reaction cross section ($\circ$), together with the $^{127}\text{I}(\gamma, 2n)$ reaction cross section ($\times$) deduced as outlined in the text. The errors shown are statistical; there is a systematic uncertainty of 7% associated with the absolute scale.

Университет Мельбурна

Возможности для получения новых (и/или неопубликованных – неизвестных) данных.

Способы получения новых неопубликованных ранее данных

Первый - тривиальный

Получение **новых данных** по сечениям парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$

на основе комбинаций опубликованных сечений

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) \quad \text{и} \quad \sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$$

или
и/или

$$\sigma(\gamma, sn) \text{ и } \sigma(\gamma, 1n) \quad \sigma(\gamma, sn) \text{ и } \sigma(\gamma, 2n)$$

Новые неопубликованные данные получены для ядер ^{51}V , ^{52}Cr , ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$.

Достоверность применения обсуждаемых поправок исследована с применением отношений экспериментально-теоретического метода

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn),$$

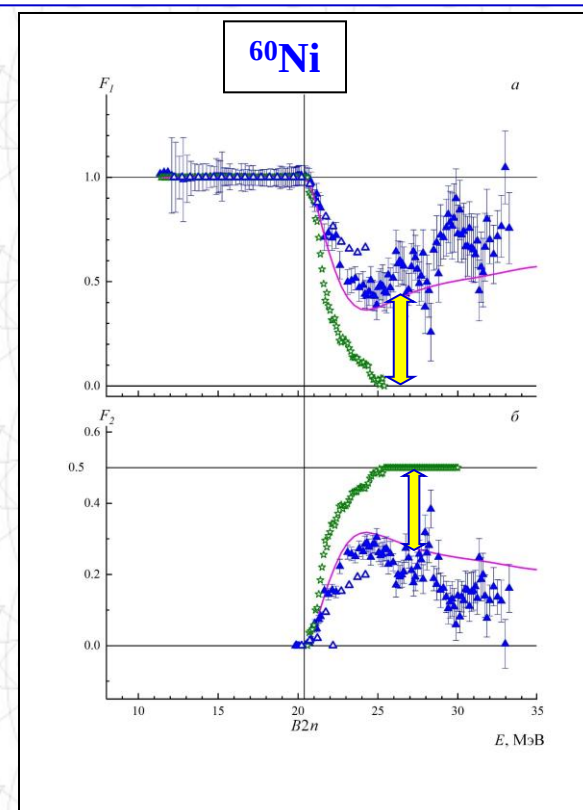
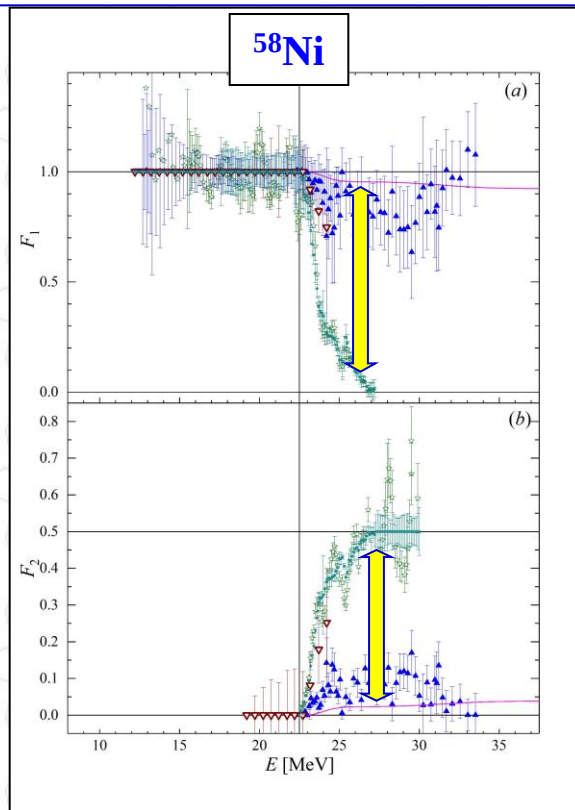
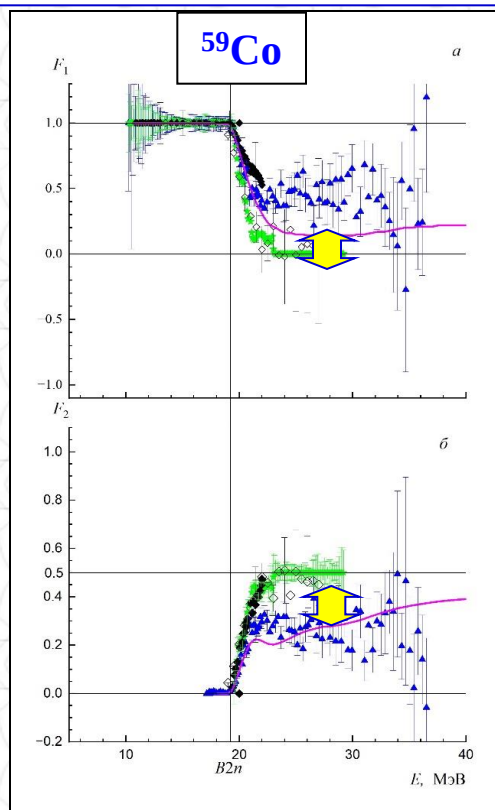
оцененные сечений реакций

$$\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \cdot \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn).$$

Проведено сравнение оцененных таким образом данных с результатами экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов для ядер ^{51}V , ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$

(данные аннигиляционных экспериментов для ядра ^{52}Cr отсутствуют).

После определения естественных вкладов сечений реакций $\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, sn)$ и $\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n)$ с помощью экспериментально-теоретического метода ($F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$) было установлено, что к достоверности данных экспериментов этого типа также имеются серьезные претензии.

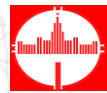


Существенные расхождения между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$:
как правило, $F_1^{\text{эксп}}$ занижены, а
 $F_2^{\text{эксп}}$ завышены.

27.03.2025

Ломоносовские чтения – 2025,
27 марта 2025 г.

17
Cr, Ni

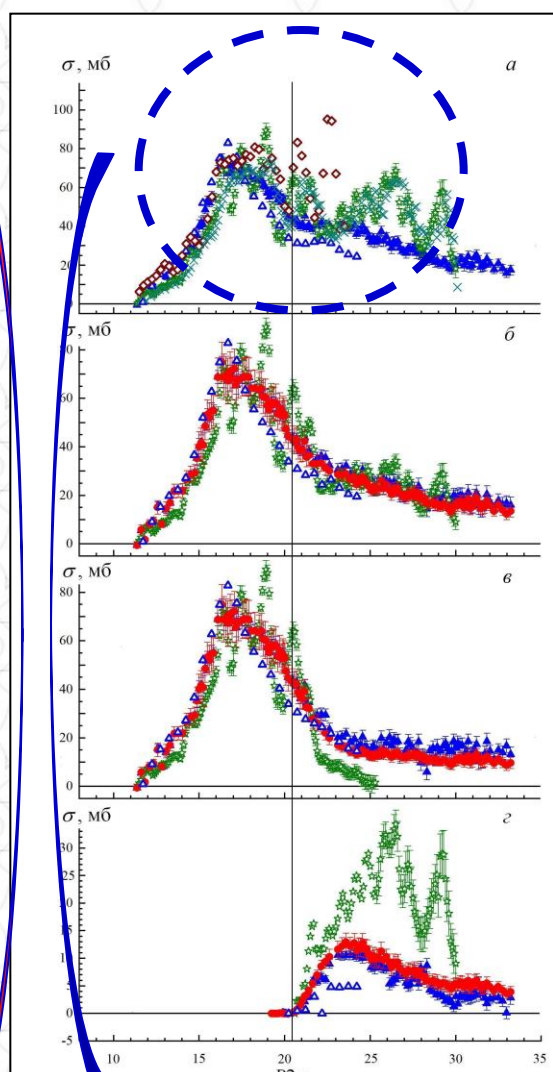
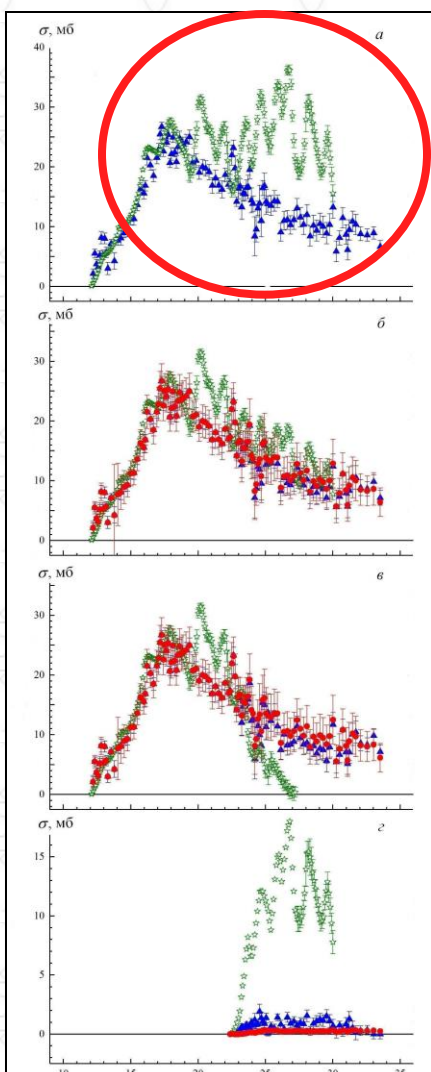
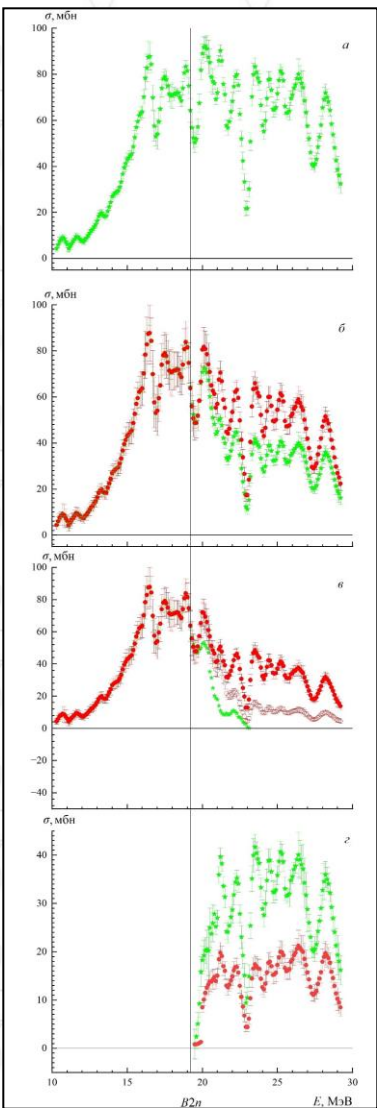
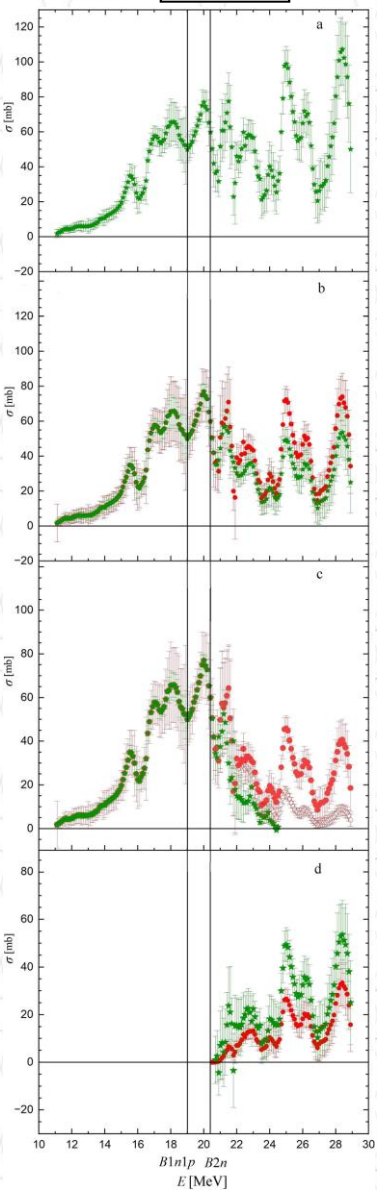


^{51}V

^{59}Co

^{58}Ni

^{60}Ni



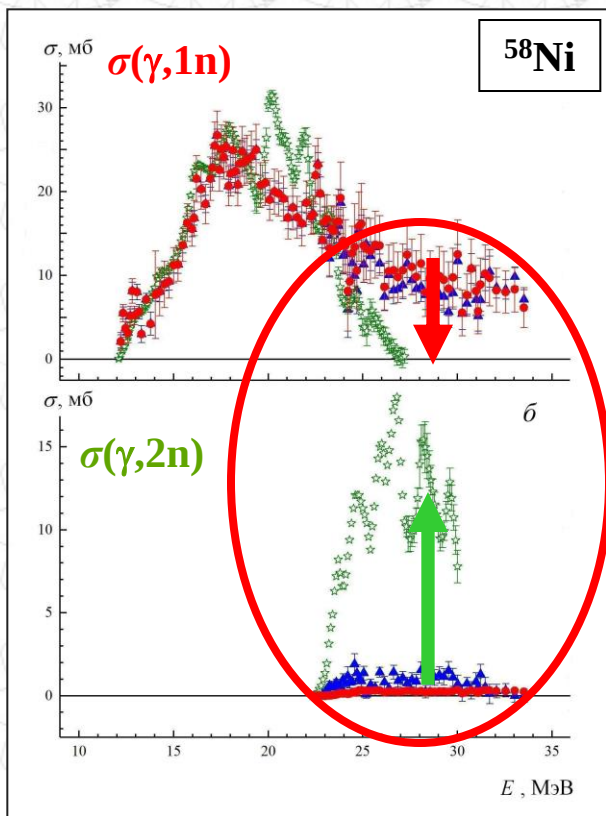
Большие расхождения

Согласие по величине

27.03.2025

Ломоносовские чтения – 2025,
27 марта 2025 г.

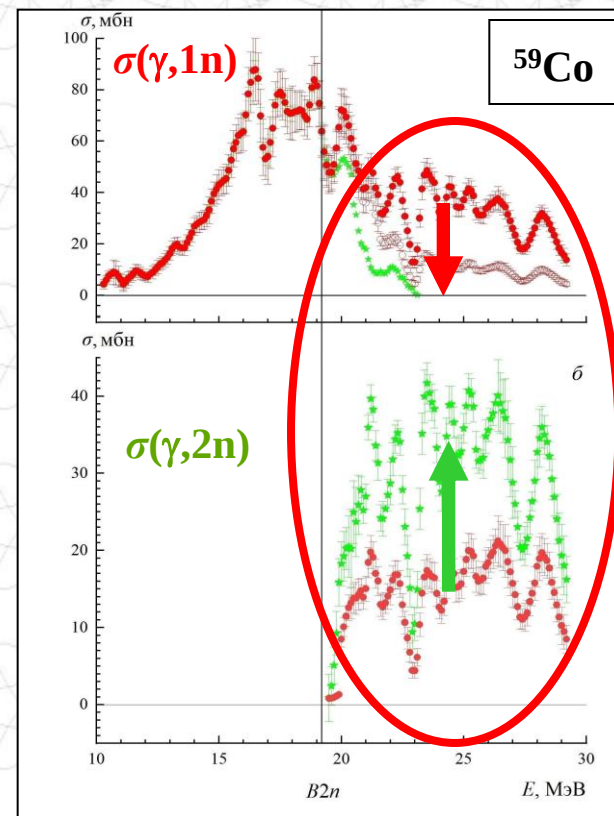
18
Нов. данн.



Разнонаправленные
расхождения $F_i^{\text{эксп}}$ и
 $F_i^{\text{теор}}$ естественно
отражаются в
расхождениях
оцененных и
экспериментальных
сечений.

Детально исследовано
несколько ядер:

^{51}V , ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, ^{90}Zr , ^{115}In ,
 ^{190}Os .



В соответствии соотношениями между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ оказываются необоснованно заниженными, а $\sigma(\gamma, 2n)$, напротив, завышенными по сравнению с оцененными сечениями.

Вопрос: каковы могут быть причины таких расхождений?



Метод определения сечений парциальных реакций на пучке тормозного γ -излучения с использованием сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ основан на предположении о том, что поглощение дипольных $E1$ фотонов ядром перед испусканием им одного, двух или большего количества нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра.

Применялись следующие соотношения:

$$\sigma_{\gamma,2n}(E)/[\sigma_{\gamma,1n}(E)+\sigma_{\gamma,2n}(E)] = 1-[1+(E-B_{2n})/\theta]\exp[-(E-B_{2n})/\theta],$$

полученное из соотношения для температуры ядра θ и параметра плотности уровней «а» соседнего ядра с (N-1)

$$[\sigma_{\gamma,2n}(E)]/[\sigma_{\gamma,1n}(E)+\sigma_{\gamma,2n}(E)] = \int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-B_{2n}} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon / \int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-B_{2n}-\delta} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon,$$

где $\rho(U) = CU^2 \exp(2\sqrt{a}U)$ – плотность уровней ядра (A-1) в модели Ферми-газа,
 $U = E - B_n - \varepsilon - \delta$ – эффективная энергия возбуждения ядра (A-1), ε – кинетическая энергия испущенного нейтрона,
 δ – энергия спаривания ядра (A-1), B_{xn} – порог соответствующей xn -реакции

и / или

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) / \{1 + (1-x)[1 - (1+k/\theta)\exp[-k/\theta]]\},$$

где разность энергий $k = E - B_{2n}$, ядерная температура $\theta = [(E - B_{1n})/a]^{1/2}$, константа $a = A/10$, оценка влияния прямого фотоэффекта $x = 0.4$.

Главная причина некорректности разделения выходов реакций ($\gamma,1n$) и ($\gamma,2n$) в рамках испарительной статистической модели обусловлена тем, что эта модель более-менее правильно описывает эмиссию нейтронов из составного ядра только при энергиях падающих фотонов до 10-15 МэВ.

При более высоких энергиях, т.е. в области, где собственно и происходит конкуренция парциальных реакций ($\gamma,1n$) и ($\gamma,2n$), статистические поправки на множественность становятся очень не точными, так как начинают играть большую роль процессы предравновесного распада составной системы с испусканием на равновесной стадии более чем одной быстрой частицы – двух нейтронов в реакции ($\gamma,2n$) и/или нейтрона и протона в реакции ($\gamma,1n1p$).

В полуклассических моделях фотоядерных реакций обычно не учитывается влияние изоспиновых эффектов на конкуренцию нейтронных и протонных каналов реакций, что приводит к заниженным оценкам парциальных сечений с вылетом протонов. В случаях ядер с протонными порогами ниже нейтронных, это может привести к искажению соотношения реакций ($\gamma,1n$) и ($\gamma,2n$).

Ядро	$B1n$	$B1p$	$B2n$	$B1n1p$
^{51}V	11.1	8.1	20.4	19.0
^{52}Cr	12.0	10.5	21.3	21.6
^{59}Co	10.5	7.4	19.0	17.4
^{58}Ni	12.2	8.2	22.5	19.6
^{60}Ni	11.4	9.5	20.4	20.0

Расхождения между экспериментальными и оцененными сечениями парциальных реакций обусловлены тем, что оба рассмотренных фактора не учитывались статистической моделью, но учтены в комбинированной модели фотоядерных реакций.

Второй способ получения новых неопубликованных ранее данных с помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций

На основании единственного опубликованного сечения выхода нейтронов

$$\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) + 2\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) + 3\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 3n)$$

с помощью экспериментально-теоретического метода

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \cdot \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$$

для ядра ^{68}Zn получены новые неопубликованные сечения парциальных реакций

$$^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)^{67}\text{Zn}, ^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)^{66}\text{Zn} \text{ и } \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n),$$

которые не были получены на пучках аннигиляционных фотонов,

как и сечения реакций

$$^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr} \text{ и } \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n).$$

Новые данные,
о сечениях парциальных реакций, которые могут быть получены с помощью
экспериментально-теоретического метода.

^{52}Cr

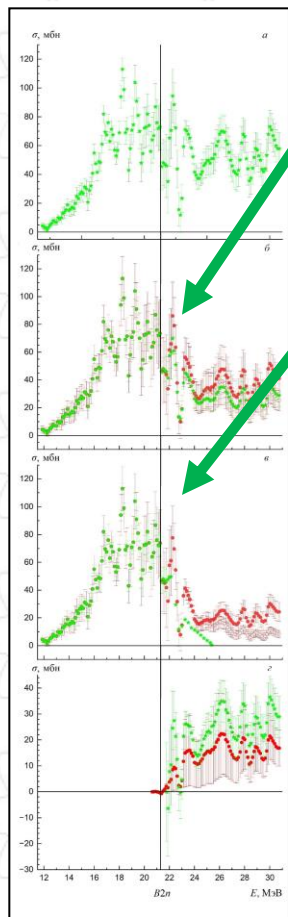
^{52}Cr .

Опубликованы сечения реакций

$\sigma(\gamma, \text{sn})$ и $\sigma(\gamma, 1\text{n})$,

получены $\sigma(\gamma, 2\text{n})$ и $\sigma(\gamma, \text{xn})$,
проведена оценка.

Phys. Atom. Nucl., 87, N6 (2024) 669.



^{68}Zn .

Опубликовано только сечение выхода

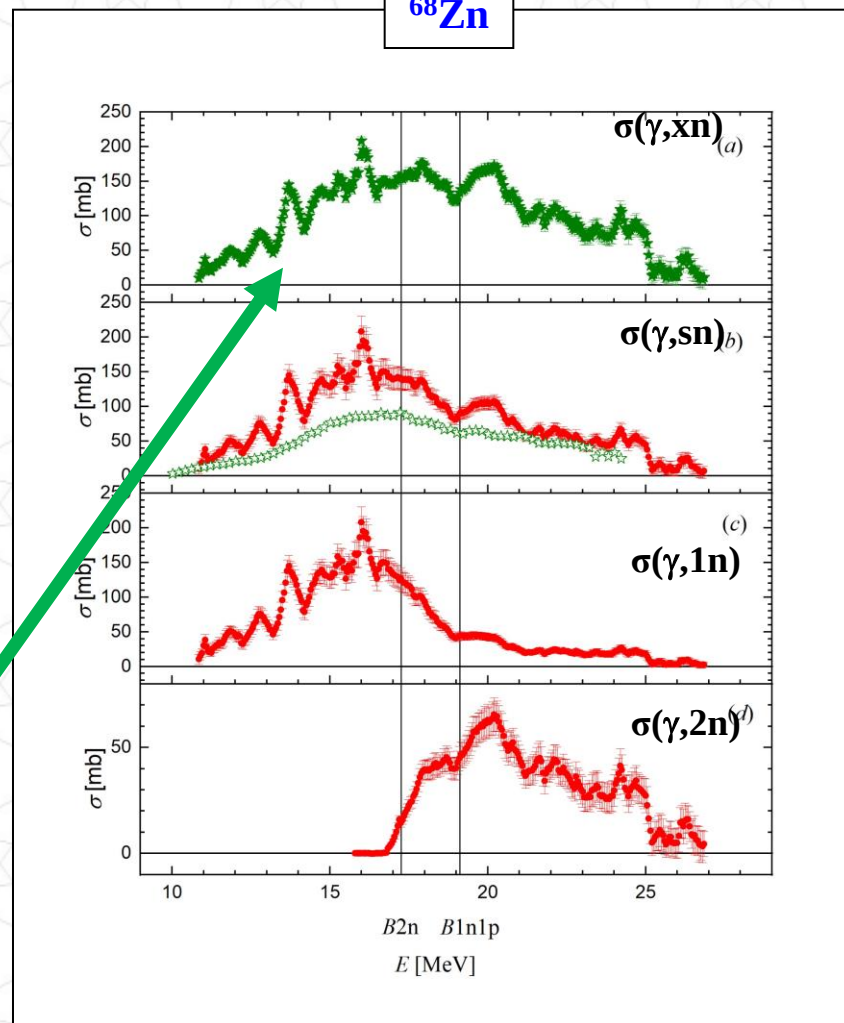
$\sigma(\gamma, \text{xn}) = \sigma(\gamma, 1\text{n}) + 2\sigma(\gamma, 2\text{n})$,

получены с помощью
экспериментально теоретического
метода

$\sigma(\gamma, 1\text{n})$, $\sigma(\gamma, 2\text{n})$ и $\sigma(\gamma, \text{sn})$

Phys. Atom. Nucl., 87, Suppl. 2 (2024)
S264.

^{68}Zn



Заключение.

Новые неопубликованные ранее **данные** получены с помощью комбинаций опубликованных данных:

- для ядер ^{51}V , ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, ^{90}Zr , ^{115}In , ^{190}Os получены новые данные, выполнены оценки с помощью экспериментально-теоретического метода, проведены сравнения с результатами аннигиляционных экспериментов;

- для ядра ^{52}Cr : $[\sigma(\gamma,sn) \text{ и } \sigma(\gamma,1n)]^{\text{опубл.}}$



сечения реакции $[^{52}\text{Cr}(\gamma,2n)^{50}\text{Cr}]^{\text{неопубл.}}$ и выхода $\sigma(\gamma,xn)]^{\text{неопубл.}}$; которые в настоящее время в научной литературе **отсутствуют**, проведена оценка с помощью экспериментально-теоретического метода;

- для ядра ^{68}Zn : на основании единственного сечения выхода $[\sigma(\gamma,xn)]^{\text{опубл.}}$ с помощью экспериментально-теоретического метода получены сечения

парциальных реакций $^{68}\text{Zn}(\gamma,1n)^{67}\text{Zn}$, $^{68}\text{Zn}(\gamma,2n)^{66}\text{Zn}$ и полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma,sn) = \sigma(\gamma,1n) + \sigma(\gamma,2n)$, которые в настоящее время в научной литературе **отсутствуют**.

**Спасибо
за
внимание!**

27.03.2025

Ломоносовские чтения – 2025,
27 марта 2025 г.

25
Спасибо