

СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ
НА ЯДРЕ ^{59}Co
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ТОРМОЗНЫМ γ -ИЗЛУЧЕНИЕМ

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

Сечения парциальных фотонейтронных реакций

- Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ получены в экспериментах принципиально разного типа - на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов и на пучках тормозного γ -излучения
- В экспериментах первого типа сечения таких реакций получают непосредственно с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности и используются для получения сечения полной фотонейтронной реакции

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n)$$

и сечения выхода фотонейтронов

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

- В экспериментах второго типа в измеренное сечение выхода $\sigma(\gamma, xn)$ вносятся поправки на множественность нейтронов, рассчитанные по статистической теории, позволяющие определить сечение $\sigma(\gamma, 2n)$, которое затем используется для получения сечения $\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n)$.

Цель работы

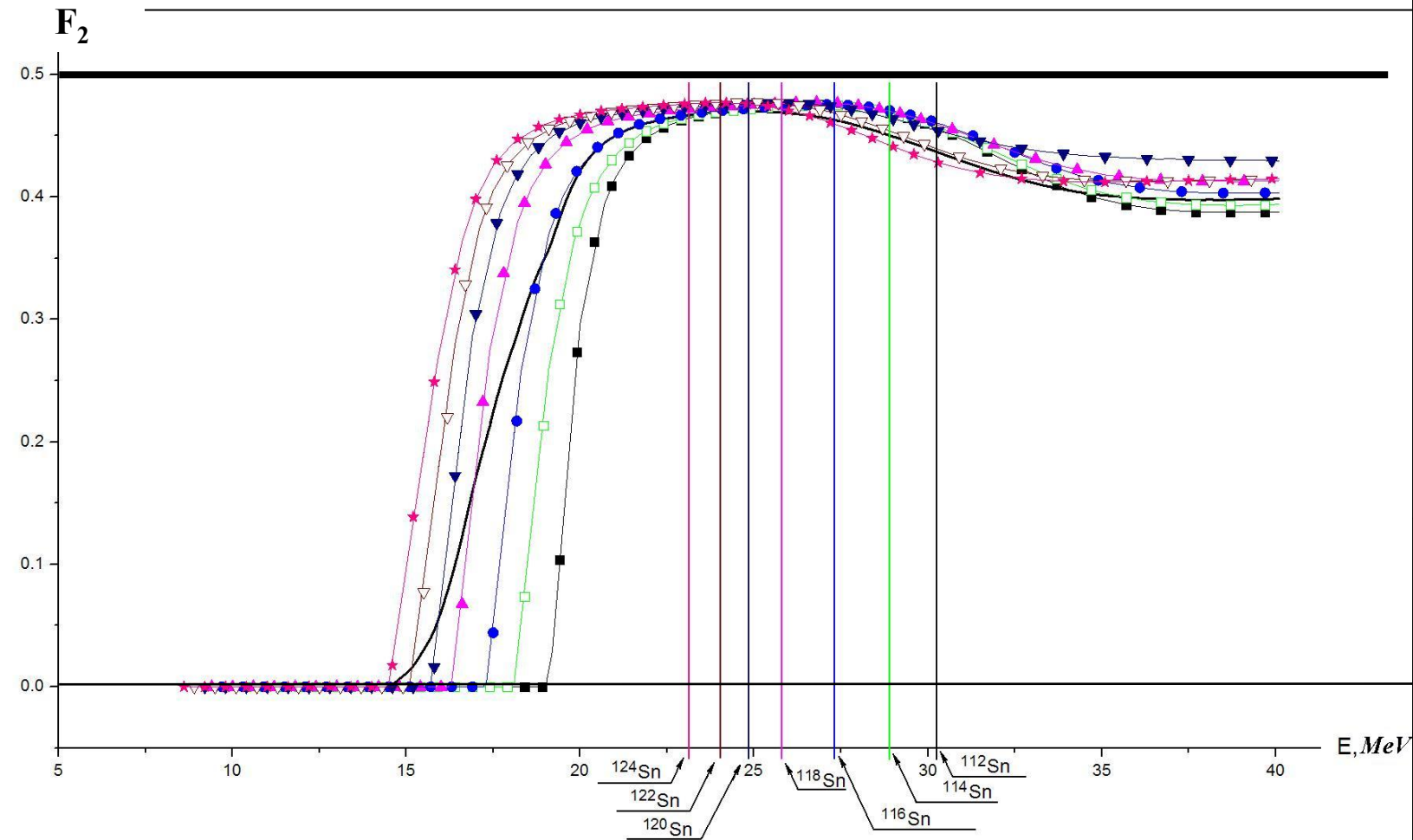
Ранее в исследованиях, выполненных с помощью объективных физических критериев достоверности для ~ 50 ядер, было установлено, что экспериментальные сечения парциальных реакций, полученные на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности не удовлетворяют критериям достоверности.

Поэтому, целью работы стала проверка по физическим критериям достоверности сечения парциальных реакций, полученные с помощью принципиально другого метода – путем внесения соответствующих поправок в сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$.

Для этой цели были выбраны сечения парциальных реакций на ядре ^{59}Co , полученных на пучках тормозного излучения. Было выбрано ядро ^{59}Co , так как для него имеются данные, полученные в нескольких экспериментах двух типов эксперимента. И также, в связи с тем, что для данного ядра были выполнены детальные исследования достоверности данных, полученных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности.

Критерии достоверности данных

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



Физически достоверное поведение функции F_2 должно быть следующим:

- до порога В2n реакции ($\gamma, 2n$) возможна только реакция ($\gamma, 1n$): $F_2 = 0$;
- выше В2n возможны реакции ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), F_2 увеличивается в соответствии с конкуренцией роста $\sigma(\gamma, 2n)$ и уменьшения $\sigma(\gamma, 1n)$ и приближается к физическому пределу 0.50, негде его не достигая;
- выше В3n возможна реакция ($\gamma, 3n$), F_2 уменьшается вследствие появления в отношении вклада $3\sigma(\gamma, 3n)$.

Естественное дополнение критериев:

- $F_1 < 1.00$,
- $F_3 < 0.33$,
- $F_4 < 0.25$,
- $F_5 < 0.20, \dots$

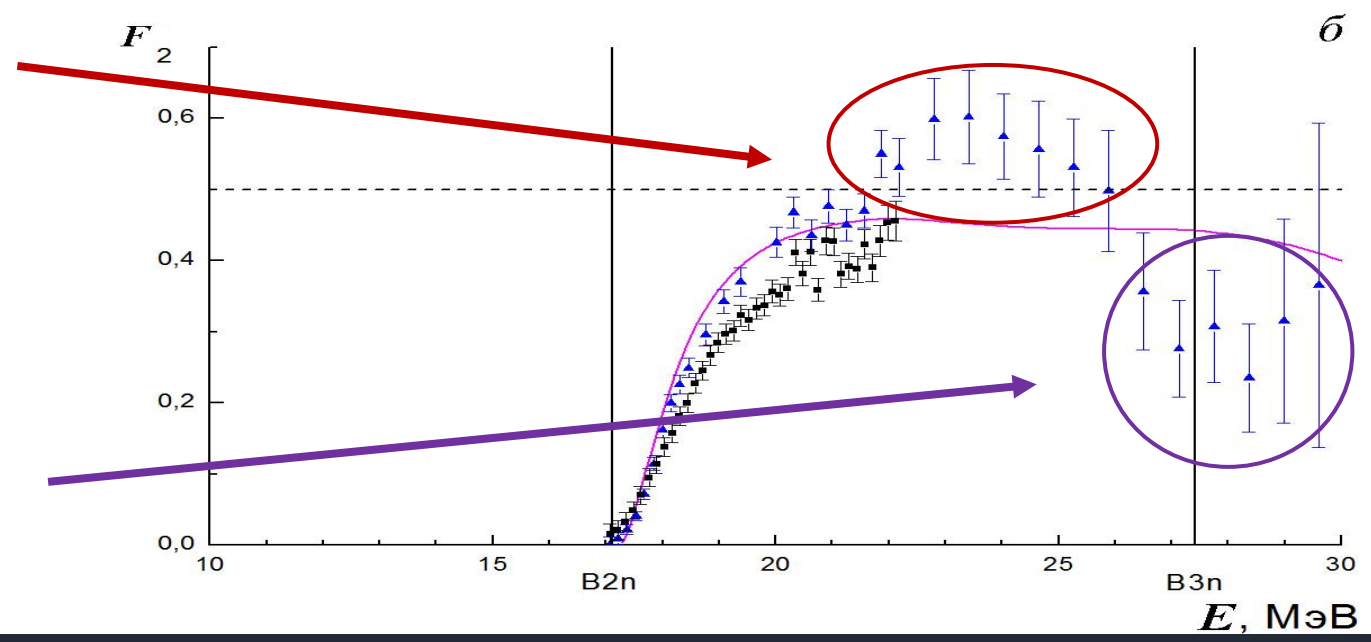
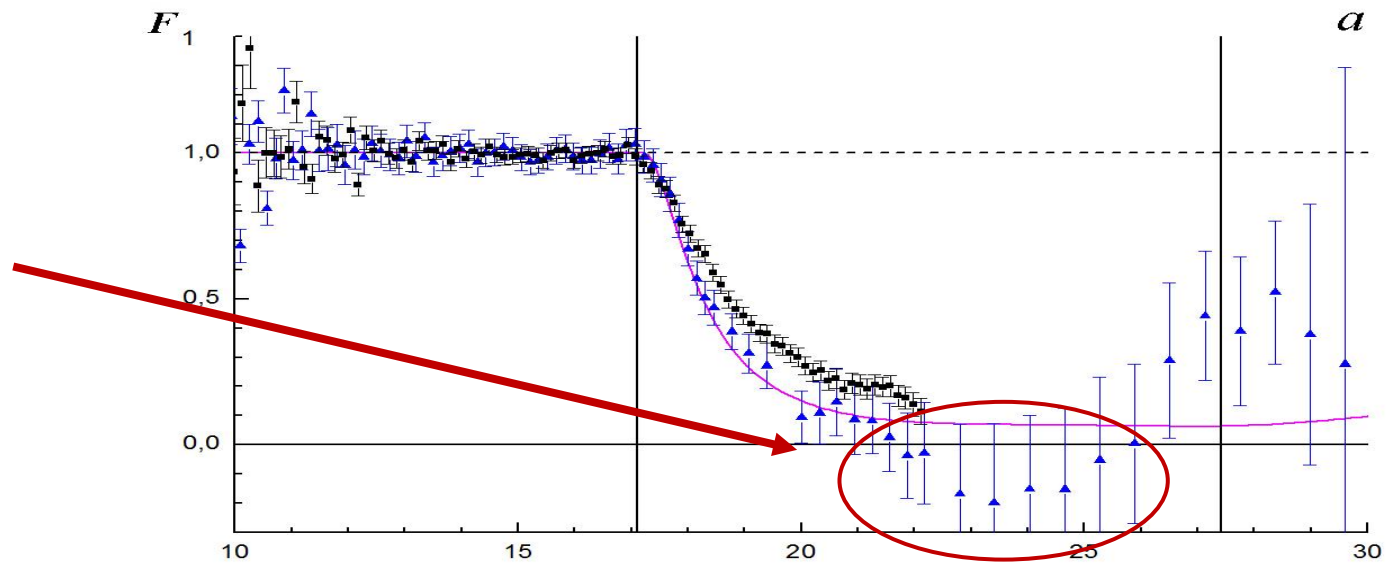
Признаки недостоверности данных

- Физически запрещенные отрицательные значения F_1

- Значения, превышающие достоверные

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

- Уменьшение F_2 при энергиях на 2.5 МэВ меньших B_{3n}



Экспериментальные данные

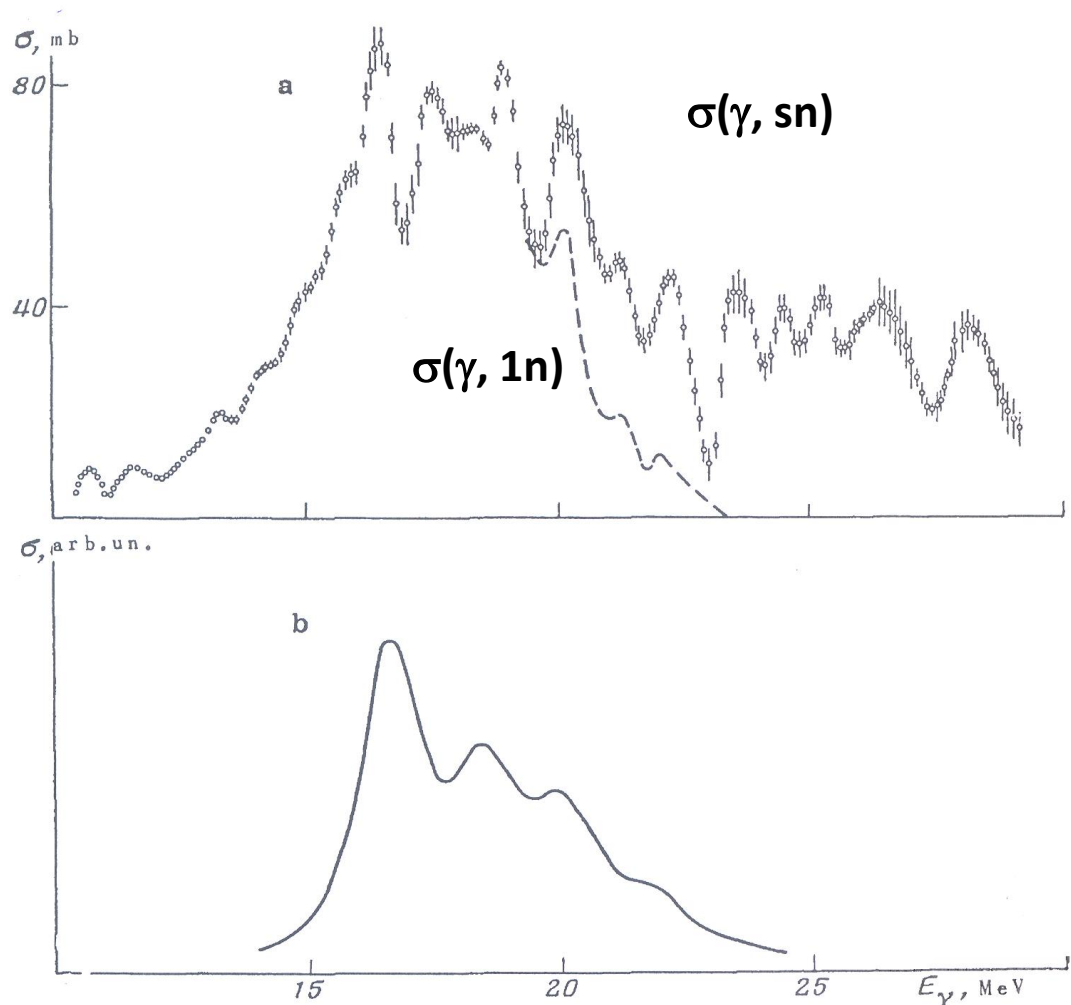


Fig.3. a - The $(\gamma, n) + (\gamma, 2n)$ cross section for ^{59}Co ,
 b - absorption cross section implied by the collective dynamic model⁶.

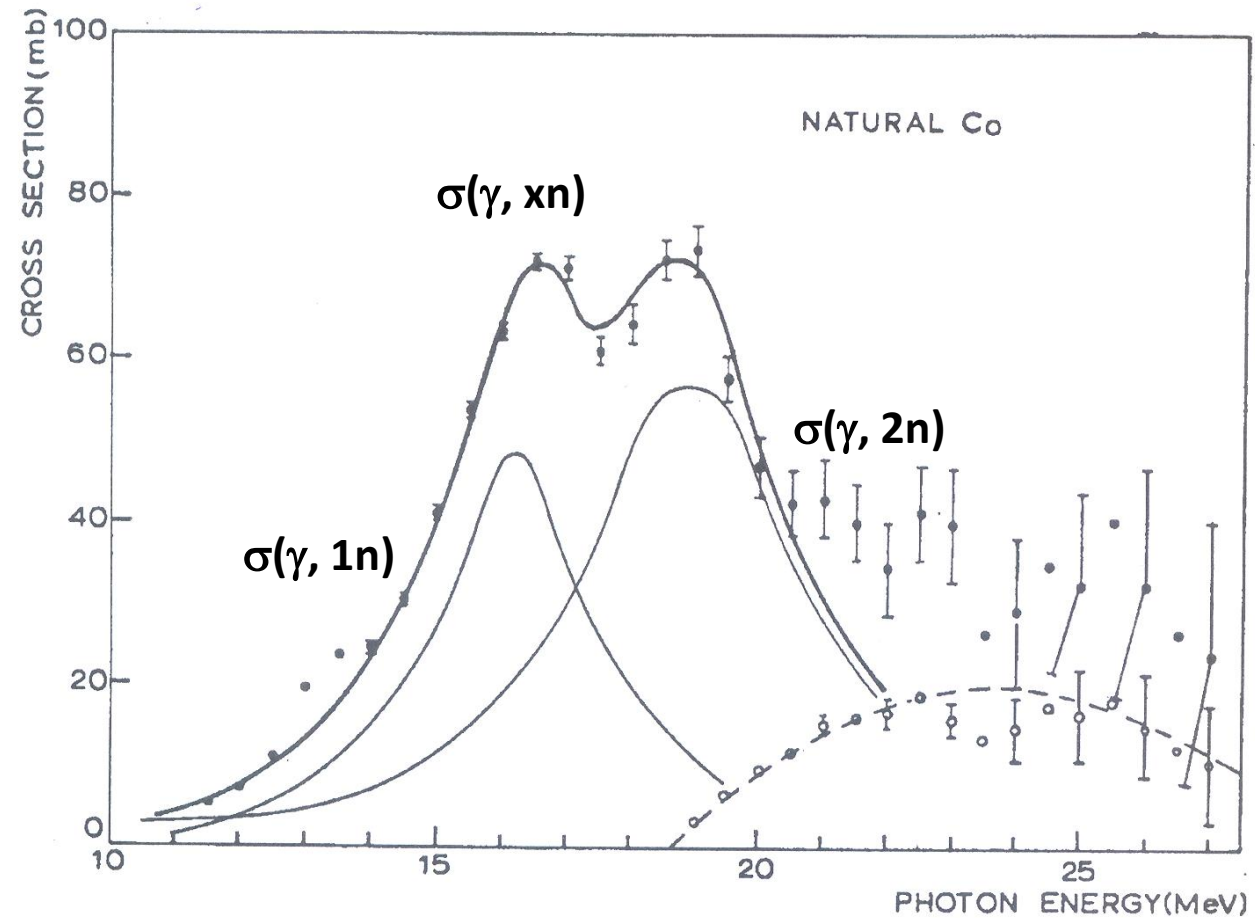
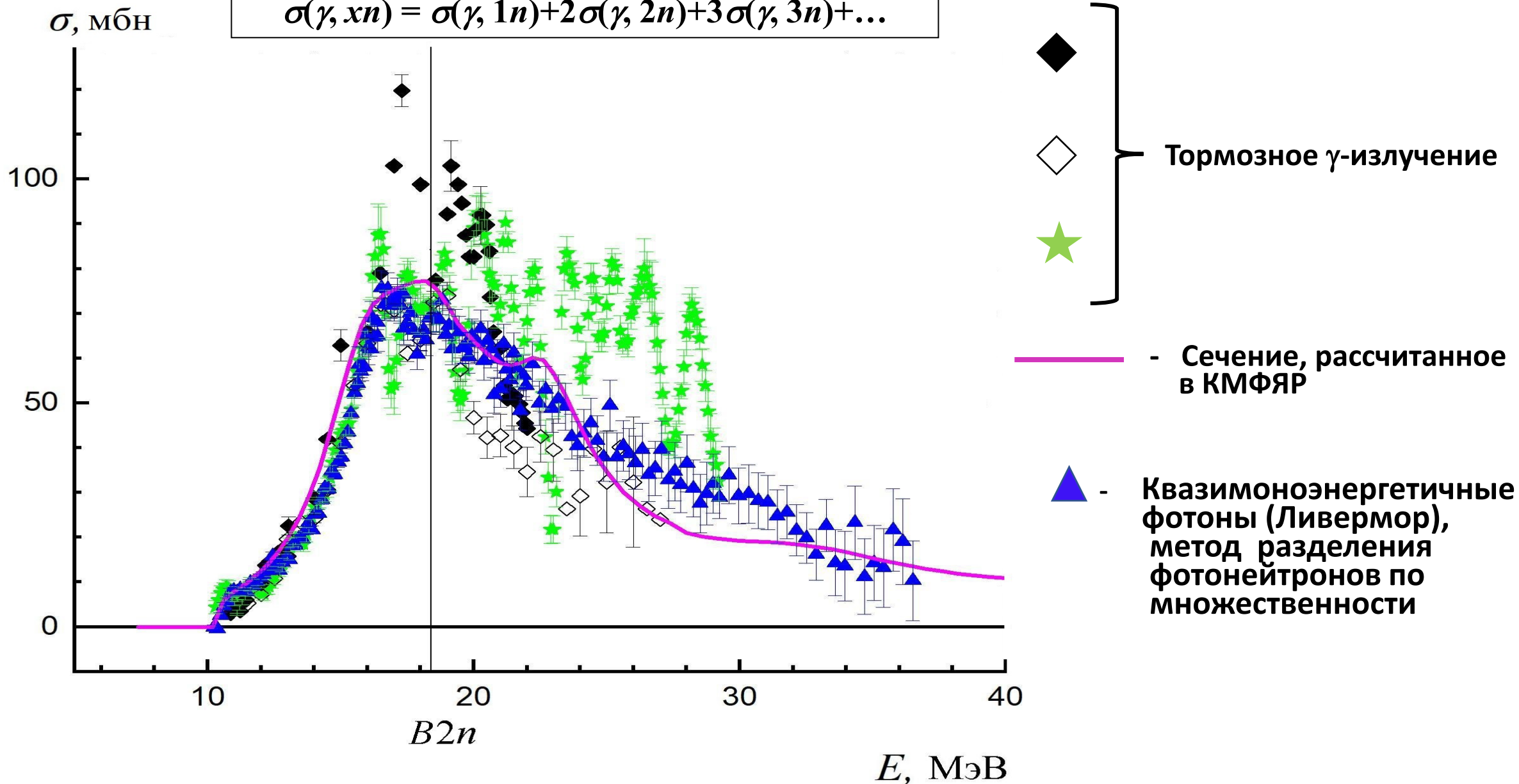


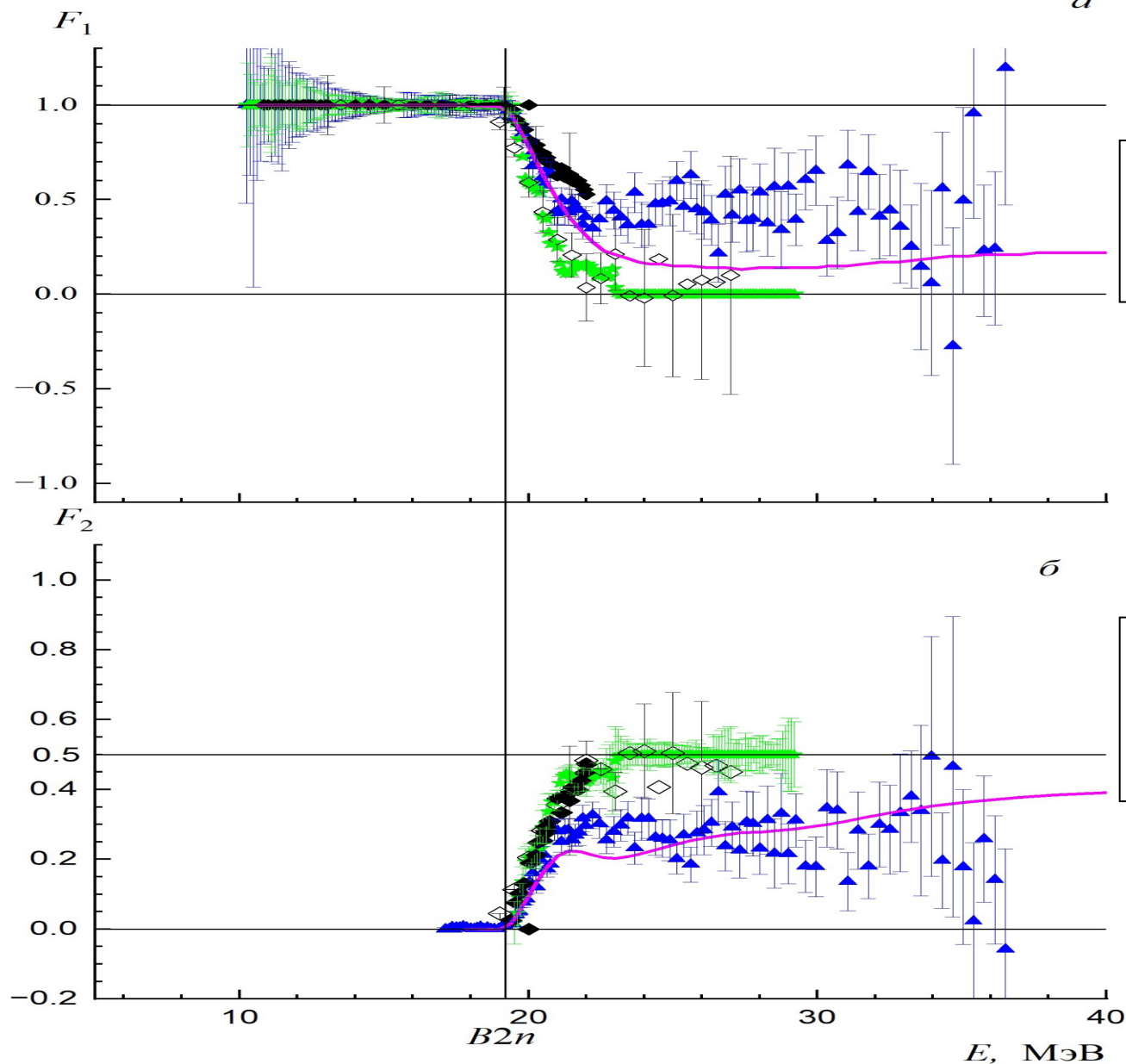
Fig. 1. Total photoneutron cross section for cobalt. The points represent the values of the $\sigma(\gamma, T_n) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + 2\sigma(\gamma, 2n)$. The open circles represent the $\sigma(\gamma, 2n)$ values calculated with the statistical model taking $a = 6.5 \text{ MeV}^{-1}$ as found in sect. 4. The two Lorentz lines, having the parameters given in table 1, are such that their sum gives the heavier line drawn through the data points. The dashed line gives the $\sigma(\gamma, 2n)$ measured by Fultz *et al.*⁶.

Полные сечения фотонейтронных реакций

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



F_1 и F_2 для сечений фотонейтронных реакций на ядре ^{59}Co



$$F_1 = \frac{\sigma(\gamma, 1n)}{\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots} < 1.00$$

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

Оценки сечений

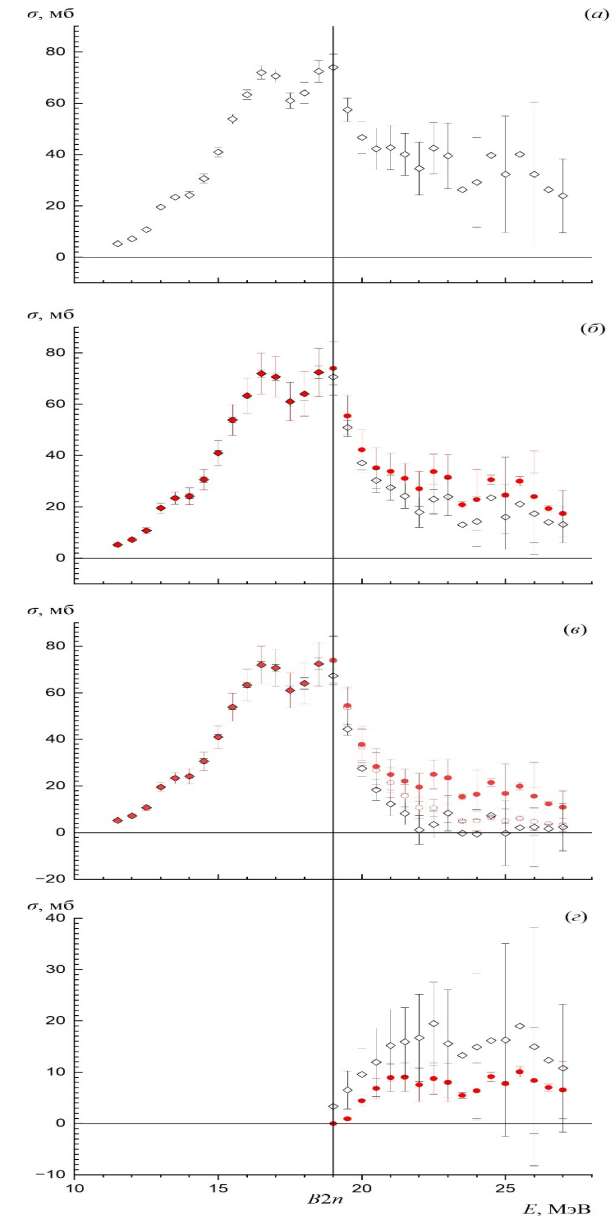
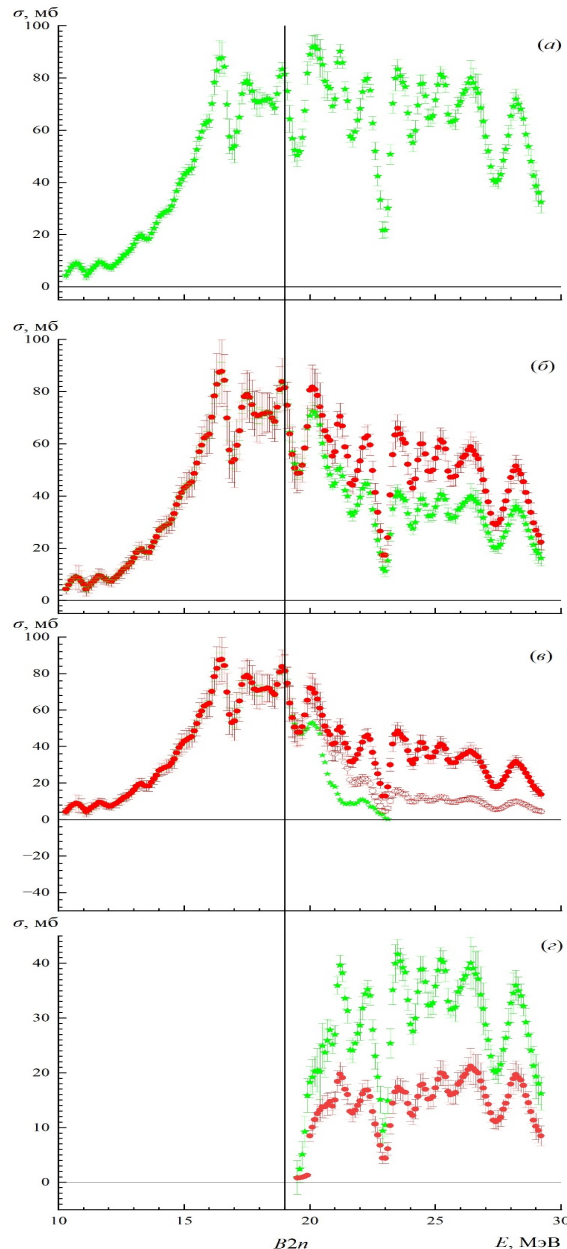
Экспериментально-теоретический метод оценки

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

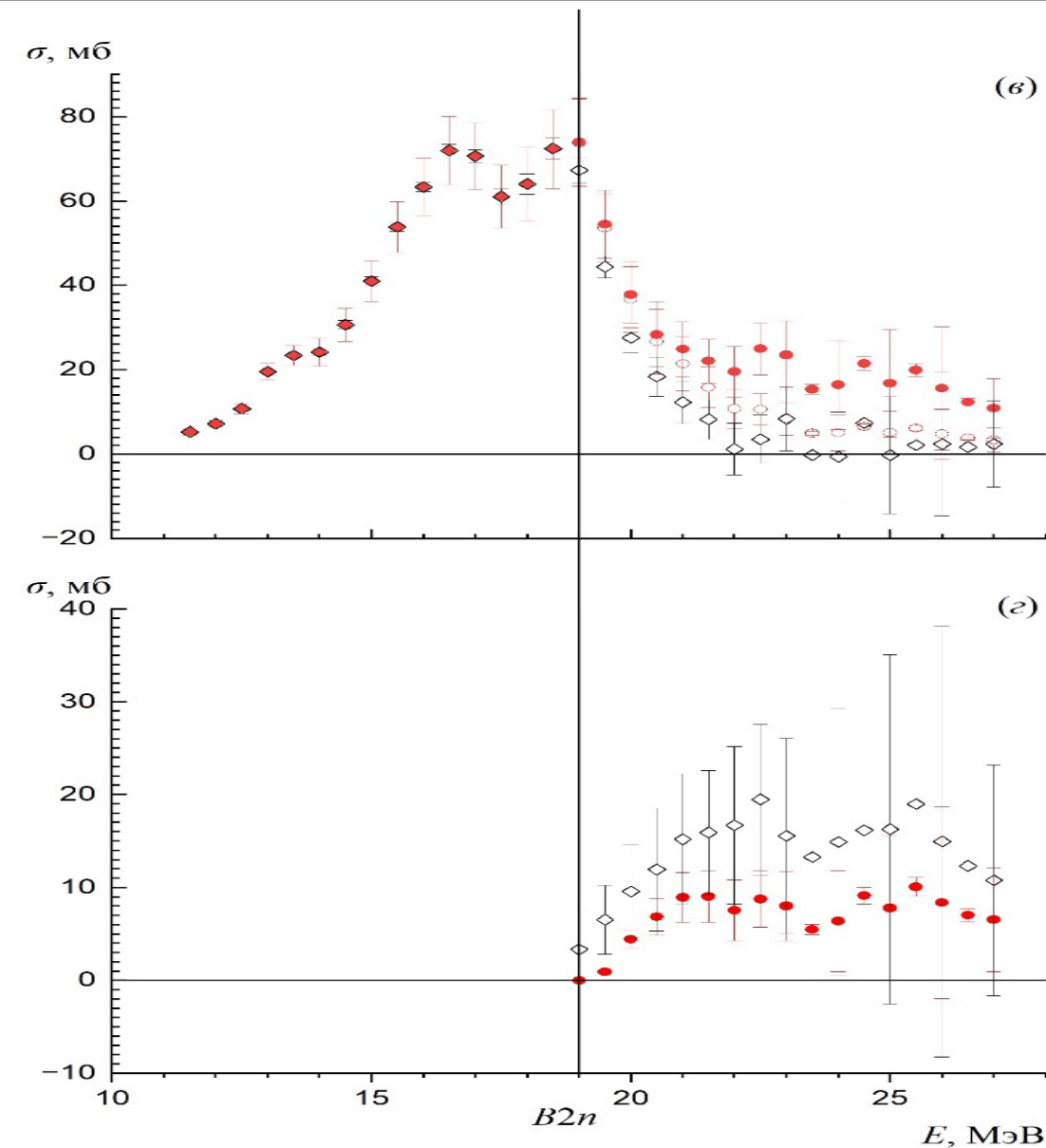
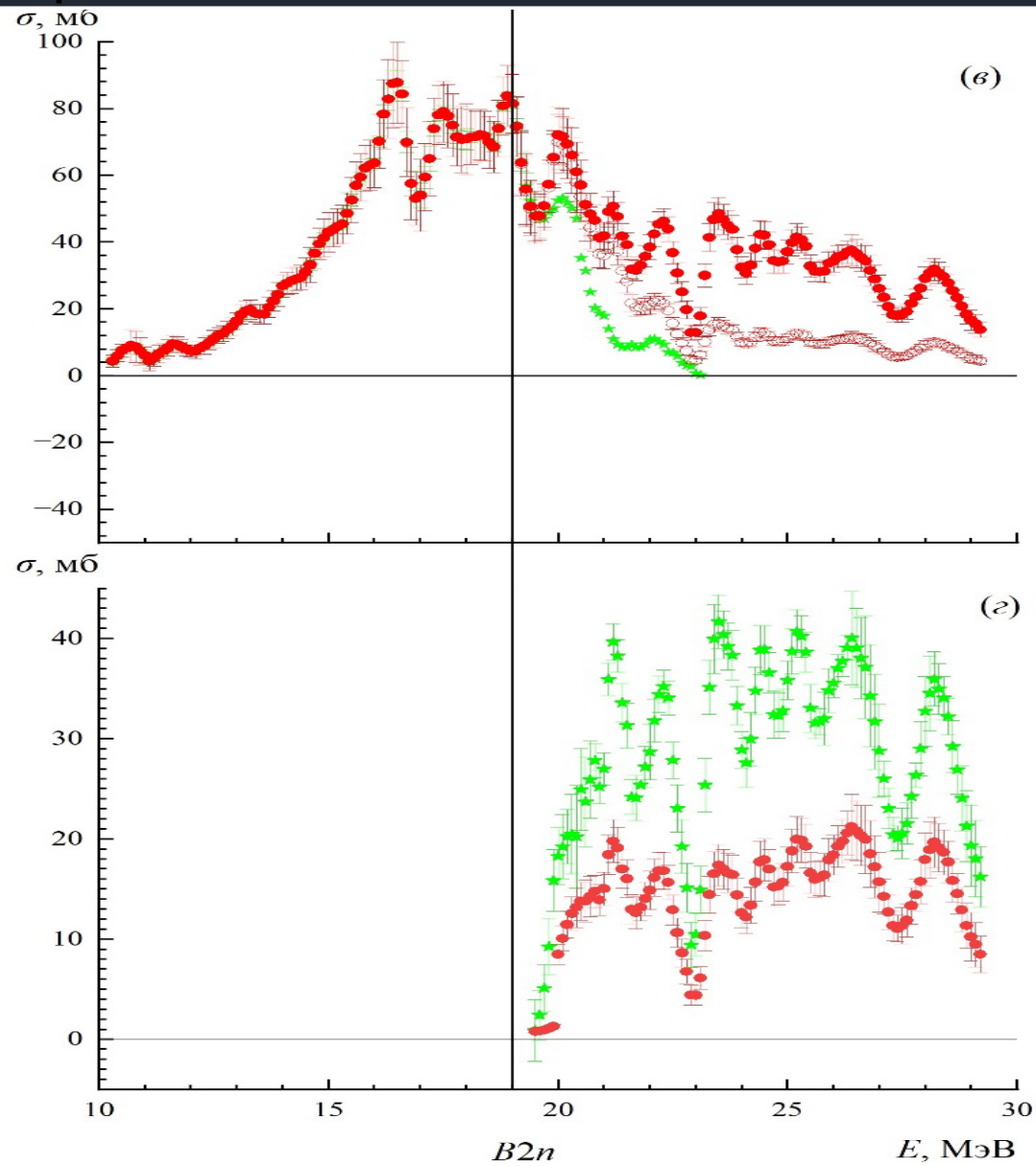
$$[\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)] \times \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$$

- Сечения, оцененные с учетом вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$
- - Сечения, оцененные без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$

- а - $\sigma(\gamma, xn)$
- б - $\sigma(\gamma, sn)$
- в - $\sigma(\gamma, 1n)$
- г - $\sigma(\gamma, 2n)$



Оценки сечений



Роль реакции $(\gamma, 1n1p)$

В экспериментах использовался метод прямой регистрации нейтронов. Во многих случаях вместо сечения парциальной реакции $\sigma(\gamma, 1n)$ определялась сумма сечений двух реакций – $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$

Энергия нейтрона из реакции $(\gamma, 1n1p)$ оказывается близкой не к энергии нейтрона из реакции $(\gamma, 1n)$, а к энергиям обоих нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$. При этом в реакции $(\gamma, 1n1p)$ множественность нейтрона равна 1, а в реакции $(\gamma, 2n)$ – 2.

Реакция	Оцененные данные		Эксперимент [42]
	Без учета реакции $(\gamma, 1n1p)$	С учетом реакции $(\gamma, 1n1p)$	
(γ, xn)	$844,28 \pm 5.84$	1012.33 ± 5.72	1017.19 ± 3.38
(γ, sn)	704.60 ± 5.21	872.65 ± 5.56	737.57 ± 2.24
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$		732.97 ± 5.48	457.93 ± 1.19
$(\gamma, 1n)$	564.92 ± 5.03	564.92 ± 5.03	
$(\gamma, 2n)$	139.68 ± 1.37	139.68 ± 1.37	279.62 ± 2.53

Роль реакции $(\gamma, 1n1p)$

Реакция	Данные, оцененные с учетом реакции $(\gamma, 1n1p)$	Эксперимент [41]
(γ, xn)	636.92 ± 16.01	637.64 ± 17.49
(γ, sn)	580.89 ± 14.92	524.30 ± 9.85
$(\gamma, 1n)+(\gamma, 1n1p)$	456.30 ± 11.10	410.96 ± 10.58
$(\gamma, 1n1p)$	68.57 ± 8.13	
$(\gamma, 2n)$	56.02 ± 5.79	113.34 ± 14.45

Сравнение оценок

Реакция	Эксперимент [38]	Оценка [23]	Эксперимент [41]	Оценка н.р.	Эксперимент [42]	Оценка н.р.
(γ, xn)	761.3	761.3	637.64	636.92	901.74	898.42
$(\gamma, 1n)+$ $(\gamma, 1n1p)$	568.2	597.5	410.96	456.30	457.93	682.01
$(\gamma, 2n)$	100.7	78.6	113.34	56.02	221.90	108.21

Заключение

- с помощью физических критериев исследована достоверность сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{59}Co , полученных в двух экспериментах с тормозным γ -излучением;
- установлено, что экспериментальные сечения парциальных реакций не удовлетворяют физическим критериям достоверности данных;
- с помощью экспериментально-теоретического метода оценены сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, удовлетворяющие физическим критериям;
- установлено, что расхождения между оцененными и экспериментальными сечениями реакций для ядра ^{59}Co обусловлены тем, что использованный метод внесения поправок на множественность нейтронов, рассчитанных по статистической теории, не вполне правильно описывает конкуренцию реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ и не учитывает значительного вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$, имеющего большое значение в процессах фоторасщепления относительно легкого ядра ^{59}Co .

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ

Получение сечений парциальных реакций

Для определения температуры ядра θ и параметра плотности уровней « α » соседнего ядра с $(N-1)$ применяется следующее соотношение:

$$[\sigma_{\gamma, 2n}(E)]/[\sigma_{\gamma, 1n}(E)+\sigma_{\gamma, 2n}(E)] = \frac{\int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-B2n} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon}{\int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-Bn-\delta} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon},$$

где $U = E - Bn - \varepsilon - \delta$ – эффективная энергия возбуждения ядра $(A-1)$, ε – кинетическая энергия испущенного нейтрона, δ – энергия спаривания ядра $(A-1)$, $\rho(U)$ – выражение для плотности уровней ядра $(A-1)$, в модели Ферми-газа имеющее вид $\rho(U) = CU^{-2} \exp(2\sqrt{\alpha U})$, Bxn – порог соответствующей xn -реакции.

При использовании для плотности ядерных уровней формулы статистической теории это соотношение может быть представлено в виде

$$[\sigma_{\gamma, 2n}(E)]/[\sigma_{\gamma, 1n}(E)+\sigma_{\gamma, 2n}(E)] = 1 - [1 + (E - B2n)/\theta] \exp[-(E - B2n)/\theta],$$

в свою очередь позволяющий в области энергий налетающих фотонов до энергетического порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ с помощью соответствующих разностных процедур

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, 1n) &= \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n), \\ \sigma(\gamma, sn) &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, 2n), \end{aligned}$$

получить сечения других парциальных реакций, а также и полной фотонейтронной реакции.