



Деление ядер нейтронами: современные подходы и результаты моделирования сечения реакции $^{232}\text{Th}(n,f)$

Студент:

А.К. Григорьев, Б23-102

Научный руководитель:

А.Л. Барабанов, д. Ф.-м. н., доц., Проф.,
Каф. № 40

2026

Задача, цель, актуальность

Цель: изучение механизма деления ядра ^{232}Th нейтронами в диапазоне энергий от 0.1 до 40 МэВ.

Задача:

- Моделирование зависимости сечения деления ядра ^{232}Th от энергий налетающих нейтронов;
- Попытка воспроизведения экспериментальных данных базы данных EXFOR.

Актуальность: определение полного сечения для дальнейшего определения дифференциального сечения рассеяния деления в реакции $^{232}\text{Th}(n,f)$.

ТРЕХГОРБНАЯ МОДЕЛЬ



В общем случае эффективный коэффициент прохождения через n -горбый барьер вычисляется рекуррентной формулой последовательного включения передач через отдельные пики. Для трёх горбов А, В и С коэффициент прохождения T_{eff} имеет вид:

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_A T_B T_C}{T_A T_B + T_A T_C + T_B T_C}$$

(T_A , T_B и T_C - коэффициенты прохождения через первый, второй и третий барьеры соответственно)

Соотношение Хилла-Уилера для коэффициента прохождения:

$$T_i(E_x) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{2\pi(E_x - B_i)}{\hbar\omega_i}\right)}$$

(где E_x - энергия возбуждения составного ядра, B_i - высота i -го барьера, $\hbar\omega_i$ - параметр кривизны барьера, характеризующий его ширину)

УЧЁТ СОСТОЯНИЙ КЛАССА II И III



Для двухгорбого барьера **эффективный коэффициент прохождения** с учётом резонансного усиления записывается как:

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_A T_B}{T_A + T_B} \times F_{AB}(E)$$

($F_{AB}(E)$ - фактор усиления, зависящий от энергии резонанса E_{II} и его ширины Γ_{II})

$$F_{AB}(E) = \frac{4}{T_A + T_B} + \left(\frac{E - E_{II}}{0.5\Gamma_{II}} \right)^2 \left(1 - \frac{4}{T_A + T_B} \right)$$

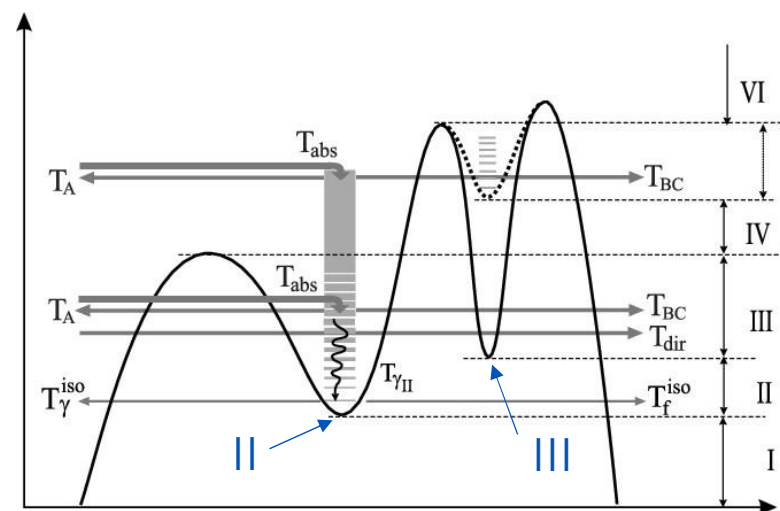
(при условии $|E - E_{II}| \leq 0.5 \Gamma_{II}$, в противном случае $F_{AB}=1$)

Для трёхгорбого барьера обобщение выполняется последовательно. Сначала вычисляется эффективная передача через пару барьеров А и В с учётом резонанса класса II, затем полученное значение складывается с барьером С и резонансом класса III:

$$T_{AB} = \frac{T_A T_B}{T_A + T_B} \times F_{AB}(E)$$

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_{AB} T_C}{T_{AB} + T_C} \times F_{ABC}(E)$$

($F_{ABC}(E)$ определяется аналогично $F_{AB}(E)$, но с параметрами E_{III} и Γ_{III} для третьей ямы)



МОДЕЛЬ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ



Модель обратно-смещённого ферми-газа:

В рамках BSFGM плотность уровней ядра описывается как:

$$\rho_{\text{BFM}}^{\text{tot}}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{aU}]}{a^{1/4}U^{5/4}}$$

В отличие от СТМ, модель обратно-смещённого ферми-газа использует ферми-газовое выражение для плотности уровней во всём диапазоне энергий, вводя эффективную энергию возбуждения:

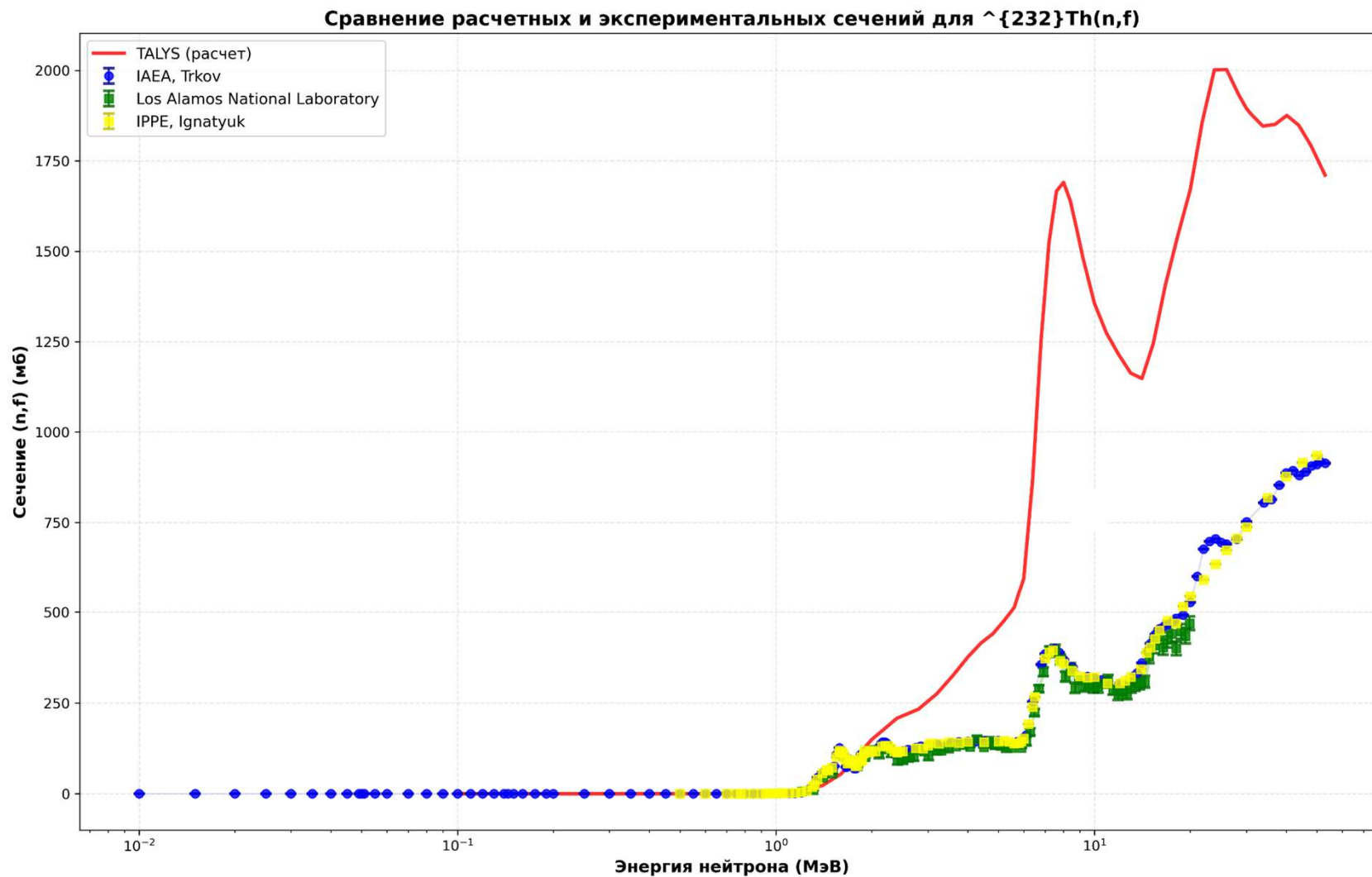
$$U = E_x - \Delta^{\text{BFM}} \quad (\text{где } \Delta^{\text{BFM}} - \text{параметр "обратного сдвига" (back-shift), а } E_x - \text{энергия возбуждения ядра})$$

Параметр a определяет скорость роста числа квантовых состояний ядра с увеличением энергии возбуждения. Его энергетическая зависимость записывается как:

$$a(E_x) = \tilde{a} \left[1 + \delta W \frac{1 - \exp(-\gamma U)}{U} \right]$$

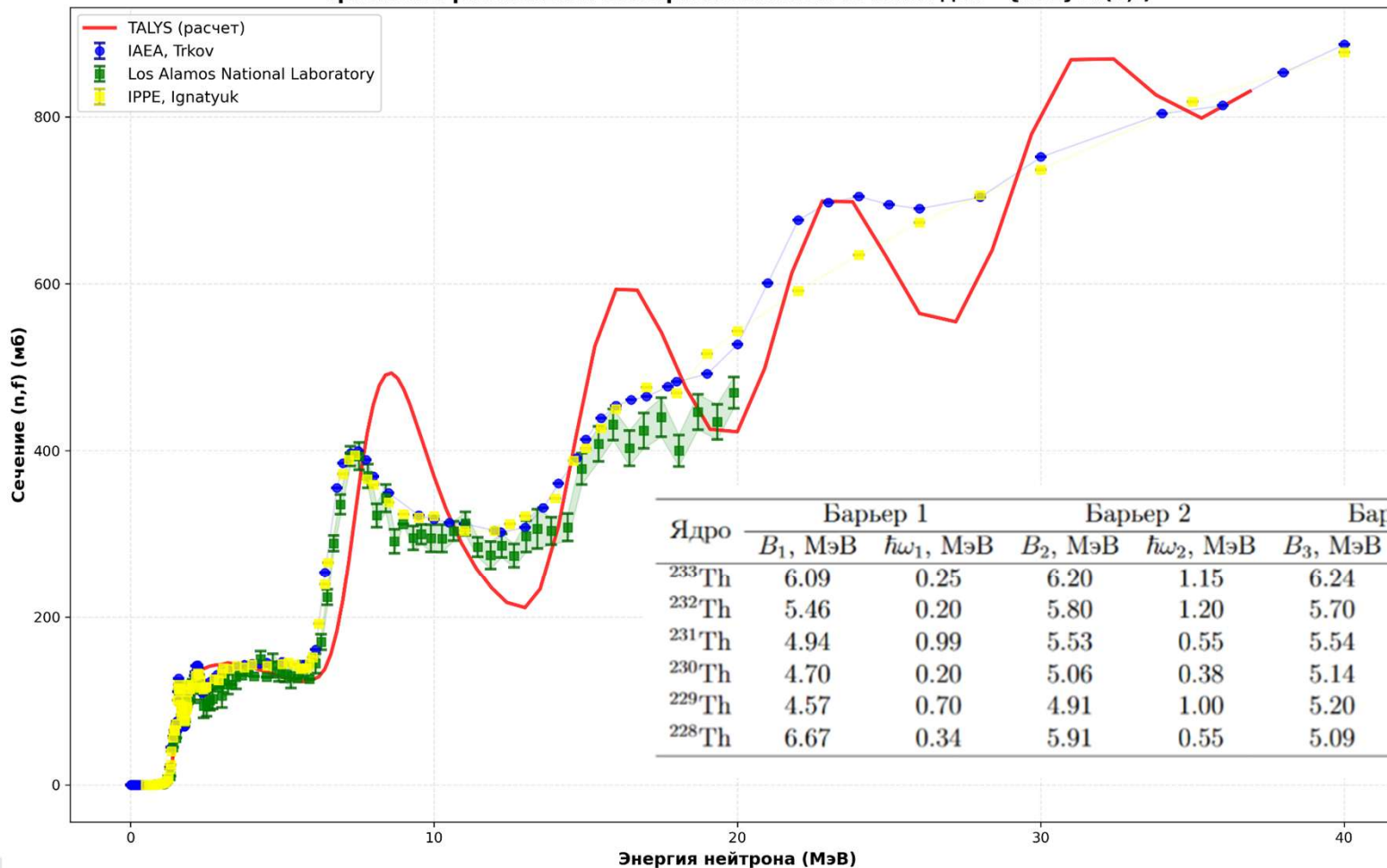
\tilde{a} - асимптотическое значение, δW - поправка на оболочечные эффекты (может переопределяться в зависимости от типа симметрии ядра), γ - параметр затухания оболочечных эффектов

Сечение $^{232}\text{Th}(n,f)$ 0.1-40 МэВ при встроенных параметрах



Сечение $^{232}\text{Th}(n,f)$ 0.1-40 МэВ для трехгорбой модели

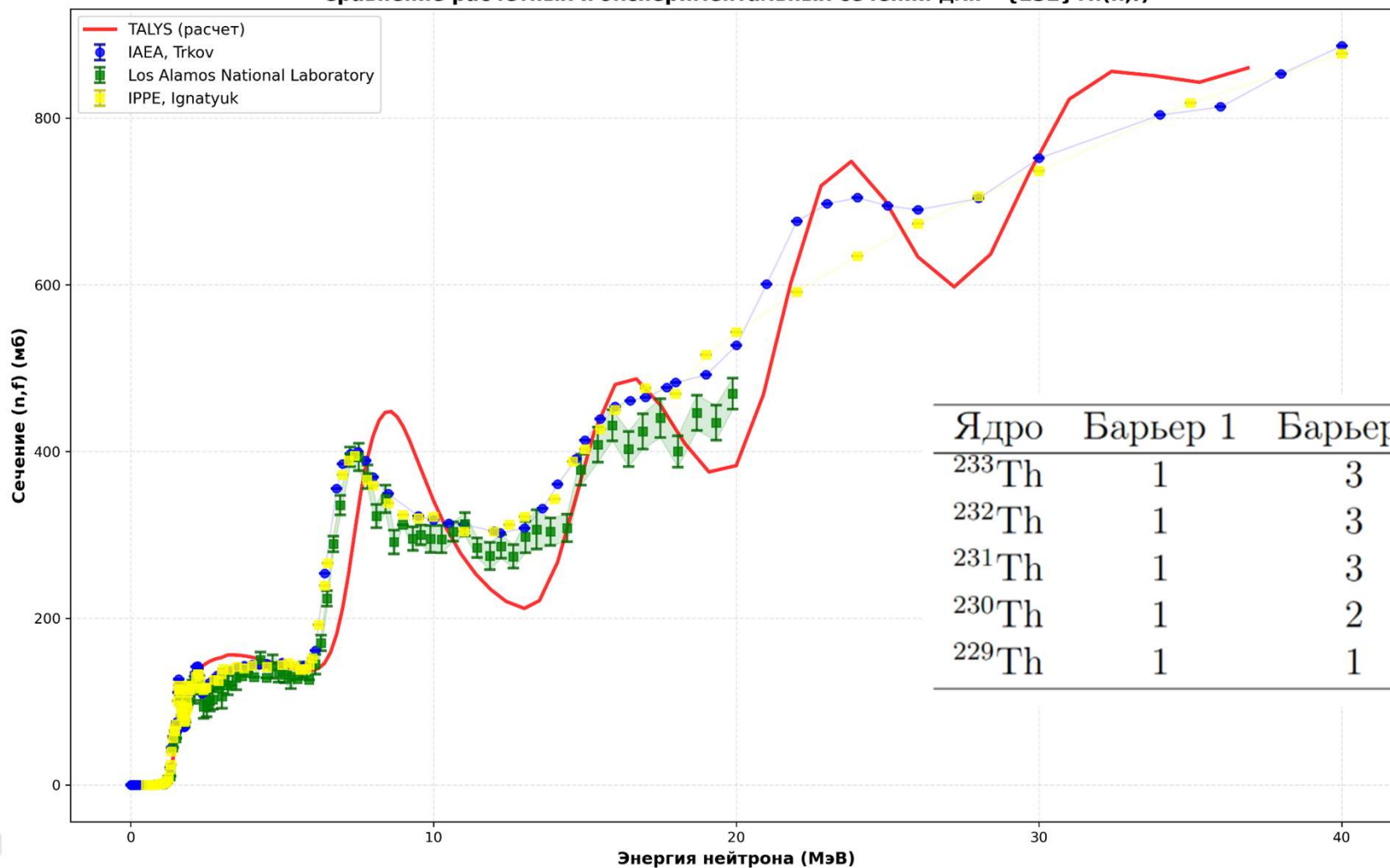
Сравнение расчетных и экспериментальных сечений для $^{232}\text{Th}(n,f)$



Ядро	Барьер 1		Барьер 2		Барьер 3		krotconstant			a, МэВ
	B_1 , МэВ	$\hbar\omega_1$, МэВ	B_2 , МэВ	$\hbar\omega_2$, МэВ	B_3 , МэВ	$\hbar\omega_3$, МэВ	K_1	K_2	K_3	
^{233}Th	6.09	0.25	6.20	1.15	6.24	1.26	2.35	4.50	5.00	29.62
^{232}Th	5.46	0.20	5.80	1.20	5.70	1.29	1.60	0.10	2.90	27.99
^{231}Th	4.94	0.99	5.53	0.55	5.54	0.90	0.30	0.10	0.70	29.29
^{230}Th	4.70	0.20	5.06	0.38	5.14	0.90	0.40	0.25	0.70	29.00
^{229}Th	4.57	0.70	4.91	1.00	5.20	0.90	0.30	0.20	0.40	28.54
^{228}Th	6.67	0.34	5.91	0.55	5.09	0.90	0.55	0.80	0.70	27.23

ПОПРАВКА НА ТИП АКЦИАЛЬНОСТИ

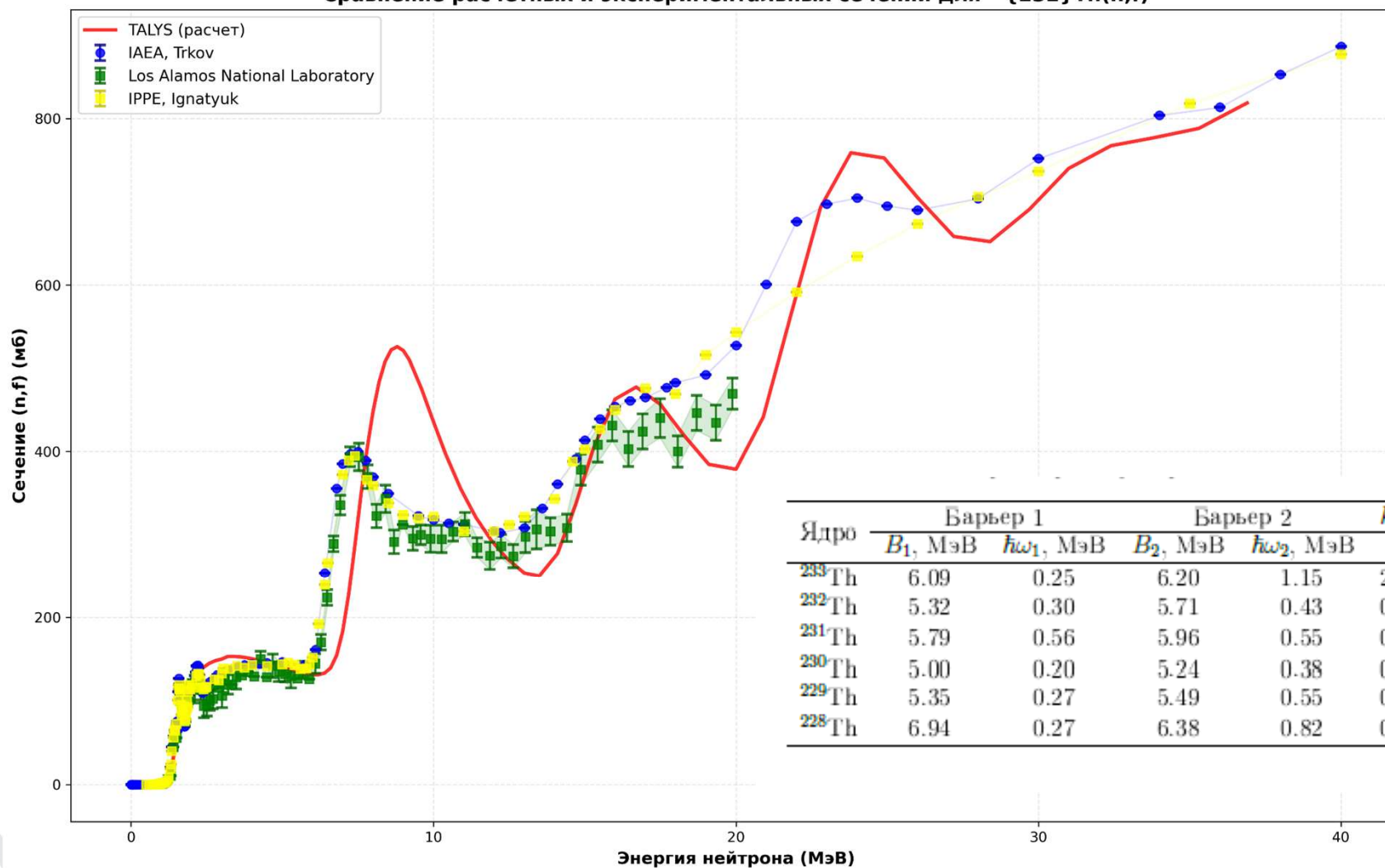
Сравнение расчетных и экспериментальных сечений для $^{232}\text{Th}(n,f)$



Ядро	Барьер 1	Барьер 2	Барьер 3
^{233}Th	1	3	3
^{232}Th	1	3	3
^{231}Th	1	3	3
^{230}Th	1	2	3
^{229}Th	1	1	1

Сечение $^{232}\text{Th}(n,f)$ 0.1-40 МэВ для двугорбой модели

Сравнение расчетных и экспериментальных сечений для $^{232}\text{Th}(n,f)$



ЗАКЛЮЧЕНИЕ



- Выполнено моделирование сечения деления ^{232}Th под действием нейтронов в диапазоне энергий от 0.1 до 40 МэВ с использованием софта TALYS-2.2;
- На данном этапе работы значительное отличие в результатах моделирования в обеих моделях - не обнаружено;
- Установлено, что модель обратно-смещённого ферми-газа наиболее успешно воспроизводит форму сечения деления в диапазоне 2-10 МэВ, обеспечивая очень хорошее согласие с экспериментальными данными;
- Установлено, что увеличение a для составного ядра ^{233}Th , в отличие от других изотопов, позволяет поднять сечение деления в области 2-6 МэВ, устраняя провал после резонансного пика;
- Удалось достигнуть гладкого воспроизведения формы сечения, полное же воспроизведение требует дальнейшей доработки и понимания приемлемости значений некоторых параметров с точки зрения физики.