

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»»

УДК 539.173.4

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ: СОВРЕМЕННЫЕ  
ПОДХОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ  
СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  $^{232}\text{Th}(n,f)$ .

Научный руководитель,  
(проф., д. ф.-м. н., доц.)

\_\_\_\_\_ А. Л. Барабанов

Студент

\_\_\_\_\_ А. К. Григорьев

Москва 2026

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
1.1	Задача и цель работы . . . . .	3
1.2	Актуальность . . . . .	3
1.3	Моделирование . . . . .	3
1.4	Библиотека данных . . . . .	3
1.5	Трёхгорбая модель барьера деления в TALYS . . . . .	3
1.5.1	Коэффициенты прохождения для многогорбого барьера . . . . .	4
1.5.2	Учёт состояний класса II и III . . . . .	4
1.5.3	Параметры барьеров в TALYS . . . . .	4
1.5.4	Выбор модели барьера . . . . .	5
1.6	Про ахtype . . . . .	5
1.7	Модели плотности уровней . . . . .	5
1.7.1	Модель постоянной температуры (ldmodel 1). . . . .	5
1.7.2	Модель обратно-смещённого ферми-газа (ldmodel 2). . . . .	5
1.7.3	Выбор модели . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Результаты моделирования в TALYS-2.2</b>	<b>8</b>
2.1	Сечение $^{232}\text{Th}(n,f)$ 0.1-40 МэВ при встроенных параметрах . . . . .	8
2.2	Сечение $^{232}\text{Th}(n,f)$ 0.1-40 МэВ для трехгорбой модели . . . . .	9
2.2.1	зона I-го шанса . . . . .	9
2.2.2	зона II-го шанса . . . . .	9
2.2.3	зона III-го шанса . . . . .	9
2.2.4	зона IV-го шанса . . . . .	10
2.2.5	зона V-VI-го шансов . . . . .	10
2.2.6	Параметры . . . . .	10
2.3	Небольшая поправка через ахtype . . . . .	11
2.4	Сечение $^{232}\text{Th}(n,f)$ 0.1-40 МэВ для двугорбой модели . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Заключение</b>	<b>13</b>

# 1. ВВЕДЕНИЕ

## 1.1 Задача и цель работы

В рамках данной работы изучался механизм деления ядра  $^{232}\text{Th}$  нейтронами в диапазоне энергий от 0.1 до 40 МэВ.

Цель работы:

- моделирование зависимости сечения деления ядра  $^{232}\text{Th}$  от энергий налетающих нейтронов;
- попытка воспроизведения экспериментальных данных ([5-7]) и объяснение хода кривой с упором на ключевые параметры реакции на каждом интервале энергий.

## 1.2 Актуальность

Актуальность работы обусловлена важностью определения полного сечения для дальнейшего определения дифференциального сечения рассеяния деления в реакции  $^{232}\text{Th}(n,f)$ ;

## 1.3 Моделирование

Для вычисления и моделирования теоретической зависимости сечения деления от энергии использовался софт TALYS-2.2, позволяющий моделировать процесс взаимодействия легких частиц с ядрами при энергиях до 200 МэВ и рассчитывать различные величины, в том числе и сечения реакции  $^{232}\text{Th}(n,f)$ .

## 1.4 Библиотека данных

Расчитанные в ходе работы сечения реакции сопоставлялись с экспериментальными данными из библиотеки экспериментальных данных EXFOR(Experimental Nuclear Reaction Data) [5-7].

## 1.5 Трёхгорбая модель барьера деления в TALYS

Для описания деления тяжёлых ядер, в частности изотопов тория, в софте TALYS-2.2 реализована возможность использования многогорбых барьеров. В данной работе применялись трехгорбая и двухгорбая модели, в рамках модели деления `fismodel 1` (экспериментальные барьеры). Ниже излагается формализм, реализованный в TALYS-2.2, основанный на приближении Хилла–Уилера и методе эффективных коэффициентов прохождения.

Следует уточнить, что для описания  $^{232}\text{Th}(n,f)$  выбрана модель трех горбов. Ключевым экспериментальным свидетельством в пользу существования третьей ямы в тории является работа [1]. В ней было показано, что широкие вибрационные резонансы в сечении деления  $^{232}\text{Th}$  выше 1 МэВ, предсказываемые двухгорбой моделью, на самом деле расщепляются на более тонкие вращательные структуры. Поэтому вполне естественно пытаться воспроизвести экспериментальное сечение распада в рамках трехгорбой модели.

### 1.5.1 Коэффициенты прохождения для многогорбого барьера

В общем случае эффективный коэффициент прохождения через  $n$ -горбый барьер вычисляется рекуррентной формулой последовательного включения передач через отдельные пики. Для трёх горбов ( $A, B, C$ ) коэффициент прохождения  $T_{\text{eff}}$  имеет вид [12]:

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

где  $T_A, T_B, T_C$  - коэффициенты прохождения через первый, второй и третий барьеры соответственно. Каждый одно-горбный коэффициент вычисляется по формуле Хилла-Уилера [10]:

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

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

### 1.5.2 Учёт состояний класса II и III

При наличии двух и более горбов между ними образуются потенциальные ямы, в которых могут существовать квазистационарные состояния - состояния класса II (между первым и вторым горбом) и класса III (между вторым и третьим горбом). Эти состояния приводят к резонансному увеличению коэффициента прохождения.

Для двухгорбого барьера эффективный коэффициент прохождения [11] с учётом резонансного усиления [13] записывается как

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

где  $F_{AB}(E)$  - фактор усиления, зависящий от энергии резонанса  $E_{\text{II}}$  и его ширины  $\Gamma_{\text{II}}$ :

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

при условии  $|E - E_{\text{II}}| \leq 0.5\Gamma_{\text{II}}$ ; в противном случае  $F_{AB} = 1$ .

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

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

где  $F_{ABC}(E)$  определяется аналогично  $F_{AB}(E)$ , но с параметрами  $E_{\text{III}}$  и  $\Gamma_{\text{III}}$  для третьей ямы.

### 1.5.3 Параметры барьеров в TALYS

Задание параметров трёх горбов в TALYS производится с помощью ключевых слов `fishbar` и `fishw` с указанием третьего индекса (номера барьера).

### 1.5.4 Выбор модели барьера

В TALYS существует несколько предопределённых моделей барьеров, выбираемых ключевым словом `fismodel`. В данной работе использовалась модель `fismodel 1`, соответствующая экспериментальным барьерам, параметры которых извлекаются из базы данных [4], встроенной в TALYS-2.2, но могут быть переопределены ключевыми словами. Этот подход позволяет более гибко подгонять отдельные параметры барьеров для воспроизведения структуры сечения деления тория, наблюдаемой в  $^{232}\text{Th}(n,f)$ .

## 1.6 Про `axtype`

Параметр `axtype`, отвечающий за тип аксиальности определяет форму ядра в момент прохождения через барьер деления. Для лёгких актиноидов, таких как торий, внешние барьеры обладают сложной триаксиальной формой с лево-правой асимметрией, что соответствует так называемой "грушевидной" деформации и напрямую влияет на расчёт вращательного усиления плотности уровней, а следовательно, и на форму сечения деления в области плато.

## 1.7 Модели плотности уровней

В TALYS-2.2 реализовано несколько феноменологических моделей плотности уровней. В ходе работы рассматривались модель постоянной температуры (Constant Temperature Model, `ldmodel 1`) [8] и модель обратно-смещённого ферми-газа (Back-shifted Fermi Gas Model, `ldmodel 2`) [9]. Ключевое различие между ними заключается в способе описания плотности уровней в области низких и средних энергий возбуждения, что напрямую влияет на воспроизведение резонансной структуры сечения деления.

### 1.7.1 Модель постоянной температуры (`ldmodel 1`).

В модели постоянной температуры предполагается, что при низких энергиях возбуждения плотность уровней растёт по экспоненциальному закону:

$$\rho^{\text{tot}}(E_x) = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right),$$

где  $T$  - ядерная температура,  $E_0$  - энергия сдвига. Выше некоторой критической энергии  $E_c$  модель переходит в ферми-газовую. Основным недостатком СТМ является то, что она не учитывает спаривание нуклонов в чётно-чётных ядрах. В результате плотность уровней в области непосредственно выше порога реакции оказывается завышенной, а переход от спаренного состояния к нормальному - сглаженным. Это приводит к невозможности воспроизвести резкие резонансные пики в сечении деления. Вместо резких скачков СТМ даёт гладкую, монотонную кривую.

### 1.7.2 Модель обратно-смещённого ферми-газа (`ldmodel 2`).

В отличие от СТМ, модель обратно-смещённого ферми-газа использует ферми-газовое выражение для плотности уровней во всём диапазоне энергий, вводя эффективную энергию возбуждения  $U = E_x - \Delta^{\text{BFM}}$ , где  $\Delta^{\text{BFM}}$  - параметр "обратного сдвига" (back-shift), а  $E_x$  -

энергия возбуждения ядра. Этот сдвиг имитирует подавление плотности уровней при низких энергиях, характерное для спаренных ядер. Параметры модели могут быть подогнаны под экспериментальное значение. Благодаря этому BSFGM способна воспроизводить резкую резонансную структуру сечения деления в области порога реакции.

В рамках BSFGM плотность уровней ядра описывается как:

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

где  $a$  - параметр плотности уровней в МэВ<sup>-1</sup>.

Параметр  $a$  определяет скорость роста числа квантовых состояний ядра с увеличением энергии возбуждения. Его энергетическая зависимость ([9]) записывается как:

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

где  $\tilde{a}$  - асимптотическое значение,  $\delta W$  - поправка на оболочечные эффекты (может переопределяться в зависимости от типа симметрии ядра),  $\gamma$  - параметр затухания оболочечных эффектов.

Варьирование параметра  $a$  является одним из основных инструментов подгонки расчётных сечений под экспериментальные данные. Увеличение  $a$  приводит к росту плотности уровней и, как следствие, к увеличению вероятности деления во всём энергетическом диапазоне.

В рамках работы значения  $a$  подбирались таким образом, чтобы одновременно воспроизвести резонансную структуру в области порога деления (пик при  $E_n \approx 1.4$  МэВ, где доминирует первый шанс) и обеспечить правильный уровень плато в диапазоне 2-6 МэВ (где начинает сказываться вклад второго шанса). Без варьирования данного параметра добиться одновременного наличия скачка и плато не удавалось.

### 1.7.3 Выбор модели

На рис.1 и рис.2 представлены начальные сечения деления  $^{232}\text{Th}(n, f)$ , рассчитанные с `ldmodel 1` и `ldmodel 2` при одинаковых параметрах барьеров. Использование СТМ(рис.1) приводит к сглаженной кривой, в то время как BSFGM(рис.2) воспроизводит резкий скачок. Это различие обусловлено тем, что СТМ не учитывает скачок плотности уровней при разрушении спаривания, тогда как BSFGM через параметр обратного сдвига корректно моделирует этот эффект. Так что для описания деления чётно-чётного ядра  $^{232}\text{Th}$  модель `ldmodel 2` является физически более обоснованной скорее всего.

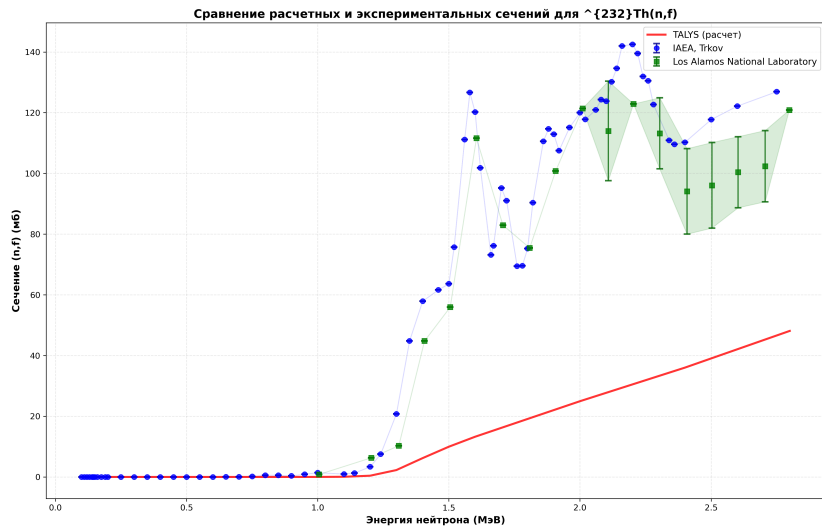


Рисунок 1 — Idmodel 1

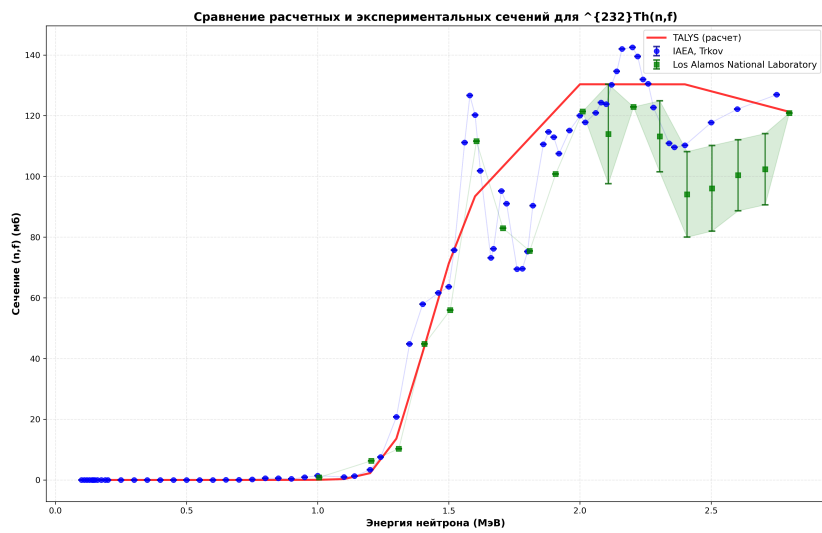


Рисунок 2 — Idmodel 2

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ В TALYS-2.2

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

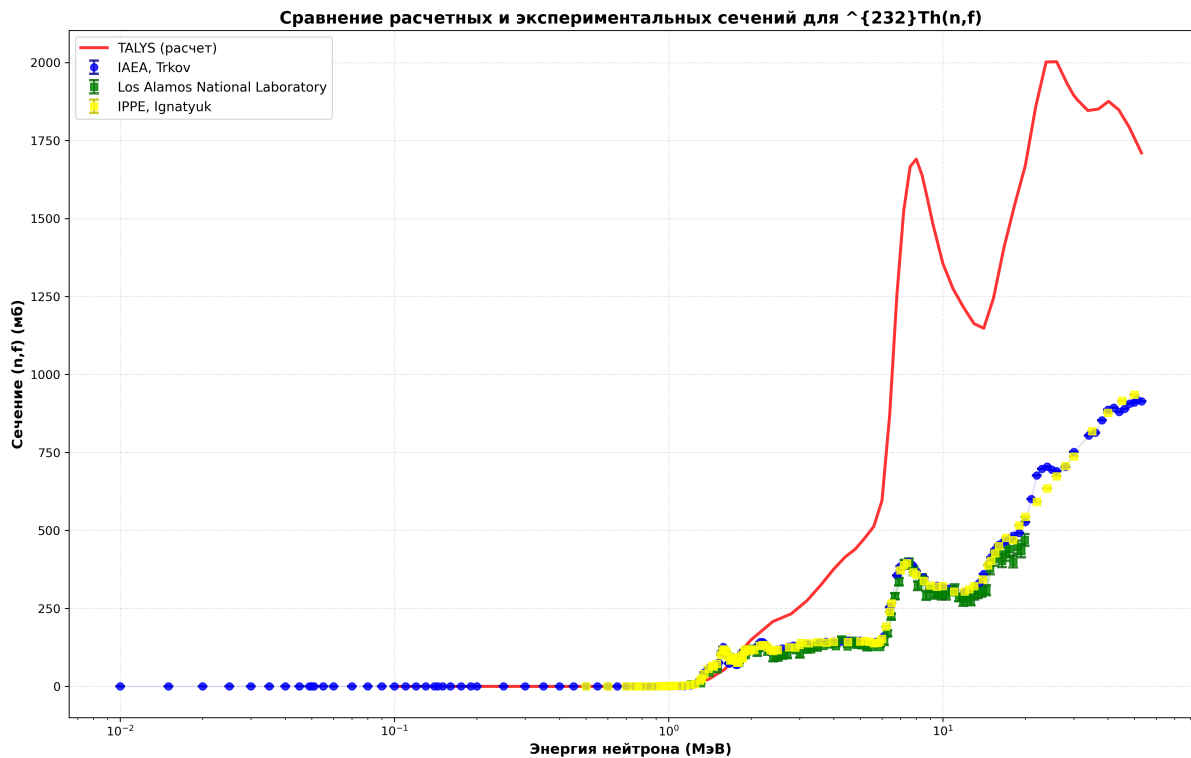


Рисунок 3 — Сечение реакции нейтрон-индуцированного деления  $^{232}\text{Th}$

Видно, что сечение  $^{232}\text{Th}(n,f)$  при встроенных параметрах завышается на несколько порядков, за исключением зоны начальных энергий. Однако даже в этой зоне характер роста плавный, а не резкий скачок.

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

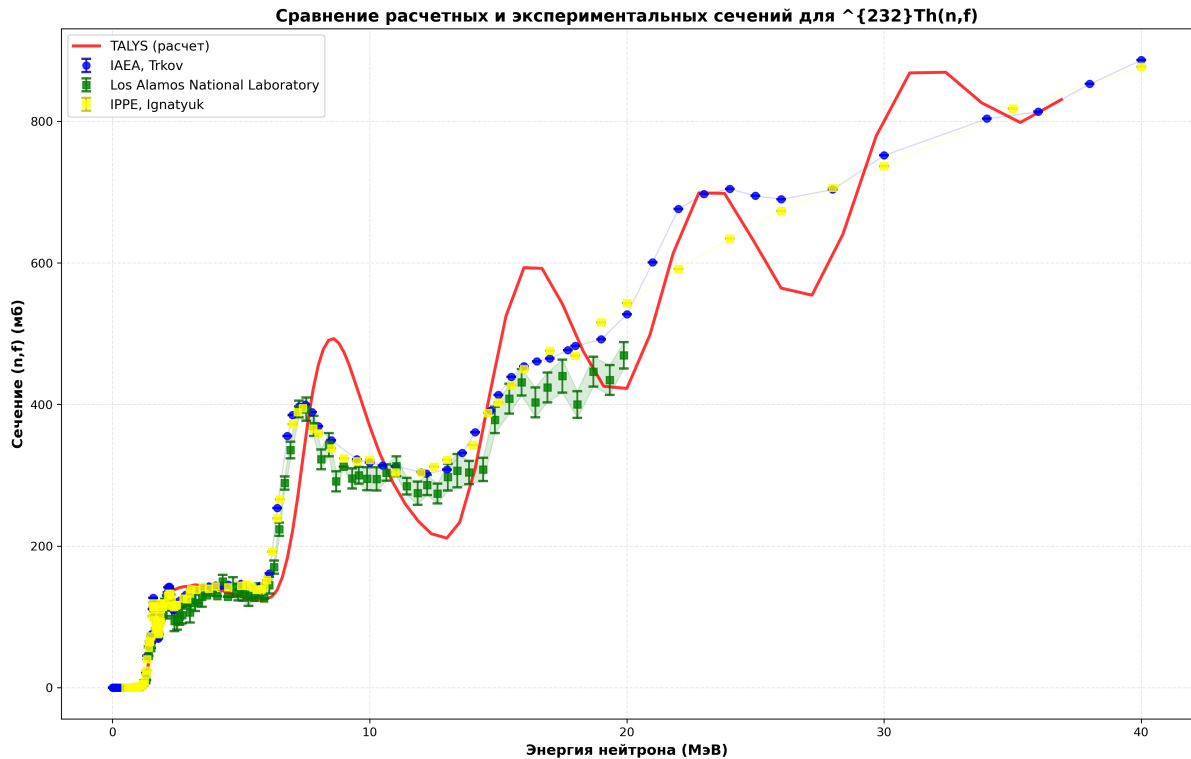


Рисунок 4 — Сечение реакции нейтрон-индуцированного деления  $^{232}\text{Th}$

### 2.2.1 зона I-го шанса

Область первого шанса занимает диапазон энергий от 0.1 до 6 МэВ. Сначала наблюдается резкий скачок сечения, а затем выход на плавное плато. В данной работе получилось воспроизвести одновременно и резкий скачок, и плато. Основной вклад в это внесло варьирование параметра  $\alpha$ . Без этого TALYS либо слишком рано отдавал приоритет  $(n, 1nf)$ , либо же не реализовывал резонанс в 1.2 МэВ.

### 2.2.2 зона II-го шанса

Область второго шанса занимает диапазон энергий от 6 до 12 МэВ. На этом участке также наблюдается резкий первоначальный скачок, а затем последующий плавный спад. В данной работе не получилось воспроизвести точно сечение, TALYS отдает предпочтение  $(n, 2nf)$  реакции, тем самым делая слишком резкий спад сечения после пика, а также имеет довольно пологий скачок в начале сечения, что может быть связано с варьированием параметра  $\alpha$  в I-м шансе.

### 2.2.3 зона III-го шанса

Область третьего шанса занимает диапазон энергий от 12 до 20 МэВ. На этом участке также наблюдается относительно резкий первоначальный скачок, а затем плавный подъем-плато. В

данной работе не удалось точно воспроизвести сечение, TALYS отдает предпочтение (n, 3nf) реакции, тем самым делая слишком резкий спад сечения после плато. Однако в данной работе пришлось завысить плато, что компенсировать этот провал, чтобы воспроизвести нужную линию роста у IV-го шанса.

#### 2.2.4 зона IV-го шанса

Область четвертого шанса занимает диапазон энергий от 20 до 28 МэВ. На этом участке также наблюдается резкий начальный скачок, а затем последующий плавный спад. В данной работе не получилось воспроизвести сечение, TALYS отдает предпочтение (n, 4nf) реакции, тем самым делая слишком резкий спад сечения после пика.

#### 2.2.5 зона V-VI-го шансов

Область пятого-шестого шансов занимает диапазон энергий от 28 до 40 МэВ. На этом участке также не наблюдается ярко выраженного резкого скачок, плато или плавного спада, каналы начинают "сливаться". В данной работе не получилось воспроизвести точно сечение в этой области, TALYS отдает предпочтение (n, 4nf) реакции, тем самым создавая слишком резкий спад сечения после пика.

#### 2.2.6 Параметры

Таблица 1 — Параметры трёхгорбой модели деления для изотопов тория

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

## 2.3 Небольшая поправка через ахtype

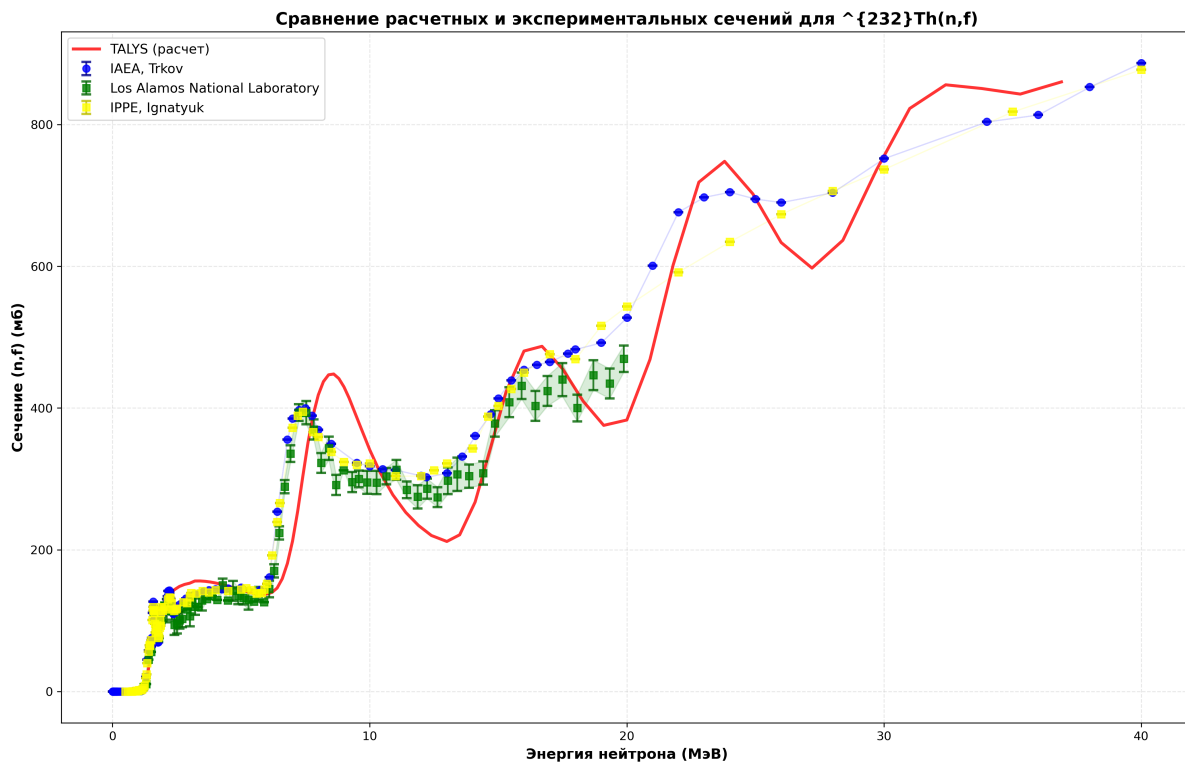


Рисунок 5 — Сечение реакции нейтрон-индуцированного деления  $^{232}\text{Th}$

Таблица 2 — Тип аксиальности барьеров деления (ахtype) для изотопов тория

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

Основной причиной варьирования типа аксиальности барьеров являлась попытка "поддержать" сечение в момент спада после пика на каждом из шансов.

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

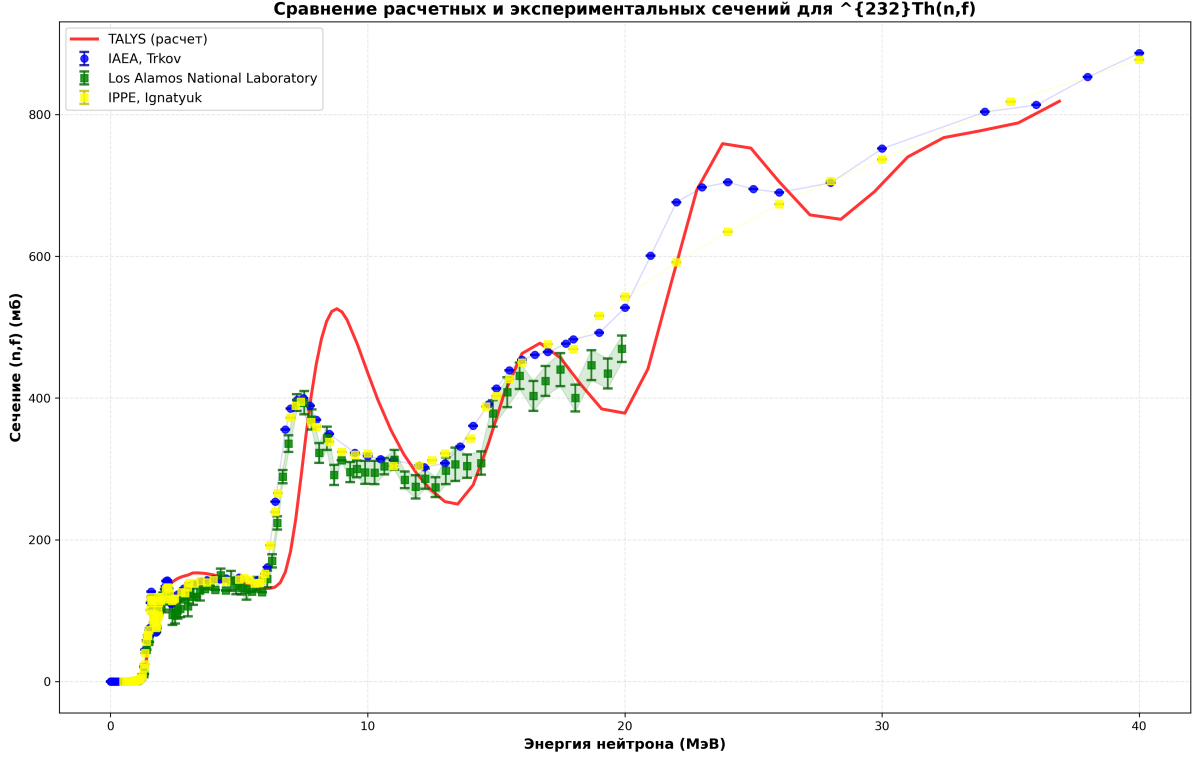


Рисунок 6 — Сечение реакции нейтрон-индуцированного деления  $^{232}\text{Th}$

Предпринята попытка воспроизвести сечение с помощью двугорбой модели. В силу меньшего числа барьеров число параметров также становится меньшим, что несколько упрощает процесс варьирования. Значительного отличия от сечения, полученного с трехгорбой моделью, достичь не удалось. Таким образом, несмотря на экспериментальные свидетельства ([1]) и последующие ей гипотезы, в рамках данной работы необходимость использования именно трехгорбой модели не до конца ясна.

Таблица 3 — Параметры двугорбой модели деления для изотопов тория

Ядро	Барьер 1		Барьер 2		$krotconstant$		$a$ , МэВ <sup>-1</sup>
	$B_1$ , МэВ	$\hbar\omega_1$ , МэВ	$B_2$ , МэВ	$\hbar\omega_2$ , МэВ	$K_1$	$K_2$	
$^{233}\text{Th}$	6.09	0.25	6.20	1.15	2.20	3.05	29.51
$^{232}\text{Th}$	5.32	0.30	5.71	0.43	0.30	0.35	27.99
$^{231}\text{Th}$	5.79	0.56	5.96	0.55	0.90	1.30	28.64
$^{230}\text{Th}$	5.00	0.20	5.24	0.38	0.40	0.25	29.40
$^{229}\text{Th}$	5.35	0.27	5.49	0.55	0.80	0.20	27.99
$^{228}\text{Th}$	6.94	0.27	6.38	0.82	0.80	0.25	27.23

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы выполнено моделирование сечения деления  $^{232}\text{Th}$  под действием нейтронов в диапазоне энергий от 0.1 до 40 МэВ с использованием софта TALYS-2.2. Помимо традиционного подхода, основанного на двухгорбой параметризации, предпринята попытка применения трёхгорбой модели деления. На данном этапе работы значительное отличие в результатах моделирования в обеих моделях - не обнаружено.

В ходе работы выполнена подгонка высот и ширин барьеров для составного ядра  $^{233}\text{Th}$ , а также для ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{231}\text{Th}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{229}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Th}$ , вносящих вклад в полное сечение деления через каналы  $(n, 1nf)$ ,  $(n, 2nf)$ ,  $(n, 3nf)$ ,  $(n, 4nf)$  и  $(n, 5nf)$  соответственно.

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. При этом модель постоянной температуры не позволяет корректно описать резонансную структуру в области порога деления.

Важную роль в достижении согласия с экспериментом сыграл параметр плотности уровней  $a$ , задаваемый в модели обратно-смещённого ферми-газа. Установлено, что увеличение  $a$  для составного ядра  $^{233}\text{Th}$  позволяет поднять сечение деления в области 2-6 МэВ, устраняя провал после резонансного пика. Для ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{231}\text{Th}$  влияние  $a$  оказалось менее выраженным из-за конкуренции с каналами испарения нейтронов.

В работе удалось достигнуть гладкого воспроизведения формы сечения, полное же воспроизведение требует дальнейшей доработки и понимания приемлемости значений некоторых параметров с точки зрения физики.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Blons, C. Mazur, and D. Paya, “Evidence for a Third Well in the Fission Barrier of  $^{232}\text{Th}$ ,” *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1749 (1975).
2. J. Blons, C. Mazur, D. Paya, M. Ribrag, and H. Weigmann, “Fission of  $^{232}\text{Th}$  and  $^{231}\text{Pa}$  by neutrons with energies between 1 and 3000 keV,” *Nucl. Phys. A* **414**, 1 (1984).
3. A. J. Koning, S. Hilaire, and S. Goriely, “TALYS-2.2: A nuclear reaction program,” IAEA, Vienna (2025), <https://nds.iaea.org/talys/>.
4. R. Capote et al., “RIPL - Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations,” *Nucl. Data Sheets* **110**, 3107 (2009).
5. Los Alamos National Laboratory, “Neutron induced fission cross section ratios for  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , and  $^{239}\text{Pu}$  from 1 to 400 MeV,” Technical Report LA-UR-88-1813, Los Alamos National Laboratory, 1988. Presented at the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Mito, Japan, May 30 – Jun 3, 1988.
6. IAEA CRP on Th-U, “Evaluation of neutron-induced fission cross section for  $^{232}\text{Th}$ ,” IAEA Nuclear Data Services, February 2006, Coordinator A. Trkov. Evaluated data for  $^{232}\text{Th}(n, f)$  cross section.
7. A.V. Ignatyuk, E.V. Gai, V.P. Lunev, N.N. Titarenko, Yu.N. Shubin, and W. Gudowski, “Evaluation of neutron cross sections for  $^{232}\text{Th}$  at energy range up to 150 MeV,” Institute of Physics and Power Engineering (IPPE), Obninsk, Russia, EVAL-JUN04, DIST-DEC06, BROND-3 evaluation, 2004–2006. ENDF-6 format. Adopted in JEFF-3.1 (MF5 MT18 after SIXPAK + LANG=2 for MF6 MT91). Based on previous evaluations: BROND-2 (M.N. Nikolaev, G.N. Manturov, W.N. Koshcheev, 1983).
8. A. Gilbert and A. G. W. Cameron, “A composite nuclear-level density formula with shell corrections,” *Can. J. Phys.* **43**, 1446 (1965).
9. A. V. Ignatyuk, G. N. Šmirenkin, and A. Š. Tishin, “Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter,” *Sov. J. Nucl. Phys.* **21**, 255 (1975).
10. D. L. Hill and J. A. Wheeler, “Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena,” *Phys. Rev.* **89**, 1102 (1953).
11. J. E. Lynn, “The interpretation of fission phenomena using the double-humped barrier,” in *Physics of Nuclear Fission*, Pergamon Press, Oxford, 1969, p. 249.
12. P. Romain, H. Duarte, and B. Morillon, “New BRC neutron evaluations of actinides with the TALYS code: Modelization and first validation tests,” *EPJ Web of Conferences* **8**, 02003 (2010).
13. B. B. Back, O. Hansen, H. C. Britt, and J. D. Garrett, “Damping effects in the transmission through the double-humped fission barrier,” *Phys. Lett. B* **31**, 1 (1970).