

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 $^{237}\text{Np}(n,f)$.

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

_____ А. Л. Барабанов

Студент

_____ К. М. Ененко

Москва 2026

СОДЕРЖАНИЕ

1	Введение	3
1.1	Задача и цели работы	3
1.2	Актуальность	3
2	Моделирование	3
3	Библиотека данных	3
4	Стандартные параметры	4
5	Используемые модели	5
5.1	Модель двугорбого барьера	5
5.2	Модель деления	5
5.3	Модель плотности уровней	6
6	Параметры реакции	6
7	Таблицы значений	9
8	Заключение	9
	Список литературы	11

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1 Задача и цели работы

В рамках данной научно-исследовательской работы изучался механизм деления ядра Np-237 нейтронами в диапазоне энергий от 0.1 до 30 МэВ.

Цели работы:

- моделирование зависимости сечения деления ядра Np-237 от энергии падающих нейтронов;
- анализ полученной зависимости, сравнение её с экспериментальными данными и объяснение хода кривой с упором на ключевые параметры реакции на каждом интервале энергий.

1.2 Актуальность

Актуальность работы обусловлена важностью определения сечения и описания параметров реакции для решения многих задач:

- поиск параметров, описывающих энергетическую зависимость полного сечения деления, для последующего расчёта дифференциального сечения деления в реакции $\text{Np237}(n,f)$;
- получение новой информации о барьерах деления, характеристиках ядер на барьерах, энергиях переходных состояний;
- получение новой информации о плотности возбужденных энергетических состояний на барьерах деления.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для вычисления и моделирования теоретической зависимости сечения деления от энергии использовалась программа TALYS версии 2.2, которая позволяет моделировать процесс взаимодействия лёгких частиц с ядрами при энергиях до 200 МэВ и рассчитывать различные величины, в том числе и сечение реакции $237\text{-Np}(n,f)$. В TALYS можно использовать не только параметры и модели, которые считаются оптимальными и заданы по умолчанию, но также устанавливать свои значения параметров и выбирать другие модели.

3. БИБЛИОТЕКА ДАННЫХ

Рассчитанные в ходе работы сечения реакции сопоставлялись с экспериментальными данными из библиотеки экспериментальных данных EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data). Использовались сечения, зависящие от энергии, и погрешности из трёх источников: [1], [2], [3].

4. СТАНДАРТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

В программе TALYS по умолчанию используются параметры из библиотеки RIPL-3 (Reference Input Parameter Library, version 3) [4]. Сечение деления в реакции $n+^{237}\text{Np}$, рассчитанное со стандартными моделями и значениями плотности уровней и барьеров деления ядер, заметно отличается от результатов измерений во всей области от 0.1 до 30 МэВ:

- в районе 0.1 МэВ наблюдается расхождение на порядок;
- для 8-30 МэВ общий вид кривой соответствует экспериментальному, однако сечение завышено на $\sim 20\%$ на всём интервале;
- при ~ 5 МэВ не воспроизводится уменьшение сечения перед открытием канала деления второго шанса.

Ранее в ряде работ моделировалось сечение данной реакции в более широком диапазоне энергий, но изменялось меньшее число параметров, так что сечение воспроизводилось недостаточно точно для некоторых энергий [6],[7].

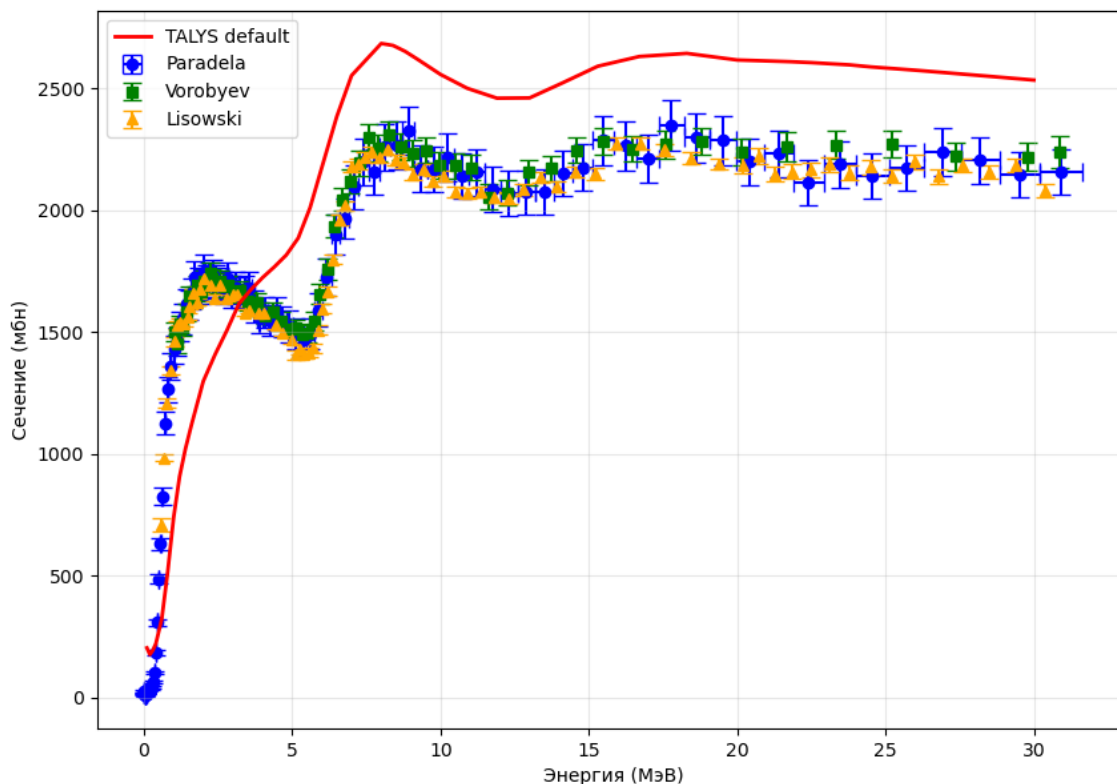


Рисунок 1 — Зависимость сечения реакции $^{237}\text{Np}(n,f)$ от энергии падающих нейтронов. Точки - экспериментальные данные, кривая - расчет по программе TALYS 2.2 с параметрами по умолчанию

5. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МОДЕЛИ

5.1 Модель двугорбого барьера

Для описания сечения деления использовалась модель двугорбого барьера, которая позволяет более точно описать ход экспериментальной кривой. Барьер характеризуется наличием двух потенциальных ям: первая соответствует основному состоянию ядра, а вторая - метастабильному. Такая форма барьера меняет его проницаемость и приводит к более сложному механизму деления нейтронами.

TALYS рассчитывает эффективный коэффициент прохождения для всего барьера по формуле

$$T_{eff} = \frac{T_A \cdot T_B}{T_A + T_B} \cdot F_{AB}(E_{CN}) \quad (1)$$

где $F_{AB}(E_{CN})$ - фактор, значение которого зависит от разности энергий между энергией возбуждения ядра и энергией состояния класса II, расположенного в яме между барьерами A и B;

T_A - коэффициент прохождения первого барьера;

T_B - коэффициент прохождения второго барьера.

Для вероятности туннелирования через барьер высотой B_f и шириной $\hbar\omega_f$ энергией возбуждения E_x и энергией ϵ_i над барьером используется выражение Хилла-Уиллера:

$$T_f(E_x, \epsilon_i) = \frac{1}{1 + \exp\left(-2\pi \frac{(E_x - B_f - \epsilon_i)}{\hbar\omega_f}\right)} \quad (2)$$

Для составного ядра со спином J и чётностью Π общий коэффициент прохождения при делении является суммой отдельных коэффициентов прохождения для каждого возможного туннелирования:

$$T_f^{J,\Pi}(E_x) = \sum_i T_f(E_x, \epsilon_i) f(i, J, \Pi) + \int_{E_{th}}^{E_x} \rho(\epsilon, J, \Pi) T_f(E_x, \epsilon) d\epsilon \quad (3)$$

где E_{th} означает начало непрерывного спектра;

$\rho(\epsilon, J, \Pi)$ - плотность уровней каналов деления для энергии ϵ ;

$f(i, J, \Pi) = 1$, если спин и чётность переходного состояния равны спину и чётности составного ядра, и $= 0$ в противном случае.

Коэффициент $F_{AB}(E)$ для ширины Γ_{II} состояния класса II с энергией возбуждения E_{II} вычисляется по формуле:

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

5.2 Модель деления

Модель деления описывается параметром `fismodel`. По умолчанию в TALYS используется модель 6, основанная на микроскопической модели ядра BSKG3 и WKВ-приближении, однако она не позволяет напрямую задать значения для высот и ширин барьеров, поэтому использовалась модель 1 экспериментальных барьеров деления, в которой можно менять параметры барьеров.

5.3 Модель плотности уровней

Модель плотности уровней в TALYS задаётся параметром `ldmodel`. Наиболее подходящей для описания сечения на данном интервале энергий была модель Гильберта - Камерона: комбинация модели постоянной температуры и модели ферми-газа (Constant Temperature + Fermi Gas), которые соединяются в районе 1-5 МэВ.

Для низких энергий используется модель постоянной температуры. Она предполагает, что на начальном этапе возбуждения плотность уровней экспоненциально растёт температурой ядра:

$$\rho_T^{tot}(E_x) = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (5)$$

Для высоких энергий используется модель ферми-газа, которая описывает возбужденное ядро как газ из квазичастиц (протонов и нейтронов), подчиняющихся квантовой статистике Ферми:

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4}U^{5/4}} \quad (6)$$

где $U = E_x - \Delta$;

a - параметр плотности уровней.

Энергетический сдвиг Δ - эмпирический параметр, связанный с энергией спаривания нуклонов;

$$\Delta = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (7)$$

где

$$\chi = \begin{cases} 0, & \text{для нечётно-нечётных ядер} \\ 1, & \text{для чётно-нечётных ядер} \\ 2, & \text{для чётно-чётных ядер} \end{cases} \quad (8)$$

Таким образом, итоговая плотность уровней:

$$\rho^{tot}(E_x) = \begin{cases} \rho_T^{tot}(E_x), & \text{если } E_x \leq E_M, \\ \rho_F^{tot}(E_x), & \text{если } E_x \geq E_M, \end{cases} \quad (9)$$

$$E_M = 2.33 + 253/A + \Delta \quad (10)$$

Модель позволяет правильно описывать дискретные уровни на малых энергиях и статистическое поведение на больших.

6. ПАРАМЕТРЫ РЕАКЦИИ

Для согласования данными понадобилось также изменить значения параметра `axtype`. Он определяет набор коэффициентов, которые используются для расчета энергетической зависимости параметра плотности уровней, и тип симметрии формы ядра в процессе деления при расчёте потенциального барьера. По умолчанию для обоих барьеров ядра ^{237}Np была принята осевая симметрия (ядро - эллипсоид вращения), однако модифицированные варианты формулы точнее описывают поведение кривой на участке энергий от 8-10 МэВ. В работе для первого барьера была выбрана лево-правая асимметрия (Left-right asymmetry: `axtype =`

2), для второго - триаксиальная и лево-правая асимметрия (Triaxial and left-right asymmetry: axtype = 3).

Во всех ранее описанных моделях не учитывались коллективные эффекты. Коллективные эффекты могут быть учтены путём введения коллективных коэффициентов усиления при внутренней плотности уровней $\rho_{F,int}(E_x, J, \Pi)$. Тогда плотность уровней ферми-газа будет равна:

$$\rho_{F,def}(E_x, J, \Pi) = K_{rot}(E_x)K_{vib}(E_x)\rho_{F,int}(E_x, J, \Pi) \quad (11)$$

где $K_{rot}(E_x)$ и $K_{vib}(E_x)$ называются коэффициентами усиления вращения и вибрации соответственно.

Коэффициент $K_{vib}(E_x)$ не изменялся, так как более важный вклад в повышение плотности уровней вносит коэффициент вращательных степеней свободы, который также зависит от формы ядра.

Для триаксиальной и лево-правой асимметрии ядра:

$$K_{rot}(E_x) = \max([\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sigma_{\perp}^2(1 - \frac{2\beta}{3})\sigma_{\parallel} - 1]f(E_x) + 1.1) \quad (12)$$

где

$$f(E_x) = \frac{1}{1 + \exp(-\frac{E_x - E_{col}^{g.s.}}{d_{col}^{g.s.}})} \quad (13)$$

где $E_x - E_{col}^{g.s.}$ и $d_{col}^{g.s.}$ полагаются равными соответственно 30 и 5 МэВ. Для лево-правой асимметрии:

$$K_{rot}(E_x) = \left(\frac{13U}{8a}\right)^{1/4} (1 - f(E_x)) + f(E_x) \quad (14)$$

где

$$f(E_x) = \frac{1}{1 + \exp(-\frac{1}{2}(E_x - 18))}; \quad (15)$$

σ_{\perp}^2 - параметр, связанный с моментом инерции перпендикулярно оси симметрии:

$$\sigma_{\perp}^2 = 0.01389A^{5/3} \left(1 + \frac{\beta}{3}\right) \sqrt{\frac{U}{a}} \quad (16)$$

где β -квадрупольная деформация основного состояния из баз данных.

Тогда общая плотность уровней:

$$\rho^{tot}(E_x) = \begin{cases} \rho_T^{tot}(E_x), & \text{если } E_x \leq E_M \\ K_{rot}(E_x)K_{vib}(E_x)\rho_{F,int}^{tot}(E_x), & \text{если } E_x \geq E_M \end{cases} \quad (17)$$

так как коллективное усиление не применяется к области постоянной температуры.

В работе рассматривается диапазон энергий от 0.1 МэВ, поэтому область резонансов не захватывается. Зависимость сечения деления от энергий нейтронов имеет характерный вид: сначала при низких энергиях идёт острый пик, потом небольшой спад, затем снова пик и спад и т.д.

В области от 0.1 до 5-6 МэВ сечение увеличивается с ростом энергии, пока не доходит до пика. Здесь преобладающим процессом является деление первого шанса $^{237}\text{Np}(n, f)$, когда

делится возбужденное составное ядро $^{238}\text{Np}^*$. На данном интервале энергий в первую очередь необходимо было подобрать высоты и ширины барьеров для ядра ^{238}Np . Кроме того, положительным оказалось значительное изменение параметра K_{rot} для второго барьера (в 4 раза по сравнению со стандартным значением), который отвечает за вклад вращательных степеней свободы в плотность уровней ядра (K_{rot}).

При 6-7 МэВ открывается другой канал реакции - деление второго шанса $^{237}\text{Np}(n, nf)$. Для согласования с экспериментальной зависимостью были подобраны характеристики барьеров, и K_{rot} для второго барьера была увеличена в 3 раза.

В области от 8 МэВ сечение с параметрами по умолчанию воспроизводит вид экспериментальной зависимости, однако на всем участке отклоняется выше на $\sim 20\%$. Начиная с 12 МэВ последовательно проявляются деления третьего и четвертого шансов. Начиная с 15 МэВ первоначальный график имел вид почти прямой, поэтому для проявления третьего спада на графике понадобилось установить новое значение для высоты первого барьера деления для ядра ^{235}Np .

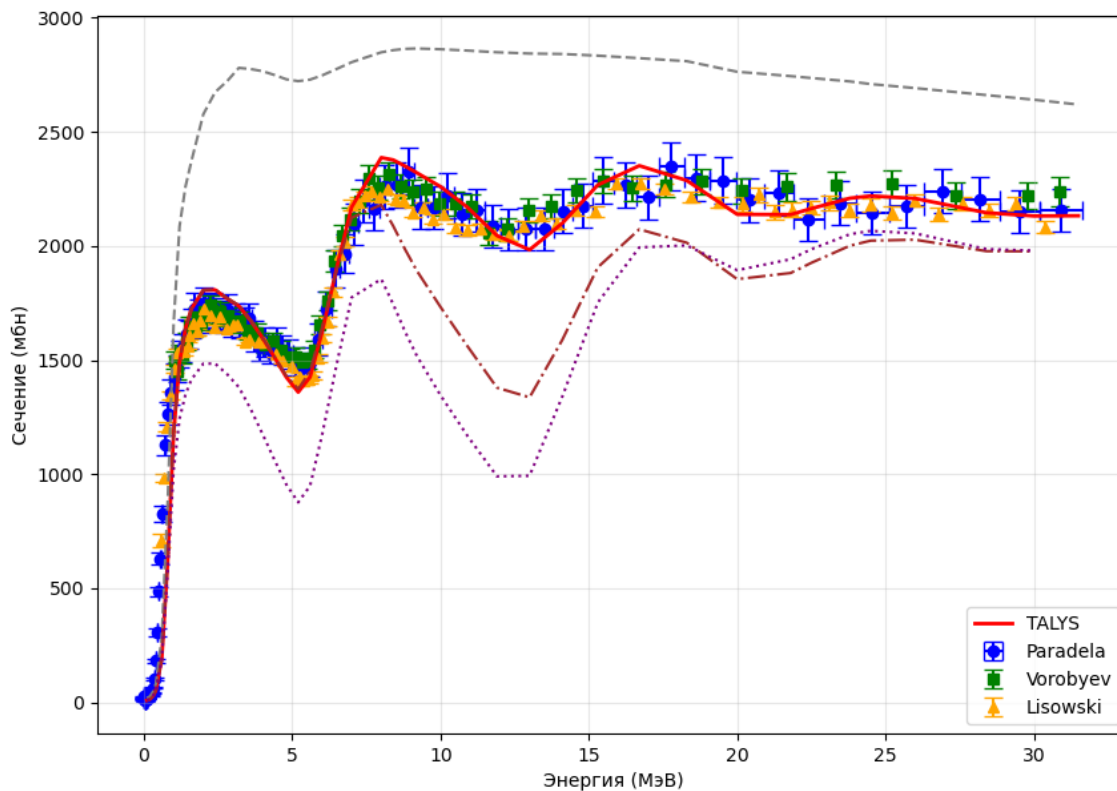


Рисунок 2 — Сечение деления ^{237}Np в зависимости от энергии падающих нейтронов: экспериментальные данные [1-3], штриховая линия - сечение, рассчитанное с использованием стандартной модели плотности уровней; пунктирная линия - сечение, рассчитанное со стандартным учётом вращательных степеней свободы; штрих-пунктирная линия - сечение для стандартных форм ядер; сплошная линия - итоговое сечение деления

7. ТАБЛИЦЫ ЗНАЧЕНИЙ

Таблица 1 — Параметры моделей, используемые для описания сечения реакции $^{237}\text{Np}(n,f)$. Если значение параметра отличается от параметра по умолчанию, то изначальное значение указывается в скобках

Параметр	Значение
fullhf	y (n)
fismodel	1 (6)
ldmodel	1

Таблица 2 — Таблица значений высот B_i (МэВ) и ширин $\hbar\omega_i$ (МэВ) 1-го и 2-го барьеров деления ядер $^{235-238}\text{Np}$, используемых для описания сечения реакции $^{237}\text{Np}(n,f)$. Если значение параметра отличается от параметра по умолчанию, то изначальное значение указывается в скобках

Ядро	B_1	$\hbar\omega_1$	B_2	$\hbar\omega_2$
^{238}Np	6.35 (6.50)	0.60	5.45 (5.75)	0.40
^{237}Np	5.30 (6.00)	0.70 (1.00)	5.30 (5.4)	0.50
^{236}Np	5.20 (5.90)	0.70 (0.60)	5.2 (5.40)	0.50 (0.40)
^{235}Np	5.95 (5.70)	-	-	-

Таблица 3 — Дополнительные параметры, используемые для описания сечения реакции $^{237}\text{Np}(n,f)$. Если значение параметра отличается от параметра по умолчанию, то изначальное значение указывается в скобках

Параметр	Ядро	Барьер	Значение
Krotconstant	^{238}Np	2	4.0 (1.0)
Krotconstant	^{237}Np	2	3.0 (1.0)
axtype	^{237}Np	1	2 (3)
axtype	^{237}Np	2	3 (2)

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено моделирование зависимости сечения деления ядра ^{237}Np от энергий падающих нейтронов на интервале энергий от 0.1 до 30 МэВ с использованием программы TALYS (версия 2.2).

Использована модель двугорбого барьера, и подобраны значения высот и ширин барьеров для ядер $^{238-235}\text{Np}$, вносящих вклад в полное сечение деления ядра ^{237}Np .

Установлено, что модель Гильберта-Камерона, описывающая плотность уровней возбужденных ядерных состояний, наиболее удачно подходит для воспроизведения изученного сечения деления.

Установлена высокая чувствительность сечения деления ^{237}Np к параметрам, описывающим вращательное усиление плотности возбужденных состояний, а также симметрию формы ядра на барьерах деления. Оценка реалистичности использованных в работе численных значений соответствующих подгоночных параметров требует дополнительного анализа.

Подобранные характеристики позволяют с достаточной точностью воспроизвести ход зависимости сечения деления ^{237}Np от энергий падающих нейтронов, установленной в экспериментах [1-3].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воробьёв А.С. и др. *Neutron-induced fission cross section of ^{237}Np up to 500 MeV*. Bulletin of the Russian Academy of Sciences — Physics, Vol. 89, p. 1329 (2025).
2. Paradela C. и др. *Neutron-induced fission cross section of ^{234}U and ^{237}Np measured at the CERN Neutron Time-of-Flight (nTOF) facility*. Physical Review C, Vol. 82, p. 034601 (2010).
3. Щербаков О. и др. *Neutron-induced fission of ^{233}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{239}Pu , ^{237}Np , natPb and ^{209}Bi relative to ^{235}U in the energy range 1–200 MeV*. Journal of Nuclear Science and Technology, Supplement, Vol. 2, p. 230 (2002).
4. Capote R. и др. *RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations*. Nuclear Data Sheets, Vol. 110, p. 3107 (2009).
5. Koning A.J., Hilaire S., Goriely S. *TALYS: modeling of nuclear reactions*. European Physical Journal A, Vol. 59, p. 131 (2023). DOI: 10.1140/epja/s10050-023-01034-3
6. Воробьёв А.С., Гагарский А.М., Щербаков О.А., Вайшнине Л.А., Барабанов А.Л. *Угловые распределения и анизотропия осколков деления ^{237}Np нейтронами с энергиями 1–200 МэВ: данные измерений и модельные расчёты*. Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 4, с. 222–229 (2019).
7. Барабанов А.Л., Воробьев А.С., Гагарский А.М., Щербаков О.А., Вайшнине Л.А. *Теоретический анализ экспериментальных данных по угловой анизотропии осколков деления ядер нейтронами при энергиях до 200 МэВ*. Известия РАН. Серия физическая, том 84, № 4, с. 515–520 (2020).