

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 $^{238}\text{U}(n,f)$.

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

_____ А. Л. Барабанов

Студент

_____ А. А. Несынов

Москва 2026

Содержание

1	Введение	3
1.1	Задача и цели работы	3
1.2	Актуальность	3
2	Моделирование	4
3	Библиотека данных	4
4	Стандартные параметры	5
5	Используемые модели	6
5.1	Модель двугорбого барьера	6
5.2	Модель деления	6
5.3	Модели плотности уровней	6
5.4	Модели предравновесного испускания частиц	9
5.5	Параметр вращательного усиления	10
5.6	Параметр симметрии формы ядра (axtype)	11
6	Параметры реакции	11
6.1	Диапазон 0.1–1.0 МэВ – подбарьерная область	11
6.2	Диапазон 1–6 МэВ – первое плато	11
6.3	Диапазон 6–10 МэВ – деление второго шанса	12
6.4	Диапазон 10–50 МэВ – последующие шансы деления	12
7	Сравнение исследованных конфигураций	12
8	Таблицы значений	13
9	Заключение	15

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1 Задача и цели работы

В рамках данной научно-исследовательской работы изучался механизм деления ядра ^{238}U нейтронами в диапазоне энергий от 0.1 до 50 МэВ.

Цели работы:

- рассчитать энергетическую зависимость сечения деления $^{238}\text{U}(n,f)$ с использованием TALYS-2.2;
- сопоставить расчётные кривые с экспериментальными данными EXFOR и выделить области, в которых стандартные параметры дают наибольшее расхождение;
- исследовать влияние моделей плотности уровней `ldmodel 1, 2, 5` и вариантов предравновесного испускания `preeqmode 1, 2`;
- подобрать параметры барьеров деления и коллективного усиления так, чтобы описать основные особенности сечения в диапазоне 0.1–50 МэВ.

1.2 Актуальность

Актуальность работы связана с тем, что сечение реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ используется как при расчётах ядерно-физических установок, так и при проверке моделей деления тяжёлых ядер. Точное описание этой реакции необходимо для нескольких задач:

- расчёта нейтронных характеристик реакторов и бланкетных систем, где ^{238}U является одним из основных изотопов;
- определения параметров, задающих энергетическую зависимость полного сечения деления и вкладов многошансового деления;
- получения информации о высотах и ширинах барьеров деления, плотности переходных состояний и роли коллективных степеней свободы;
- проверки применимости стандартных параметров TALYS и RIPL-3 для тяжёлых актиноидов в широком диапазоне энергий.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для вычисления теоретических значений сечения деления от энергии использовалась программа TALYS версии 2.2 [1], которая позволяет моделировать взаимодействие лёгких частиц с ядрами при энергиях до 200 МэВ. В TALYS реализованы различные физические модели – оптическая модель, модель составного ядра Хаузера–Фешбаха, модели плотности уровней, барьеров деления – и имеется возможность как использовать параметры по умолчанию (из библиотеки RIPL-3 [2]), так и задавать собственные значения.

Расчёты проводились для реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ в диапазоне энергий 0.1–50 МэВ. Использовался входной файл с параметром `fismodel 1` (экспериментальные барьеры), что позволяет напрямую задавать высоты и ширины барьеров деления.

Для ускорения подбора параметров разработана графическая оболочка для запуска TALYS. В программу загружены экспериментальные точки, которые сразу отображались на графике вместе с текущей расчётной кривой. Интерфейс позволял изменять высоты и ширины барьеров и параметры `krotconstant` для ядер $^{239-232}\text{U}$ с помощью ползунков, запускать TALYS без ручного вызова из терминала, импортировать и сохранять входные файлы, а также автоматически считывать файл `fission.tot` после окончания расчёта. Дополнительно вычислялся критерий χ^2/N и сохранялась история запусков. Это позволило систематически сравнивать большое число конфигураций, а не подбирать параметры вручную по отдельным запускам. Подбор параметров проводился итерационно. На каждом шаге учитывались как визуальное согласие формы расчётной кривой с экспериментальной зависимостью, так и изменение величины χ^2/N . Такой подход использовался как ориентировочная процедура поиска приемлемой конфигурации, а не как строгая глобальная минимизация по всем параметрам. Это связано с большим числом свободных параметров и долгим пересчетом после каждого запуска TALYS.

3. БИБЛИОТЕКА ДАННЫХ

Расчитанные сечения сопоставлялись с экспериментальными данными из библиотеки EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data) [3]. В работе использовались три набора данных:

- данные *V. Michalopoulou et al.* (2023);
- данные *A. S. Vorobyev et al.* (2023), полученные на пучке нейтронов в Гатчине, опубликованные в *JETP Letters* 117, 557 [4];
- данные *Z. Ren et al.* (2023), измеренные на источнике нейтронов CSNS Back-n, опубликованные в *European Physical Journal A* 59, 5 [5].

4. СТАНДАРТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

В программе TALYS по умолчанию используются параметры из библиотеки RIPL-3 [2]. Расчёт сечения реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ со стандартными моделями был выполнен как исходная точка для дальнейшего подбора параметров. Полученная кривая не описывает экспериментальные данные во всём диапазоне 0.1–50 МэВ:

- в диапазоне 0.3–1.0 МэВ (подбарьерная область): TALYS с параметрами по умолчанию многократно завышает сечение;
- в диапазоне 1–6 МэВ (первое плато): расхождение достигает нескольких раз в областях 1–2 МэВ и 5–6 МэВ;
- в диапазоне 6–10 МэВ (второй канал): форма пика воспроизводится удовлетворительно, однако абсолютное значение в 2 раза выше экспериментального;
- в диапазоне 10–50 МэВ: расчёт систематически отклоняется от данных примерно на 20–50%.

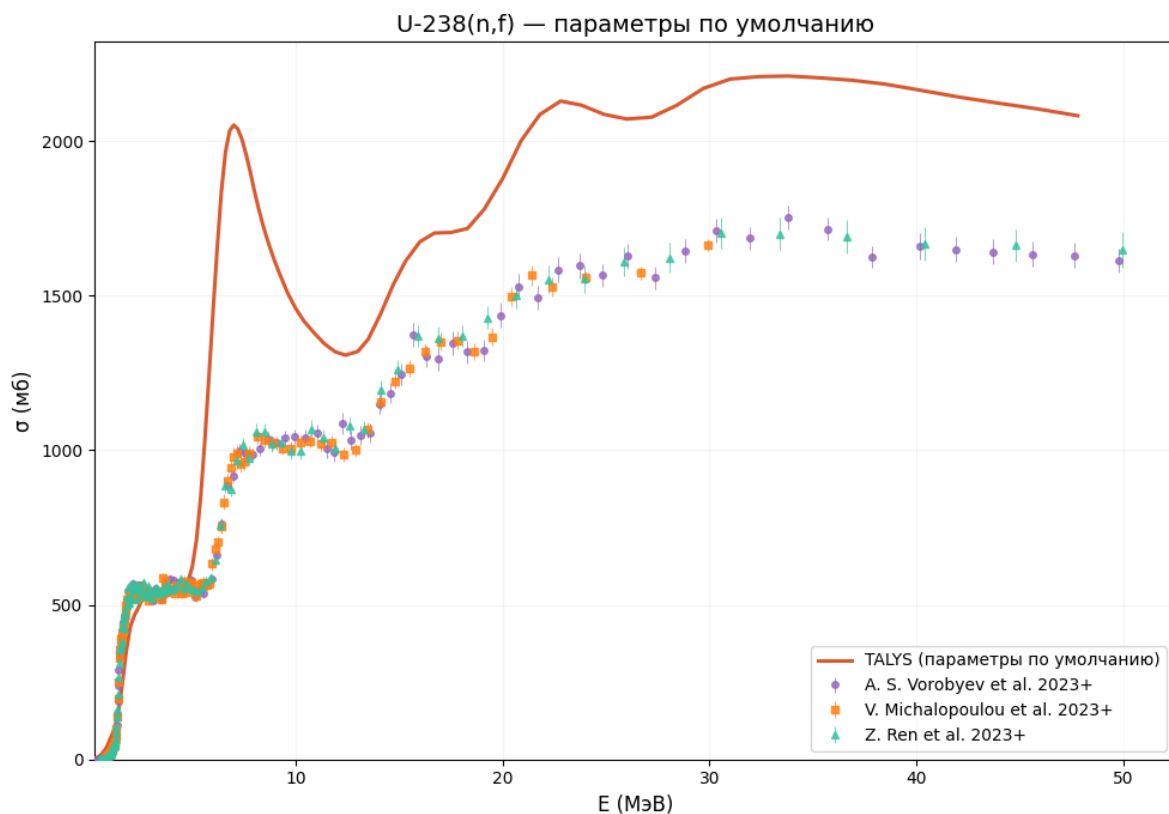


Рисунок 1 — Зависимость сечения реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ от энергии падающих нейтронов. Точки — экспериментальные данные EXFOR, кривая — расчёт по программе TALYS-2.2 с параметрами по умолчанию

5. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МОДЕЛИ

5.1 Модель двугорбого барьера

Для описания сечения деления ^{238}U нейтронами использовалась модель двугорбого потенциального барьера деления. Барьер характеризуется двумя горбами – внутренним (А) и внешним (В) – с промежуточной потенциальной ямой, в которой могут существовать метастабильные изомерные состояния (состояния класса II).

TALYS вычисляет эффективный коэффициент прохождения через двугорбый барьер по формуле

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

где T_A и T_B – коэффициенты прохождения через первый и второй барьеры соответственно, вычисляемые по формуле Хилла–Уилера [6]:

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

где E_x – энергия возбуждения составного ядра, B_i – высота i -го барьера, $\hbar\omega_i$ – параметр кривизны (ширины) барьера. Фактор F_{AB} учитывает резонансное усиление коэффициента прохождения при наличии дискретных состояний класса II в промежуточной яме.

5.2 Модель деления

Модель деления в TALYS задаётся параметром `fismodel`. По умолчанию используется модель `fismodel 6`, основанная на микроскопическом описании барьеров в приближении Хартри–Фока–Боголюбова. В данной работе использовалась модель `fismodel 1`, поскольку она позволяет напрямую задавать высоты B_i и ширины $\hbar\omega_i$ барьеров деления для каждого ядра, возникающего в цепочке многошансового деления. Это делает возможной содержательную подгонку расчёта к экспериментальным данным.

5.3 Модели плотности уровней

В ходе работы исследовалось влияние трёх моделей плотности уровней на воспроизведение сечения $^{238}\text{U}(n,f)$.

Модель постоянной температуры (`ldmodel 1`)

В модели постоянной температуры (Constant Temperature Model, СТМ) плотность уровней при низких энергиях возбуждения описывается экспоненциальным законом, а выше некоторой критической энергии E^* сшивается с формулой Ферми-газа:

$$\rho^{\text{tot}}(E_x) = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right), \quad E_x < E^*, \quad (3)$$

где T – ядерная температура, E_0 – энергетический сдвиг. Модель даёт сглаженную кривую, поскольку не учитывает скачок плотности уровней при разрушении нуклонного спаривания.

Это приводит к невозможности воспроизвести резкие пороговые скачки в сечении деления: вместо них СТМ даёт плавную, монотонно нарастающую кривую. Для реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ это проявляется в размытии перехода от подбарьерного туннелирования к надбарьерному делению в области 1–2 МэВ.

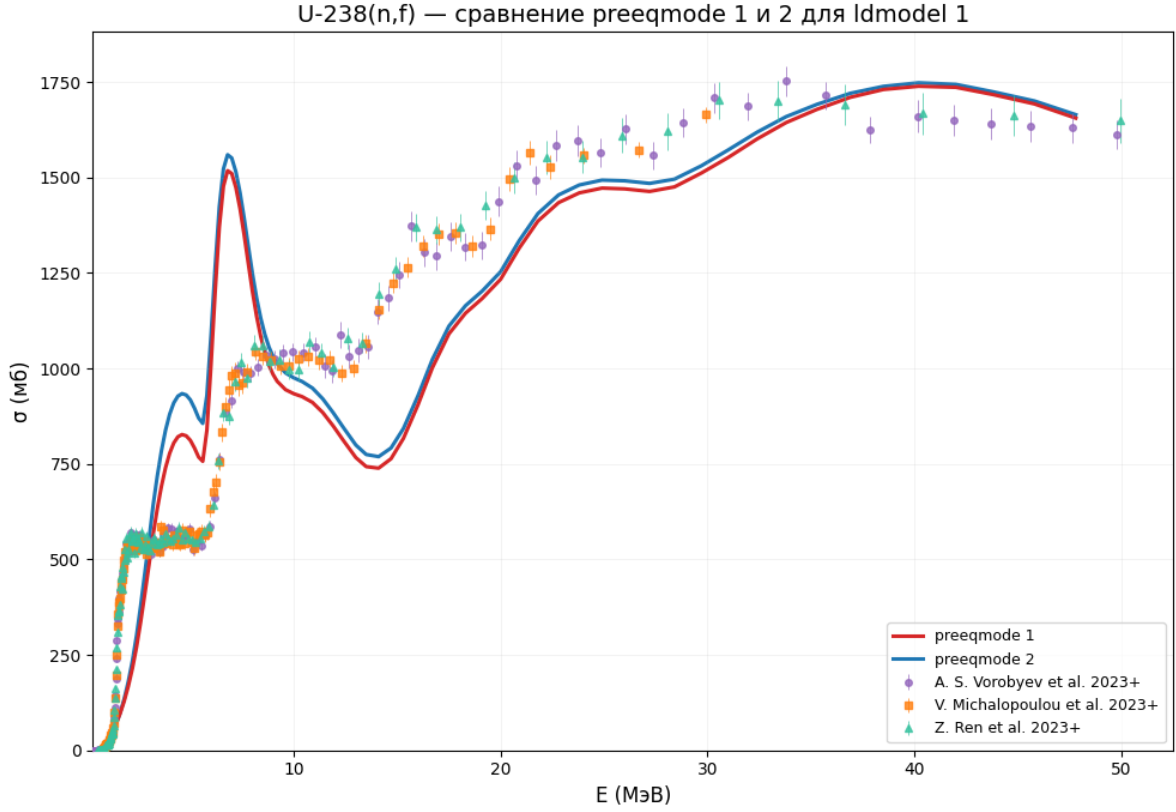


Рисунок 2 — Зависимость сечения реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ от энергии падающих нейтронов при использовании модели плотности уровней `ldmodel 1`. Точки — экспериментальные данные EXFOR, кривые — расчёты TALYS-2.2 для `preeqmode 1` и `preeqmode 2`

Модель обратно-смещённого ферми-газа (`ldmodel 2`)

Модель обратно-смещённого ферми-газа (Back-Shifted Fermi Gas Model, BSFGM) использует ферми-газовое выражение во всём диапазоне энергий с введением эффективной энергии возбуждения $U = E_x - \Delta_{\text{BFG}}$, где Δ_{BFG} — параметр обратного сдвига, имитирующий подавление плотности уровней при низких энергиях вследствие нуклонного спаривания:

$$\rho(E_x) \propto \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4} U^{5/4}}, \quad U = E_x - \Delta_{\text{BFG}}. \quad (4)$$

BSFGM позволяет воспроизвести более резкий порог сечения деления и допускает корректировку коллективного вращательного усиления плотности уровней через параметр `krotconstant`.

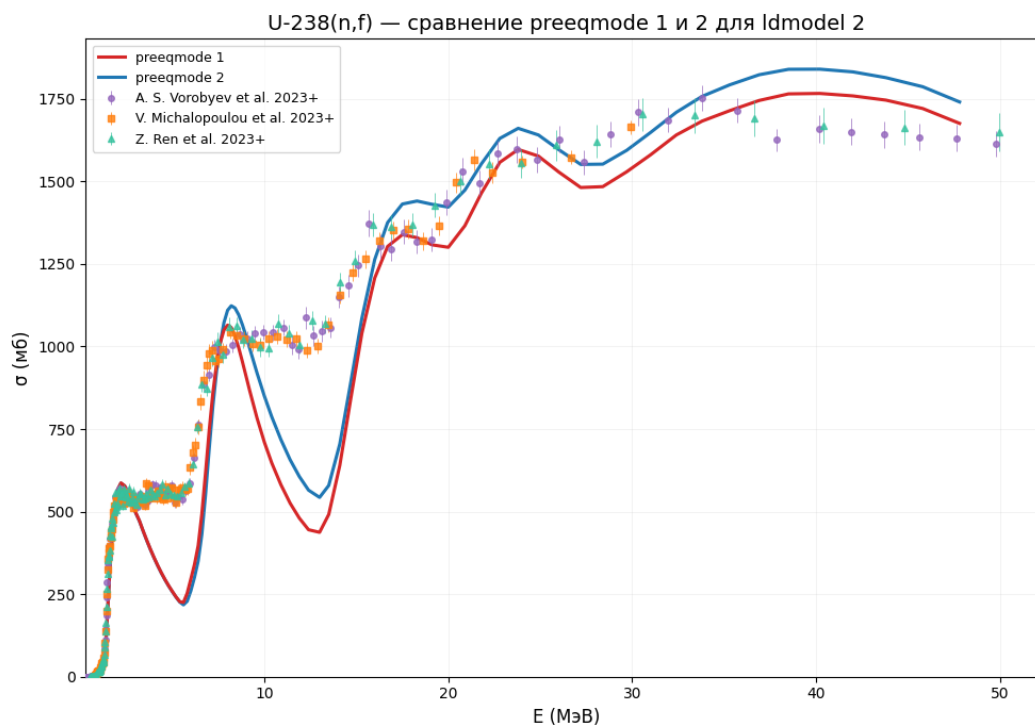


Рисунок 3 — Зависимость сечения реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ от энергии падающих нейтронов при использовании модели плотности уровней $ldmodel\ 2$. Точки — экспериментальные данные EXFOR, кривые — расчёты TALYS-2.2 для $preeqmode\ 1$ и $preeqmode\ 2$

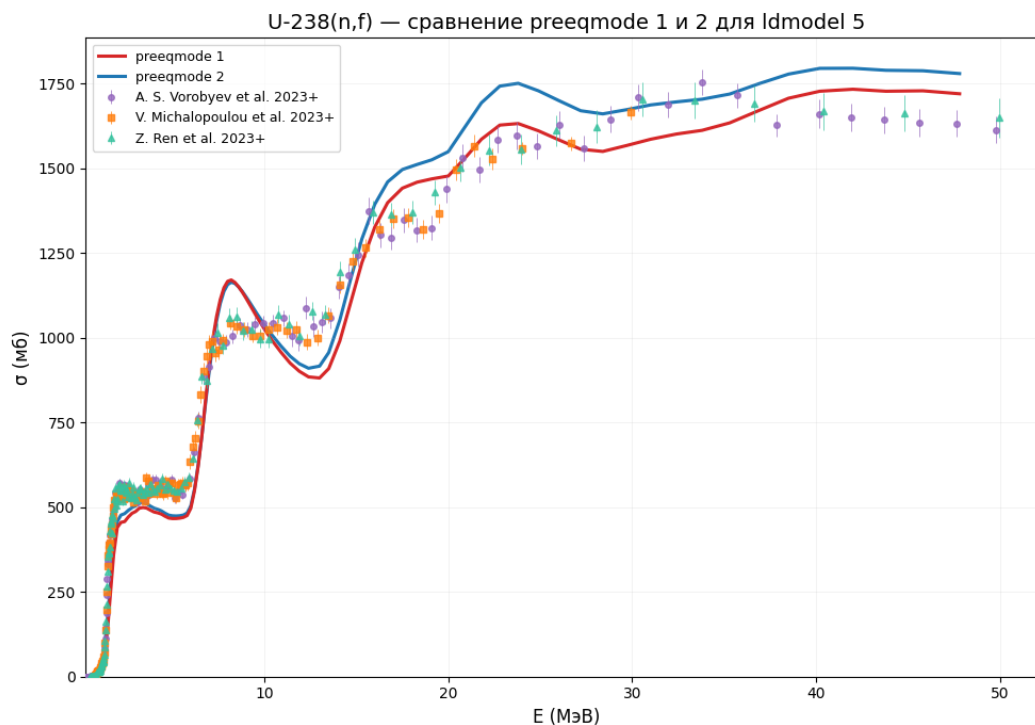


Рисунок 4 — Зависимость сечения реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ от энергии падающих нейтронов при использовании микроскопической модели плотности уровней $ldmodel\ 5$. Точки — экспериментальные данные EXFOR, кривые — расчёты TALYS-2.2 для $preeqmode\ 1$ и $preeqmode\ 2$

Комбинаторная модель Скирма–Хартри–Фока–Боголюбова (ldmodel 5)

Модель использует таблично вычисленные плотности уровней, основанные на микроскопическом подходе к описанию структуры ядра. Она обеспечивает более физичное описание структурных эффектов, однако не допускает корректировки параметра `krotconstant`, отвечающего за вклад вращательных степеней свободы в плотность уровней на седловой точке, что существенно ограничивает возможности подгонки.

Характерные различия между моделями:

- `ldmodel 1` не воспроизводит первые два плато на 1-6 МэВ и 8-12 МэВ, завышает пик на 7 МэВ, вследствие чего был сделан вывод о нерелевантности модели для $^{238}\text{U}(n,f)$;
- `ldmodel 2` воспроизводит более резкий рост сечения при переходе через порог деления и допускает тонкую настройку высоты плато через параметры вращательного усиления;
- `ldmodel 5` обеспечивает физически мотивированное описание структурных эффектов без свободных параметров, однако хуже поддаётся точной подгонке абсолютной величины сечения на втором плато.

5.4 Модели предравновесного испускания частиц

При низких энергиях взаимодействие нейтрона с ядром обычно описывается как образование составного ядра, которое успевает прийти к статистическому равновесию, а затем распадается по конкурирующим каналам. При увеличении энергии налетающего нейтрона часть частиц может испускаться раньше, до полного установления равновесия. Такой механизм называется предравновесным испусканием. Он занимает промежуточное положение между прямыми реакциями и распадом составного ядра.

В рассматриваемых в работе вариантах `preeqmode 1` и `preeqmode 2` предравновесная стадия в TALYS описывается экситонной моделью [1]. Состояние возбужденного ядра задаётся числом частиц над поверхностью Ферми и дырок под ней. Эти возбуждения называются экситонами, а их полное число

$$n = p + h$$

характеризует степень усложнения конфигурации. Сразу после попадания нейтрона система сохраняет память о начальной энергии и направлении движения. Затем за счёт внутриядерных столкновений число экситонов увеличивается, энергия перераспределяется между нуклонами, и система постепенно приближается к равновесному составному ядру. До достижения равновесия возможен вылет нейтрона, протона или более сложной частицы.

Вероятность предравновесного испускания определяется конкуренцией двух процессов: внутренних переходов между экситонными конфигурациями и эмиссии частицы во внешнее состояние. Схематически это можно записать как

$$P_{\text{pre}} \sim \frac{\lambda_{\text{em}}}{\lambda_{\text{em}} + \lambda_{+} + \lambda_{0} + \lambda_{-}},$$

где λ_{em} – скорость испускания частицы, а λ_{+} , λ_{0} и λ_{-} – скорости переходов между конфигурациями с изменением числа экситонов. Чем больше вероятность раннего испускания, тем меньшая часть потока реакции доходит до деления исходного составного ядра.

Для реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ это особенно важно в области многошансового деления. Предравновесно испущенный нейтрон уменьшает энергию возбуждения остаточного ядра и переводит реакцию в другой канал: вместо деления $^{239}\text{U}^*$ начинает заметно расти вклад деления $^{238}\text{U}^*$, $^{237}\text{U}^*$ и последующих ядер. Поэтому `preeqmode` влияет не только на абсолютное значение сечения, но и на форму кривой в области открытия третьего и последующих шансов деления.

При высоких энергиях возбуждения остаточное ядро после первого предравновесного испускания также может оставаться далёким от равновесия. В этом случае TALYS отслеживает заселённость последующих particle-hole конфигураций остаточных ядер и тем самым учитывает многократное предравновесное испускание. В руководстве TALYS для этой части расчёта используется отдельный параметр `mpreeqmode`: модель по умолчанию основана на экситонном описании, а более приближённый вариант использует метод *s*-волнового коэффициента прохождения. В данной работе этот дополнительный параметр отдельно не варьировался; сравнивалось влияние основного выбора `preeqmode`.

В TALYS выбор модели предравновесной стадии задаётся параметром `preeqmode`. В руководстве к программе перечислены четыре варианта: `preeqmode 1` и `preeqmode 2` относятся к экситонной модели с энергетически зависимым матричным элементом, но различаются способом расчёта переходных скоростей; `preeqmode 3` также использует экситонную модель, но с вероятностью столкновения из оптической модели; `preeqmode 4` соответствует многоступенчатой прямой/составной модели. По умолчанию в TALYS используется `preeqmode 2`. В данной работе сравнивались первые два варианта, так как они позволяют отдельно проверить, насколько результат чувствителен именно к аналитическому или численному расчёту переходных скоростей при одной и той же общей схеме экситонной модели:

- `preeqmode 1` – экситонная модель с аналитическим расчётом переходных скоростей и энергетически зависимым матричным элементом остаточного взаимодействия;
- `preeqmode 2` – экситонная модель с численным расчётом переходных скоростей и энергетически зависимым матричным элементом.

На графиках видно, что на первом плато и в области деления второго шанса различие между `preeqmode 1` и `preeqmode 2` сравнительно мало: форму кривой там в основном определяют барьеры деления и модель плотности уровней. Начиная примерно с $E_n \approx 15$ МэВ различие становится заметнее. Для `ldmodel 2` переход от `preeqmode 1` к `preeqmode 2` сглаживает слишком глубокий провал после второго плато и повышает сечение в области 20–35 МэВ. Для `ldmodel 5` влияние предравновесного механизма проявляется мягче, но вариант `preeqmode 2` лучше передаёт форму высокоэнергетической части кривой, где существенны третье и четвёртое шансы деления.

Таким образом, параметр `preeqmode` в данной работе рассматривался как способ управлять перераспределением потока реакции между испусканием частиц и последующим делением остаточных ядер. Его влияние не является главным на низких энергиях, но становится важным при описании области выше 15 МэВ.

5.5 Параметр вращательного усиления

Параметр `krotconstant` задаёт прямой безразмерный множитель на коллективный ротационный фактор плотности уровней на барьере [1]. По умолчанию `krotconstant = 1`. Увеличение этого параметра эквивалентно увеличению эффективной плотности переходных

состояний на седловой точке, что повышает ширину деления Γ_f и, как следствие, сечение деления.

5.6 Параметр симметрии формы ядра (axtype)

Параметр `axtype` определяет тип симметрии ядра в процессе деления. По умолчанию используется аксиальная симметрия (`axtype 1`). В ходе работы рассматривались следующие варианты:

- `axtype 2` – лево-правая асимметрия для второго барьера;
- `axtype 3` – триаксиальная и лево-правая асимметрия для первого барьера четно-нечетных ядер;
- `axtype 4` – триаксиальная симметрия для первого барьера четно-четных ядер.

6. ПАРАМЕТРЫ РЕАКЦИИ

Сечение деления $^{238}\text{U}(n,f)$ имеет ступенчатую форму, связанную с последовательным открытием каналов многошансового деления. Поэтому параметры подбирались не только для исходного составного ядра $^{239}\text{U}^*$, но и для остаточных ядер, возникающих после испускания одного или нескольких нейтронов. На разных участках энергии чувствительность расчёта определяется разными параметрами.

Под шансом деления здесь понимается порядок деления в цепочке реакции. Деление первого шанса соответствует распаду исходного возбужденного составного ядра без предварительного испускания нейтрона. Деление второго шанса происходит после испускания одного нейтрона и деления остаточного ядра, третьего шанса – после испускания двух нейтронов и т. д.

6.1 Диапазон 0.1–1.0 МэВ – подбарьерная область

При энергиях нейтронов $E_n < 1$ МэВ составное ядро $^{239}\text{U}^*$ имеет энергию возбуждения $E_x = S_n + E_n \approx 4.81 + E_n$ МэВ, что ниже высоты барьеров деления. Деление происходит только за счёт туннелирования, вероятность которого определяется формулой Хилла–Уилера (2). Экспериментальное сечение нарастает в этой области от ~ 0.1 мб до ~ 18 мб, и его воспроизведение наиболее чувствительно к высоте внешнего барьера B_2 ядра ^{239}U .

6.2 Диапазон 1–6 МэВ – первое плато

В диапазоне 1–2 МэВ наблюдается резкий рост сечения до 400–550 мб, соответствующий переходу от подбарьерного туннелирования к надбарьерному делению. При $E_n > 2$ МэВ сечение образует плато ≈ 520 –580 мб. Основным процессом является деление первого шанса – $^{238}\text{U}(n,f)$: в этом случае делится возбужденное составное ядро $^{239}\text{U}^*$.

На данном интервале наибольшее влияние оказывают параметры барьеров ядра ^{239}U ($B_1, \hbar\omega_1, B_2, \hbar\omega_2$), а также параметр `krotconstant`, определяющий вращательное усиление плотности уровней на седловой точке.

6.3 Диапазон 6–10 МэВ – деление второго шанса

При $E_n \approx 6$ МэВ открывается канал деления второго шанса: составное ядро $^{239}\text{U}^*$ испускает нейтрон, образуя $^{238}\text{U}^*$, которое затем делится. Порог открытия определяется энергией отделения нейтрона $S_n(^{239}\text{U}) \approx 4.81$ МэВ. Экспериментальное сечение резко нарастает и достигает второго плато $\approx 1000\text{--}1050$ мб при $E_n \approx 8\text{--}10$ МэВ.

На воспроизведение этой области влияют параметры барьеров ядра ^{238}U . При использовании `ldmodel 1` и `2` важную роль также играет параметр `krotconstant` для ^{238}U , тогда как `ldmodel 5` не допускает такой корректировки.

6.4 Диапазон 10–50 МэВ – последующие шансы деления

Начиная с $E_n \approx 12$ МэВ открывается деление третьего шанса через $^{237}\text{U}^*$, при $E_n \approx 18$ МэВ – четвёртый шанс ($^{236}\text{U}^*$) и далее каналы более высоких порядков. Для согласования расчёта с экспериментом в этом диапазоне требуется подбор параметров барьеров и `axtype` для ядер последующих шансов. Заметную роль начинает играть выбор модели предравновесного испускания: вариант `preeqmode 2` даёт более выраженную структуру в области 18–24 МэВ и лучше передаёт плавное уменьшение сечения при больших энергиях.

7. СРАВНЕНИЕ ИССЛЕДОВАННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Для комбинаций (`ldmodel 2, 5`) \times (`preeqmode 1, 2`) подобраны параметры барьеров деления и дополнительные параметры коллективного усиления. Сравнение этих расчётов показывает, что ни одна конфигурация не устраняет все расхождения с экспериментом, однако разные модели лучше работают на разных энергетических участках.

Основные различия между конфигурациями следующие:

- `ldmodel 2` лучше воспроизводит резкий рост сечения после порога деления и позволяет регулировать высоту плато через параметр `krotconstant`;
- `ldmodel 5` даёт более физически мотивированное описание плотности уровней, но из-за отсутствия свободной настройки `krotconstant` хуже подгоняется в области второго плато;
- `preeqmode 1` и `preeqmode 2` почти не различаются на низких энергиях, но при $E_n > 15$ МэВ выбор модели предравновесного испускания заметно влияет на вклад третьего и последующих шансов деления.

На первом плато основная чувствительность связана с параметрами барьеров ^{239}U и плотностью переходных состояний на седловой точке. На втором плато возрастает вклад деления ^{238}U после испускания нейтрона, поэтому изменение параметров этого ядра и способ учёта коллективного усиления становятся определяющими. В высокоэнергетической области расчёт уже зависит от баланса между испусканием частиц и последующим делением остаточных ядер, что объясняет большую роль `preeqmode`.

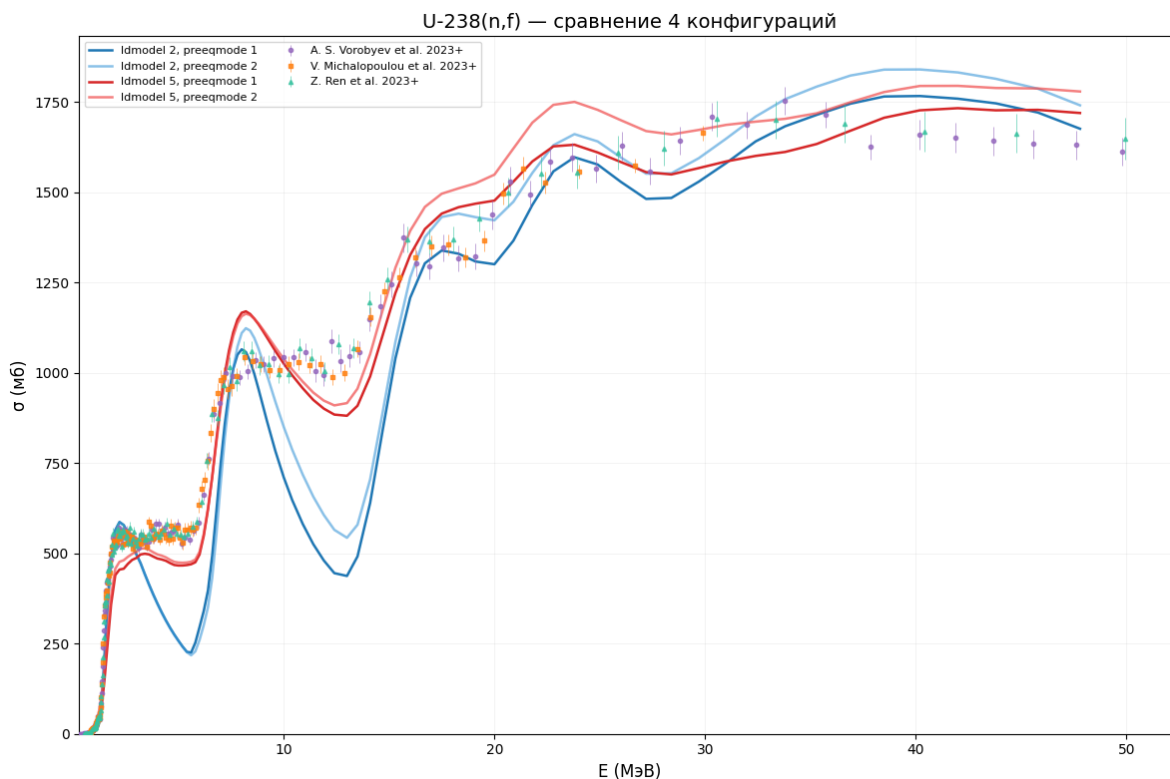


Рисунок 5 — Зависимость сечения реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ от энергии падающих нейтронов. Точки — экспериментальные данные EXFOR, кривые — расчёты TALYS-2.2 для четырёх конфигураций: ldmodel 2, preeqmode 1; ldmodel 2, preeqmode 2; ldmodel 5, preeqmode 1; ldmodel 5, preeqmode 2

8. ТАБЛИЦЫ ЗНАЧЕНИЙ

Таблица 1 — Фиксированные параметры TALYS-2.2, использованные для описания сечения реакции $^{238}\text{U}(n,f)$

Параметр	Значение
fullhf	y
fission	y
outfission	y
filefission	y
fismodel	1
ecissave	y
eciscalc	y (первый запуск) / n (повторные)
inccalc	y (первый запуск) / n (повторные)

Таблица 2 — Высоты B_i и ширины $\hbar\omega_i$ барьеров деления, использованные для описания сечения реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ при `ldmodel 2`

Ядро	B_1	$\hbar\omega_1$	B_2	$\hbar\omega_2$	Ядро	B_1	$\hbar\omega_1$	B_2	$\hbar\omega_2$
^{239}U	5.775	0.360	5.420	0.480	^{235}U	5.110	0.230	4.690	0.380
^{238}U	5.435	0.245	5.175	0.330	^{234}U	5.000	0.245	4.600	0.380
^{237}U	5.790	0.200	5.170	0.380	^{233}U	5.100	0.220	4.400	0.390
^{236}U	5.640	0.225	4.960	0.390	^{232}U	5.000	0.265	4.200	0.395

Таблица 3 — Значения параметра `krotconstant`, использованные для описания сечения реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ при `ldmodel 2`

Ядро / барьер	Значение	Ядро / барьер	Значение
^{239}U , барьер 1	1.100	^{235}U , барьер 1	0.800
^{239}U , барьер 2	2.600	^{235}U , барьер 2	0.900
^{238}U , барьер 1	0.650	^{234}U , барьер 1	0.900
^{238}U , барьер 2	1.400	^{234}U , барьер 2	0.900
^{237}U , барьер 1	0.850	^{233}U , барьер 1	0.650
^{237}U , барьер 2	1.150	^{233}U , барьер 2	0.800
^{236}U , барьер 1	0.850	^{232}U , барьер 1	0.800
^{236}U , барьер 2	1.050	^{232}U , барьер 2	0.900

Таблица 4 — Высоты B_i и ширины $\hbar\omega_i$ барьеров деления, использованные для описания сечения реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ при `ldmodel 5`

Ядро	B_1	$\hbar\omega_1$	B_2	$\hbar\omega_2$	Ядро	B_1	$\hbar\omega_1$	B_2	$\hbar\omega_2$
^{239}U	6.000	0.465	5.500	0.405	^{235}U	6.000	0.340	5.500	0.255
^{238}U	5.950	0.375	5.500	0.245	^{234}U	5.895	0.300	5.375	0.235
^{237}U	5.885	0.390	5.345	0.310	^{233}U	6.000	0.275	5.500	0.190
^{236}U	5.960	0.250	5.500	0.190	^{232}U	6.000	0.210	5.500	0.175

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено моделирование сечения реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ в диапазоне энергий 0.1–50 МэВ с использованием программы TALYS-2.2. Расчёт со стандартными параметрами RIPL-3 показал существенные расхождения с экспериментальными данными EXFOR, особенно в подбарьерной области и на участках открытия новых каналов деления.

Использована модель двугорбого барьера деления `fismodel 1`. Подобраны высоты и ширины барьеров для ядер $^{239-232}\text{U}$, участвующих в цепочке многошансового деления, а также исследовано влияние моделей плотности уровней `ldmodel 1, 2, 5` и моделей предравновесного испускания `preeqmode 1, 2`.

Установлено, что `ldmodel 1` недостаточно хорошо описывает пороговую структуру сечения. Модель `ldmodel 2` удобна для подгонки первых плато, поскольку допускает изменение параметра `krotconstant`. Микроскопическая модель `ldmodel 5` лучше сохраняет физическую структуру расчёта, однако менее гибка при согласовании абсолютной величины сечения в области 6–12 МэВ.

Выбор модели предравновесного испускания становится существенным при энергиях выше 15 МэВ. Вариант `preeqmode 2` оказался более удачным для описания высокоэнергетической части сечения, где вклад в полное сечение вносят третье, четвёртое и последующие шансы деления.

Установлена высокая чувствительность сечения деления $^{238}\text{U}(n,f)$ 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.

Полученные характеристики позволяют воспроизвести основные особенности хода зависимости сечения деления ^{238}U от энергии падающих нейтронов, установленной в экспериментах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] A. J. Koning, S. Hilaire, S. Goriely, *TALYS-2.2: A nuclear reaction program*, IAEA, Vienna (2025), <https://nds.iaea.org/talys/>.
- [2] R. Capote et al., *RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations*, Nucl. Data Sheets **110**, 3107 (2009).
- [3] N. Otuka et al., *Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR)*, Nucl. Data Sheets **120**, 272 (2014).
- [4] A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnena, A. L. Barabanov, *Measurement of the cross section for the neutron-induced fission of ^{238}U nuclei in the energy range of 0.3–500 MeV*, JETP Lett. **117**, 557 (2023).
- [5] Z. Ren et al., *Measurement of the $^{236,238}\text{U}(n, f)$ cross sections from the threshold to 200 MeV at CSNS Back-n*, Eur. Phys. J. A **59**, 5 (2023).
- [6] D. L. Hill, J. A. Wheeler, *Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena*, Phys. Rev. **89**, 1102 (1953).
- [7] A. V. Ignatyuk, K. K. Istekov, G. N. Smirenkin, *Role of collective effects in the systematics of nuclear level densities*, Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 450 (1979).
- [8] W. Hauser, H. Feshbach, *The Inelastic Scattering of Neutrons*, Phys. Rev. **87**, 366 (1952).