

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

УДК 539.17

ОТЧЁТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
**ПЛОТНОСТЬ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ И  
ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**

Студент \_\_\_\_\_ Л. Е. Трофимов

Научный руководитель  
д.ф-м.н., проф. \_\_\_\_\_ А. Л. Барабанов

Москва 2024

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>1 Модели плотности ядерных уровней</b>	<b>6</b>
1.1 Модель Гильберта-Камерона . . . . .	6
1.2 Модель ферми-газа с обратным смещением . . . . .	7
1.3 Сверхтекучая модель ядра . . . . .	7
<b>2 Анализ сечений деления в программном комплексе TALYS</b>	<b>9</b>
2.1 Сечение деления $^{238}\text{Pu}$ нейтронами . . . . .	9
2.2 Сечение деления $^{239}\text{Pu}$ нейтронами . . . . .	10
2.3 Сечение деления $^{240}\text{Pu}$ нейтронами . . . . .	11
2.4 Поиск оптимального набора параметров изотопов . . . . .	12
2.4.1 Сечение деления $^{238}\text{Pu}$ нейтронами в различных моделях плотности уровней . . . . .	12
2.4.2 Сечение деления $^{239}\text{Pu}$ нейтронами в различных моделях плотности уровней . . . . .	13
2.4.3 Сечение деления $^{240}\text{Pu}$ нейтронами в различных моделях плотности уровней . . . . .	14
<b>Заключение</b>	<b>15</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>16</b>

# Введение

С давних времён проблема многих тел играет ключевую роль в задачах, с которыми сталкивается человек на пути к познанию окружающего мира. Впервые эта проблема появилась при исследовании устойчивости Солнечной системы; в последующем она возникла во многих других областях и, в частности, в физике атомного ядра, некоторые аспекты которой изложены в данной работе. Начиная с открытия А. А. Беккерелем радиоактивности в 1896 году и по сей день ведутся исследования в области ядерной физики. С развитием науки и техники возникали новые модели и подходы, применяемые в данной области, о чём и пойдёт речь далее.

Существует несколько моделей ядра. Исторически раньше остальных появилась капельная модель, которая позволила получить первые слагаемые формулы Вайцзеккера и оценить массу ядер. С течением времени стало понятно, что одни ядра более устойчивые, чем другие. Это подтолкнуло учёных в 50-х годах на создание оболочечной модели по аналогии с инертными газами: если оболочка заполнена, то требуется больше энергии для перевода нуклона на следующую оболочку. Следующий шаг — объединение капельной и оболочечной модели в обобщённую модель ядра, которую развивали О. Бор и Б. Моттельсон [1; 2]. Ключевое отличие — возможность рассматривать оболочки в деформированном ядре. Далее развивалась модель Хартри-Фока, учитывающая, что нуклоны не просто движутся в самосогласованном потенциале, а ещё взаимодействуют посредством остаточного взаимодействия, аналогично тому, как электроны взаимодействуют между собой в атоме. Сейчас развивается метод функционала плотности; одним из самых простых взаимодействий является взаимодействие Скирма, которое имеет  $\delta$ -функциональный характер [3]. В этом подходе так же возникают оболочки, и можно более точно предсказывать первые возбуждённые состояния ядер.

Для расчёта ядерных реакций необходимы несколько ключевых моделей. Во-первых, это оптическая модель, описывающая взаимодействие налетающей или улетающей частицы с ядром. Во-вторых, модель для плотности уровней при высоких энергиях, поскольку при поглощении частицы возникает сильно возбуждённое ядро (компаунд-ядро), которое далее делится, переходит в состояния с меньшей энергией.

Тогда при больших энергиях возбуждения применяется модель ферми-газа, где вычисляется плотность уровней  $\rho$ , которая означает, что чем больше состояний в определённом интервале энергий, тем более вероятен переход именно в эти состояния. Изначально образованное компаунд-ядро может испускать частицы, образуя новые компаунд-ядра, что проиллюстрировано на рисунке 1 и описано в [4]. Делением первого шанса называется деление образовавшегося ядра без испускания промежуточных частиц. При делении  $n$ -го шанса испускается последовательно  $n - 1$  частица с образованием нового компаунд-ядра, которое затем распадается.

Стоит отметить, что помимо образования компаунд-ядра возможные также прямые и предравновесные реакции. Канал прямой реакции вносит значительный вклад при больших энергиях; тогда налетающая частица взаимодействует не со всем ядром, а с одним нуклоном. При этом ядру может передаваться угловой момент, возбуждая ротационные и вибрационные состояния [4]. Энергетические потери налетающей частицы невелики. Такими реакциями могут быть, например,  $(n, n')$ ,  $(p, p')$ ,  $(n, p)$ . Существует также промежуточный случай между компаунд-ядром и прямым процессом — предравновесные реакции, в которых частица рассеивается на нуклонах несколько раз, теряет значительную часть энергии и вылетает из ядра.

Последние десятилетия в Петербургском Институте Ядерной Физики (ПИЯФ) им. Б. П. Константинова, входящем в НИЦ “Курчатовский Институт”, проводятся эксперименты по исследованию сечений реакций деления и угловых распределений оскол-

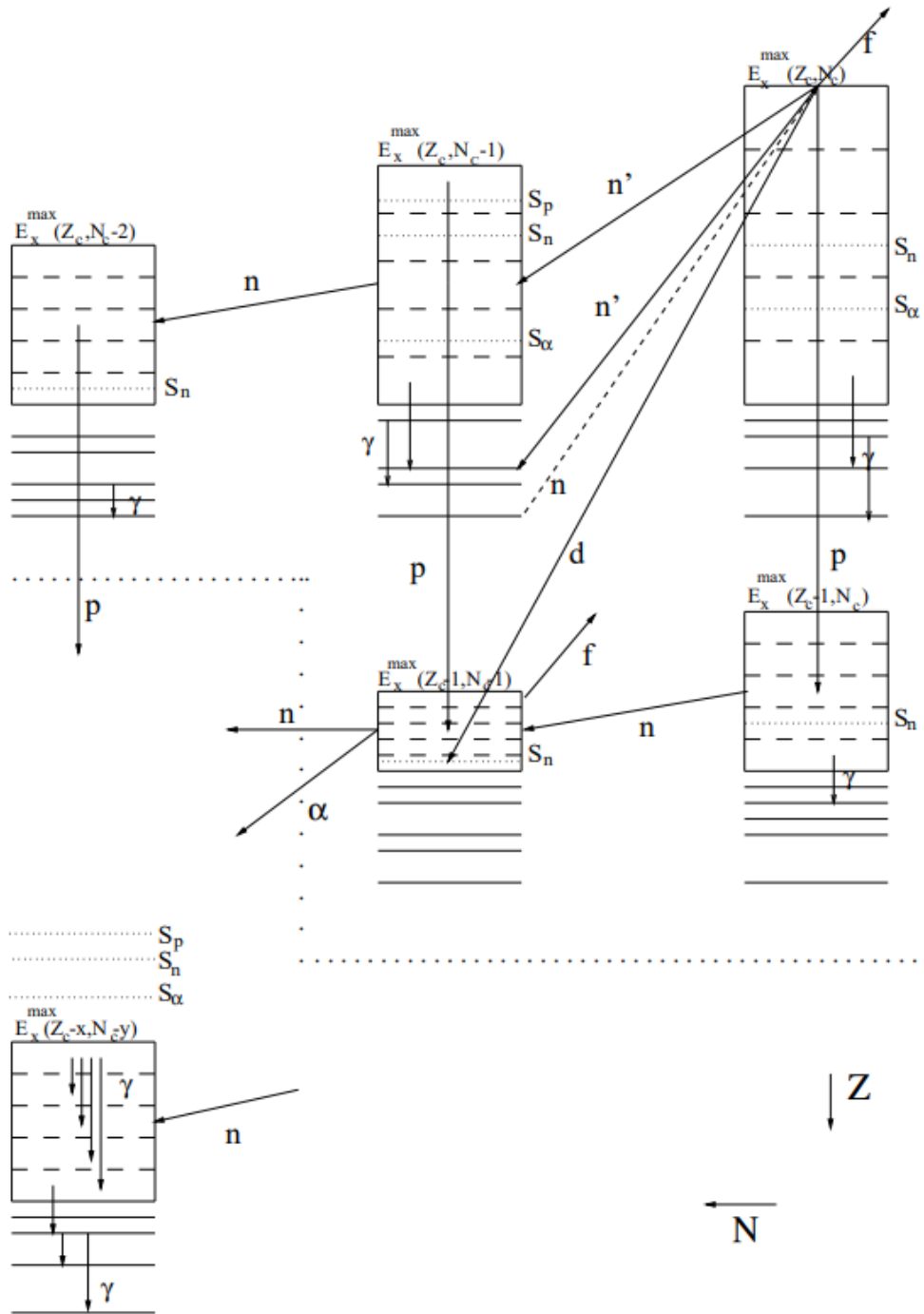


Рисунок 1 — Иллюстрация возможных путей распада [4].

ков различных тяжёлых изотопов, в частности, плутония, нейтронами с энергиями до 200 МэВ. Эти данные важны для проектирования ядерных установок.

Важным направлением является теоретическая ядерная физика, которая, в частности, описывает процессы, происходящие в ядерных реакциях. На основании этой теории можно написать программы, позволяющие смоделировать различные реакции с ядрами. Для унификации входных параметров была создана библиотека Reference Input Parameter Library (RIPL-3) [5]; эту библиотеку по умолчанию используют несколько программ (ALICE, EMPIRE, GNASH, UNF, TALYS). Далее, сравнивая результаты моделирования с экспериментом, можно понять, насколько хорошо наша теория описывает реальность. При нехватке экспериментальных данных и достаточной уверенности

в корректности теоретического описания можно оценить сечение определённых реакций; не будет лишним повторить, что для этого нужна хорошая модель и подобранные параметры, которых мы на данный момент не имеем.

Для моделирования ядерных реакций мы используем программный комплекс TALYS [4] версии 1.95. TALYS позволяет симулировать столкновения ядер с лёгкими частицами, в том числе нейтронами, с энергиями до 200 МэВ. Выбор пал на эту программу ввиду ряда преимуществ. Во-первых, исходный код является открытым, и при необходимости его можно проанализировать. Во-вторых, TALYS по умолчанию использует библиотеку RIPL-3 [5], где параметры подобраны так, чтобы соответствовать наибольшему количеству имеющихся экспериментальных данных. С момента публикации [5] (2009 год) произошло несколько изменений, которые можно найти на [сайте](#).

Используя результаты, полученные коллегами из ПИЯФ – НИЦ КИ, в совокупности с данными других авторов можно оценить параметры, заложенные в модель ядерных реакций, используя моделирование в TALYS.

# 1 Модели плотности ядерных уровней

В данном разделе речь пойдёт о моделях плотности ядерных уровней, которые применяются при моделировании реакций. Все они основаны на модели ферми-газа [6]; суть заключается в использовании приближения независимых частиц для описания структуры ядра. Помимо основополагающей работы [6] есть также статьи и книги [1; 5; 7], дающие широкий обзор на модели плотности ядерных уровней и связанные с этим темы. Рассмотрим столкновение в системе центра масс; обозначим энергию налетающих частиц как  $E$ . Эффективная энергия возбуждения  $U$  вводится как  $E - \Delta$ , где  $\Delta$  — эмпирический параметр, отвечающий за эффект спаривания в ядрах. Одним из вариантов определения  $\Delta$  является

$$\Delta = n \frac{12}{\sqrt{A}}, \quad (1)$$

где  $n = 0, 1$  и  $2$  для нечётно-нечётных, чётно-нечётных и чётно-чётных ядер соответственно,  $A$  — массовое число ядра. Плотность уровней  $\rho$  в зависимости от энергии возбуждения  $U$ , полного углового момента  $J$  и чётности  $\Pi$  записывается как

$$\rho_F(E, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left[-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right] \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp\left[2\sqrt{aU}\right]}{a^{1/4}U^{5/4}}. \quad (2)$$

Здесь множитель  $\frac{1}{2}$  возникает из предположения равенства распределений для положительной и отрицательной чётностей,  $\sigma^2$  — ширина гауссовского распределения (дисперсия) по проекции углового момента на ось симметрии ядра (ось  $z$ ),  $a$  — параметр плотности уровней. Аналитическое выражение для  $\sigma^2$  выглядит как

$$\sigma^2 = \langle m^2 \rangle \frac{6}{\pi^2} at, \quad (3)$$

где  $\langle m^2 \rangle$  — среднеквадратичная проекция углового момента на ось  $z$ ,  $t = \sqrt{U/a}$  — температура ядра. Полагая  $J$  непрерывным, можно проинтегрировать (2) и получить зависимость только от  $E$ :

$$\rho_F(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp\left[2\sqrt{aU}\right]}{a^{1/4}U^{5/4}}. \quad (4)$$

Особенность модели состоит в том, что она применима для достаточно больших энергий возбуждения. Для описания  $\rho$  при малых энергиях возбуждения требуется дополнить модель ферми-газа.

## 1.1 Модель Гильберта-Камерона

Модель Гильберта-Камерона [8] по умолчанию используется в TALYS; она состоит в аппроксимации плотности уровней при низких энергиях возбуждения (ниже некоторой энергии  $E_M$ ) в виде экспоненциальной зависимости. При этом делается сшивка с формулой (2), исходя из условий непрерывности и гладкости:

$$\rho(E) = \begin{cases} \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{E-E_0}{T}\right), & E < E_M \\ \rho_F(E), & E > E_M \end{cases} \quad (5)$$

Здесь  $E_0$  — свободный параметр,  $E_M$  — граничная энергия ( $M$  — matching), в которой нужно сделать сшивку

$$\begin{cases} \left. \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{E-E_0}{T}\right) \right|_{E_M} = \rho_F(E_M), \\ \left. \frac{d}{dE} \left( \exp\left[-\frac{E-E_0}{T}\right] \right) \right|_{E_M} = \frac{d\rho_F(E)}{dE} \Big|_{E_M}. \end{cases} \quad (6)$$

Также следует учесть, что экспериментально известен спектр низколежащих дискретных уровней:  $N = N_U - N_L$  в пределах от  $E_L$  до  $E_U$ . Тогда в приближении постоянной температуры  $T$  это условие может быть записано как

$$\int_{E_L}^{E_U} \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{E-E_0}{T}\right) dE = N_U - N_L. \quad (7)$$

## 1.2 Модель ферми-газа с обратным смещением

Следующий шаг — модифицированная модель ферми-газа с обратным смещением [5; 9], которая применяется для описания нейтронных резонансов и плотности низколежащих уровней. Здесь модифицируется уравнение (1), добавляется поправка  $\delta$ , за счёт которой модель приобрела своё название:

$$\Delta = n\Delta_0 + \delta, \quad \Delta_0 = \frac{12}{\sqrt{A}}. \quad (8)$$

В оригинальной работе [9] параметр температуры  $t$  вводится в  $\rho_F(E)$  следующим образом:

$$U = at^2 - t. \quad (9)$$

Тогда плотность уровней  $\rho_{BSFM}(E)$  определяется как

$$\rho_{BSFM}(E) = \left[ \frac{1}{\rho_F(E)} + \frac{1}{\rho_0(U)} \right]^{-1}, \quad (10)$$

где  $\rho_0$  вводится правильного учёта низколежащих состояний:

$$\rho_0(U) = \frac{ea}{12\sigma} e^{aU}. \quad (11)$$

## 1.3 Сверхтекучая модель ядра

Существует также сверхтекучая модель ядра [10], учитывающая оболочечные эффекты, возникающие из одночастичного спектра, а также коллективные эффекты, вызванные остаточным взаимодействием [5]. Эффективная энергия возбуждения  $U$  записывается в виде (8). В модели вводятся два состояния — сверхтекучее при низких энергиях и состояние ферми-газа при больших энергиях; переходу между этими состояниями соответствуют критическая температура  $t_c = 0.567\Delta_0$ , энергия возбуждения  $U_c$  и параметр плотности уровней  $a_c$  [5]. Зависимость  $a$  от  $U$  для двух режимов записывается в форме

$$a(U) = \begin{cases} \tilde{a}(A) \left( 1 + \delta W \cdot \frac{1-e^{-\gamma U}}{U} \right), & U \geq U_c, \\ a_c(U_c), & U < U_c, \end{cases} \quad (12)$$

где  $\tilde{a}(A)$  — некоторая функция, которая при больших энергиях возбуждения переходит в классическое выражение  $\frac{\pi^2}{6}g(E_F)$ ,  $\delta W$  — фактор оболочечной поправки,  $\gamma$  — подавляющий фактор. Критическая энергия  $U_c$  находится как

$$U_c = a_c t_c^2 + E_{cond}, \quad E_{cond} = \frac{3}{2\pi^2} a_c \Delta_0^2. \quad (13)$$

Тогда уравнение на  $a_c(U_c)$  принимает вид

$$a_c = \tilde{a}(A) \left( 1 + \delta W \frac{1 - e^{-\gamma a_c t_c^2}}{a_c t_c^2} \right). \quad (14)$$

Это уравнение решается методом итераций. Далее вводятся критическая энтропия  $S_c = 2a_c t_c$  и детерминант  $D_c = \frac{144}{\pi} a_c^3 t_c^5$  как в случае вывода уравнения плотности уровней для ферми-газа.

Для описания происходящего при  $U < U_c$  используется вспомогательная функция  $\varphi$ :

$$\varphi^2 = 1 - \frac{U}{U_c}, \quad (15)$$

которая удовлетворяет уравнению состояния сверхтекучести:

$$\varphi = \tanh\left(\frac{t_c}{t}\varphi\right) \implies t = 2t_c \varphi \left[ \ln \frac{1+\varphi}{1-\varphi} \right]^{-1}. \quad (16)$$

Энтропия  $S$  и детерминант  $D$  при  $U < U_c$  принимают вид:

$$S = S_c \frac{t_c}{t} (1 - \varphi^2) = S_c \frac{t_c}{t} \frac{U}{U_c}, \quad (17)$$

$$D = D_c (1 - \varphi^2)(1 + \varphi^2)^2 = D_c \frac{U}{U_c} \left( 2 - \frac{U}{U_c} \right)^2. \quad (18)$$

Далее вводится квазичастичный формализм аналогично теории Бардина-Купера-Шиффера (БКШ) [11], и плотность уровней записывается как

$$\rho_{qp}(E, J) = \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma_{eff}^3\sqrt{D}} \exp\left(\frac{S - (J + \frac{1}{2})^2}{2\sigma_{eff}^2}\right), \quad (19)$$

где  $\sigma_{eff}^2 = I_{eff}t$  — эффективная ширина распределения,  $I_{eff}$  — эффективный момент инерции:

$$I_{eff} = \begin{cases} I_{\parallel} & \text{для сферического ядра,} \\ (I_{\parallel})^{1/3}(I_{\perp})^{2/3} & \text{для деформированного ядра.} \end{cases} \quad (20)$$

Здесь  $I_{\parallel}$  и  $I_{\perp}$  определены как

$$I_{\parallel} = \langle m^2 \rangle \frac{6}{\pi^2} at \left( 1 - \frac{2}{3}\beta \right), \quad (21)$$

$$I_{\perp} = \langle m^2 \rangle \frac{6}{\pi^2} at \left( 1 + \frac{1}{3}\beta \right), \quad (22)$$

где  $\langle m^2 \rangle$  — среднеквадратичная проекция углового момента на ось симметрии,  $\beta$  — параметр квадрупольной деформации.



## 2 Анализ сечений деления в программном комплексе TALYS

Как было упомянуто в введении, моделирование проводится с целью поиска параметров, которые должны быть заложены в ядерную модель, для лучшего согласия с экспериментальными данными. Были изучены три изотопа плутония:  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ . Для последних двух также изучалась угловая анизотропия осколков деления [12; 13], однако это является уже следующим шагом после подбора параметров кривых для сечений деления.

Барьер деления Pu является двугорбым, в связи с чем в программе вводятся два барьера и соответствующие им параметры. Интересующими нас параметрами для всех изотопов являются  $B$  — высота барьера (`fishbar`),  $\hbar\omega$  — параметр ширины барьера (`fishw`),  $R_{tm}$  (`rtransmom`) и  $K_{rc}$  (`krotconstant`) — нормировочные константы для момента инерции и коллективных уровней переходных состояний [4; 14].

При этом везде использован параметр `maxrot` со значением 3 (по умолчанию 2). Этот параметр отвечает за число возбуждённых уровней, которые включаются в ротационную полосу деформированного ядра для вычислений со связанными каналами, то есть каналами с рассеянием и прямыми процессами [4]. Так, если `maxrot` = 2, то будут включены спин-чётности  $J^P$ , соответствующие  $0^{+-}, 2^{+-}, 4^{+-}$ . Если же указать `maxrot` = 3, то  $J^P$  принимает значения  $0^{+-}, 2^{+-}, 4^{+-}, 6^{+-}$ . Это значительно сказывается на сечении деления, в частности,  $^{239}\text{Pu}(n,f)$ .

### 2.1 Сечение деления $^{238}\text{Pu}$ нейтронами

Для моделирования сечения деления использовался программный комплекс TALYS. Энергетический диапазон был выбран от 0.1 МэВ до 20.0 МэВ ввиду наличия экспериментальных данных [15–17] только в этой области. Если провести моделирование с параметрами по умолчанию (рисунок 2), то полученный результат (`Talys default`) значительно отклоняется от экспериментальных данных.

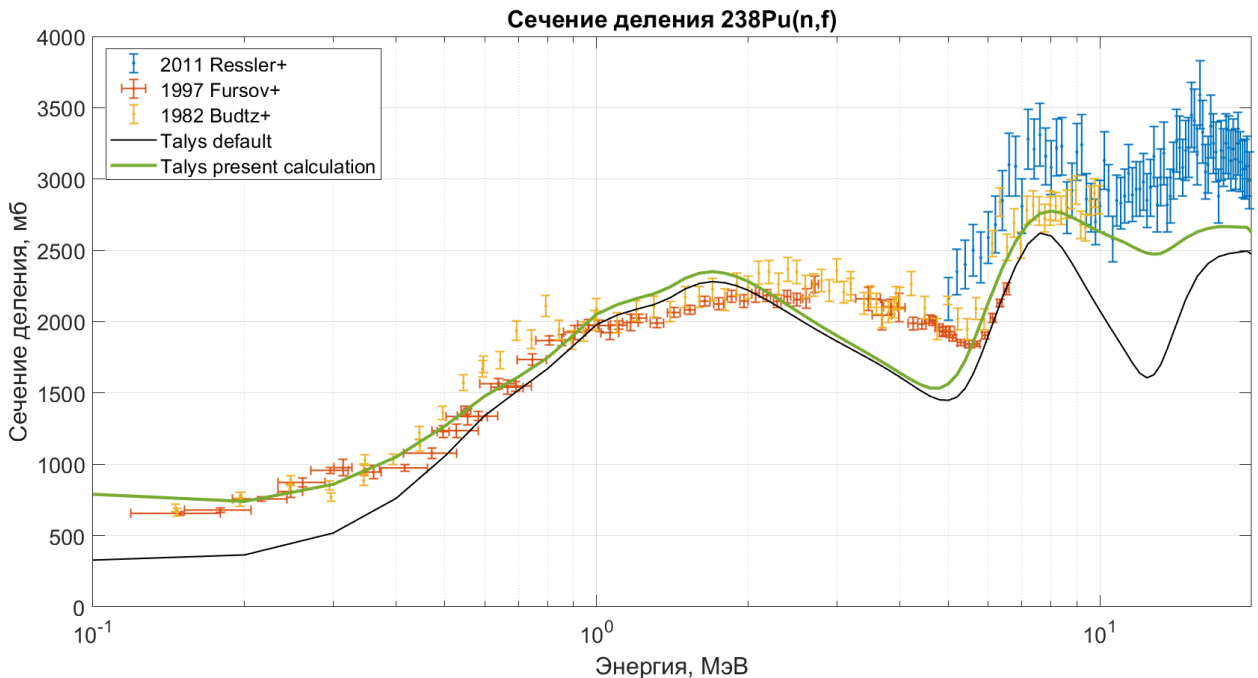


Рисунок 2 — Сечение деления  $^{238}\text{Pu}(n,f)$ . Кривая `Talys present calculation` описывается параметрами из таблицы 1. Экспериментальные данные [15–17].

Подбором параметров (таблица 1) была получена зелёная кривая на рисунке 2, которая несколько лучше согласуется с экспериментом (кривая `Talys present calculation`). Если параметр был изменён, то значение по умолчанию пишется рядом в круглых скобках. При этом сказываются параметры только для 1-го и 2-го шансов деления ( $^{239}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{Pu}$ ); деление  $^{237}\text{Pu}$  практически никак не влияет.

Таблица 1 — Параметры  $B$ ,  $\hbar\omega$ ,  $R_{tm}$ ,  $K_{rc}$  в реакции  $^{238}\text{Pu}(n,f)$  для первого и второго барьеров деления. Параметр `maxrot` = 3, `ldmodel` = 1.

		Барьер 1			Барьер 2			
$A$	$B$	$\hbar\omega$	$R_{tm}$	$K_{rc}$	$B$	$\hbar\omega$	$R_{tm}$	$K_{rc}$
239	6.20	0.90(0.70)	0.6	1.0	5.70	2.00	1.0	1.0
238	5.30	0.90	5.0(0.6)	8.0(1.0)	4.10(5.10)	0.60	1.0	1.0

## 2.2 Сечение деления $^{239}\text{Pu}$ нейтронами

В случае с ядром-мишенью  $^{239}\text{Pu}$  кривая с параметрами по умолчанию также не описывает экспериментальные данные [18; 19] (рисунок 3). Одним из возможных наборов параметров может служить 2. Тогда кривая `Talys present calculation` лучше согласуется с экспериментом. При этом параметры `fishw` и `rtansmom` практически не влияют на ход кривой, из-за чего они не указаны в таблице 2.

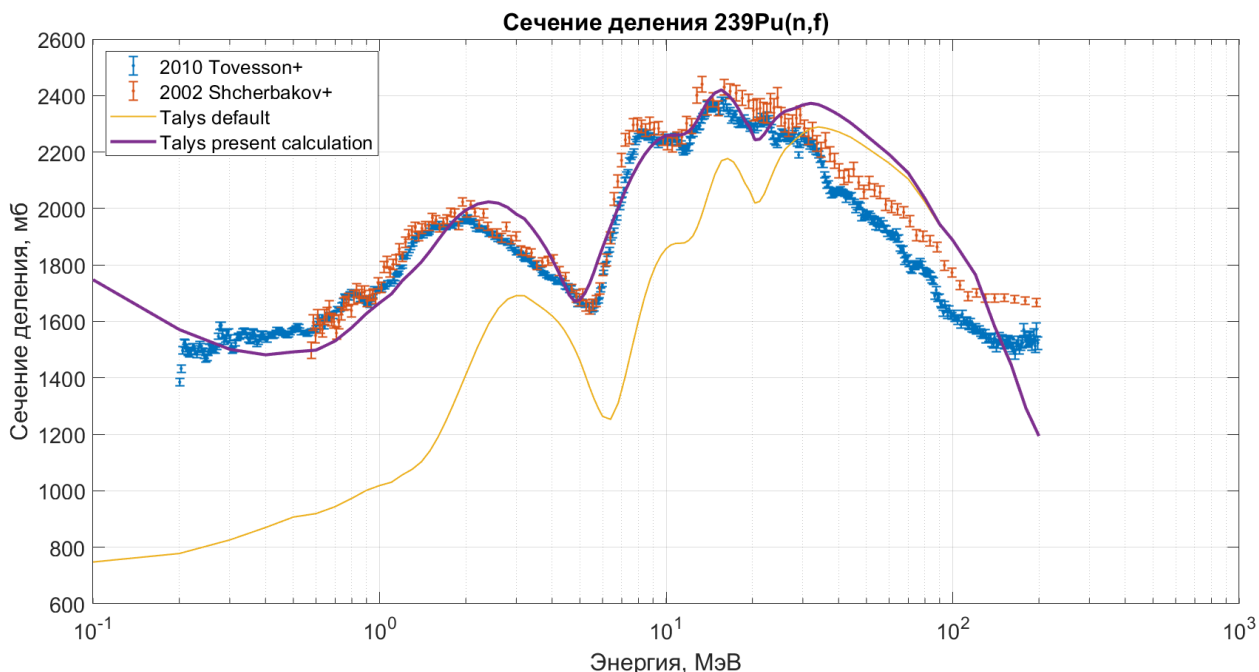


Рисунок 3 — Сечение деления  $^{239}\text{Pu}(n,f)$ . Кривая `Talys present calculation` описывается параметрами из таблицы 2. Экспериментальные данные [18; 19].

Особенностью данного изотопа является большое сечение при малых энергиях. При исходных параметрах наблюдается отклонение от экспериментальных данных примерно в 2 раза. В связи с этим был использован параметр `maxrot` со значением 3 (по умолчанию 2), который был описан ранее вместе с остальными параметрами.

Таблица 2 — Подобранные параметры  $B$  и  $K_{rc}$  в реакции  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  для первого и второго барьеров деления. Параметр  $\text{maxrot} = 3$ ,  $\text{ldmodel} = 1$ .

$A$	Барьер 1		Барьер 2	
	$B$	$K_{rc}$	$B$	$K_{rc}$
240	5.10(6.05)	0.5(1.0)	5.05(5.15)	1.0
239	5.00(6.20)	1.0	5.10(5.70)	1.0
238	5.15(5.60)	1.0	5.10	1.0

### 2.3 Сечение деления $^{240}\text{Pu}$ нейтронами

Здесь также кривая с параметрами по умолчанию не воспроизводит экспериментальные данные [20; 21] (рисунок 4). Поэтому было произведён подбор параметров (кривая `Talys present calculation` из таблицы 4). Также проводится сравнение полученной кривой с одним из результатов работы 2020-го года (таблица 3), проводимой в ПИЯФ [13]; удалось сократить количество требуемых параметров с 22 до 8. При этом отличие кривых на рисунке 4 составляет порядка 1 мб, что практически незаметно.

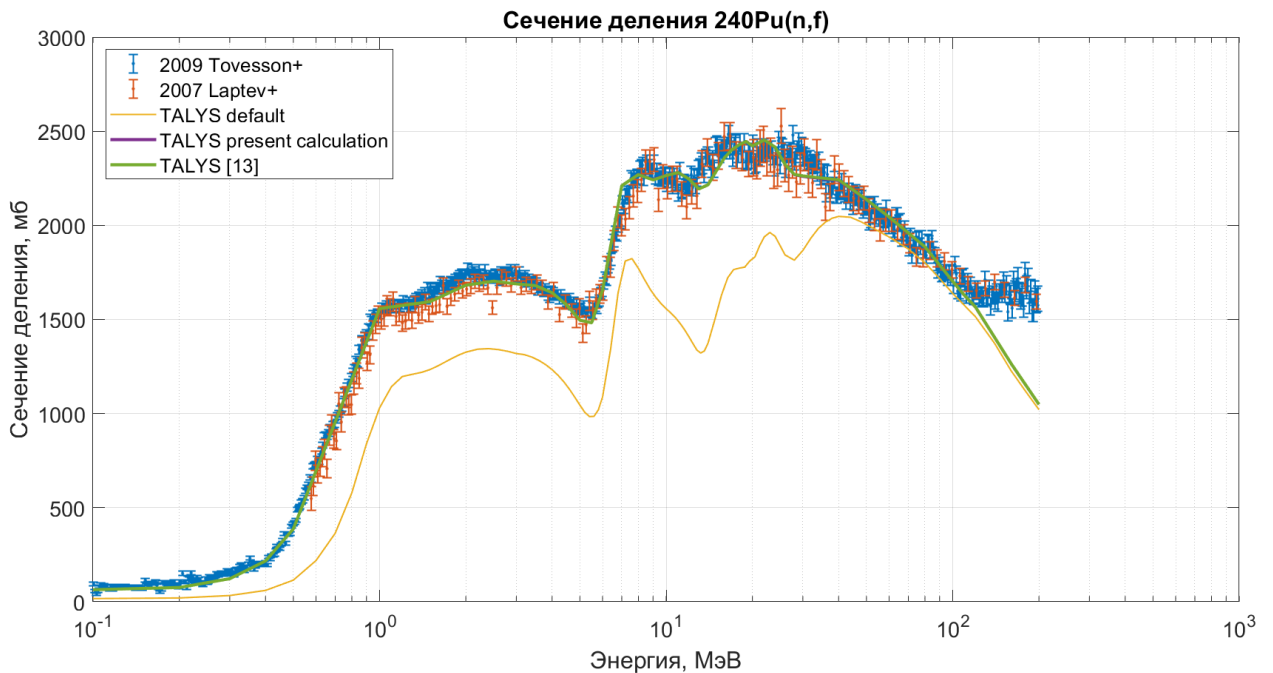


Рисунок 4 — Сечение деления  $^{240}\text{Pu}(n,f)$ . Кривая `Talys present calculation` описывается параметрами из таблицы 4. Экспериментальные данные [20; 21].

Таблица 3 — Параметры  $B$ ,  $\hbar\omega$ ,  $R_{tm}$ ,  $K_{rc}$  для реакции  $^{240}\text{Pu}(n,f)$  для первого и второго барьеров деления в статье [13].

$A$	Барьер 1				Барьер 2			
	$B$	$\hbar\omega$	$R_{tm}$	$K_{rc}$	$B$	$\hbar\omega$	$R_{tm}$	$K_{rc}$
241	6.05(6.15)	0.78(0.70)	0.7(0.6)	1.5(1.0)	5.40(5.50)	0.50	1.0	1.5(1.0)
240	6.07(6.05)	0.90	8.0(0.6)	2.0(1.0)	5.05(5.15)	0.60	8.0(1.0)	4.0(1.0)
239	6.10(6.20)	0.80(0.70)	0.7(0.6)	1.5(1.0)	5.60(5.70)	0.50	1.0	1.5(1.0)
238	5.60	0.90	4.0(0.6)	1.0	5.00(5.10)	0.60	4.0(1.0)	2.0(1.0)

Таблица 4 — Подобранные параметры  $B$  и  $K_{rc}$  в реакции  $^{240}\text{Pu}(n,f)$  для первого и второго барьеров деления. Параметр `maxrot` = 3, `ldmodel` = 1.

$A$	Барьер 1		Барьер 2	
	$B$	$K_{rc}$	$B$	$K_{rc}$
241	6.00(6.15)	1.0	5.10(5.50)	1.0
240	5.85(6.05)	2.0(1.0)	4.30(5.15)	1.0
239	6.00(6.20)	1.0	5.30(5.70)	4.0(1.0)
238	5.30(5.60)	1.0	5.10	1.0

## 2.4 Поиск оптимального набора параметров изотопов

Как можно заметить, параметры  $B$ ,  $\hbar\omega$ ,  $R_{tm}$ ,  $K_{rc}$  для сечений деления  $^{240}\text{Pu}(n,f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  и  $^{238}\text{Pu}(n,f)$  для одних и тех же изотопов отличаются, поэтому эти параметры надо согласовать, т.е. сделать так, чтобы для одной модели плотности ядерных уровней был один набор параметров для всех трёх реакций. Далее представлена сравнительная сводка для трёх реакций, где на каждом графике представлены кривые для трёх моделей плотности уровней; соответствующие параметры отражены в таблицах 5, 6, 7.

### 2.4.1 Сечение деления $^{238}\text{Pu}$ нейтронами в различных моделях плотности уровней

На картинке 5 приведены три кривые, соответствующие модели Гильберта-Камерона (`ldmodel` 1, таблица 5), модели ферми-газа с обратным смещением (`ldmodel` 2, таблица 6) и сверхтекучей модели (`ldmodel` 3, таблица 7). Наилучшим образом согласуется зелёная кривая (первая модель); для остальных заметно сильное отклонение при низких энергиях  $\sim 0.1$  МэВ и при  $\sim 1$  МэВ.

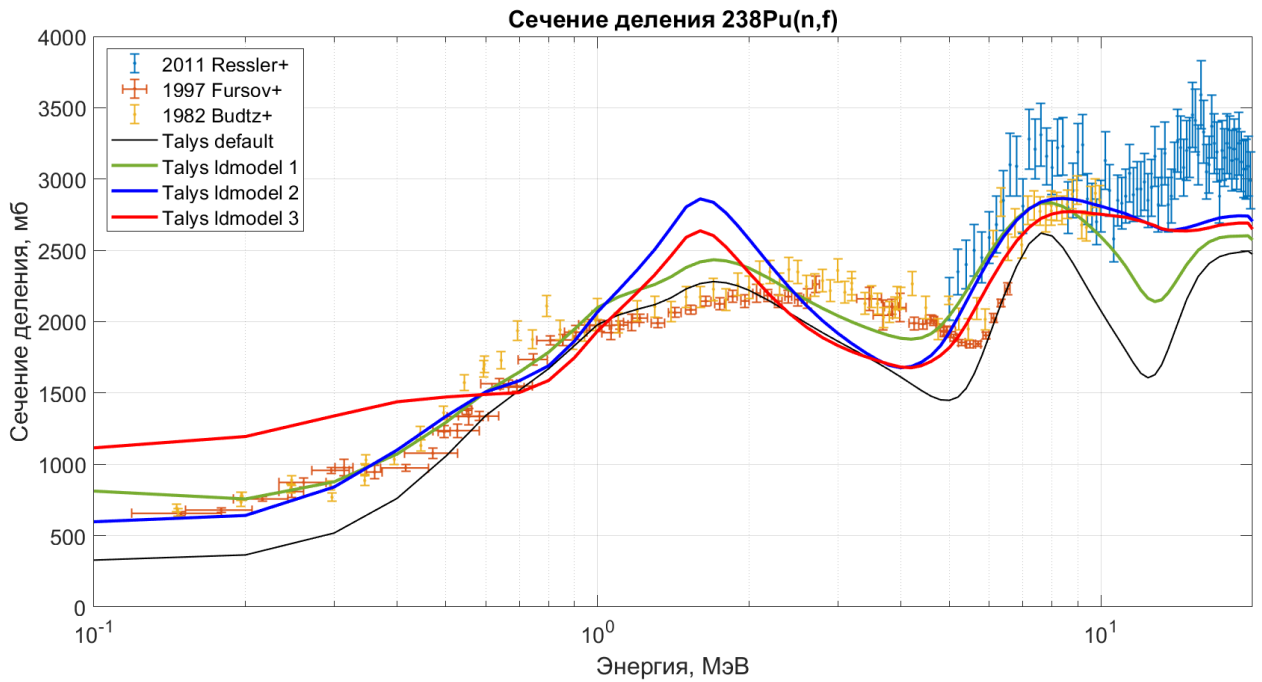


Рисунок 5 — Сечение деления  $^{238}\text{Pu}(n,f)$ . Три кривых для различных моделей плотности ядерных уровней lmodel 1, lmodel 2, lmodel 3 описываются параметрами из таблиц 5, 6 и 7 соответственно. Экспериментальные данные [15–17].

#### 2.4.2 Сечение деления $^{239}\text{Pu}$ нейтронами в различных моделях плотности уровней

На рисунке 6 изображены результаты моделирования сечений деления  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  с параметрами, взятыми из таблиц 5, 6, 7. Заметно сильное отклонение всех кривых от экспериментальных данных в области 8–10 МэВ, а также после 12 МэВ.

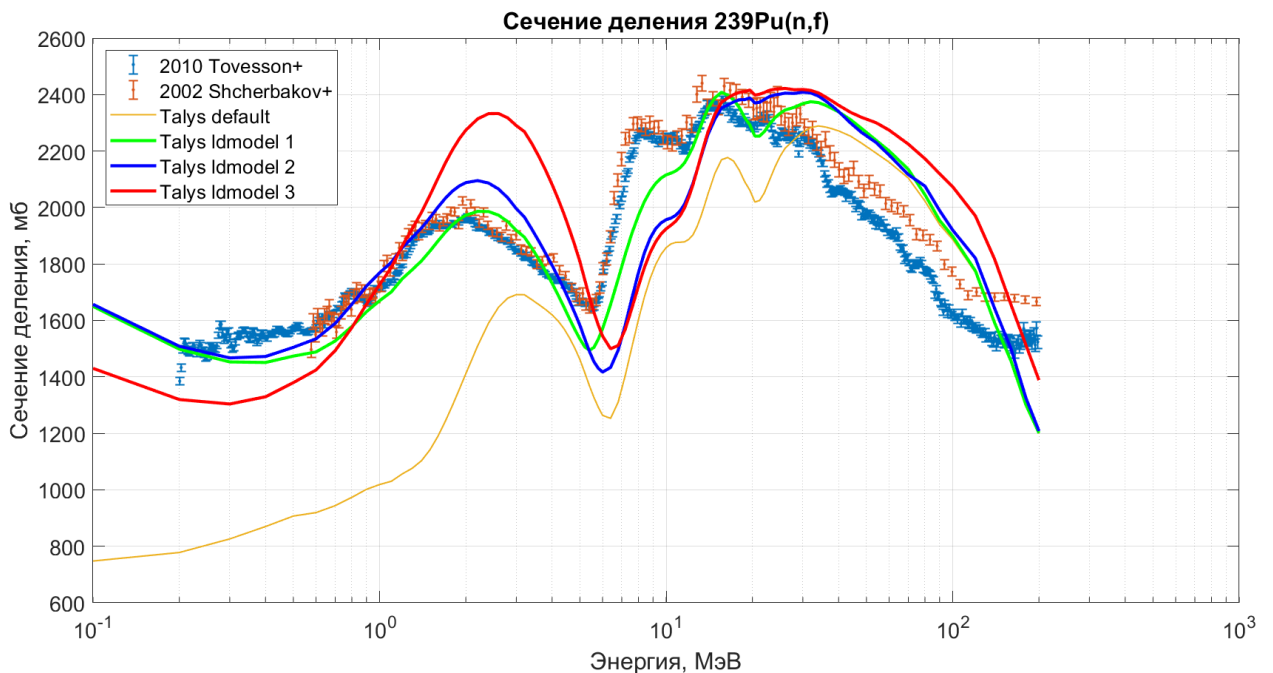


Рисунок 6 — Сечение деления  $^{239}\text{Pu}(n,f)$ . Три кривых для различных моделей плотности ядерных уровней lmodel 1, lmodel 2, lmodel 3 описываются параметрами из таблиц 5, 6 и 7 соответственно. Экспериментальные данные [18; 19].

### 2.4.3 Сечение деления $^{240}\text{Pu}$ нейтронами в различных моделях плотности уровней

На рисунке 7 приведены кривые для трёх моделей плотности уровней, а также результат из статьи [13]. Для всех моделей заметно отклонение около 10–12 МэВ, что соответствует третьему шансу деления; однако при попытке это поправить, т. е. изменить соответствующие параметров для ядра  $^{239}\text{Pu}$ , резко меняется ход кривой в реакции деления  $^{238}\text{Pu}(n,f)$ .

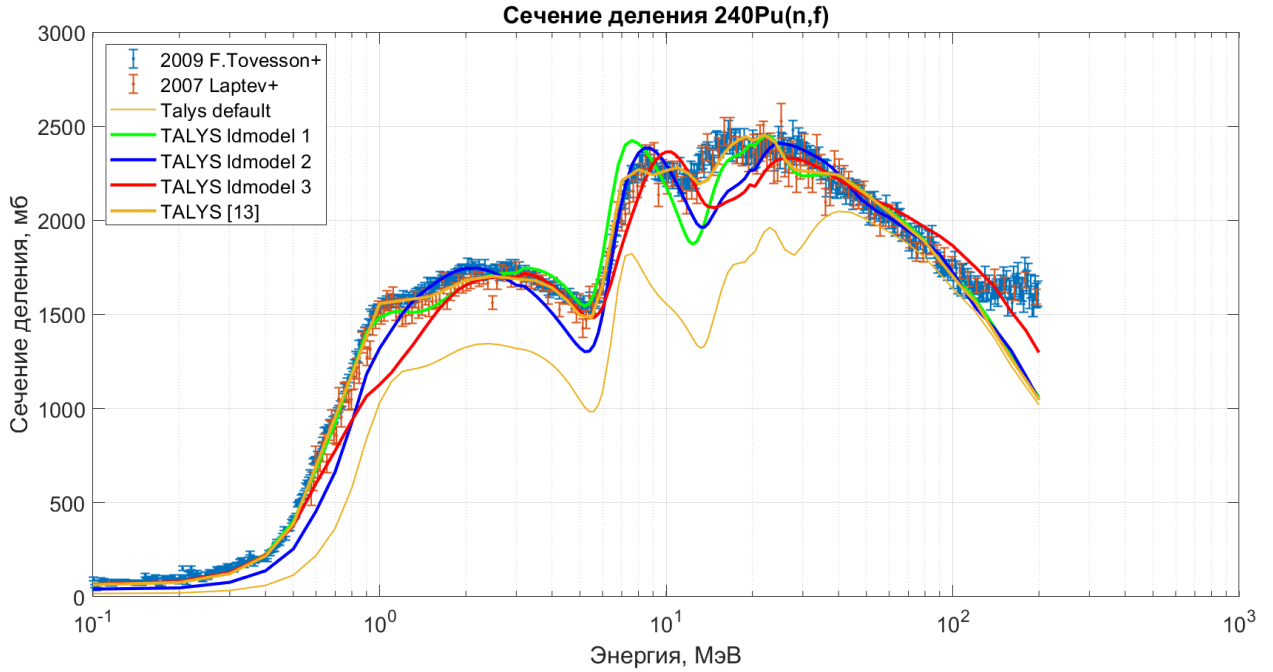


Рисунок 7 — Сечение деления  $^{240}\text{Pu}(n,f)$ . Три кривых для различных моделей плотности ядерных уровней ldmmodel 1, ldmmodel 2, ldmmodel 3 описываются параметрами из таблиц 5, 6 и 7 соответственно. Экспериментальные данные [20; 21].

Таблица 5 — Параметры  $B$ ,  $\hbar\omega$ ,  $R_{tm}$ ,  $K_{rc}$  для реакций деления  $^{240}\text{Pu}(n,f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  и  $^{238}\text{Pu}(n,f)$  для первого и второго барьеров деления в модели Гильберта-Камерона. Параметр `maxrot` равен 3, `ldmodel` = 1.

$A$	Барьер 1				Барьер 2			
	$B$	$\hbar\omega$	$R_{tm}$	$K_{rc}$	$B$	$\hbar\omega$	$R_{tm}$	$K_{rc}$
241	6.00(6.15)	0.70	0.8(0.6)	1.0	5.10(5.50)	0.50	1.0	1.0
240	5.90(6.05)	0.90	6.0(0.6)	1.0	4.95(5.15)	0.60	5.0(1.0)	1.0
239	5.80(6.20)	0.90(0.70)	0.6	1.0	5.70	(2.00)0.50	1.0	1.0
238	5.30(5.60)	0.90	5.0(0.6)	1.0	4.10(5.10)	0.60	1.0	1.0

Таблица 6 — Параметры  $B$ ,  $\hbar\omega$ ,  $R_{tm}$ ,  $K_{rc}$  для реакций деления  $^{238}\text{Pu}(n,f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  и  $^{240}\text{Pu}(n,f)$  для первого и второго барьеров деления в модели ферми-газа с обратным смещением. Параметр `maxrot` равен 3, `ldmodel` = 2.

$A$	Барьер 1				Барьер 2			
	$B$	$\hbar\omega$	$R_{tm}$	$K_{rc}$	$B$	$\hbar\omega$	$R_{tm}$	$K_{rc}$
241	6.05(6.15)	0.70	0.6	1.3(1.0)	5.10(5.50)	0.50	1.0	(2.0)1.0
240	5.80(6.05)	0.90	0.6	1.0	5.00(5.15)	0.60	1.0	(2.0)1.0
239	6.10(6.20)	0.70	(5.0)0.6	1.0	5.30(5.70)	(5.00)0.50	1.0	(2.0)1.0
238	4.60(5.60)	0.90	5.0(0.6)	(4.0)1.0	4.60(5.10)	0.60	(5.0)1.0	(5.0)1.0

Таблица 7 — Параметры  $B$ ,  $\hbar\omega$ ,  $R_{tm}$ ,  $K_{rc}$  для реакций деления  $^{238}\text{Pu}(n,f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  и  $^{240}\text{Pu}(n,f)$  для первого и второго барьеров деления в сверхтекучей модели. Параметр `maxrot` равен 3, `ldmodel` = 3.

$A$	Барьер 1				Барьер 2			
	$B$	$\hbar\omega$	$R_{tm}$	$K_{rc}$	$B$	$\hbar\omega$	$R_{tm}$	$K_{rc}$
241	5.95(6.15)	0.70	0.6	1.3(1.0)	5.00(5.50)	0.50	1.0	(2.0)1.0
240	5.70(6.05)	0.90	0.6	1.0	5.20(5.15)	0.60	1.0	(2.0)1.0
239	5.95(6.20)	0.70	0.6	1.0	5.00(5.70)	0.50	1.0	(5.0)1.0
238	4.60(5.60)	0.90	0.6	(8.0)1.0	4.60(5.10)	0.60	1.0	1.0

## Заклучение

Работа состояла в согласовании теоретического описания ядерных реакций на примере изотопов Pu с помощью программного комплекса TALYS с экспериментальными данными, в частности, из ПИЯФ – НИЦ КИ.

При проведении моделирования с параметрами по умолчанию наблюдаются значительные отклонения от экспериментальных данных. Это означает, что параметры, используемые по умолчанию в библиотеке RIPL-3 [5], определённо должны быть модифицированы. Задача усложняется тем, что нужно согласовать параметры для разных ядер-мишеней.

Был проведён подбор параметров для трёх разных моделей плотности ядерных уровней: модель Гильберта-Камерона, ферми-газ с обратным смещением и сверхтекучая модель. Каждое сечение по отдельности может быть достаточно точно воспроизведено, однако сразу все три сечения подобным образом воспроизвести не удалось: во-первых, зачастую для лучшего хода кривой приходится изменять параметры по умолчанию в несколько раз. Во-вторых, в каждом случае наблюдаются значительные отклонения от экспериментальных данных. Вполне возможно, нужны другие параметры и, соответственно, обоснование их использования. Также одним из вариантов обоснования наблюдаемого отклонения являются какие-либо упущения в самом алгоритме расчёта.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Том 1. Одночастичное движение. — Мир, 1971.
2. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Том 2. Деформация ядер. — Мир, 1977.
3. Vautherin D., Brink D. M. Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei // Phys. Rev. C. — 1972. — Т. 5, вып. 3. — С. 626—647.
4. Koning A. J., Rochman D. A. Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System // Nuclear Data Sheets. — 2012. — Т. 113. — С. 2841—2934.
5. Capote R., Herman M., Oblovzinsk'y P., Young P., Goriely S., Belgya T., Ignatyuk A., Koning A., Hilaire S., Plujko V. RIPL—reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations // Nuclear Data Sheets. — 2009. — Т. 110. — С. 3107—3214.
6. Bethe H. A. An Attempt to Calculate the Number of Energy Levels of a Heavy Nucleus // Phys. Rev. — 1936. — Т. 50, вып. 4. — С. 332—341.
7. Соколов Ю. Плотность уровней атомных ядер. — Москва : Энергоатом, 1990.
8. Gilbert A., Cameron A. G. W. A composite nuclear-level density formula with shell corrections // Canadian Journal of Physics. — 1965. — Т. 43. — С. 1446—1496.
9. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M. Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range  $40 < A < 250$  // Nuclear Physics. — 1973. — Т. 217. — С. 269—298.
10. Ignatyuk A. V., Weil J. L., Raman S., Kahane S. Density of discrete levels in  $^{116}\text{Sn}$  // Phys. Rev. C. — 1993. — Т. 47, вып. 4. — С. 1504—1513.
11. Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R. Microscopic Theory of Superconductivity // Phys. Rev. — 1957. — Т. 106, вып. 1. — С. 162—164.
12. Vorobyev A., Gagarski A., Shcherbakov O., Vaishnene L., Kuz'mina T., Barabanov A. Angular distributions and anisotropy of fission fragments from neutron-induced fission of  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , and nat Pb in energy range 1–200 MeV // EPJ Web of Conferences. — 2020. — Т. 239. — С. 05007.
13. Воробьев А. С., Гагарский А. М., Щербakov О. А., Вайшнене Л. А., Барabanov А. Л. Измерение угловых распределений осколков деления  $^{240}\text{Pu}$  нейтронами с энергиями 1–200 мэВ и их модельный анализ // Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики. — 2020. — Т. 112, 5–6(9). — С. 343—351.
14. Vorobyev A. S., Gagarski A. M., Shcherbakov O. A., Vaishnene L. A., Barabanov A. L., Kuz'mina T. E. Measurement of the  $^{236}\text{U}$  fission cross section and angular distributions of fragments from fission of  $^{235}\text{U}$  and  $^{236}\text{U}$  in the neutron-energy range of 0.3–500 MeV // Phys. Rev. C. — 2023. — Т. 108, вып. 1. — С. 014621.
15. Ressler J. J., Harke J. T., Escher J. E., Angell C. T., Basunia M. S., Beausang C. W., Bernstein L. A., Bleuel D. L., Casperson R. J., Goldblum B. L., Gostic J., Hatarik R., Henderson R., Hughes R. O., Munson J., Phair L. W., Ross T. J., Scielzo N. D., Swanberg E., Thompson I. J., Wiedeking M. Surrogate measurement of the  $^{238}\text{Pu}(n,f)$  cross section // Phys. Rev. C. — 2011. — Т. 83, вып. 5. — С. 054610.
16. Fast Neutron Induced Fission Cross Sections of Some Minor Actinides. — Trieste, Italy, 1997. — С. 488. — (International Conference on Nuclear Data for Science and Technology).



17. Neutron induced fission cross section of Pu-238 in the energy range from 5 eV to 10 MeV. — Antwerp, Belgium, 1982. — C. 206. — (International Conference on Nuclear Data for Science and Technology).
18. *Tovesson F., Hill T. S.* Cross Sections for  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  and  $^{241}\text{Pu}(n, f)$  in the Range  $E_n = 0.01$  eV to 200 MeV // Nuclear Science and Engineering. — 2010. — T. 165, № 2. — C. 224–231.
19. *Shcherbakov O., Donets A., Evdokimov A., Fomichev A., Fukahori T., Hasegawa A., Laptev A., Maslov V., Petrov G., Soloviev S., Tuboltsev Y., Vorobyev A.* Neutron-Induced Fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , natPb and  $^{209}\text{Bi}$  Relative to  $^{235}\text{U}$  in the Energy Range 1-200 MeV // Journal of Nuclear Science and Technology. — 2002. — T. 39, sup2. — C. 230–233.
20. *Tovesson F., Hill T. S., Mocko M., Baker J. D., McGrath C. A.* Neutron induced fission of  $^{240,242}\text{Pu}$  from 1 eV to 200 MeV // Phys. Rev. C. — 2009. — T. 79, вып. 1. — C. 014613.
21. Fast Neutron-Induced Fission of Some Actinides and Sub-Actinides. — Sanibel, Island, 2007. — C. 462. — (Fission and properties of neutron-rich nuclei).