

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УДК 539.12

ОТЧЕТ
О научно-исследовательской работе

**ОБРАЗОВАНИЕ АКСИОНОВ В ЯДЕРНЫХ
ПЕРЕХОДАХ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В
АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА**

Научный руководитель

(доц., к.ф.-м.н.)

_____ Е. А. Литвинович

Студент

_____ С. А. Задорожная

Москва, 2026

Содержание

1	ВВЕДЕНИЕ	3
2	ГАММА-ПЕРЕХОДЫ	6
2.1	Гамма-излучение и гамма-переходы	6
2.2	Электрические переходы EL	8
2.3	Магнитные переходы ML	9
2.4	Образование аксионов	9
3	МАССОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙ- ТРОНАХ	13
3.1	Массовое распределение U-235 и Pu-239	13
4	АНАЛИЗ БАЗЫ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ENSDF	15
4.1	Структура данных	15
4.2	Обработка и анализ	15
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	24

1 ВВЕДЕНИЕ

Тёмная материя составляет около 22% материи Вселенной, однако её природа остаётся неизвестной. Аксион [1, 2] — гипотетическая лёгкая нейтральная частица, первоначально введённая для решения сильной CP-проблемы в квантовой хромодинамике [3], — является одним из наиболее перспективных кандидатов на роль частиц тёмной материи.

Экспериментальный поиск аксионов сопряжён со значительными трудностями и требует использования интенсивных источников частиц и излучения. В данной работе исследуется методология прямого лабораторного поиска, основанная на применении мощного источника гамма-квантов — ядерного реактора. Рассматриваются перспективы обнаружения аксионов, рождающихся в активной зоне реактора за счёт электромагнитных процессов, в частности M1-переходов.

Особый интерес представляет изучение эмиссии аксионов при делении различных изотопов, таких как U-235 и Pu-239, которые вносят основной вклад в энерговыделение тепловых реакторов. Систематический анализ M1-переходов в осколках деления этих изотопов позволяет оценить интенсивность потока аксионов и выделить наиболее информативные каналы для экспериментального поиска.

Таким образом, для работы в этом семестре определены следующие:

Цель: Рассчитать ожидаемый поток аксионов, образующихся в M1-переходах осколков деления $U - 235$ и $Pu - 239$ в активной зоне ядерного реактора на основе анализа ядерных данных и построения графической зависимости интенсивности выхода аксионов.

Задачи:

1. Отбор и анализ осколков деления $U - 235$ и $Pu - 239$ тепловыми нейтронами, которые испытывают M1-переходы.
2. Учёт энергетических и вероятностных характеристик M1-переходов для отобранных осколков.
3. Построение графика зависимости предполагаемой эмиссии аксионов в M1-переходах в активной зоне реактора с учётом выхода осколков и вероятности данного перехода.

Актуальность. Одной из центральных нерешенных проблем современной физики является природа скрытой массы Вселенной — темной материи. Аксион, изначально предложенный для решения CP-проблемы в квантовой хромодинамике, в настоящее время рассматривается как один из наиболее обоснованных кандидатов на роль частиц, составляющих темную материю. Существующие модели аксиона предполагают его чрезвычайно слабое взаимодействие с веществом, что объясняет трудности его экспериментального обнаружения. Для проверки этих моделей критически важно исследовать весь доступный диапазон масс и констант связи.

Особый интерес представляет рождение аксионов в магнитных дипольных (M1) ядерных переходах. В активной зоне ядерного реактора, где происходит деление $U - 235$ и $Pu - 239$, образуется множество короткоживущих осколков с M1-переходами. Эти переходы порождают аксионы с энергией до 4 МэВ. Данный диапазон энергий (1–4 МэВ) является наименее изученной областью в спектре возможных аксионных масс: астрофизические методы наиболее чувствительны к легким аксионам (с энергиями порядка кэВ), а эксперименты на ускорителях нацелены на поиск частиц с массами в десятки МэВ и выше. Прямой поиск аксионов в этом промежутке на реакторе представляет собой сложнейшую экспериментальную задачу из-за колоссального фона от гамма-излучения из активной зоны и мощного потока нейтронов. Тем не менее, именно эта сложность делает необходимым предварительный расчёт суммарного потока аксионов от $U - 235$ и $Pu - 239$, чтобы определить принципиальную возможность выделения полезного сигнала над фоном.

Современное состояние исследований. Ранее исследования M1-аксионов проводились в целом ряде экспериментов с использованием различных методов. В эксперименте [4] производился поиск солнечных аксионов, излучаемых при M1-переходе в $7Li^*$, с помощью прототипа детектора Bogerino. В [5] авторы исследуют возможность обнаружения аксиона при M1-переходах изомерных ядер, в частности, при распаде ядра $125mTe$. Для этого анализируется энергетический спектр фотонов и электронов, возникающих при распаде. Поиску M1-аксионов, образующихся в активной зоне ядерного реактора, посвящена работа [6]. Основным каналом поиска был изовекторный M1-переход в реакции $p(n, \gamma)d$ с энергией 2230 кэВ. Этот

канал оказался наиболее чувствительным в эксперименте.

2 ГАММА-ПЕРЕХОДЫ

2.1 Гамма-излучение и гамма-переходы

Гамма-излучение

При ядерных реакциях ядро может быть приведено во **возбуждённое состояние**, обладающее избыточной энергией по сравнению с основным. Эти возбуждённые состояния, как правило, крайне неустойчивы и стремятся перейти в более низкоэнергетические уровни с испусканием энергии в виде **гамма-квантов**. Спектр возбуждённых состояний ядра дискретен и характеризуется квантовыми числами: спином, чётностью и энергией. Переходы между уровнями подчиняются **правилам отбора**, определяемым законами сохранения энергии, импульса и момента.

Гамма-переходы

Гамма-излучение представляет собой электромагнитные волны высокой энергии (*в диапазоне от сотен кэВ до нескольких МэВ*), возникающие при переходе ядра из возбужденного состояния в более низкое.

Характеристики гамма-квантов:

- **Энергия** — определяется разностью энергий между начальными и конечными уровнями (в используемой нами базе данных ENSDF обозначается как E_γ).
- **Мультипольность** — гамма-переход может быть электрическим (Е λ) или магнитным (М λ), где λ — мультипольный порядок (например, дипольный, квадрупольный и т.д.); (далее в данной работе мы будем рассматривать чистые и смешанные М1-переходы).
- **Вероятность перехода** — зависит от мультипольности и энергии перехода.
- **Время жизни возбуждённого состояния** — от фемтосекунд до миллисекунд и более, определяется вероятностью излучения.

Механизм гамма-перехода

Гамма-переход — это процесс испускания фотона ядром без изменения его состава. При этом соблюдается закон сохранения энергии (энергия возбуждения превращается в энергию гамма-кванта), а также импульса и момента.

Типичный гамма-переход описывается как мультипольное излучение. Электрические (Е λ) и магнитные (М λ) переходы различаются по характеру взаимодействий, вызывающих излучение: электрические связаны с движением зарядов, магнитные — с циркуляцией токов, включая спины нуклонов.

Правила отбора для гамма-переходов

При гамма-излучении ядро не изменяет своего состава, но могут изменяться его квантовые характеристики. Ограничения на переходы накладываются следующими правилами:

- **Изменение спина:** $\Delta I = 0, \pm 1$ (для дипольных переходов, но запрещено $0 \rightarrow 0$), где I — полный угловой момент ядра

$$I = \sum_i j_i, \quad j = l + s \quad (1)$$

l — орбитальный момент какого-либо нуклона, s — спин этого нуклона, далее берется сумма по всем нуклонам ядра.

- **Чётность:**

— Для электрических переходов Е λ — чётность меняется при нечётном λ :

$$\pi_2 = (-1)^\lambda \times \pi_1 \quad (2)$$

— Для магнитных переходов М λ — чётность:

$$\pi_2 = (-1)^{\lambda+1} \times \pi_1 \quad (3)$$

- Чем выше порядок λ , тем менее вероятен переход.

Переходы с наиболее низким порядком (E1, M1) — наиболее вероятны, в то время как высокомультипольные переходы подавлены.

2.2 Электрические переходы EL

В зависимости от числа L электрические переходы уносят разные угловые моменты (индекс L — мультипольность перехода, она показывает какой минимальный момент импульса уносит гамма-квант).

- **E1 (Дипольный)** уносит момент $L=1$.
- **E2 (Квадрупольный)** уносит момент $L=2$.
- **E3 (Октупольный)** уносит момент $L=3$.
- **E4 (Гексадекапольный)** уносит момент $L=4$.

Чем выше L , тем сложнее колебания заряда.

Правила отбора по спину

Переход происходит между двумя уровнями ядра с полными угловыми моментами I_i (начальный) и I_f (конечный). Уносимый момент L должен лежать в диапазоне:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (4)$$

Правило отбора по чётности

Чётность фотона (P_γ) определяется формулой: $P_\gamma = (-1)^L$ для электрических переходов.

- **E1:** $P_\gamma = (-1)^1 = -1$. Чётность ядра **обязана измениться** ($\pi_i \cdot \pi_f = -1$).
- **E2:** $P_\gamma = (-1)^2 = +1$. Чётность ядра **обязана сохраниться** ($\pi_i \cdot \pi_f = +1$).
- **E3:** $P_\gamma = (-1)^3 = -1$. Чётность **меняется**.
- **E4:** $P_\gamma = (-1)^4 = +1$. Чётность **сохраняется**.

Чётность меняется на **нечётных** L (E1, E3, E5...) и не меняется на **чётных** L (E2, E4, E6...).

2.3 Магнитные переходы ML

Отличие от электрических переходов: **электрические переходы** связаны с колебаниями **формы** заряда ядра (меняется распределение протонов), а **магнитные переходы** — с колебаниями **токов** (меняется распределение спинов и орбитальных моментов нуклонов).

Правило отбора по спину для магнитных переходов такое же, как и для электрических.

Правило отбора по чётности

Чётность, которую уносит фотон при магнитном переходе, задается формулой:

$$P_{\gamma}(ML) = (-1)^{L+1} \quad (5)$$

Т.е. чётность меняется на **чётных** L (M2, M4, M6...) и сохраняется на **нечётных** (M1, M3, M5...). При одинаковом L электрические переходы имеют бóльшую вероятность реализации, чем магнитные. Однако с ростом L вероятность любого перехода сильно уменьшается, т.е. M1 может оказаться вероятнее, чем E2.

2.4 Образование аксионов

Магнитные переходы

Магнитные переходы связаны с:

- спином нуклонов
- магнитными моментами
- спин-орбитальными токами

Именно эти величины входят в структуру аксиального тока, с которым и взаимодействует аксион:

$$\mathcal{L}_{aN} \sim \partial_\mu a \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi \quad (6)$$

Аксион наиболее чувствителен к М1-переходам (в нём меняется спиновая конфигурация нуклонов и не меняется орбитальная структура ядра).

Теоретически рождение аксионов возможно и в других магнитных переходах, однако (как уже было сказано выше) вероятность их обнаружения падает с повышением L . Поэтому в переходах выше, чем М1, аксионы не ищут.

Механика рождения аксиона в М1-переходе

Спин ядра может измениться на $0, \pm 1$ (меняется ориентация магнитного момента ядра), при этом переход из 0 в 0 запрещён.

Чётность не должна меняться (не меняется форма ядра).

Аксион взаимодействует с ядром через **аксиальный (осевой) ток**.

Фотон "чувствует" электрические заряды и токи (оба типа).

Аксион "чувствует" **только спиновую** часть ядерного тока (в лагранжиане взаимодействия аксиона с нуклонами есть член $\sim \partial_\mu a \cdot (\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi)$, где $\gamma^\mu \gamma^5$ — это аксиальная (осевая) компонента тока).

Частица	Спин	Чётность
Фотон (в М1)	1	+1
Аксион (внут)	0	-1

Таблица 1: Характеристики частиц

При испускании аксиона в М1-переходе:

- Ядро меняет момент с I_i на I_f
- Аксион уносит полный момент, равный L , и чётность -1
- Закон сохранения момента: $I_i = I_f + L$
- Закон сохранения чётности: $\pi_i = \pi_f \times ((-1) \cdot (-1)^L)$

То есть аксионный переход не эквивалентен фотонному М1-переходу.

Для М1-перехода мы знаем, что:

1. Чётность не меняется ($\pi_i = \pi_f$) $\rightarrow 1 = (-1)^{L+1} \rightarrow L$ — нечётное \rightarrow наименьшее возможное $L = 1$
2. Тогда аксион уносит $J = L = 1$
3. Сохранение момента: $I_i = I_f + L$, что допускает $\Delta I = 0, \pm 1$

Вывод: аксион может рождаться в M1-переходе, испускаясь с орбитальным моментом 1, что обеспечивает сохранение полного момента и чётности.

Смешанные переходы

Аксион **не может родиться в чистом электрическом переходе (E1, E2...)**, т.к. он взаимодействует с аксиальным током нуклонов, а не с их электрическим зарядом. Он **может родиться в магнитных переходах (M1, M2...)**, что подтверждают эксперименты, но для M1 вероятность максимальна, а для высших мультипольностей (M2, M3...) она заметно ниже.

Аксион является псевдоскалярной частицей (спин 0, отрицательная внутренняя чётность). Его взаимодействие с материей связано с **аксиальным (спиновым) током нуклонов**, а не с их электрическим зарядом.

Электрические мультипольные переходы (E1, E2, ...) формируются за счёт перераспределения **зарядовой плотности ядра**. Поэтому:

- матричный элемент аксионного рождения в E λ -переходах оказывается сильно подавлен.
- основной вклад электрических операторов не «виден» аксиону на уровне ведущего взаимодействия.

Именно поэтому аксионное излучение в E1-переходах либо отсутствует, либо крайне мало по сравнению с фотонным каналом.

Но иногда переход может быть не чистым M1 или E2, а представляет собой **смесь** (например, M1 + E2). Это возможно, если:

- $\Delta I = 1$ (разрешено и для M1, и для E2)

- Чётность не меняется (подходит и M1, и E2)

Однако в таком случае аксион будет испускаться только через ту компоненту, которая совместима с его квантовыми числами, т.е. вклад будет вносить магнитная мультипольность, в частности M1. (Замечание: другие комбинации электрических и магнитных переходов тоже возможны, рассуждения для них будут аналогичны рассуждениям, приведённым ниже для перехода M1+E2) Амплитуда излучения определяется формулой:

$$A = A(M1) + \delta(E2), \quad (7)$$

где δ — коэффициент смешивания. Интенсивность смешанного пререхода $I \propto |A|^2$, а δ определяется как отношение амплитуд (отношение матричных элементов) высшей и низшей мультипольностей. Для $M1 + E2$:

$$\delta = C \frac{\langle J_f || \mathcal{M}(E2) || J_i \rangle}{\langle J_f || \mathcal{M}(M1) || J_i \rangle} = \frac{A(E2)}{A(M1)}, \quad (8)$$

где \mathcal{M} — некоторый оператор перехода, зависящий от типа этого перехода, C — некоторый нормировочный множитель, J_i и J_f — полные угловые моменты ядра в начальном и конечном состояниях. Заметим, если $|\delta| \ll 1$, то доминируем M1-канал.

Итак аксионный выход будет пропорционален M1-компоненте γ -перехода, так как аксион взаимодействует через тот же спиново-магнитный оператор. Это значит, что в общем случае интенсивность смешанного перехода не равна интенсивности рождения аксиона.

3 МАССОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

3.1 Массовое распределение U-235 и Pu-239

Из [7] известно, что **массовое распределение осколков деления** — это распределение продуктов деления атомных ядер по массовым числам. Оно показывает, в каких пропорциях образуются осколки с разными массовыми числами при распаде тяжёлого ядра.

Форма массового распределения зависит от делящегося ядра (U^{235} , Pu^{239} , U^{238} и др.), а также от энергии нейтронов, вызывающих деление. U^{235} и Pu^{239} делятся тепловыми нейтронами, поэтому асимметрия их массового распределения более выражена (имеются чёткие пики).

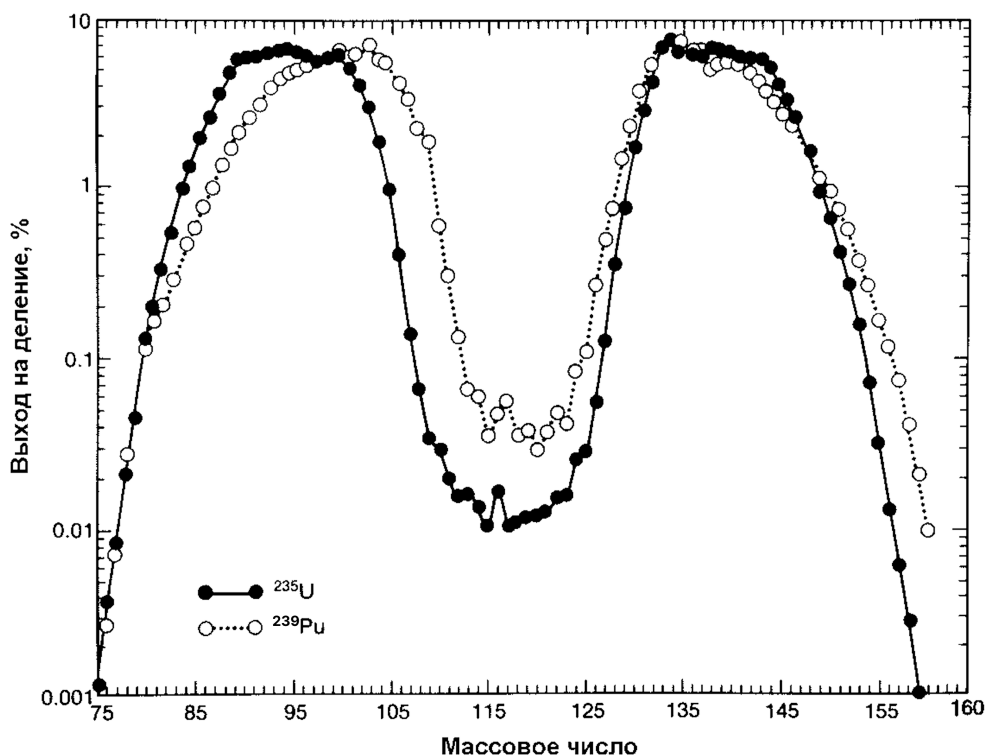


Рис. 1: Массовое распределение осколков деления U^{235} и Pu^{239} тепловыми нейтронами

Так как вероятность образования осколка повышается, если он находится в пике массового распределения, для рассмотрения были выбраны осколки

с массовыми числами $72 < A_{U^{235}} < 161$ для U^{235} и $70 < A_{Pu^{239}} < 165$ для Pu^{239} соответственно.

4 АНАЛИЗ БАЗЫ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ENSDF

4.1 Структура данных

Исходные данные о M1-переходах в осколках деления U-235 и Pu-239 получены из библиотеки оценённых ядерных данных ENSDF. Данные представлены в виде CSV-файлов, содержащих 7 столбцов, разделённых точкой с запятой.

Описание столбцов данных:

1. **Столбец 1 (Z)** — зарядовое число ядра-осколка (целое).
2. **Столбец 2 (A)** — массовое число ядра-осколка (целое). Для урана применялся фильтр $72 < A < 161$, для плутония — $70 < A < 165$, чтобы A принадлежало промежутку значений массового распределения.
3. **Столбец 3 (Элемент)** — символ химического элемента.
4. **Столбец 4 (E_γ [кэВ])** — энергия гамма-кванта, кэВ.
5. **Столбец 5 (Переходы)** — мультипольность перехода; для анализа отобраны только переходы, содержащие M1.
6. **Столбец 6 (Относительная интенсивность)** — интенсивность гамма-линии в процентах.
7. **Столбец 7 (Вероятность)** — выход осколка деления (вероятность образования данного нуклида при одном акте деления). Сумма выходов по всем осколкам нормирована на 2, что соответствует образованию двух осколков на одно деление.

4.2 Обработка и анализ

На данном этапе при отборе осколков для анализа были сделаны следующие допущения:

1. В рассмотрении участвовали осколки U^{235} и Pu^{239} с известными вероятностями распада.
2. Массовые числа выбранных осколков принадлежат следующим диапазонам: $72 < A_{U^{235}} < 161$ для U^{235} и $70 < A_{Pu^{239}} < 165$ для Pu^{239} соответственно.
3. Вероятность чистого и смешанного М1-перехода рассчитывалась как $\frac{I_\gamma[\%]}{100}$, где I_γ — вероятность γ -перехода в %. Это является допущением, так как вероятность смешанного γ -перехода в общем случае не равна вероятности М1-перехода, как уже было показано ранее.
4. В случае отсутствия данных об интенсивности γ -перехода, I_γ принималась равной 100%.
5. Значения интенсивности вида "159 LE" интерпретировались как верхний предел, при этом использовалась половина указанного числа.
6. Вероятность получения аксиона в М1-канале смешанного перехода принималась равной вероятности всего смешанного перехода.
7. При расчёте потока учитывалась доля U^{235} (0,6) и Pu^{239} (0,3) в среднем по кампании.

Было рассчитано число делений в активной зоне реактора на примере ВВЭР-1000. Этот расчёт основан на следующем:

Тепловая мощность реактора (3000 МВт) соответствует энергии, выделяющейся при делении ядер. При каждом делении ядра урана-235 выделяется около 200 МэВ энергии. Переведя это значение в джоули, получим:

$$200 \text{ МэВ} = 200 \times 10^6 \times 1,602 \times 10^{-19} \text{ Дж} \approx 3,204 \times 10^{-11} \text{ Дж}.$$

Чтобы найти число делений в секунду, нужно разделить общую мощность на энергию одного деления:

$$N = \frac{3000 \times 10^6 \text{ Вт}}{3,204 \times 10^{-11} \text{ Дж}} \approx 9,36 \times 10^{19} \text{ делений/с}.$$

При построении зависимостей полученное число делений умножалось на долю U^{235} или Pu^{239} в среднем по кампании. Обозначим этот коэффициент α .

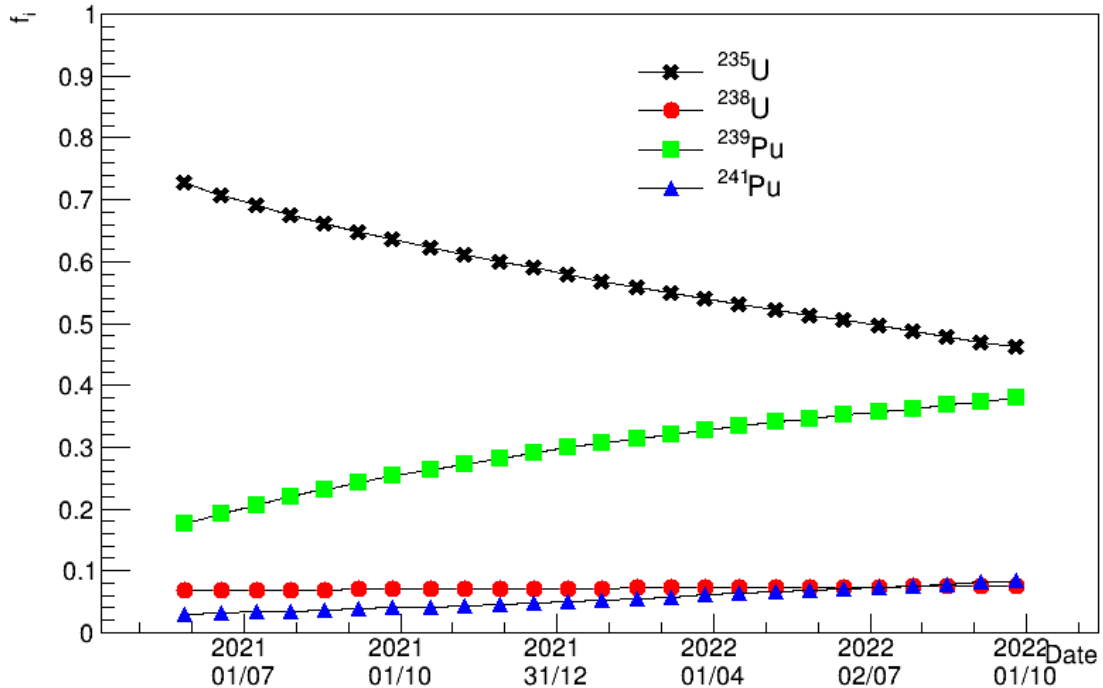


Рис. 2: Изменение долей U^{235} и Pu^{239} в ходе реакторной кампании.

Для U^{235} коэффициент α был выбран равным 0.6, для Pu^{239} — 0.3.

Расчёт потока производился по следующей формуле:

$$\Phi_i = N_f \cdot I_{\gamma,i} \cdot Y_i \cdot \alpha, \quad (9)$$

где Φ_i — полный поток аксионов для данного перехода i в секунду, N_f — полное число делений в секунду в реакторе, $I_{\gamma,i}$ — вероятность М1-перехода, переведенная в доли, Y_i — независимый выход осколка, α — средняя доля нуклида в реакторе. Тогда полный поток есть сумма потоков для каждого перехода.

Дифференциальный поток был рассчитан по следующей формуле:

$$\left. \frac{dN}{dE} \right|_{\text{bin}} = \frac{1}{\Delta E} \sum_{E_i \in \text{bin}} \Phi_i, \quad (10)$$

где:

- $\frac{dN}{dE} \Big|_{\text{bin}}$ — дифференциальный поток аксионов в энергетическом бине [$\text{с}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1}$];
- ΔE — ширина энергетического бина [кэВ];
- Φ_i — вклад одного перехода в полный поток [с^{-1}];
- Сумма берётся по всем переходам, энергия которых E_i попадает в данный бин.

По полученным данным было построено 7 графиков:

На рисунках 3 и 4 представлена зависимость количества М1-переходов в осколках деления U^{235} и Pu^{239} без учёта вероятностей образования осколков и вероятности М1-перехода и с учётом вероятностей образования осколков и вероятности М1-перехода соответственно.

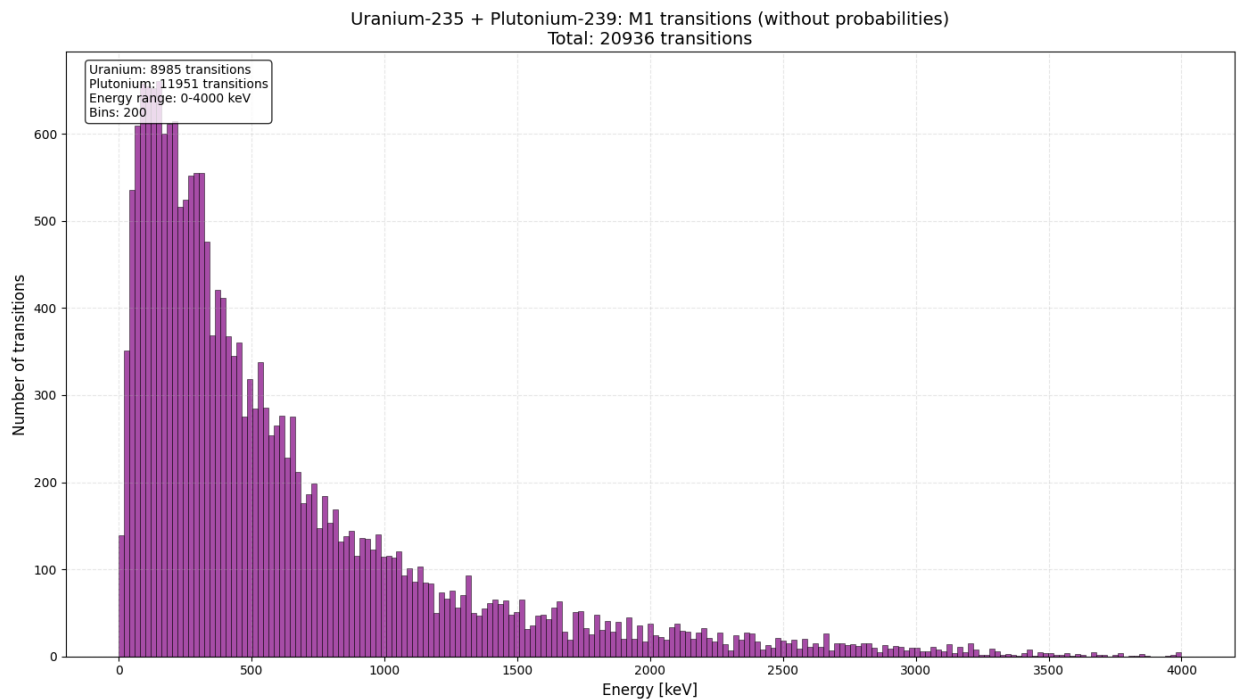


Рис. 3: Зависимость количества М1-переходов в осколках деления U^{235} и Pu^{239} без учёта вероятностей образования осколков и вероятности М1-перехода.

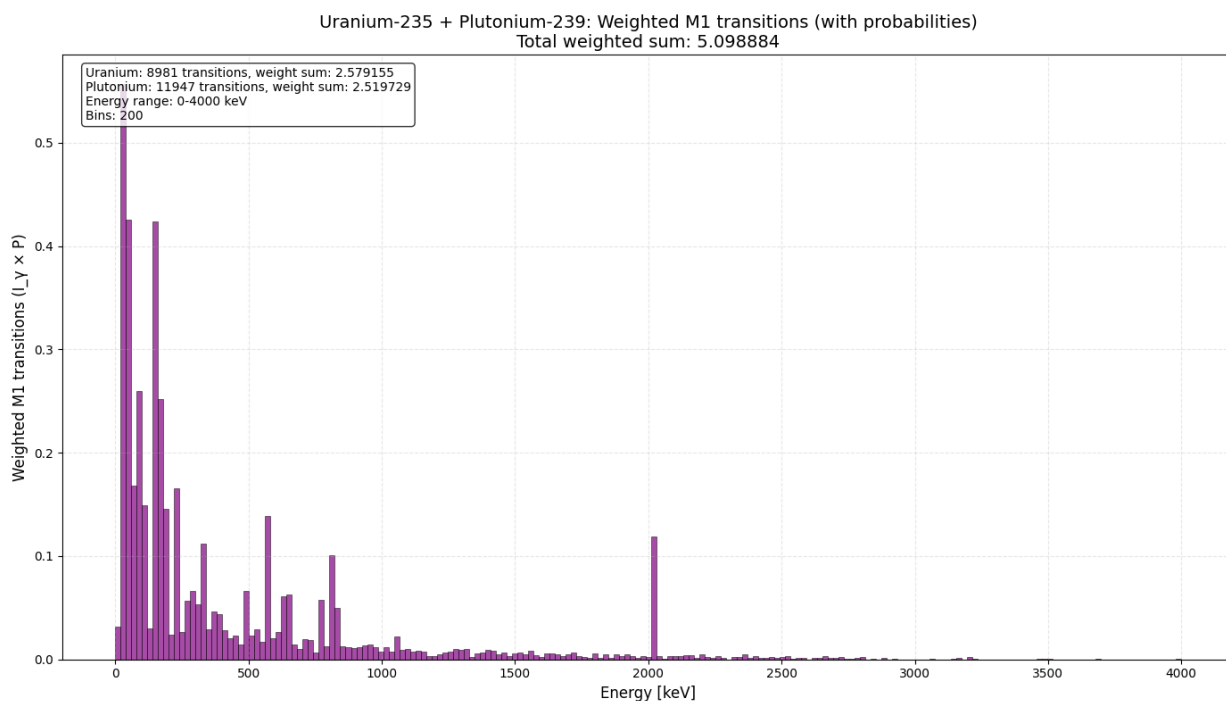


Рис. 4: Зависимость количества M1-переходов в осколках деления U^{235} и Pu^{239} с учётом вероятностей образования осколков и вероятности M1-перехода.

Можно заметить, что большинство переходов имеют невысокую интенсивность. Наиболее энергитичные переходы лежат в пределе до 1 МэВ.

На рисунках 5 и 6 представлен дифференциальный поток с пределом по энергии до 4 и 8 МэВ соответственно.

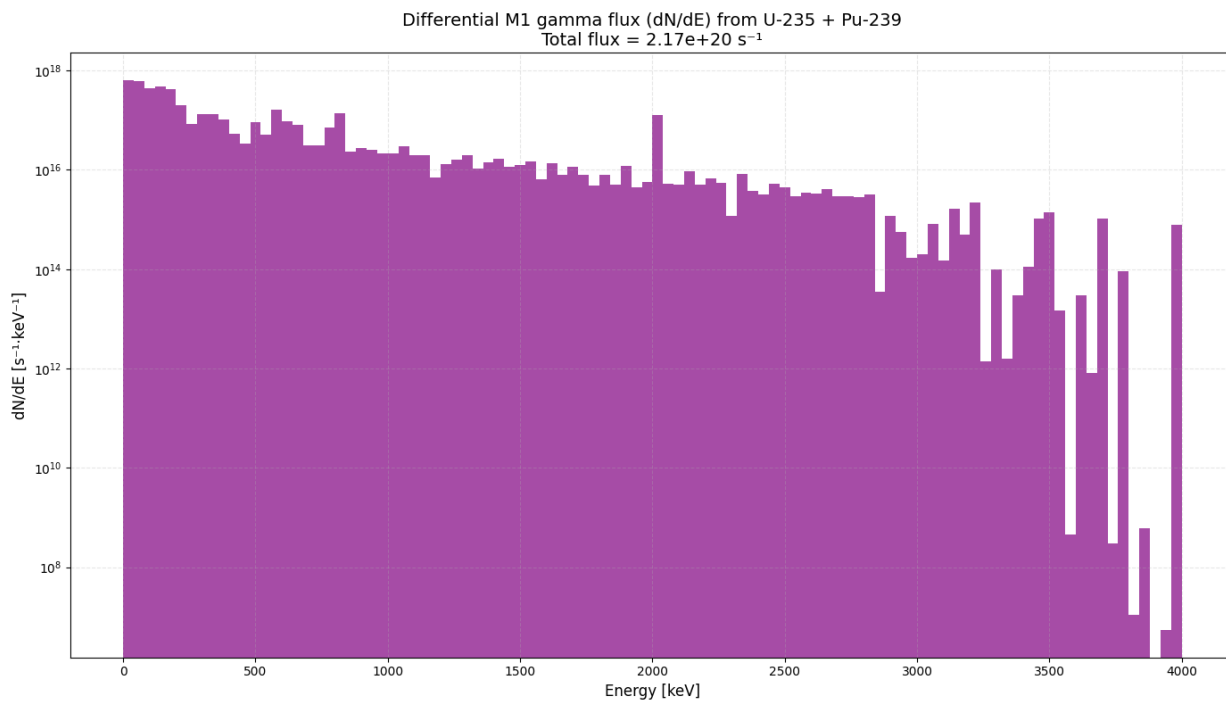


Рис. 5: Зависимость эмиссии аксионов от их энергии в кэВ с пределом до 4000 кэВ.

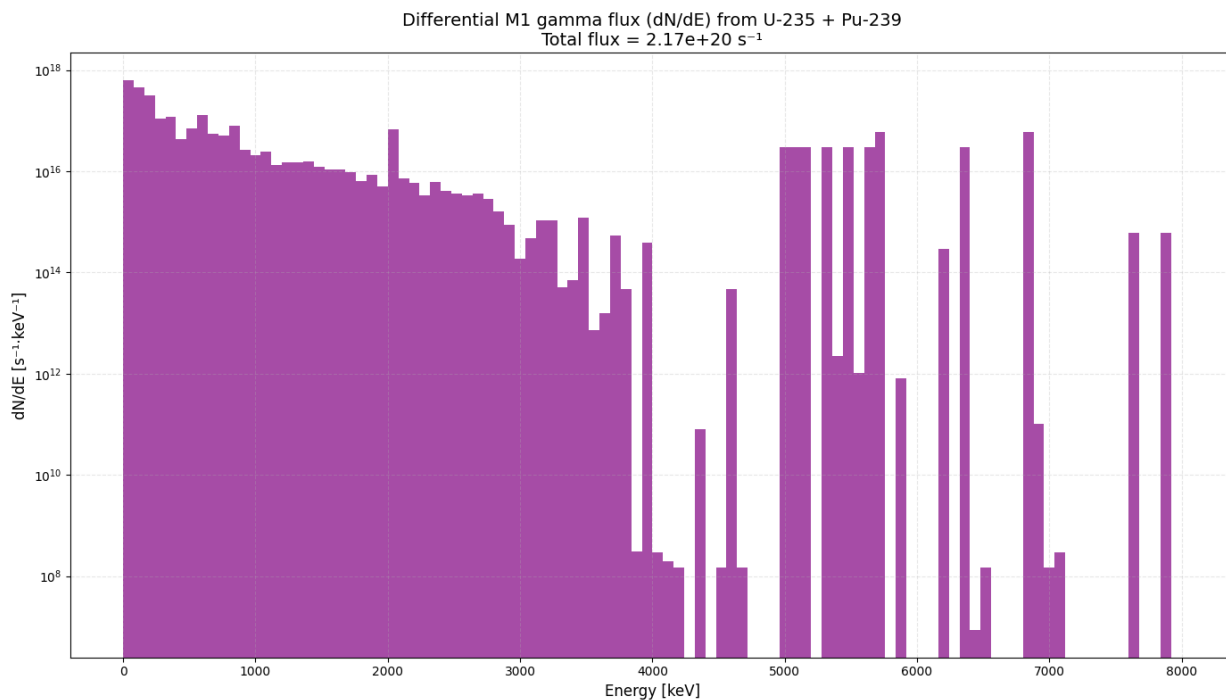


Рис. 6: Зависимость эмиссии аксионов от их энергии в кэВ с пределом до 8000 кэВ.

Видно, что величина эмиссии составляет 10^{18} , а полный поток — 10^{20} , что сравнимо по порядку величины с выходом антинейтрино в активной зоне ядерного реактора. По данным работы [7] выход антинейтрино в ак-

тивной зоне реактора мощностью 3 ГВт равен $6 \cdot 10^{20}$ частиц в секунду. На рисунках 7 и 8 представлен вклад чистых и смешанных M1-переходов в дифференциальный поток. Рисунок 9 демонстрирует сравнение вкладов в поток.

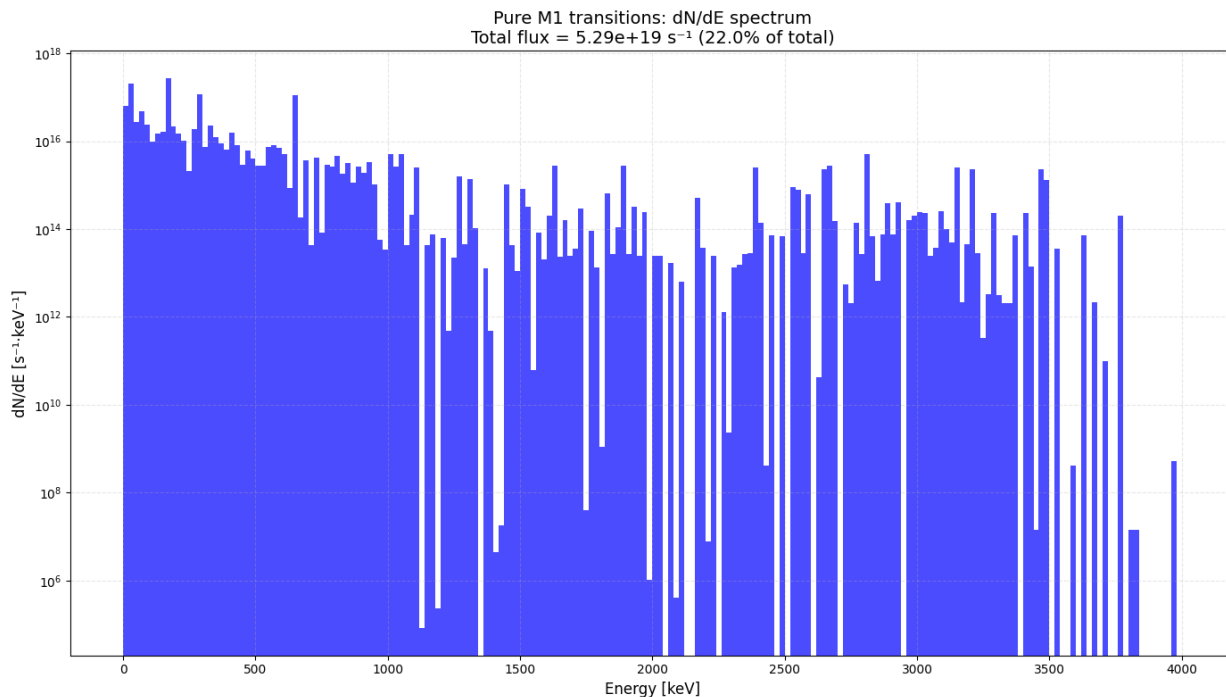


Рис. 7: Вклад чистых M1-переходов в эмиссию аксионов

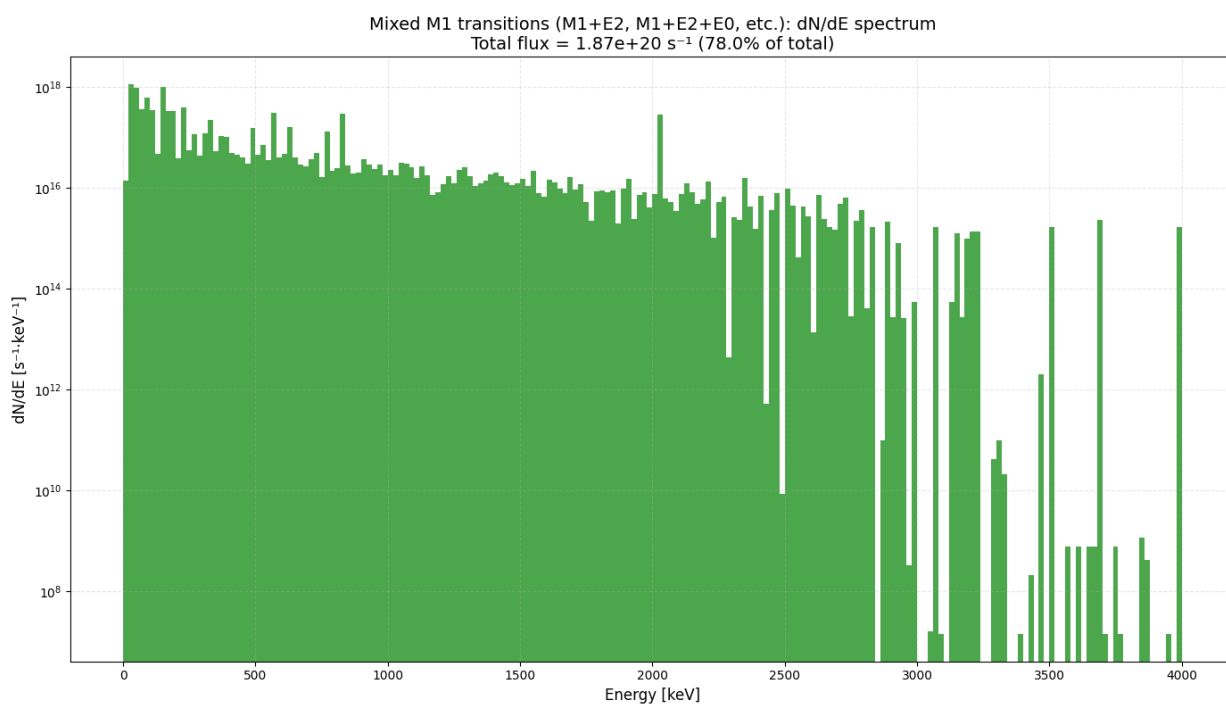


Рис. 8: Вклад смешанных M1-переходов в эмиссию аксионов

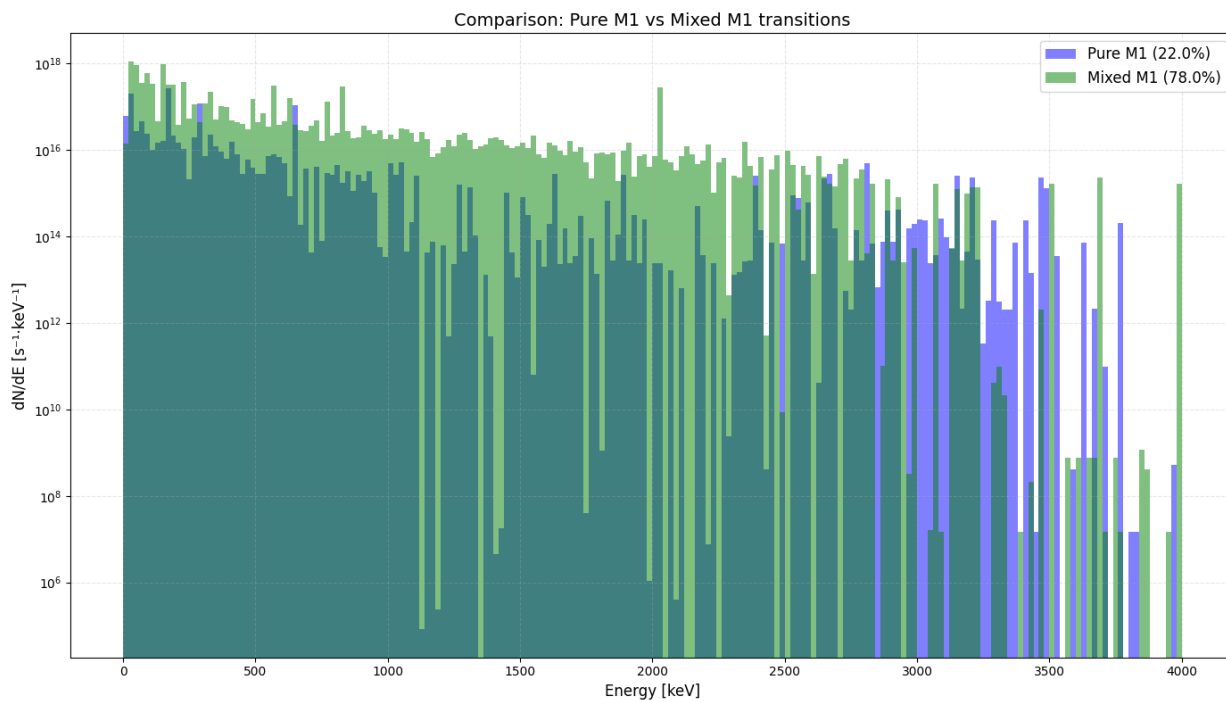


Рис. 9: Сравнение вкладов чистых и смешанных M1-переходов в эмиссию аксионов

По результатам обработки данных было получено, что количество смешанных M1-переходов превышает количество чистых M1-переходов примерно в 3 раза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведён расчёт ожидаемого потока аксионов, которые могут образовываться в магнитных дипольных (M1) переходах осколков деления ^{235}U и ^{239}Pu в активной зоне ядерного реактора на тепловых нейтронах.

На основе базы ядерных данных ENSDF выполнены отбор и анализ осколков деления, испытывающих чистые и смешанные M1-переходы, с учётом их энергетических характеристик, вероятностей переходов и независимых выходов осколков. С использованием параметров реактора ВВЭР-1000 (тепловая мощность 3 ГВт) рассчитан дифференциальный поток аксионов.

Установлено, что эмиссия аксионов достигает порядка 10^{20} с^{-1} , что сопоставимо с потоком реакторных антинейтрино. Энергетический спектр вылетающих аксионов сосредоточен преимущественно в области до 4 МэВ.

Таким образом, цель работы — количественная оценка потока аксионов от M1-переходов в осколках деления ^{235}U и ^{239}Pu — достигнута. Результаты могут быть использованы при планировании экспериментального поиска аксионов в экспериментах на ядерных реакторах.

Список литературы

- [1] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 40, 223 (1978).
- [2] F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 40, 279 (1978).
- [3] R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. 38, 1440 (1977).
- [4] «Search for solar axions emitted in the M1-transition of ${}^7\text{Li}^*$ with Borexino CTF», G.B. Bellini, Jay Benziger, Sabrina Bonetti, В. Caccianiga.
- [5] «Поиск “невидимого” аксиона, излучаемого при M1-переходе $125\text{m}/\text{Te}$ », А.В.Дербин, А.И.Егоров, И.А.Митропольский, В.Н.Муратова, С.В.Бахланов, Л.М.Тухконен.
- [6] «Search for axions from the Kuo-Sheng nuclear power reactor with a high-purity germanium detector», H.M. Chang, H.T. Wong, M.H. Chou, M. Deniz, H.X. Huang, F.S. Lee, H.B. Li, J. Li, H.Y. Liao, S.T. Lin, V. Singh, S.C. Wu, В. Xin.
- [7] Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ» // Учебное пособие "Основы проектирования и эксплуатации оборудования при работе с делящимися материалами Брус И.Д.
- [8] Исследование осцилляций нейтрино в реакторных экспериментах, Синёв В.В., 2013 г.