

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, 2025

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	3
1 СКРЫТАЯ МАССА ВСЕЛЕННОЙ И ЕЁ ВЕРОЯТНЫЕ ОБЪЯСНЕНИЯ	4
2 АКСИОН КАК РЕШЕНИЕ СИЛЬНОЙ СР-ПРОБЛЕМЫ	10
3 ПРОЦЕССЫ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ЯДЕРНОГО РЕАК- ТОРА	13
3.1 Массовое распределение осколков	14
3.2 M1-переходы	17
4 КЛАССИФИКАЦИЯ M1-ПЕРЕХОДОВ ОСКОЛКОВ ДЕ- ЛЕНИЯ U^{235}, В КОТОРЫХ ВОЗМОЖНО РОЖДЕНИЕ АКСИОНА	19
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	21

ВВЕДЕНИЕ

Темная материя составляет около 22% материи Вселенной, но ее природа неизвестна. Аксион — гипотетическая легкая частица, предложенная для решения сильной СР-проблемы в КХД, которая также является перспективным кандидатом на роль темной материи.

Экспериментальный поиск аксионов представляет собой значительную сложность и требует использования интенсивных источников частиц и излучения. В данной работе исследуется методология прямого лабораторного поиска, основанная на использовании мощного источника гамма-квантов — ядерного реактора. Мы рассматриваем перспективы обнаружения аксионов, рождающихся в его активной зоне за счёт различных электромагнитных процессов.

Таким образом, для работы в этом семестре определены следующие:

Цель: Изучение и обзор гипотезы о рождении аксионов в M1-переходах осколков деления U-235 в активной зоне ядерного реактора путём отбора и анализа соответствующих осколков деления.

Задачи:

1. Изучение возможности образования аксиона в M1-переходах осколков деления в активной зоне реактора.
2. Изучение ядерной международной базы данных ENDF для работы с осколками.
3. Отбор и анализ осколков деления U-235 тепловыми нейтронами, которые испытывают M1-переходы.

Актуальность. Поиск аксионного излучения от M1-ядерных переходов в осколках деления U-235, позволяющий исследовать аксионы в диапазоне масс 1-10 МэВ. Таким образом на реакторе можно проводить проверки моделей аксионов, рождаемых в высокоэнергетических процессах, малодоступных для классических астрофизических и лабораторных экспериментов.

1 СКРЫТАЯ МАССА ВСЕЛЕННОЙ И ЕЁ ВЕРОЯТНЫЕ ОБЪЯСНЕНИЯ

Проблема скрытой массы

Имеются веские аргументы в пользу того, что значительная часть вещества во Вселенной ничего не излучает и поэтому невидима. О наличии такой невидимой материи можно узнать по ее гравитационному взаимодействию с излучающей материей. Исследование скоплений галактик и галактических ротационных кривых свидетельствует о существовании этой так называемой темной материи. По определению темная материя — это материя, которая не взаимодействует по классическим сценариям с электромагнитным излучением, то есть не испускает его и не поглощает. Плотность вещества во Вселенной ρ можно оценить, например, из наблюдений движения отдельных галактик. Обычно ее приводят в единицах критической плотности:

$$\Omega h^2 = h^2 \frac{\rho}{\rho_{cr}}, \quad (1)$$

$$\rho_{cr} = \frac{3H}{8\pi G}$$

Здесь Ω — космологическая плотность вещества, определенная как отношение плотности вещества к критической плотности ρ_{cr} , H — постоянная Хаббла:

$$H = 100 \cdot h \cdot c^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}, \quad (2)$$

$$0,4 < h < 1$$

Сейчас коэффициент h оценивается в 0,73. В зависимости от значения космологической плотности вещества, в соответствии со стандартной космологической моделью, различают три сценария развития Вселенной:

$\Omega < 1$ — открытая Вселенная (гиперболическая метрика),

$\Omega = 1$ — плоская Вселенная (евклидова метрика),

$\Omega > 1$ — закрытая Вселенная (сферическая метрика).

При значении $\Omega > 1$ расширение Вселенной в будущем сменится сжатием,

при $\Omega < 1$ расширение будет вечным, при равенстве Вселенная будет расширяться, пока в конечном итоге не придет в состояние покоя. Значение космологической плотности вещества, определенная на основе динамики галактических кластеров и суперкластеров, равна $0,1 \leq \Omega \leq 0,3$. При оценке барионной плотности по светимости галактик был получен следующий результат:

$$\Omega \leq 0,02$$

Данное рассогласование указывает на небарионное вещество, вносящее свой вклад в общую плотность вещества во Вселенной. Этот результат может расцениваться как указание на существование темной материи. Плотность темной материи можно оценить на основе флюктуаций температуры реликтового излучения, полученных Planck [3]. Предполагая, что темная материя является нерелятивистскими частицами при температуре реликтового излучения (масса больше 10 кэВ), можно получить следующую оценку:

$$\Omega h^2 = h^2 \frac{\rho_{dm}}{\rho_{cr}} = 0,1198(26) \quad (3)$$

Используя нынешнюю оценку коэффициента h , получаем:

$$\Omega = 0,23$$

Это значение хорошо согласуется с моделированием формирования галактик. Рассмотрим какие объекты могут рассматриваться в качестве тёмной материи.

Барионная тёмная материя

Барионная материя, которая не излучает и имеет соответствующую распространенность, является наиболее очевидным вариантом на роль тёмной материи (ТМ). Одну из возможностей мог бы реализовать межзвездный и межгалактический газ. Однако в этом случае должны возникать характерные линии излучения или поглощения, но они не наблюдаются. Другим кандидатом могут быть коричневые карлики, т.е. космические тела с масса-

ми $M < 0,08M_{\odot}$. При таких массах гравитационное давление внутри тела оказывается недостаточным для создания температур, при которых начинается термоядерный синтез, как у обычных звёзд. По этой причине излучение коричневых карликов очень слабое. Однако из-за отсутствия знания о происхождении звёзд и планет, а также из-за ограниченности фотометрической детектируемости небесных тел на расстояниях, больших нескольких световых лет особенно сложно оценить число таких объектов. Компактные объекты, такие, как белые карлики, нейтронные звёзды или чёрные дыры, также могли бы входить в состав темной материи. Поскольку практически каждая звезда в конечном итоге приходит к одному из этих трёх состояний, можно ожидать, что за всё время существования Вселенной должно было накопиться достаточно большое количество звёзд в такой неизлучающей форме. Верхние границы на возможную плотность барионной материи во Вселенной можно получить из данных о первоначальном ядерном синтезе. Анализ процессов, происходящих на этой стадии развития Вселенной дают такую границу:

$$\Omega_b < 0,1 - 0,2$$

Это значение хорошо согласуется с $\Omega = 0,23$, полученной для тёмной материи. Совершенно ясно, что барионная материя не способна удовлетворить требованию $\Omega = 1$, которое следует из инфляционных моделей. Также барионная тёмная материя не разрешает проблему образования галактик. Поэтому рассмотрим небарионную тёмную материю.

Небарионная темная материя. Некоторые кандидаты

Существует огромное число различных кандидатов на роль небарионной тёмной материи, которые отвечают различным теоретическим моделям. Однако необходимо сказать о том, что тёмная материя делится на две группы: холодная и горячая. Различие заключается в энергии, при которой ТМ выходила из термодинамического равновесия с остальным веществом на начальной стадии развития Вселенной. Если частицы ТМ были ультрарелятивистскими, то такую ТМ называют горячей, если же ТМ была не релятивистской, то — холодной. В соответствии с различными моделями формирования структур можно сделать вывод, что возможна только одна

удовлетворительная модель плоской Вселенной, в которой 70% ТМ находится в холодной форме, а 30% — в горячей. Рассмотрим подробнее WIMP — weakly interacted massive particle. Это обобщенное понятие для гипотетических частиц, которые взаимодействуют с частицами СМ гравитационно и с помощью какого-либо другого взаимодействия, сечение которого не превышает сечение слабого взаимодействия. WIMP'ы должны обладать достаточно большой массой — 1 ГэВ — 1 ТэВ. WIMP'ы также должны быть стабильны. Эти частицы являются кандидатами на роль холодной тёмной материи и некоторые из них приведенных гипотетических частиц являются WIMP'ами.

Теперь рассмотрим других кандидатов на роль ТМ.

Тяжелые нейтрино

Число поколений лептонов можно получить из данных о ширине распада Z -бозона. Таким методом можно получить число поколений, равное 3. Однако эти данные верны только для лептонов с массой менее 45 ГэВ. Можно предположить, что существует четвёртое поколение лептонов (некоторых частиц и их нейтрино). Эти нейтрино называются стерильными, поскольку не проявляются в слабых взаимодействиях и их можно обнаружить только по гравитационному взаимодействию или при учете эффектов смешивания с нейтрино СМ. Стерильные нейтрино будут тяжелее нейтрино первых трех поколений, и различные теоретические модели дают диапазон масс $10^{-1} — 10^4$ эВ, поэтому стерильные (или тяжелые) нейтрино могут быть кандидатом на роль ТМ.

Суперсимметричные частицы

Суперсимметричная теория (SUSY) вводит в рассмотрение SUSY-партнеров для практически каждой элементарной частицы Стандартной Модели (СМ). При этом спины суперсимметричных партнеров отличаются от спинов обычных элементарных частиц. Симметрия между фермионами и бозонами такова, что каждый фермион имеет партнером бозон и наоборот. Например, для каждого лептона и кварка существует бозонный партнер со спином 0 (слептон или скварт). Аналогично различные бозоны ассоциированы с фермионами (фотино, гравитино и т.д.). В рамках SUSY теорий существу-

ет по крайней мере одна стабильная частица, которая является кандидатом на роль ТМ. Существование такой частицы следует из сохранения Р-четности, нового квантового числа, которое принимает значение $+1$ для частиц СМ и 1 для их SUSY-партнеров. SUSY-частицы, согласно этому закону, могут рождаться только парами и распадаться только на нечетное количество SUSY-частиц. Из этого следует существование легчайшей стабильной SUSY-частицы. Предполагается, что эта частица не участвует ни в сильном, ни в электромагнитном взаимодействии. В качестве этой частицы могут выступать фотино, гравитино, хиггсино (суперпартнёры фотона, гравитона и бозона Хиггса соответственно), а также снейтрино, вино и зино. В большинстве теорий легчайшая SUSY-частица представляет собой комбинацию перечисленных выше SUSY-частиц с массой порядка 10 ГэВ. Топологические дефекты: магнитные монополи, космические струны, двумерные мембранные, трехмерные дефекты. Все эти объекты обладают колоссальной массой и могли бы дать большой вклад в массу темной материи во Вселенной.

Аксионы

Аксионы — это гипотетические частицы, которые вводятся для сохранения СР-инвариантности в квантовой хромодинамике. Возникать такая псевдоскалярная частица должна в результате спонтанного нарушения симметрии Печчеи—Квинн [1]. Масса аксиона дается выражением:

$$m_a \cong 0,62\text{эВ} \frac{10^7\text{ГэВ}}{f_a} \quad (4)$$

Взаимодействие с фермионами и калибровочными бозонами описывается константами связи:

$$g_f \sim \frac{m_f}{f_a}, \quad (5)$$

$$g_b \sim \frac{\alpha}{4\pi} \cdot \frac{1}{f_a}$$

При этом постоянная распада f_a может принимать значения между электрослабым и планковским масштабом. Таким образом, возможная масса аксиона варьируется на 18 порядков. Однако космологические данные огра-

ничивают массу аксиона сверху величиной 10^{-5} эВ.

Представленный обзор показывает, что классические кандидаты на роль тёмной материи сталкиваются с существенными трудностями. Барионная материя не может объяснить полную плотность Вселенной, WIMP-частицы не обнаружены в ожидаемых диапазонах, а суперсимметричные партнеры пока остаются гипотетическими. В этом контексте аксионы выделяются как предпочтительный объект для детального рассмотрения. В настоящее время их поиски ведутся с помощью различных астрофизических и лабораторных методов.

2 АКСИОН КАК РЕШЕНИЕ СИЛЬНОЙ СР-ПРОБЛЕМЫ

Согласно [2], квантовая хромодинамика (КХД) предсказывает нарушение симметрии заряда и чётности, но эксперименты продемонстрировали, что сильное взаимодействие ее сохраняет. Роберто Печчеи и Хелен Квинн предложили решение проблемы СР-нарушения в КХД: они ввели новое симметричное поле, которое устраняет это отклонение. Стивен Вайнберг и Фрэнк Вилчек независимо друг от друга показали, что это поле должно проявляться как частица, и она была названа аксионом.

Квантовая хромодинамика (КХД) — неабелева калибровочная теория с калибровочной группой $SU(3)$, описывающая взаимодействие夸克ов и глюонов. Лагранжиан КХД в общем виде:

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \sum_{f=1}^{n_f} \bar{\psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f), \quad (6)$$

где $G_{\mu\nu}^a$ — тензор напряженности глюонного поля, ψ_f —夸克овое поле с ароматом f , m_f — его масса, D_μ — калибровочно-ковариантная производная. В силу топологии калибровочной группы $SU(3)$ к лагранжиану добавляется ещё один член [4]:

$$L_\theta = \theta \frac{g_s^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu}, \quad (7)$$

где $\tilde{G}^{a\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}G_{\rho\sigma}^a$ — двойственный тензор, θ — безразмерный параметр, принимающий значения от 0 до 2π . Данный член не влияет на уравнения движения на классическом уровне, поскольку является полной дивергенцией, но он имеет физическое значение на квантовом уровне, так как интеграл действия зависит от топологического числа, связанного с конфигурацией глюонного поля — числа Черна.

Член $G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu}$ нарушает СР-инвариантность, это можно увидеть, проанализировав свойства полей:

- Под зярядово-пространственным (СР) сопряжением произведение $G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu}$ меняет знак: $G_{\mu\nu}^a \rightarrow -G_a^{\mu\nu}, \tilde{G}^{a\mu\nu} \rightarrow +\tilde{G}_a^{\mu\nu}$.

2. Тогда наличие ненулевого θ приводит к фундаментальному нарушению СР-инвариантности в сильном взаимодействии.

Это нарушение представляет особый интерес, так как в эксперименте не наблюдается проявлений СР-нарушения в сильных взаимодействиях. Самое точное ограничение связано с измерениями электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона [5].

Основным наблюдаемым, чувствительным к СР-нарушению в КХД, является ЭДМ нейтрона. В теории при ненулевом θ у нейтрона возникает ЭДМ порядка:

$$d_n \sim e \cdot \frac{m_q}{M_N^2} \cdot \theta \sim 10^{-16} \theta e \cdot \text{см}, \quad (8)$$

где m_q – характерная масса лёгкого кварка, M_N – масса нейтрона. Экспериментально установлено, что:

$$|d_n| < 1.0 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см},$$

что влечёт за собой:

$$|\theta| \leq 10^{-10}.$$

Таким образом, наблюдаемое значение θ должно быть крайне малым – на 10 порядков меньше естественного значения порядка единицы. Именно этот факт составляет проблему сильного СР-нарушения.

Следует отметить, что физически релевантным является не только параметр θ из лагранжиана глюонного поля. В общем случае, учитывая возможность аномальных фаз в массовых членах кварков, физически наблюдаемая величина СР-нарушения даётся как:

$$\Theta = \theta + \arg(\det M_q), \quad (9)$$

где M_q – матрица масс кварков. Даже если исходное значение $\theta = 0$, при диагонализации масс может возникнуть ненулевая фаза в определителе, и $\Theta \neq 0$. Таким образом, необходим механизм, которые занулит не только θ , но и сможет контролировать весь параметр Θ .

Наиболее популярным решением проблемы сильного СР-нарушения является механизм Печчи-Куинн, предложенный в 1977 году. Его смысл заключается в введении глобальной $U(1)$ симметрии, называемой PQ-симметрией, которая является аномальной по отношению к КХД, так как:

1. Эта симметрия спонтанно нарушается при высоких энергиях.
2. В результате возникает псевдоскалярный бозон – аксион, являющийся голдстоуновским бозоном спонтанного нарушения $U(1)_{PQ}$

После учёта квантовых эффектов эффективный потенциал аксиона получает вклад от КХД:

$$V(a) \sim \Lambda_{QCD}^4 \left(1 - \cos \left(\frac{a}{f_a} + \bar{\theta} \right) \right), \quad (10)$$

где f_a – масштаб PQ-симметрии, a – аксионное поле. Минимум потенциала достигается при:

$$\left\langle \frac{a}{f_a} \right\rangle = -\bar{\theta}, \quad (11)$$

так динамически устанавливается $\Theta_{eff}=0$, и СР-нарушение устраняется. Аксион в этом контексте является компенсирующим полем, которое устраивает СР-нарушение в сильных взаимодействиях.

3 ПРОЦЕССЫ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Деление атомных ядер может быть вызвано различными частицами, однако практически наиболее выгодно использовать для этой цели нейтроны. Отсутствие кулоновского отталкивания позволяет нейtronам со сколь угодно малой кинетической энергией приблизиться к ядру на расстояние меньше радиуса действия ядерных сил. Захват ядром нейтрона приводит к возбуждению ядра, и, если энергия возбуждения достаточна, происходит деление. Величина сечения деления $\sigma_{\text{дел}}$ всегда меньше величины сечения захвата $\sigma_{\text{захв}}$, так как существуют другие каналы распада возбужденных ядер [6].

Эффективное сечение деления ядер нейтронами может быть записано в следующем виде:

$$\sigma_{\text{дел}} = \sigma_{\text{захв}} \frac{\Gamma_{\text{дел}}}{\sum_i \Gamma_i}, \quad (12)$$

где $\Gamma_{\text{дел}}$ — вероятность деления ядра после захвата нейтрона, Γ_i — вероятность распада этого ядра по i -му каналу. Наиболее существенными каналами распада помимо деления являются испускание γ -квантов и нейтронов. Многие тяжелые ядра делятся тепловыми нейтронами, при этом сечение деления достигает нескольких сотен барн. Так, например, сечение деления U^{235} тепловыми нейтронами равно 580 барн. При увеличении энергии нейтронов сечение захвата $\sigma_{\text{захв}}$, а следовательно, и сечение деления $\sigma_{\text{дел}}$ уменьшается, причём всегда $\sigma_{\text{дел}} < \sigma_{\text{захв}}$. При захвате ядром с массовым числом A нейтрона с кинетической энергией E_n энергия возбуждения ядра $A + 1$ определяется соотношением:

$$E^* = B(n) + \frac{E_n A}{A + 1} \approx B(n) + E_n, \quad (13)$$

где $B(n)$ — энергия отделения нейтрона в ядре $A + 1$.

Возможны два случая:

1. Энергия отделения нейтрона больше барьера деления, т. е. $B(n) > H$.
2. Энергия отделения нейтрона меньше барьера деления, т. е. $B(n) < H$.

В первом случае деление возможно при захвате нейтронов любой энергии. Во втором случае, для того чтобы произошло деление, нейтроны должны иметь кинетическую энергию $E_n > H - B(n)$, т. е. существует порог деления. Это соотношение между высотой барьера деления и энергией отделения нейтрона приводит к различию в энергии нейтронов, которые могут вызвать деление изотопов урана U^{238} и U^{235} .

U^{238} делится нейтронами с энергией $E_n > 1$ МэВ. U^{235} делится под действием нейтронов любой энергии. Энергия возбуждения ядра U^{236} после захвата теплового нейтрона превышает высоту потенциального барьера, в то время как для U^{239} энергия отделения нейтрона меньше высоты барьера на 1 МэВ. Поэтому тепловые нейтроны не вызывают деления U^{239} . Минимально возможная кинетическая энергия, которой должен обладать нейtron, чтобы вызвать деление ядра U^{238} , равна разности высоты барьера и энергии отделения нейтрона в ядре U^{239} , т.е. 1 МэВ.

3.1 Массовое распределение осколков

Характерной особенностью деления является то, что осколки, образующиеся в результате деления, как правило, имеют существенно разные массы. В случае наиболее вероятного деления U^{235} отношение масс осколков равно 1.46. Тяжелый осколок при этом имеет массовое число 139, легкий – 95 (осколки можно разделить на две группы: легкая с массовым числом 85 – 105 и тяжелая с массовым числом 130 – 150). Деление на два осколка с такими массами не является единственным возможным. Распределение по массам осколков деления U^{235} тепловыми нейтронами показано на рис. 1. Среди продуктов деления были обнаружены осколки с $A = 72 - 161$ и $Z = 30 - 65$. Вероятность деления на два равных по массе осколка не равна нулю. При делении тепловыми нейтронами вероятность симметричного деления примерно на три порядка меньше, чем в случае наиболее вероятного деления на осколки с $A = 139$ и 95. В процессе деления основная часть энергии освобождается в виде кинетической энергии осколков деления. Такой вывод можно сделать из того, что кулоновская энергия двух соприкасающихся осколков приблизительно равна энергии деления. Под действием электрических сил отталкивания кулоновская энергия осколков переходит в кинетическую энергию.

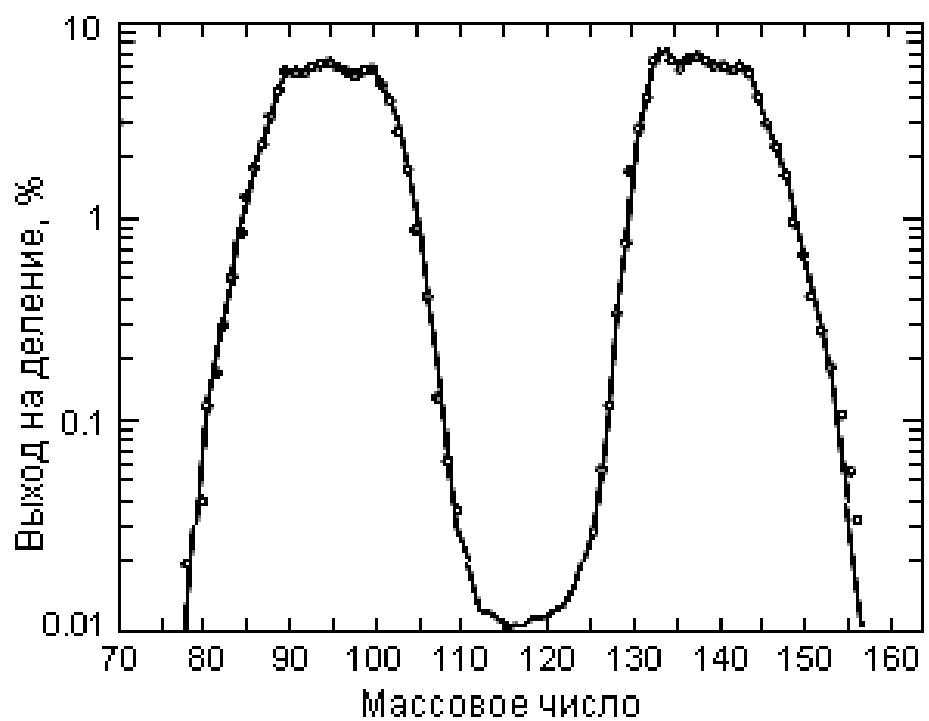


Рис. 1: Массовое распределение осколков деления U^{235} тепловыми нейтронами

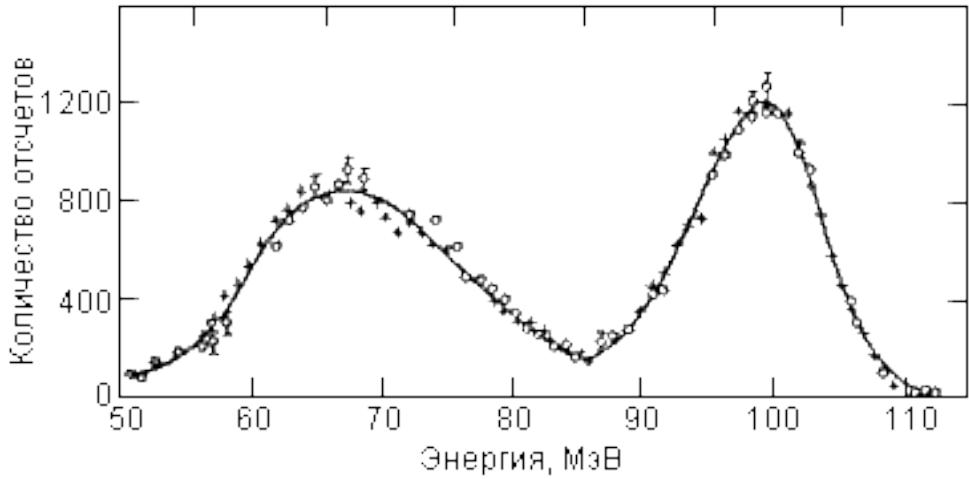


Рис. 2: Распределение по энергии осколков деления U^{235} тепловыми нейтронами

Между кинетическими энергиями E осколков и их массами M существует следующее соотношение, вытекающее из закона сохранения импульса:

$$\frac{E_{\text{л}}}{E_{\text{т}}} = \frac{M_{\text{л}}}{M_{\text{т}}},$$

где $E_{\text{л}}$ и $M_{\text{л}}$ относятся к легкому осколку, а $E_{\text{т}}$ и $M_{\text{т}}$ - к тяжелому. Пользуясь этим соотношением, можно из распределения осколков по энергии (рис.2) получить массовое распределение осколков. Параметры энергетического распределения, а также некоторые другие характеристики осколков деления U^{235} тепловыми нейтронами приведены в табл. 1.

Характеристика	Лёгкий осколок	Тяжелый осколок
Массовое число A	95	139
Электрический заряд Z	38	54
Кинетическая энергия E , МэВ	100	67
Пробег в воздухе при норм. усл., мм	27	21

Таблица 1: Характеристики легкого и тяжелого осколков для наиболее вероятного деления U^{235} тепловыми нейтронами

Кинетическая энергия осколков деления сравнительно мало зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, так как излишняя энергия обычно

идет на возбуждение внутреннего состояния осколков. Средняя масса легкой группы практически линейно растет с ростом массы делящегося ядра, в то время как средняя масса тяжелой группы остается практически неизменной ($A = 140$). Таким образом, практически все добавочные нуклоны идут в легкие осколки.

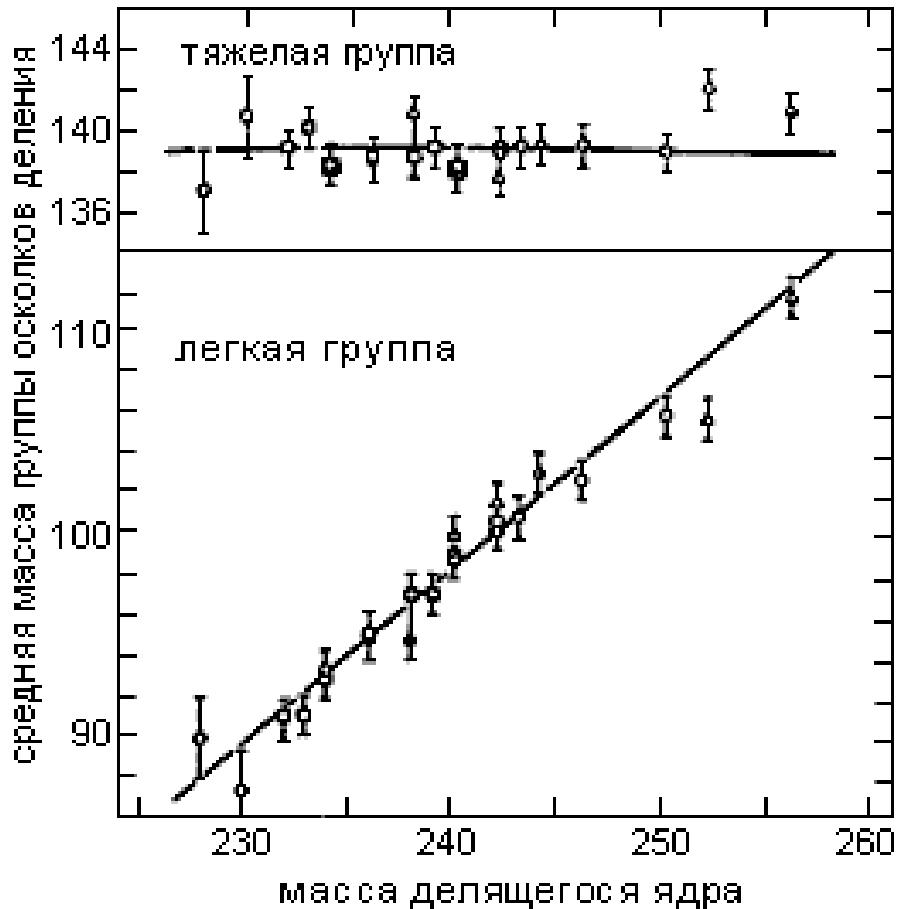


Рис. 3: Зависимость средних масс легкой и тяжелой групп осколков от массы делящегося ядра

3.2 M1-переходы

M1-переход — это процесс, при котором атомное ядро переходит с одного энергетического уровня на другой, испуская квант γ -излучения. В отличие от более распространенных электрических дипольных ($E1$) переходов, вызванных колебаниями распределения заряда, M1-переход обусловлен переориентацией собственного магнитного момента системы. Он характеризуется изменением спина на \hbar при сохранении четности состояния. Эти переходы, как правило, имеют сравнительно малую вероятность, что делает

их γ -кванты идеально "чистыми" зондами для фундаментальных исследований. Наиболее интенсивные и хорошо идентифицируемые M1-переходы наблюдаются у осколков, обладающих "жесткой" структурой. Речь идет о ядрах, близких к магическим числам, где оболочечная модель предсказывает наличие долгоживущих состояний с четко определенными спинами. Классический пример — Sn^{132} (олово-132): Дважды магическое ядро ($Z = 50, N = 82$) является эталонным источником монохроматических M1-линий. Аксионы можно получить в целом ряде процессов: распад осколков деления, комптоновское рождение или, например, в эффекте Примакова.

Схема эксперимента:

1. В активной зоне реактора при делении урана рождаются "жесткие" осколки (типа Sn^{132}).
2. Эти осколки, испуская характерные M1- γ -кванты, создают мощный поток первичного излучения.
3. Затем часть этих M1-квантов конвертируется в аксионы. M1, потому что конверсия усиливается для поперечно-поляризованных фотонов (это и есть кванты от магнитных переходов).
4. Аксион, будучи слабовзаимодействующим, покидает плотную защиту реактора.
5. В детекторной системе, также помещенной в магнитное поле, аксион может обратно конвертироваться в фотон.

4 КЛАССИФИКАЦИЯ М1-ПЕРЕХОДОВ ОСКОЛОКОВ ДЕЛЕНИЯ U^{235} , В КОТОРЫХ ВОЗМОЖНО РОЖДЕНИЕ АКСИОНА

На основе ядерной базы данных ENSD были отобраны 10 осколков с наибольшей вероятностью образования при делении ядра урана-235. Для каждого осколка было проанализировано сколько М1-переходов они могут испытать и с какими энергиями. На основе этих данных был построен график №1 количества М1-переходов от энергии в кэВ в одном акте деления урана-235.

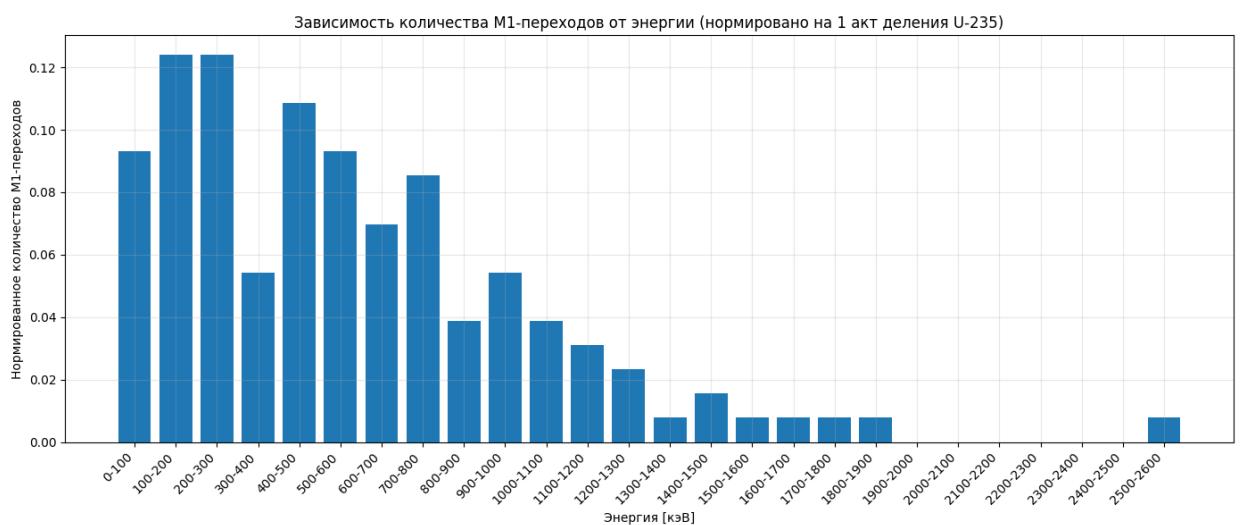


Рис. 4: Зависимость количества М1-переходов от энергии

Вывод: Энергия большинства рассмотренных М1-переходов не превышает 1 МэВ, что соответствует области естественной радиоактивности материалов.

Это создает существенные сложности для регистрации таких переходов из-за высокого фонового сигнала и необходимости применения высокочувствительного оборудования с эффективной системой подавления фона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная научно-исследовательская работа посвящена исследованию возможности получения аксиона в активной зоне ядерного реактора.

Для начала был проведен анализ кандидатов на роль частицы тёмной материи, в результате которого для дальнейшего рассмотрения были выбраны аксионы.

Были изучены процессы в активной зоне ядерного реактора и M1-переходы. В ходе практической части исследовательской работы была изучена международная ядерная база данных ENDF и проанализированы 10 осколков деления урана-235 с максимальными вероятностями образования в акте деления ядра.

Был построен график зависимости количества M1-переходов от энергии. В дальнейшем планируется изучить таким образом все осколки деления урана-235.

Тем самым, задачи, поставленные в данной научно-исследовательской работе, были достигнуты в полной мере.

Список литературы

- [1] CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles R. D. Peccei and Helen R. Quinn // Institute of Theoretical Physics, Department of Physics, Stanford University, Stanford, California 94305
- [2] A. Ringwald. Ultralight Particle Dark Matter. 25th Rencontres de Blois on "Particle Physics and Cosmology Blois, France, May 26-31, 2013.
- [3] Aghanim, N. et al. Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck. *Astron. Astrophys.* (2019)
- [4] The Strong CP Problem and Axions, R.D. Peccei // Department of Physics and Astronomy, UCLA, Los Angeles, California, 90095
- [5] Theory and Phenomenology of CP Violation, Thomas Mannel // Theoretische Physik I, University of Siegen, 57068 Siegen, Germany
- [6] 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.