



ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
АКАДЕМИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Ж.И. АЛФЕРОВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

«_____» _____ 2021г.

Зав. каф. Общей и

теоретической физики

_____ д.ф.-м.н. С. А. Тарасенко

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТУЛИЕВЫХ БОЛОМЕТРОВ В КАЧЕСТВЕ ПЕРЕСПЕКТИВНЫХ ДЕТЕКТОРОВ СОЛНЕЧНЫХ АКСИОНОВ

выпускная квалификационная работа бакалавра

Направление 03.03.01 Прикладные математика и физика

Кузьмичев Артем Михайлович

Научный руководитель _____ Е.В. Унжаков

Студент _____ А.М. Кузьмичев

Санкт-Петербург, 2021

Содержание

Введение	3
Глава 1. Обзор теории и экспериментов по поиску асиона . .	6
1.1. Появление в теории. PQWW-аксион	6
1.2. "Невидимый" аксион	7
1.3. Астрофизические ограничения	8
Глава 2. Резонансное поглощение солнечных аксионов	9
2.1. Поток и энергетический спектр солнечных аксионов	9
2.2. Резонансное поглощение аксиона в ядерных переходах маг- нитного типа	12
2.3. Резонансное поглощение ядрами тулия	13
2.4. Использование тулиевых болометров	15
Глава 3. Оценка параметров симуляции	17
3.1. Эффективность регистрации HPGe детектора	17
3.2. Экспериментальные спектры фонового излучения	19
Глава 4. Чувствительность будущего эксперимента по поис- ку аксионов	20
4.1. Моделирование эксперимента	20
4.2. Оценка числа возможных аксионных событий	21
4.3. Предел на константы связи	22
Заключение	24

Введение

В настоящее время Стандартная модель является наиболее успешной физической теорией, описывающей элементарные частицы и их взаимодействия. Тем не менее, существует целый ряд наблюдений и экспериментов, для которых Стандартная модель не даёт адекватных объяснений.

Одним из них является сильная CP -проблема, заключающаяся в ненаблюдении CP -нарушения в сильных взаимодействиях. Так называемый θ -член в лагранжиане квантовой хромодинамики (КХД) отвечает за взаимодействие глюонных полей и имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \dots + \theta \cdot G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu} \quad (1)$$

Данный член является калибровочно- и лоренц-инвариантным и не нарушает перенормируемости теории, однако в то же время является нечётным относительно P и T преобразований, что должно вести к несохранению CP -симметрии в сильных взаимодействиях в случае $\theta \neq 0$.

Например, теоретически предсказанный дипольный момент нейтрона оказывается равным $|d_n| \sim \theta \cdot 10^{-16} \text{ е} \cdot \text{см}$ [1]. В то же время, установленный экспериментальный предел ($|d_n| < 1.8 \cdot 10^{-26} \text{ е} \cdot \text{см}$ (90% у.д.)) [2] позволяет заключить, что $\theta < 10^{-10}$, что делает θ -член очень малым по сравнению с другими слагаемыми лагранжиана КХД.

Решение данной проблемы было предложено в 1977 Роберто Печчеи и Хелен Квинн [3]. Согласно работе учёных, введение дополнительной киральной симметрии $U(1)$ может скомпенсировать CP -неинвариантное слагаемое в лагранжиане КХД за счёт спонтанного нарушения этой симметрии на некотором энергетическом масштабе f_A . В результате такого нарушения, как показали чуть позже Стивен Вайнберг [4] и Фрэнк Вильчек [5] за счёт механизма Намбу-Голдстоуна возникает новая псевдоскалярная нейтральная частица. Название "аксион" дано Ф. Вильчеком по марке стирального порошка, так как аксион должен "очищать" КХД от сильной CP -проблемы; а также из-за связи с осевым (англ. *axial*) током.

В первоначальной "стандартной" модели аксиона, также называемой моделью PQWW-аксиона (Pescei-Quinn-Weinberg-Wilczek) масштаб нарушения симметрии совпадал с масштабом электрослабого взаимодействия: $f_A \approx \frac{1}{(\sqrt{2}G_F)^{1/2}} \approx 250$ ГэВ. Тем самым, нижняя граница взаимодействия с веществом оказалась предопределена теорией и необнаружение его в проведённых экспериментах по поиску аксиона на реакторах [6, 7] и на ускорителях [8, 9] надёжно исключили возможность существования стандартного аксиона.

Два класса теоретических моделей так называемого "невидимого" аксиона: адронный аксион и GUT-аксион - так или иначе подавляют его взаимодействие с обычным веществом: фотонами ($g_{A\gamma}$), лептонами (g_{Ae}) и нуклонами (g_{AN}), в то же время сохраняя его в виде, необходимом для решения сильной CP-проблемы. Масса аксиона и его константы связи оказываются обратно пропорциональны масштабу f_A , который, в отличие от модели "стандартного" аксиона, не фиксируется, а может быть произвольным, вплоть до планковских значений 10^9 ГэВ, подавляя тем самым взаимодействие.

Результаты современных экспериментов интерпретируются преимущественно в рамках этих двух наиболее популярных моделей. Основные экспериментальные усилия сосредоточены на поиске аксиона с массой в диапазоне $10^{-6} \div 10^{-2}$ эВ. Этот диапазон свободен от астрофизических и космологических ограничений, кроме того, реликтовые аксионы с такой массой считаются наиболее вероятными кандидатами частиц, образующих темную материю.

Имеются и другие предпосылки к активным поискам новой частицы. Существование аксионов или ALP (аксионоподобных частиц, англ. *Axion-Like Particle*) могло бы объяснить слишком быстрое охлаждение ряда классов звезд [10], а также аномальную прозрачность Вселенной для гамма-квантов с энергией порядка 1 ТэВ [11, 12]

Целью настоящей работы являлся расчёт чувствительности планируемого эксперимента по поиску резонансного поглощения ядром ^{169}Tm солнечных аксионов с энергией $E = 8.41$ кэВ. Опираясь на измеренные экс-

периментальные спектры сырья для болометрического детектора, а также интенсивность фоновых событий подземной низкофоновой установки, были определены необходимые параметры симулируемых процессов (прежде всего, рождения частиц) в модели эксперимента в Geant4. Полученный спектр симуляции позволяет установить предел на константы связи аксиона с веществом, при котором связанные с ним события в пике на $E = 8.41$ кэВ можно будет на достаточном уровне достоверности выделить на фоне остальных событий, зарегистрированных болометром.

Глава 1. Обзор теории и экспериментов по поиску аксиона

1.1 Появление в теории. PQWW-аксион

Первое появление аксиона в теории связано с проблемой ненаблюдения CP -нарушения в сильных взаимодействиях. В 1977 году Роберто Печчеи и Хелен Квинн [3], находясь в поисках решения данной проблемы, предложили ввести дополнительную киральную симметрию. Спонтанное нарушение симметрии Печчеи-Квинн $U(1)_{PQ}$ компенсирует CP -неинвариантное слагаемое в лагранжиане КХД.

Как показали Стивен Вайнберг и Фрэнк Вилчек [4, 5], в результате такого нарушения за счёт механизма Намбу-Голдстоуна возникает новая псевдоскалярная нейтральная частица. Новое аксионное поле ϕ_A вводится в лагранжиан заменой $\theta \mapsto \theta - \phi_A/f_A$:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \dots + (\theta - \phi_A/f_A) \cdot G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu} \quad (2)$$

В первоначальной "стандартной" модели аксиона масштаб нарушения симметрии f_A совпадал с масштабом электрослабого взаимодействия:

$$f_A \approx \frac{1}{(\sqrt{2}G_F)^{1/2}} \approx 250 \text{ ГэВ} \quad (3)$$

в то время как ожидаемая масса аксиона в данной теории получалась равной:

$$m_A \approx (25 \text{ кэВ}) N \left(X + \frac{1}{X} \right) \quad (4)$$

где N - число поколений кварков, X - неизвестный параметр, вычисляемый как отношение вакуумных средних значений хиггсовских полей. Исходя из $N = 3$ и неравенства о средних $X + \frac{1}{X} \geq 2$ можно заключить, что масса должна превышать 150 кэВ.

Реакторные эксперименты и эксперименты с искусственными источниками [6, 7] пытались обнаружить аксион по наиболее вероятной моде распада $A \rightarrow 2\gamma$. В ускорительных экспериментах [8, 9] предпринимались

попытки обнаружить распады каонов ($K^+ \rightarrow \pi^+ + A$) и пионов ($\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + A$), тяжелых кварконигов ($J/\Psi \rightarrow A + \gamma$ и $\Upsilon \rightarrow A + \gamma$), а также распады самого аксиона на два γ -кванта или на электрон-позитронную пару после рождения его в реакции $p(e) + N \rightarrow A + X$. Необнаружение аксионов в проведённых экспериментах надёжно исключили возможность существования PQWW-аксиона.

1.2 "Невидимый" аксион

Два класса теоретических моделей так называемого "невидимого" аксиона так или иначе подавляют его взаимодействие с обычным веществом, тем не менее сохраняя его в виде, необходимом для решения проблемы ненаблюдения CP-нарушения:

1. Адронный или KSVZ (Kim, Shifman, Vainshtein, Zakharov) [13, 14] аксион. Постулируется наличие дополнительного тяжёлого кварка
2. GUT или DFSZ (Dine, Fischer, Srednicki, Zhitnycki) [15, 16] аксион. Введены добавочные хиггсовские поля

Масса аксиона и его константы связи оказываются обратно пропорциональны энергетическому масштабу нарушения симметрии f_A , который, в отличие от модели "стандартного" аксиона, не фиксируется, а может быть произвольным, вплоть до планковских значений 10^9 ГэВ, подавляя тем самым взаимодействие с веществом:

$$m_A \approx \frac{f_\pi m_\pi}{f_A} \left(\frac{z}{(1+z+w)(1+z)} \right)^{1/2} \approx \frac{6.0 \cdot 10^6}{f_A (\text{ГэВ})} \quad (5)$$

где z и w – отношения масс легких кварков ($z = m_u/m_d \approx 0.59$, $w = m_u/m_s \approx 0.029$), $m_\pi \approx 135$ МэВ и $f_\pi \approx 93$ МэВ – масса и константа распада π -мезона.

Экспериментальное закрытие теории PQWW-аксиона указывает на то, что масштаб нарушения симметрии превышает масштаб электрослабого взаимодействия. С учётом верхнего предела в виде планковской массы получаем $250 \text{ ГэВ} \approx f_{PQWW} < f_A < m_P \approx 10^{19} \text{ ГэВ}$, откуда возможный диапазон массы новой частицы $10^{-12} \text{ эВ} \lesssim m_A \lesssim 100 \text{ кэВ}$

1.3 Астрофизические ограничения

Имеется целый ряд астрофизических и космологических соображений [17—19], позволяющих ввести ограничения на параметры новой частицы. Так, данные по вспышке сверхновой *SN1987A* позволили получить верхний предел на массу $m_A < 10^{-3}$ эВ для DFSZ аксиона. В отличие от DFSZ-аксиона, адронный аксион не имеет взаимодействия с лептонами в древесном порядке, поэтому ограничения на его массу в модели слабее.

В целом из астрофизических данных следует, что аксион должен иметь массу в диапазоне $10^{-5} \div 10^{-3}$ эВ. Для KSVZ-аксиона существует дополнительное окно в диапазоне $10^{-1} \div 10$ эВ. Следует отметить, что данные ограничения получены в моделях предполагающих строгую связь $f_A \cdot m_A \approx f_\pi \cdot m_\pi$. В моделях, включающих взаимодействие нашего мира с зеркальным [20], данное соотношение не выполняется, что приводит к не исключенному никакими имеющимися наблюдательными данными окна для аксиона около энергии 1 МэВ.

Глава 2. Резонансное поглощение солнечных аксионов

2.1 Поток и энергетический спектр солнечных аксионов

Существование новой частицы должно приводить к тому что звёзды, в том числе Солнце, должны являться мощным источником аксионов, рождаемых в следующих процессах:

1. Обратный эффект Примакова для аксиона ($g_{A\gamma}$)
2. Аксионное тормозное излучение (g_{Ae})
3. Комptonовское рассеяние аксиона (g_{Ae})
4. Атомные переходы магнитного типа (g_{Ae})
5. Ядерные реакции (g_{AN})
6. Тепловое возбуждение ядер (g_{AN})

В ряде предыдущих работ по поиску резонансного поглощения солнечных аксионов [21—23] механизмы, связанные с возбуждением ядерных уровней за счёт высокой температуры, предполагались основным источником аксионов ввиду наличия данных элементов на Солнце. В соответствии с современными солнечными моделями экспериментальные данные о содержании тулия в заметной концентрации отсутствуют, в связи с чем в настоящей работе уделяется внимание другим процессам рождения.

Обратный эффект Примакова для аксиона назван по аналогии с конверсией π^0 -мезона в фотон в поле ядра, и обеспечивает конверсию фотонов в аксионы в электромагнитном поле плазмы. Лагранжиан, описывающий взаимодействие аксионного поля ϕ_A с электромагнитным полем, которое задаётся тензором $F^{\alpha\beta}$:

$$\mathcal{L} = g_{A\gamma}\varphi_A F_{\alpha\beta}\tilde{F}^{\alpha\beta} = g_{A\gamma}\varphi_A \vec{B} \cdot \vec{E} \quad (6)$$

Соответствующая данному взаимодействию константа связи $g_{A\gamma}$ в моделях "невидимого" аксиона равна:

$$g_{A\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_A} \left[\frac{E}{N} - \frac{2(4+z)}{3(1+z)} \right] = \frac{\alpha}{2\pi f_A} C_{A\gamma\gamma} \quad (7)$$

где $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры; z и w – отношения масс легких кварков ($z = m_u/m_d \approx 0.59$, $w = m_u/m_s \approx 0.029$); остальные параметры являются модельно зависимыми:

Теоретическая модель	E/N	$C_{A\gamma\gamma}$
GUT аксион (DFSZ)	$\frac{8}{3}$	0.74
Оригинальный адронный аксион (KSVZ)	0	-1.92
Альтернативная модель адронного аксиона [24]	2	0

Таблица 1: Константа связи с фотоном в разных моделях аксиона

Аксионы, рождённые при конверсии фотонов Солнца и достигнувших поверхности земли имеют следующий энергетический спектр [25—27]:

$$\frac{d\Phi_A}{dE_A} = \left(\frac{g_{A\gamma}}{10^{-10} \text{ ГэВ}} \right)^2 \cdot \frac{\Phi_0}{E_0} \frac{(E_A/E_0)^3}{\exp(E_A/E_0) - 1} \left[\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ кэВ}^{-1} \right] \quad (8)$$

где $E_0 = kT = 1.103 \text{ кэВ}$ - температура плазмы Солнца в энергетических единицах, $\Phi_0 = 5.95 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$

Ожидаемый поток аксионов за счёт взаимодействий g_{Ae} , вычисляется с использованием сечений для комптоновских процессов [28, 29] и тормозного излучения [30], данных стандартной солнечной модели о плотности электронного газа, распределении температуры и концентрациях различных элементов [31, 32]. Учёт образования аксионов с помощью процессов атомной рекомбинации произведён в работе [33].

Вычисленный в предположении $g_{A\gamma} = 10^{-10}$ ГэВ И $g_{Ae} = 10^{-11}$ ГэВ спектр изображён на рисунке 1:

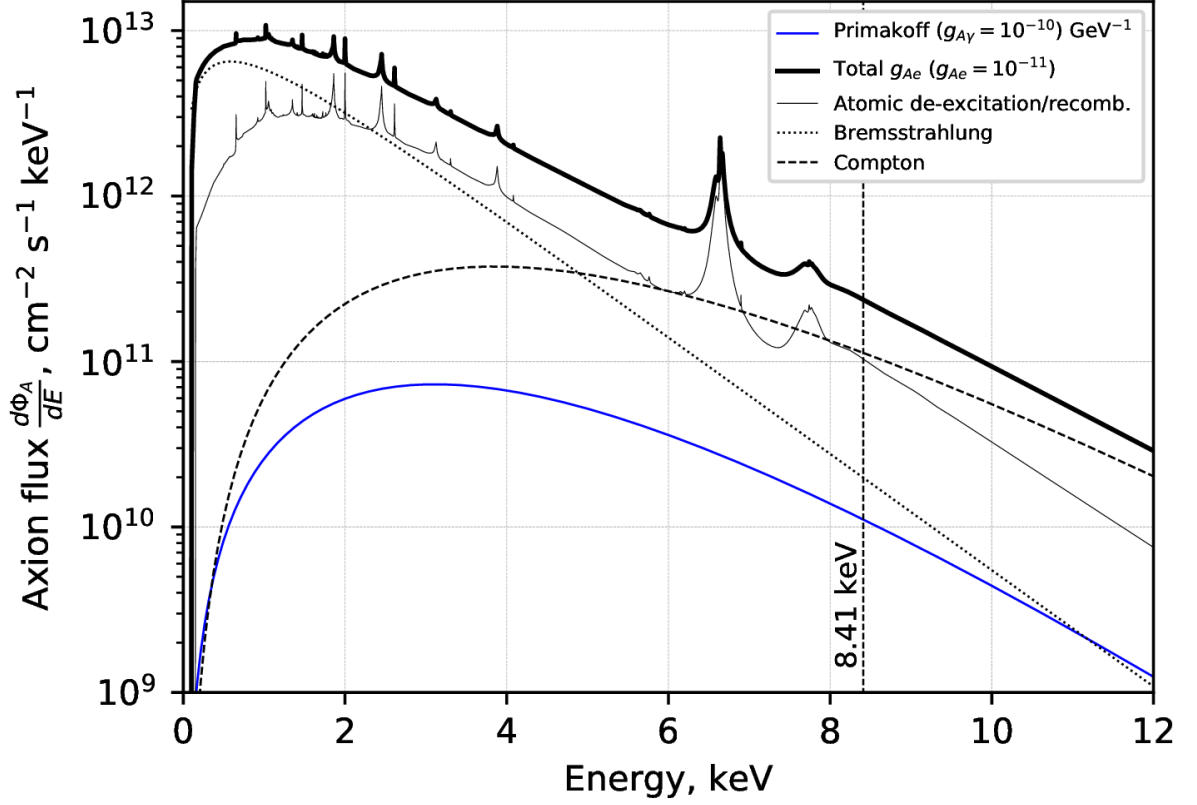


Рис. 1: Спектр солнечных аксионов

Воспользовавшись зависимостями (5) и (7), можно получить полный поток аксионов от данного процесса в терминах m_A :

$$\Phi_A = \int_0^{+\infty} \frac{d\Phi_A}{dE_A} dE_A = 7.44 \cdot 10^{11} \left(\frac{m_A}{1 \text{ эВ}} \right) [\tilde{\text{n}} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}] \quad (9)$$

Предпринимались попытки обнаружить данные аксионы при конверсии аксиона обратно в фотон в лабораторных магнитных полях (BNL [34], Tokio axion helioscope [35, 36], CAST - CERN Axion Solar Telescope [37]). Кроме того, другой возможный механизм поиска - когерентная конверсия аксиона в фотон в поле кристалла [38] - лег в основу экспериментов с германиевыми детекторами SOLAX [39, 40] и COSME [41, 42], а также DAMA [43] – с NaI - детектором. Установленные верхние пределы на константу связи варьируются в диапазоне $g_{A\gamma} \leq 10^{-10} \div 10^{-8}$.

2.2 Резонансное поглощение аксиона в ядерных переходах магнитного типа

Аксион способен испытывать резонансное поглощение атомным ядром в переходах магнитного типа, так как является псевдоскалярной частицей. Релаксация возбужденных ядер приводит к образованию γ -квантов, а также конверсионных и Оже-электронов, которые детектируются обычными средствами

Изотопы ^{57}Fe , ^{83}Kr , ^{169}Tm обладают подходящими низколежащими ядерными переходами для поиска аксиона данным методом. В Петербургском институте ядерной физики активно ведутся эксперименты по поиску резонансного поглощения солнечных аксионов [44–48]

Первые эксперименты были выполнены по схеме «мишень-детектор» с нуклидами ^{57}Fe (14.4 кэВ) и ^{169}Tm (8.41 кэВ). Расположение мишени – непосредственно над полупроводниковым Si(Li) детектором. Сама установка находилась на поверхности земли. На сумму изоскалярной g_{AN}^0 и изовекторной g_{AN}^3 констант связи, а также на произведение данной суммы на $g_{A\gamma}$ были получены следующие ограничения:

$$\text{Fe} : |g_{AN}^3 + g_{AN}^0| \leq 3.12 \cdot 10^{-6}; \quad m_A \leq 151 \text{ эВ} \quad (10)$$

$$\text{Tm} : g_{A\gamma} |g_{AN}^3 + g_{AN}^0| \leq 9.2 \cdot 10^{-13}; \quad m_A \leq 191 \text{ эВ} \quad (11)$$

Следующим шагом было создание низкофоновой установки в сотрудничестве с Баксанской Нейтринной Обсерваторией (БНО) на базе газового пропорционального счётчика [23]. Глубокое расположение (4800 метров водного эквивалента) способствовали чувствительности эксперимента. В установке был использован газообразный криптон, обогащённый изотопом ^{83}Kr . Предыдущие ограничения были улучшены [49] и позволили заключить, что:

$$\text{Kr} : |g_{AN}^3 - g_{AN}^0| \leq 8.4 \cdot 10^{-7}; \quad m_A \leq 65 \text{ эВ} \quad (12)$$

2.3 Резонансное поглощение ядрами тулия

Рассмотрим подробнее резонансное поглощение ядром ^{169}Tm , схема уровней которой показана на рис. 2. Первый ядерный уровень ($3/2^+$) имеет энергию $E = 8.41$ кэВ, примесь перехода E2-типа составляет $\delta = 0.033$. Из коэффициента электронной конверсии ($\frac{\epsilon}{\gamma} = 285$) [50] получается вероятность излучения гамма-кванта $\eta = \frac{1}{1+\frac{\epsilon}{\gamma}} \approx 3.5 \cdot 10^{-3}$

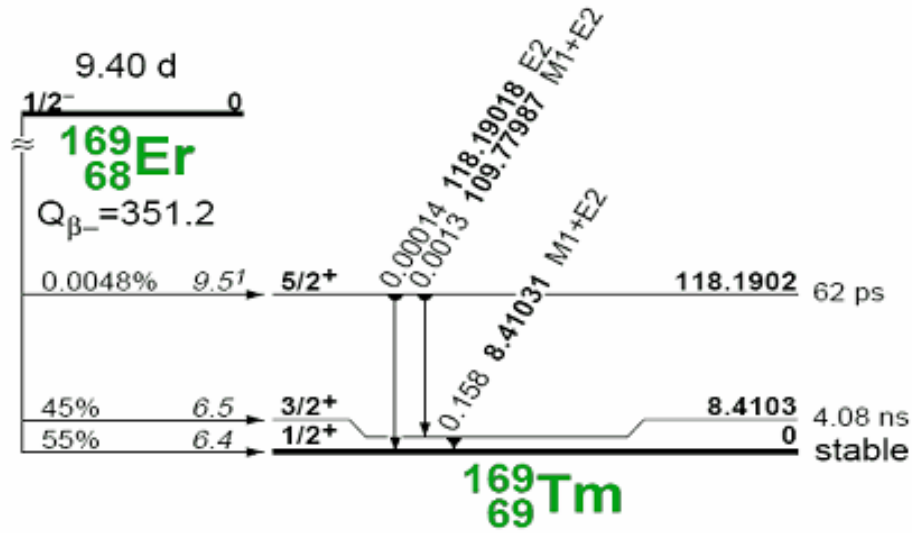
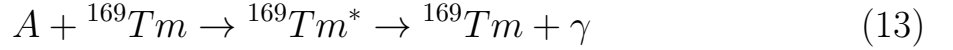


Рис. 2: Схема уровней ядра ^{169}Tm и вероятностей переходов на возбуждённые уровни при β -распаде ^{169}Er

Сечение резонансного поглощения аксионов можно получить из выражения для сечения поглощения гамма-квантов, с учётом отношения вероятностей излучения аксиона и фотона $\frac{\omega_A}{\omega_\gamma}$ в данном переходе [51]:

$$\sigma(E_A) = \pi \sigma_{0\gamma} \Gamma \left(\frac{\omega_A}{\omega_\gamma} \right) \quad (14)$$

$$\frac{\omega_A}{\omega_\gamma} = \frac{1}{2\pi\alpha(1+\delta^2)} \frac{g_{AN}^3\beta + g_{AN}^0}{(\mu_0 - 0.5)\beta + \mu_3 - \eta} \left(\frac{p_A}{p_\gamma} \right)^3 \quad (15)$$

где $\sigma_{0\gamma}$ - максимальное сечение резонансного поглощения гамма-квантов (экспериментально определённое значение для ^{169}Tm составляет $\sigma_{0\gamma} = 2.56 \cdot 10^{19} \text{ см}^2$). Из времени жизни первого возбуждённого уровня $\tau = 5.89 \text{ нс}$ можно получить собственную ширину уровня $\Gamma = 1.13 \cdot 10^{-7}$.

В выражении (15) p_A и p_γ - импульсы фотона и аксиона соответственно, α - постоянная тонкой структуры, приблизительно равная $\frac{1}{137}$, $\mu_0 = \mu_p + \mu_n \approx 0.88$ и $\mu_3 = \mu_p - \mu_n \approx 4.71$ - изоскалярный и изовекторный ядерные магнитные моменты. Параметры β и η задаются ядерными матричными элементами:

$$\eta = - \frac{\left\langle J_f \left| \sum_{i=1}^A l(i) \tau_3(i) \right| J_i \right\rangle}{\left\langle J_f \left| \sum_{i=1}^A \sigma(i) \tau_3(i) \right| J_i \right\rangle} \quad (16)$$

$$\beta = - \frac{\left\langle J_f \left| \sum_{i=1}^A \sigma(i) \right| J_i \right\rangle}{\left\langle J_f \left| \sum_{i=1}^A \sigma(i) \tau_3(i) \right| J_i \right\rangle} \quad (17)$$

и для ядра ^{169}Tm , имеющего нечётное число нуклонов и неспаренный протон, составляют $\beta \approx 1$ и $\eta \approx 0.5$.

Скорость поглощения солнечных аксионов R_A одним ядром ^{169}Tm в единицу времени составит:

- в терминах констант связи

$$R_A = C_{Ax} \cdot g_{Ax}^2 (g_{AN}^0 + g_{AN}^3)^2 \left(\frac{p_A}{p_\gamma} \right)^3 \quad (18)$$

$$C_{A\gamma} = 104 \quad C_{Ae} = 2.76 \cdot 10^5 \quad (19)$$

- в терминах произведения констант связи и массы

$$R_A = C'_{Ax} \cdot g_{Ax}^2 m_A^2 \left(\frac{p_A}{p_\gamma} \right)^3 \quad (20)$$

$$C_{A\gamma} = 4.08 \cdot 10^{-13} \quad C_{Ae} = 1.03 \cdot 10^{-9} \quad (21)$$

- в терминах массы аксиона

$$R_A = C''_{Ax} m_A^4 \left(\frac{p_A}{p_\gamma} \right)^3 \quad (22)$$

$$C''_{A\gamma} = 6.64 \cdot 10^{-32} \quad C''_{Ae} = 8.08 \cdot 10^{-31} \quad (23)$$

В приведённых формулах m_A - масса аксиона в эВ. Константы C_{Ax} , а также их пересчитанные версии C'_{Ax} и C''_{Ax} , зависят от аксионной модели, мишени и др. параметров и были вычислены для ядер ^{169}Tm в работах [33, 46].

2.4 Использование тулиевых болометров

Работы [32, 45, 46] по поиску аксиона с помощью реакции резонансного поглощения ядром ^{169}Tm были выполнены в схеме мишень-детектор. Наилучшие полученные ограничения:

$$g_{Ae} |g_{AN}^3 + g_{AN}^0| \leq 2.1 \cdot 10^{-14} \quad (24)$$

$$g_{Ae} \cdot m_A \leq 3.1 \cdot 10^{-7} \text{ эВ} \quad (25)$$

Внесение вещества мишени в рабочий объём детектора позволяет существенно увеличить чувствительность эксперимента. Нивелируется самопоглощение гамма-квантов веществом мишени. Низколежащие ядерные уровни имеют значительные коэффициенты внутренней конверсии ($\approx 10^{-2}$), поэтому практически вся энергия рассеивается в детекторе. При этом необходимо достаточно сильное подавление фонов, так как тулий имеет ряд характеристических рентгеновских линий, близких к энергии 8.41 кэВ [46].

Первые попытки задействовать тулийсодержащие кристаллы $\text{NaTm}(\text{WO}_4)_2$ и $\text{NaTm}(\text{MoO}_4)_2$ в экспериментах по поиску аксиона были изложены в работе [52]

Использование охлаждённого до 10 мК кристалла тулиевого граната ($\text{Tm}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) в качестве болометрического криогенного детектора изуче-

но в работе [53]. Проведённые измерения подтвердили принципиальную возможность его использования в экспериментах по поиску, тем не менее, указали на ряд сложностей, которые необходимо преодолеть. В частности, радиоактивная чистота сырья должна быть повышена для уменьшения влияния естественной радиоактивности на низкофоновый эксперимент; разрешение детектора также требует оптимизации.

Недавняя работа [48] реализовала описанный эксперимент для тулиевого болометра с датчиком края перехода (Transition Edge Sensor), напыленным непосредственно на поверхность кристалла. Эффективная экспозиция составила 19.2 г · день. Полученные ограничения:

$$g_{A\gamma} |g_{AN}^3 + g_{AN}^0| \leq 1.44 \cdot 10^{-14} \text{ ГэВ}^{-1} \quad (26)$$

$$g_{A\gamma} \cdot m_A \leq 2.31 \cdot 10^{-7} \quad (27)$$

$$g_{Ae} |g_{AN}^3 + g_{AN}^0| \leq 2.81 \cdot 10^{-16} \quad (28)$$

$$g_{Ae} \cdot m_A \leq 4.59 \cdot 10^{-9} \text{ эВ} \quad (29)$$

Здесь масса аксиона выражена в эВ, $g_{A\gamma}$ в ГэВ^{-1} , а константы g_{Ae} , g_{AN}^0 и g_{AN}^3 - безразмерны. Данные ограничения значительно улучшают результаты с тулием в схеме мишень-детектор [46], тем не менее, всё ещё уступают результатам эксперимента с ^{83}Kr [49].

В настоящее время идёт процесс подготовки к эксперименту в криогенной установке с хорошими низкофоновыми характеристиками. Измерены спектры естественной радиоактивности сырья, выращена новая партия кристаллов тулиевого граната (рис.3). Симуляция данного эксперимента с целью расчёта его чувствительности и является задачей данной работы.

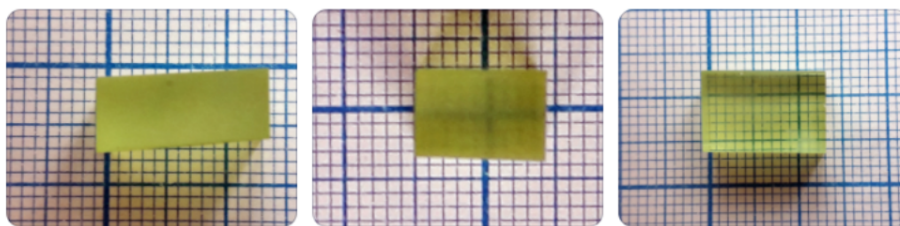


Рис. 3: Образцы кристаллов $Tm_3Al_5O_{12}$

Глава 3. Оценка параметров симуляции

3.1 Эффективность регистрации HPGe детектора

Для исследования чистоты сырья, используемого для изготовления тулиевого болометра, были произведены измерения на подземной установке с HPGe-детектором в Баксанской Нейтринной Обсерватории (БНО). Данная установка была промоделирована в Geant4 с целью получения зависимости эффективности регистрации детектора от энергии гамма-частицы, выпускаемой в объёме условного образца.

Схема установки изображена на рисунке 4:

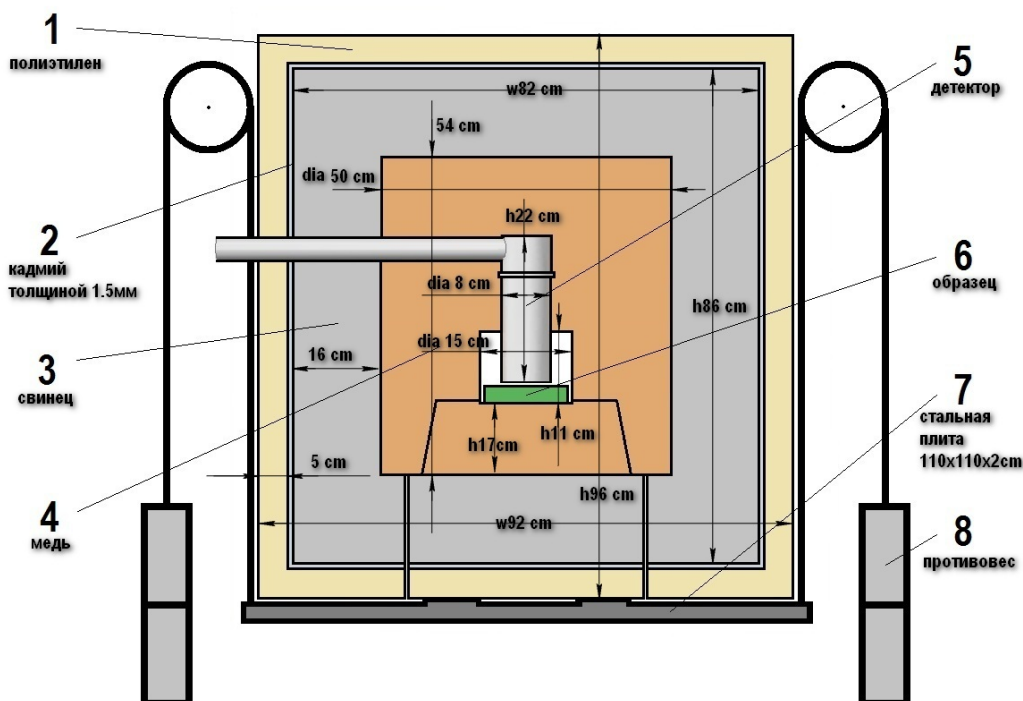


Рис. 4: Геометрические параметры установки farPPD

Визуализация модели в Geant 4 представлена на рисунках 5 и 6

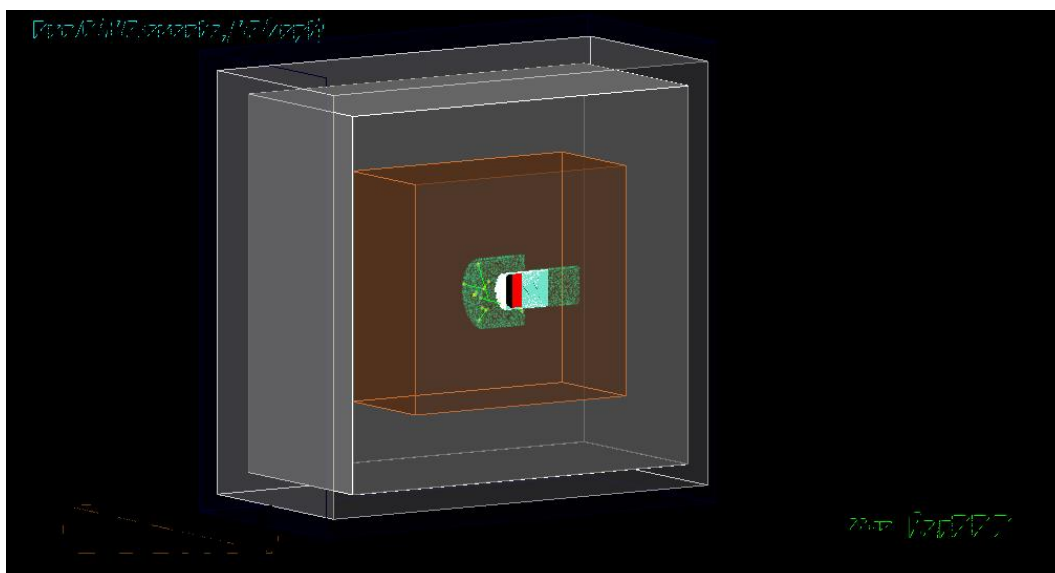


Рис. 5: Модель установки farPPD в Geant4.

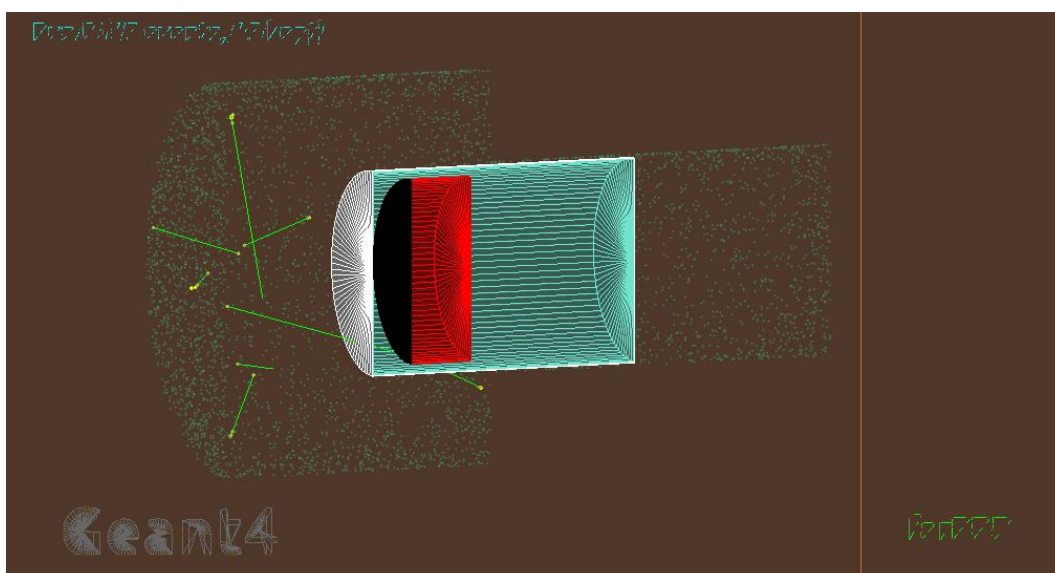


Рис. 6: Увеличенное изображение детектора в модели. Красный цилиндр - HPGe-детектор. Чёрным цветом изображён мёртвый слой - нечувствительный объём детектора. Зелёные линии представляют собой треки симулируемых частиц

Каждый элементарный запуск Монте-карло симуляции начинался с рождения гамма-кванта со случайным изотропно распределённым начальным импульсом внутри объёма условного образца. Программа моделирует все возможные последующие взаимодействия, в том числе рождение вторичных частиц, принимая во внимание геометрию эксперимента. Для частиц, попавших в чувствительный объём детектора, регистрируется рассеяная там энергия.

Для всех энергий гамма-кванта от 0 до 2000 кэВ с шагом 5 кэВ была запущена симуляция методом Монте-Карло, последовательно моделирующая $N = 10^7$ элементарных запусков. Эффективность регистрации детектора (рис. 8) вычислялась как отношение зарегистрированных событий в пике к полному числу выпущенных частиц (элементарных запусков):

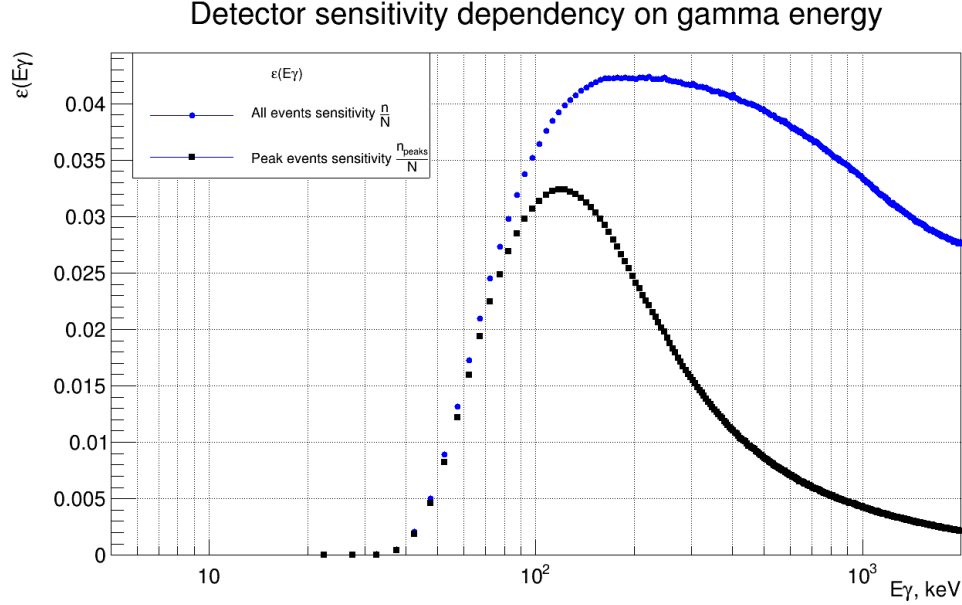


Рис. 7: Зависимость эффективности регистрации детектора от энергии гамма-кванта

Исходный код, а также подробная информация о модели доступны в репозитории на GitHub: <https://github.com/artem-phys/Geant4-farPPD>

3.2 Экспериментальные спектры фонового излучения

Помимо естественного излучения радиоактивных изотопов, содержащихся в сырье для болометра, учёту подлежит также фоновое излучение внутри будущей установки.

Фоновый спектр (в отсутствие образца) был измерен также на установке farPPD в БНО. Зарегистрированные HPGe-детектором события (рис.1) могут послужить разумной оценкой для моделирования распределения рождаемых фоновых гамма-квантов в симуляции будущего эксперимента по поиску аксиона:

События ниже энергии 50 кэВ не записывались, так как представляют собой шумы регистрации детектора. Ввиду того, что интересующий

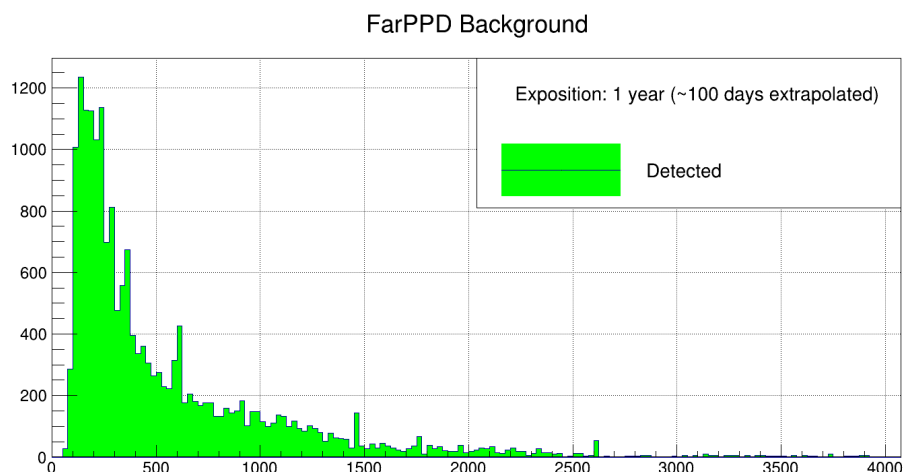


Рис. 8: Фоновое излучение, зарегистрированное HPGe-детектором в отсутствие образца. Данные экстраполированы так, чтобы значения на графике соответствовали времени экспозиции 1 год

нас пик 8.41 кэВ находится как раз в указанном диапазоне, возникает необходимость сделать предположения о спектре фонового излучения. К счастью, отсутствие сильных характерных линий в данном диапазоне позволяет ограничиться равномерным приближением.

Глава 4. Чувствительность будущего эксперимента по поиску аксионов

4.1 Моделирование эксперимента

Предложенный низкофоновый эксперимент с криогенным тулиевым болометром был промоделирован в Geant4 методом Монте-Карло. В качестве рождаемых частиц выбраны радиоактивные изотопы, содержащиеся в незначительном количестве в сырье для болометра, а также гамма-кванты фонового излучения. Вопрос определения параметров рождаемых частиц: активности изотопов и распределения по энергиям фонового излучения – был подробно рассмотрен в предыдущей главе.

В качестве базы для геометрии низкофоновой защиты взяты размеры и материалы установки farPPD. Последнее связано исключительно с произвольностью выбора параметров ещё не реализованной установки и не означает, что эксперимент будет реализован на базе farPPD.

Внутри вакуумной камеры по центру расположен болометрический кристалл из $Tm_3Al_5O_{12}$ в форме куба размером 10.8 мм. Данный объём является чувствительным за исключение тонкого ($d = 0.01$ мм) слоя на поверхности кристалла.

В ходе элементарного запуска частицы генерируется либо случайный радиоактивный изотоп, либо гамма-квант фонового излучения. В случае, если радиоактивный изотоп не распался за время $T = 1$ год, данная частица удаляется и элементарный запуск считается завершённым.

Визуализация представлена на рисунке 10.

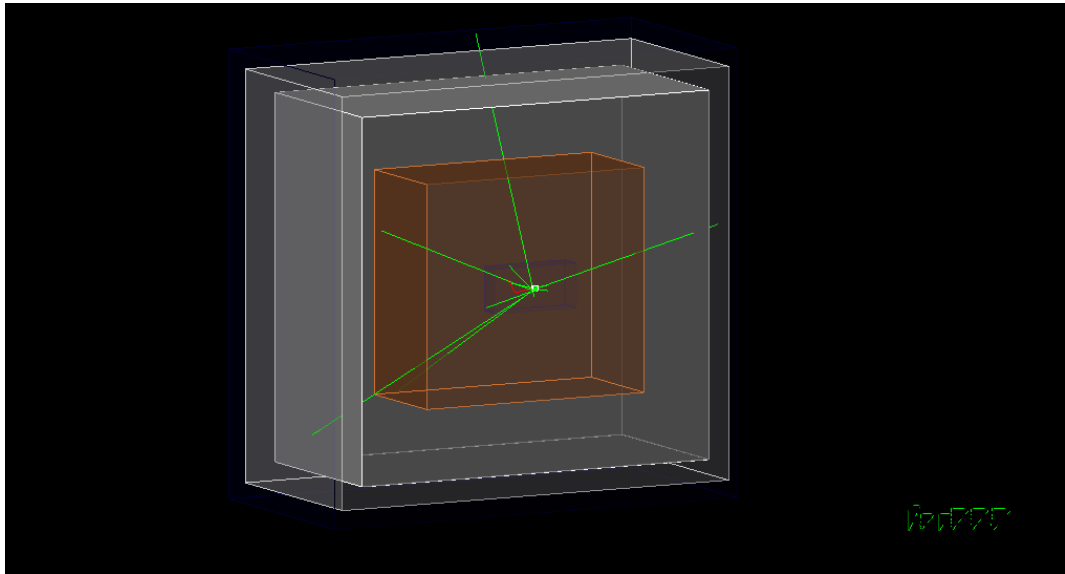


Рис. 9: Модель будущего низкофоновго эксперимента по поиску аксионов в Geant4

Исходный код, а также подробная информация о модели доступны в репозитории на GitHub: <https://github.com/artem-phys/TmCryst>

4.2 Оценка числа возможных аксионных событий

Для получения верхнего предела на число отсчётов в данном пике S_{lim} использовался метод максимального правдоподобия. Функция правдоподобия находилась в предположении, что число отсчётов в каждом канале имеет нормальное распределение и является суммой линейной функции, выбранной для описания непрерывного фона, а также гауссова пика, описывающего искомый аксионный пик с энергией 8.41 кэВ. Аксионный пик

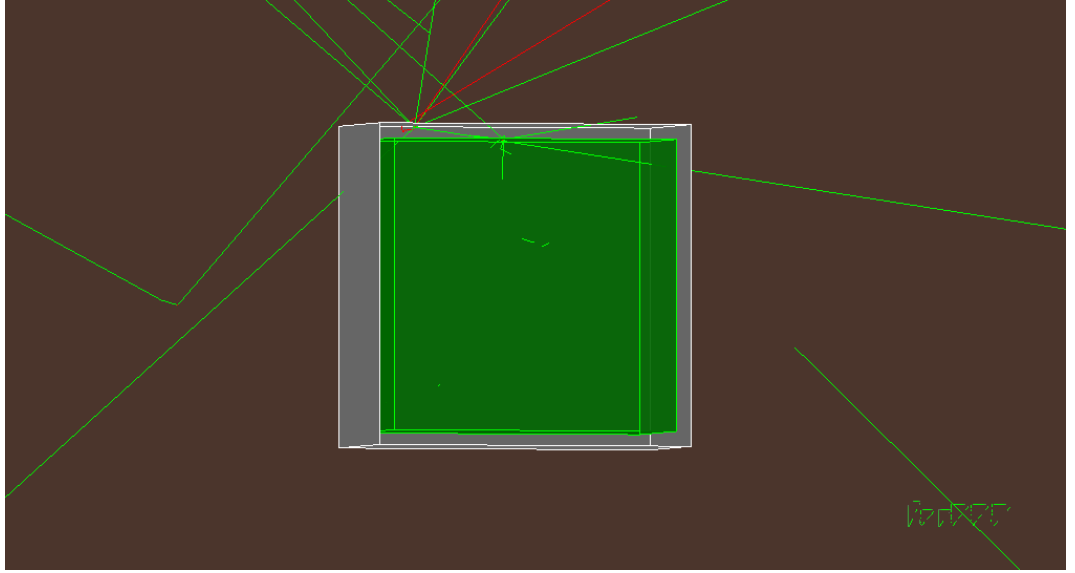


Рис. 10: Болومتر в центре установки

имеет 3 свободных параметра: площадь (S_A), положение (E_A) и дисперсию (σ). Итого, подгоночная функция имеет вид:

$$N(E) = a + bE + \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} S_A \exp \left[-\frac{(E - E_A)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (30)$$

Общее число степеней свободы в интервале 6.9 - 9.1 кэВ, на котором осуществлялась подгонка, составляет $n = 63$. Результаты фита, соответствующие минимальному значению $\chi^2 = \frac{45}{63}$ показаны на рисунке ???. Определённое значение площади аксионного пика $S_A = 28 \pm 50$ событий. Верхний предел, соответствующий 90% уровню достоверности может быть найден через квантиль стандартного нормального распределения $u_{0.9} = 1.282$:

$$S_{lim} = S_A + u_{0.9} \cdot \Delta_{S_A} = 92 \quad (31)$$

4.3 Предел на константы связи

Полное число зарегистрированных событий в пике, который можно сопоставить с аксионом, пропорционально числу ядер ^{169}Tm в мишени, времени измерений и эффективности регистрации детектора. Найдём число ядер в мишени N_{Tm} . Для этого вычислим молярную массу вещества

детектора:

$$\mu(Tm_3Al_5O_{12}) = 3 \cdot 168.93 + 5 \cdot 26.98 + 12 \cdot 16 = 833.69 \frac{\text{г}}{\text{моль}} \quad (32)$$

Каждая молекула мишени содержит 3 ядра ^{169}Tm . Подставляя массу кристалла $m = 8.18$ г, получаем:

$$N_{Tm} = 3\nu \cdot N_A = 3 \frac{m}{\mu} N_A = 3 \cdot \frac{8.18}{833.69} \cdot 6.022 \cdot 10^{23} \approx 1.77 \cdot 10^{22} \quad (33)$$

Итого, полагая:

- Число ядер в мишени $N_{Tm} = 1.77 \cdot 10^{22}$
- Эффективность регистрации $\varepsilon \sim 1$, так как ядра мишени находятся непосредственно внутри активного объема
- Время экспозиции 1 год: $T = 3.15 \cdot 10^7 c$

Мы можем записать предел:

$$\varepsilon \cdot T \cdot R_A \cdot N_{Tm} \leq S_{\text{lim}} \quad (34)$$

Если предположить $\frac{p_A}{p_\gamma} \approx 1$, то можно получить ограничения на константы связи и массу, воспользовавшись выражениями для скорости счёта R_A (18), (20) и (22):

- в терминах констант связи

$$|g_{A\gamma}(g_{AN}^0 + g_{AN}^3)| \leq 4.06 \cdot 10^{-16} \text{ ГэВ}^{-1} \quad (35)$$

$$|g_{Ae}(g_{AN}^0 + g_{AN}^3)| \leq 7.9 \cdot 10^{-18} \quad (36)$$

- в терминах произведения констант связи и массы

$$|g_{A\gamma}m_A| \leq 6.5 \cdot 10^{-9} \quad (37)$$

$$|g_{Ae}m_A| \leq 1.3 \cdot 10^{-10} \text{ эВ} \quad (38)$$

- в терминах массы аксиона

$$m_A \leq 2.2 \text{ эВ} \quad (39)$$

Приведённые верхние пределы и определяют чувствительность эксперимента. Наличие у аксиона параметров, превышающих данные значения, позволит заметить его пик на фоне остальных зарегистрированных событий. Сравнивая результат настоящей работы с пределами [48] можно заключить, что проведение низкофонового эксперимента с криогенным тулиевым болометром поможет улучшить предыдущие ограничения приблизительно на два порядка.

Заключение

Основные результаты, полученные в настоящей работе, заключаются в следующем:

1. Разработана модель установки *farPPD* в Geant4
2. Рассчитана $\varepsilon(E_\gamma)$ – эффективность регистрации HPGe-детектора, зависящая от энергии гамма-кванта, рождаемого в объёме условного образца
3. Оценена радиоактивная чистота сырья, используемого для изготовления болометрических кристаллов $Tm_3Al_5O_{12}$
4. С использованием некоторых деталей конструкции низкофоновой защиты *farPPD* разработана модель будущей установки *TmCryst* в Geant4
5. Получены экспериментальные спектры симуляции *TmCryst*, с помощью которых рассчитана чувствительность будущего эксперимента по поиску аксиона, на два порядка превышающая существующие верхние пределы на параметры аксиона.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 19-02-00097.

Источники

- [1] R.J. Crewther и др. «Chiral estimate of the electric dipole moment of the neutron in quantum chromodynamics». в: *Physics Letters B* 88.1-2 (1979), с. 123—127.
- [2] Christopher Abel и др. «Measurement of the permanent electric dipole moment of the neutron». в: *Physical review letters* 124.8 (2020), с. 081803.
- [3] R. Peccei и H. Quinn. «CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles». в: *Physical Review Letters* 38 (1977), с. 1440—1443.
- [4] Steven Weinberg. «A New Light Boson?» в: *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978), с. 223—226. DOI: 10.1103/PhysRevLett.40.223.
- [5] Frank Wilczek. «Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons». в: *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978), с. 279—282. DOI: 10.1103/PhysRevLett.40.279.
- [6] J-L Vuilleumier и др. «An experimental limit on production of axions in a fission reactor». в: *Physics Letters B* 101.5 (1981), с. 341—343.
- [7] СН Кетов и др. «Поиски необычных явлений в потоке реакторных антинейтрино». в: ().
- [8] H Faissner и др. «Limit on axion decay into an electron pair». в: *Physics Letters B* 96.1-2 (1980), с. 201—205.
- [9] MJ Savage, BW Filippone и LW Mitchell. «New limits on light scalar and pseudoscalar particles produced in nuclear decay». в: *Physical Review D* 37.5 (1988), с. 1134.
- [10] J Isern и др. «Axions and the cooling of white dwarf stars». в: *The Astrophysical Journal Letters* 682.2 (2008), с. L109.
- [11] Jord Albert и др. «Very-high-energy gamma rays from a distant quasar: how transparent is the universe?» в: *Science* 320.5884 (2008), с. 1752—1754.

- [12] A. De Angelis и др. «Photon propagation and the very high energy gamma-ray spectra of blazars: how transparent is the Universe?» в: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 394.1 (март 2009), с. L21—L25. ISSN: 1745-3933. DOI: 10.1111/j.1745-3933.2008.00602.x. URL: <http://dx.doi.org/10.1111/j.1745-3933.2008.00602.x>.
- [13] Jihn E Kim. «Weak-interaction singlet and strong CP invariance». в: *Physical Review Letters* 43.2 (1979), с. 103.
- [14] Mikhail A Shifman, AI Vainshtein и Valentin I Zakharov. «Can confinement ensure natural CP invariance of strong interactions?» в: *Nuclear Physics B* 166.3 (1980), с. 493—506.
- [15] Michael Dine, Willy Fischler и Mark Srednicki. «A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion». в: *Physics letters B* 104.3 (1981), с. 199—202.
- [16] AR Zhitnitskii. «О возможности подавления аксион-адронных взаимодействий». в: *Yad. Fiz* 31 (1980), с. 497.
- [17] Michael S Turner. «Windows on the Axion». в: *Physics Reports* 197.2 (1990), с. 67—97.
- [18] Georg G. Raffelt. «Axions in astrophysics and cosmology». в: *30th Rencontres de Moriond: Euroconferences: Dark Matter in Cosmology, Clocks and Tests of Fundamental Laws*. 1995. arXiv: hep-ph/9502358.
- [19] Georg G Raffelt. «Astrophysical methods to constrain axions and other novel particle phenomena». в: *Physics reports* 198.1-2 (1990), с. 1—113.
- [20] Zurab Berezhiani, Leonida Gianfagna и Maurizio Giannotti. «Strong CP problem and mirror world: the Weinberg–Wilczek axion revisited». в: *Physics Letters B* 500.3-4 (2001), с. 286—296.
- [21] AV Derbin и др. «Search for resonant absorption of solar axions emitted in M1 transition in 57 Fe nuclei». в: *The European Physical Journal C* 62.4 (2009), с. 755—760.
- [22] Milica Krčmar и др. «Search for solar axions using 7 Li». в: *Physical review D* 64.11 (2001), с. 115016.

- [23] AV Derbin и др. «Recent results of search for solar axions using resonant absorption by ^{83}Kr nuclei». в: *Journal of Physics: Conference Series*. т. 934. 1. IOP Publishing. 2017, с. 012018.
- [24] David B Kaplan. «Opening the axion window». в: *Nuclear Physics B* 260.1 (1985), с. 215—226.
- [25] K Van Bibber и др. «Design for a practical laboratory detector for solar axions». в: *Physical Review D* 39.8 (1989), с. 2089.
- [26] RJ Creswick и др. «Theory for the direct detection of solar axions by coherent Primakoff conversion in germanium detectors». в: *Physics Letters B* 427.3-4 (1998), с. 235—240.
- [27] S. Scopel и др. «Theoretical expectations and experimental prospects for solar axions searches with crystal detectors». в: *2nd International Workshop on the Identification of Dark Matter*. сент. 1998. arXiv: astro-ph/9810308.
- [28] Maxim Pospelov, Adam Ritz и Mikhail Voloshin. «Bosonic super-WIMPs as keV-scale dark matter». в: *Physical Review D* 78.11 (2008), с. 115012.
- [29] Paolo Gondolo и Georg G Raffelt. «Solar neutrino limit on axions and keV-mass bosons». в: *Physical Review D* 79.10 (2009), с. 107301.
- [30] A. R. Zhitnitskij и Yu. I. Skovpen'. «On production and detecting of axions at transmission of electrons through matter.» в: *Sov. J. Nucl. Phys.* 29 (1979).
- [31] Dalibor Kekez и др. «Search for solar hadronic axions produced by a bremsstrahlung-like process». в: *Physics Letters B* 671.3 (2009), с. 345—348.
- [32] AV Derbin и др. «Constraints on the axion-electron coupling for solar axions produced by a Compton process and bremsstrahlung». в: *Physical Review D* 83.2 (2011), с. 023505.
- [33] Javier Redondo. «Solar axion flux from the axion-electron coupling». в: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2013.12 (2013), с. 008.

- [34] DM Lazarus и др. «Search for solar axions». в: *Physical review letters* 69.16 (1992), с. 2333.
- [35] Shigetaka Moriyama и др. «Direct search for solar axions by using strong magnetic field and X-ray detectors». в: *Physics Letters B* 434.1-2 (1998), с. 147—152.
- [36] Yoshizumi Inoue и др. «Search for sub-electronvolt solar axions using coherent conversion of axions into photons in magnetic field and gas helium». в: *Physics Letters B* 536.1-2 (2002), с. 18—23.
- [37] Berta Beltran. «Search for solar axions: The CAST experiment at CERN». в: *arXiv preprint hep-ex/0507007* (2005).
- [38] EA Paschos и Konstantin Zioutas. «A proposal for solar axion detection via Bragg scattering». в: *Physics Letters B* 323.3-4 (1994), с. 367—372.
- [39] FT Avignone III и др. «First results from Solax: A new technique to detect axions from the sun». в: *Physics of Atomic Nuclei* 61 (1998).
- [40] FT Avignone III и др. «Solar axion experiments using coherent Primakoff conversion in single crystals». в: *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements* 72 (1999), с. 176—182.
- [41] S Scopel и др. «Theoretical expectations and experimental prospects for solar axions searches with crystal detectors». в: *arXiv preprint astro-ph/9810308* (1998).
- [42] A Morales и др. «Particle dark matter and solar axion searches with a small germanium detector at the Canfranc underground laboratory». в: *Astroparticle Physics* 16.3 (2002), с. 325—332.
- [43] R Bernabei и др. «Search for solar axions by Primakoff effect in NaI crystals». в: *Physics Letters B* 515.1-2 (2001), с. 6—12.
- [44] A. V. Derbin и др. «Search for solar axions emitted in an M1 transition in $^7\text{Li}^*$ nuclei». в: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 81.8 (апр. 2005), с. 365—370. ISSN: 1090-6487. DOI: 10.1134/1.1951009. URL: <https://doi.org/10.1134/1.1951009>.

- [45] A. V. Derbin и др. «Search for resonant absorption of solar axions by atomic nuclei». в: *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* 71.6 (июнь 2007), с. 832—840. ISSN: 1934-9432. DOI: 10.3103/S1062873807060160. URL: <https://doi.org/10.3103/S1062873807060160>.
- [46] A. V. Derbin и др. «Search for solar axions produced by Primakoff conversion using resonant absorption by ^{169}Tm nuclei». в: *Physics Letters B* 678.2 (2009), с. 181—185. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.06.016>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269309006881>.
- [47] V. N. Muratova и др. *Searches for axioelectric effect of solar axions with BGO-scintillator and BGO-bolometer detectors*. 2015. arXiv: 1501.02943 [hep-ex].
- [48] A. H. Abdelhameed и др. «New limits on the resonant absorption of solar axions obtained with a ^{169}Tm -containing cryogenic detector». в: *The European Physical Journal C* 80.5 (май 2020). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-7943-5. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7943-5>.
- [49] A V Derbin и др. «Recent Results of Search for Solar Axions Using Resonant Absorption by ^{83}Kr nuclei». в: *Journal of Physics: Conference Series* 934 (дек. 2017), с. 012018. ISSN: 1742-6596. DOI: 10.1088/1742-6596/934/1/012018. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/934/1/012018>.
- [50] CM Lederer и VS Shirley. «Table of Isotopes John Wiley & Sons». в: *Inc., NY* (1978).
- [51] TW Donnelly и др. «Do axions exist?» в: *Physical Review D* 18.5 (1978), с. 1607.
- [52] A. V. et. al Derbin. «Tm-Containing Bolometers for Resonant Absorption of Solar Axions». в: 2015. DOI: 10.3204/DESY-PROC-2015-02/derbin_alexander.

- [53] Е. Bertoldo и др. «A test of bolometric properties of Tm-containing crystals as a perspective detector for a solar axion search». в: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 949 (янв. 2020), с. 162924. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2019.162924. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2019.162924>.