

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 539.12.123

ББК 22.38

На правах рукописи

Фоменко Кирилл Александрович

ПОИСК АКСИОНОВ, РОЖДАЕМЫХ В РЕАКЦИИ $p(d, {}^3\text{He})\alpha$
НА СОЛНЦЕ, И ЗАПРЕЩЕННЫХ ПРИНЦИПОМ ПАУЛИ
ПЕРЕХОДОВ В ЯДРАХ ${}^{12}\text{C}$ НА ДЕТЕКТОРЕ БОРЕКСИНО

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Специальность: 01.04.16

«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Научные руководители:

доктор физико-математических наук Дербин А.В.

кандидат физико-математических наук Смирнов О.Ю.

Дубна, 2014

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Введение	4
ГЛАВА 1. МОДЕЛИ И СОВРЕМЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ПОИСКУ АКСИОНА	15
1.1. Возникновение аксиона в теории.	15
1.2. Взаимодействие аксиона с фотоном: распад аксиона на два фотона $A \rightarrow 2\gamma$ и конверсия аксиона в фотон в поле ядра $A + N(A,Z) \rightarrow \gamma$ $+ N(A,Z)$	19
1.3. Взаимодействие аксиона с электроном: конверсия аксиона в фотон $A + e \rightarrow \gamma + e$ и аксиоэлектрический эффект $A + e + Z \rightarrow e + Z$.	21
1.4. Взаимодействие аксиона с нуклоном.	24
1.5. Экспериментальные и астрофизические ограничения на парамет- ры аксионных моделей.	26
ГЛАВА 2. ПРИНЦИП ЗАПРЕТА ПАУЛИ: ЭВОЛЮЦИЯ ТЕОРЕТИЧЕ- СКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ	41
2.1. Теории с возможностью (малого) нарушения ПП.	41
2.2. Эксперименты по поиску нарушения ПП.	44
ГЛАВА 3. ДЕТЕКТОР БОРЕКСИНО	53
3.1. Общее описание.	53
3.2. Регистрация событий.	56
3.3. Энергетическое и пространственное разрешение детектора.	66
3.4. Электронный и программный интерфейсы сбора и обработки дан- ных.	79

ГЛАВА 4. ПОИСК АКСИОНОВ, РОЖДАЮЩИХСЯ В РЕАКЦИИ	
$p(d, {}^3\text{He})A$ НА СОЛНЦЕ	85
4.1. Вычисление потока солнечных аксионов.	85
4.2. Моделирование функций отклика детектора.	91
4.3. Анализ данных.	92
4.4. Процедура подгонки экспериментального спектра.	98
4.5. Ограничения на величины аксионного потока и константы связи	
$g_{AN}, g_{Ae}, g_{A\gamma}$	100
ГЛАВА 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПОИСК ЗАПРЕЩЕННЫХ	
ПРИНЦИПОМ ПАУЛИ ПЕРЕХОДОВ В ЯДРАХ ${}^{12}\text{C}$	107
5.1. Теоретическое рассмотрение.	107
5.2. Моделирование функций отклика детектора.	110
5.3. Отбор данных.	112
5.4. Предел на вероятность непаулевских переходов с испусканием γ :	
${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma$	115
5.5. Предел на вероятность непаулевских переходов в ядрах ${}^{12}\text{C}$ с ис-	
пусканием протона: ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\tilde{\text{B}} + p$	116
5.6. Предел на вероятность непаулевских переходов в ядрах ${}^{12}\text{C}$ с ис-	
пусканием нейтрона: ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\tilde{\text{C}} + n$	118
5.7. Пределы на вероятности непаулевских β^\pm -переходов: ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\tilde{\text{N}} +$	
$e^- + \bar{\nu}$ и ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\tilde{\text{B}} + e^+ + \nu$	119
5.8. Пределы на относительные интенсивности непаулевских переходов	120
Заключение	124
Литература	128

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель элементарных частиц и их взаимодействий (СМ), основанная на группах симметрии, хорошо описывает большинство экспериментальных результатов. Однако, к настоящему моменту в модели остается ряд нерешенных вопросов: наличие большого количества свободных параметров, преобладание вещества над антивеществом, неясная ситуация с происхождением холодной темной материи, наконец, природа осцилляций нейтрино. Эти и ряд других вопросов заставляет экспериментаторов обращать внимание на поиски физических явлений, лежащих за рамками СМ, которые могли бы дать ключ к ее дальнейшему расширению. Поиск редких процессов, происходящих при низких («неускорительных») энергиях, представляет собой один из методов изучения процессов, являющихся доминирующими при энергиях великого объединения; таким образом, осуществляется проникновение в область энергий, заведомо невозможную для ускорительных экспериментов обозримого будущего, и чрезвычайно интересную с точки зрения расширения современных знаний о физической картине мира.

Вопрос о возможном нарушении (разумеется, весьма малом) фундаментальных принципов физики является объектом пристального внимания экспериментальной физики. Открытие в 1956 г. несохранения четности в β -распаде впервые показало, что фундаментальные законы могут нарушаться. В 1964 г. последовало обнаружение нарушения СР-инвариантности. Эти работы привели к тому, что проверке стали подвергаться практически все законы сохранения. Так, например, в течение последних 10–15 лет интенсивно исследуется возможное несохранение лептонных квантовых чисел, барионного и электрического заряда, нарушение СРТ-симметрии и лоренц-инвариантности.

Одна из загадок СМ, не поддающаяся разрешению на протяжении долгого

времени, связана с нарушением CP-симметрии в сильных взаимодействиях. Дело в том, что в лагранжиан КХД входит член, отвечающий за взаимодействие глюонных полей; он называется, в соответствии с коэффициентом, Θ -членом и является CP-нечетным. Однако, экспериментально CP-нарушение в сильных взаимодействиях до сих пор не обнаружено. В частности, верхний предел на электрический дипольный момент нейтрона приводит к ограничению $\Theta \leq 10^{-9}$, что является крайне малой величиной по сравнению с другими коэффициентами в лагранжиане КХД.

Наиболее естественное решение CP-проблемы было предложено в модели с новой глобальной киральной симметрией, спонтанное нарушение которой позволяет точно скомпенсировать CP-несохраняющий член в лагранжиане КХД. При этом спонтанное нарушение такой симметрии должно приводить к возникновению новой нейтральной псевдоскалярной частицы — аксиона. Аксион, описываемый первоначально предложенной схемой, имел достаточно жесткие предсказания на массу и константы связи, и его существование было надежно закрыто серией экспериментов. Однако, вскоре были предложены новые теоретические модели, в которых аксион имеет очень маленькую массу, слабые константы связи с веществом и большое время жизни. Такие модели служат основанием для продолжения экспериментального поиска псевдоскалярной частицы, слабо взаимодействующей с веществом. Другая причина интенсивных поисков аксионов обусловлена тем, что аксионы, вместе с классом слабо взаимодействующих массивных частиц (т.н. WIMPs — *weakly interacting massive particles*), являются наиболее популярными кандидатами на роль частиц, из которых состоит «темная материя» во Вселенной.

Таким образом, в настоящее время проблема экспериментального обнаружения аксиона является актуальной задачей как физики частиц, так и астрофизики.

Принцип запрета Паули (ПП), сформулированный В.Паули в 1925 году для объяснения закономерностей периодической системы элементов и особенностей атомных спектров, является одним из наиболее фундаментальных законов природы. Однако, на основе современных теоретических представлений до сих пор нет ответа на вопрос: «с какой точностью справедлив принцип Паули?» Связано это, прежде всего, с отсутствием каких-либо «настоящих» (самосогласованных и непротиворечивых) моделей, допускающих слабое нарушение принципа Паули; такие модели, по-видимому, должны выходить за рамки квантовой теории поля. Поиск процессов с нарушением ПП является одной из принципиальных проверок границ применимости квантово-полевого подхода, лежащего в основе современных физических представлений о структуре мира.

Данная диссертация посвящена экспериментальному поиску аксионов, рождающихся в реакции $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + A$ (5.5 МэВ) на Солнце, и непаулевских переходов в ядрах ${}^{12}\text{C}$ на сверхнизкофоновом детекторе Борексино.

Основные задачи диссертационной работы состояли в следующем:

1. Моделирование функций отклика детектора Борексино к солнечным аксионам с энергией 5.5 МэВ, образующихся в реакции $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + A$. Моделирование включает в себя вычисление потока аксионов и определение энергии частиц, возникающих в основных реакциях взаимодействия аксиона (комптоновской конверсии, аксиоэлектрическом эффекте, конверсии аксиона в фотон в поле ядра и распаде на 2 γ -кванта). Создание программ в пакете GEANT4 для вычисления функций отклика для четырех вышеуказанных реакций с учетом конкретных параметров и критериев отбора, реализованных на детекторе Борексино.
2. Вычисление энергий, высвобождаемых при образовании из ядра ${}^{12}\text{C}$ непаулевских ядер с тремя протонами или тремя нейтронами на S -

оболочке в конечном состоянии. Проведение моделирования функций отклика детектора для непаулевских переходов в ядре ^{12}C методом Монте-Карло.

3. Проведение измерений энергетических спектров детектора Борексино. Участие, в составе экспериментальной группы, в работах по калибровке энергетической шкалы и пространственного разрешения детектора с радиоактивными источниками ^{222}Rn , ^{241}Am , ^9Be и ^{228}Th . Модификация и создание новых программных модулей управления сбором данных, мониторинга состояния каналов электроники и фотоумножителей. Разработка критериев отбора данных детектора Борексино для поиска сигнала от солнечных аксионов и непаулевских переходов в ядрах ^{12}C .
4. Проведение математической обработки накопленных данных с целью поиска вклада от взаимодействия аксиона с энергией ~ 5.5 МэВ. Определение или установление ограничений для констант связи аксиона с нуклонами, фотонами и электронами.
5. Проведение анализа данных с целью поиска сигнала от непаулевских переходов в области энергий, регистрируемых детектором Борексино. Определение вероятностей непаулевских переходов в ядре ^{12}C . Вычисление относительных интенсивностей непаулевских и нормальных переходов.

В результате в диссертационной работе получены следующие новые результаты:

1. Рассчитан поток аксионов с энергией 5.5 МэВ, рождающихся в реакции $p + d \rightarrow ^3\text{He} + A$ на Солнце. Получены энергетические спектры для процессов комптоновской конверсии, аксиоэлектрического эффекта, конверсии аксиона в фотон в поле ядра и распада на 2 γ -кванта в детекторе Борексино. Проведено моделирование функций отклика детектора для всех четырех каналов методом Монте-Карло.

2. Вычислены энергии связи для непаулевских состояний ядер с тремя протонами или тремя нейтронами на S -оболочке, выделены реакции, регистрация которых возможна на детекторе Борексико: $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma$, $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{B}} + p$, $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{C}} + n$, $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}} + e^- + \bar{\nu}$ и $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{B}} + e^+ + \nu$. Получены функции отклика детектора для вышеперечисленных непаулевских переходов (с излучением γ -квантов и p -, n - и β^\pm -частиц) путем моделирования в пакете Geant4.
3. В составе экспериментальной группы Борексико проведены серии измерений общей продолжительностью 737.8 суток, выполнены калибровки энергетической шкалы и пространственного разрешения детектора. Создано и модернизировано программное обеспечение для автоматизированного управления сбором данных и мониторинга состояния компонент детектора Борексико. Разработаны и запущены система выявления неисправностей каналов ФЭУ и модуль вывода информации для системы управления электроники.
4. Установлены оптимальные критерии отбора данных при поиске сигналов, вызванных взаимодействием аксионов. Проведена математическая обработка полученных спектров, заключающаяся в поиске пика с энергией 5.5 МэВ от реакции $p + d \rightarrow ^3\text{He} + A$ на Солнце. Получены новые модельно-независимые ограничения на константы связи аксиона с электроном g_{Ae} , фотоном $g_{A\gamma}$ и нуклонами g_{AN} : $|g_{Ae} \times g_{3AN}| \leq 5.5 \times 10^{-13}$ и $|g_{A\gamma} \times g_{3AN}| \leq 4.6 \times 10^{-11} \text{ ГэВ}^{-1}$ для массы аксиона $m_A < 1 \text{ МэВ}$ (90% у.д.). Получены новые ограничения на константы связи g_{Ae} и $g_{A\gamma}$ как функций массы аксиона в модели адронного аксиона: $|g_{Ae} \times m_A| \leq 2.0 \times 10^{-5} \text{ эВ}$ и $|g_{A\gamma} \times m_A| \leq 1.7 \times 10^{-12}$ (90% у.д.). Данные результаты исключают большую область возможных значений констант связи $g_{Ae} \in (10^{-11} \dots 10^{-9})$ и $g_{A\gamma} \in (2 \times 10^{-14} \dots 10^{-7}) \text{ ГэВ}^{-1}$ и масс аксиона

$m_A \in (0.01...1)$ МэВ.

5. Выполнен анализ экспериментальных данных с целью поиска сигнала от непаулевских переходов в ядрах ^{12}C . Получены новые, наиболее строгие на настоящий момент, пределы на вероятности непаулевских переходов нуклонов с $1P_{3/2}$ -оболочки на $1S_{1/2}$ -оболочку в ядрах ^{12}C с испусканием γ , n , p и β^\pm -частиц: $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma) \geq 5.0 \times 10^{31}$ лет, $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{B}} + p) \geq 8.9 \times 10^{29}$ лет, $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{C}} + n) \geq 3.4 \times 10^{30}$ лет, $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}} + e^- + \bar{\nu}) \geq 3.1 \times 10^{30}$ лет и $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{B}} + e^+ + \nu) \geq 2.1 \times 10^{30}$ лет (все для 90% у.д.). На основании полученных пределов на время жизни непаулевских переходов установлены новые верхние ограничения на относительные интенсивности непаулевских и нормальных переходов: $\delta_\gamma^2 \leq 2.2 \cdot 10^{-57}$, $\delta_N^2 \leq 4.1 \cdot 10^{-60}$ и $\delta_\beta^2 \leq 2.1 \cdot 10^{-35}$ (90% у.д.).

Основные результаты, полученные в диссертационной работе, опубликованы в журналах «Ядерная физика» и «Physical Review», и были представлены автором на международных конференциях: «BUE-CTP Conference on Neutrino Physics in the LHC Era» (Luxor, Egypt, 2009), «15 Ломоносовская Конференции по физике элементарных частиц» (Москва, 2011), «CTP: Speakable in quantum mechanics: atomic, nuclear and subnuclear physics tests» (Trento, Italy, 2011).

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы.

В первой главе представлен обзор свойств аксиона в современных моделях и основных экспериментальных результатов по его поиску.

В первом разделе рассмотрены основные теоретические положения — от появления аксиона в теории до современных моделей, перечислены возможные каналы регистрации аксиона.

Во втором разделе подробно рассматривается взаимодействие аксиона че-

рез константу связи с фотоном $g_{A\gamma}$: распад аксиона на два фотона $A \rightarrow 2\gamma$ и конверсия аксиона в фотон в поле ядра $A + N(A,Z) \rightarrow \gamma + N(A,Z)$ (конверсия Примакова).

В третьем разделе рассмотрено взаимодействие аксиона через константу связи с электроном g_{Ae} : конверсия аксиона в фотон $A + e \rightarrow \gamma + e$ (комptonовская конверсия) и аксио-электрический эффект $A + e + Z \rightarrow e + Z$.

В четвертом разделе рассматривается взаимодействие аксиона с нуклонами, определяющееся константой связи g_{AN} .

Раздел пятый посвящен обзору экспериментальных ограничений на параметры аксионных моделей. Представлены первоначальные эксперименты по поиску «стандартного» аксиона, и более поздние эксперименты различных типов по поиску аксиона со слабым взаимодействием с веществом («невидимого»). Также обсуждаются астрофизические ограничения.

В заключительном разделе первой главы подробно обсуждаются механизмы возможного возникновения аксионов на Солнце, а также результаты по поиску аксионов от реакций pp -цепочки и CNO цикла, полученные с помощью HPCGe-детектора.

Вторая глава посвящена обзору попыток построения теорий с возможностью малого нарушения Принципа Паули (ПП) и экспериментальных подходов для поиска этого нарушения.

В первом разделе описывается эволюция теоретических представлений о месте и роли ПП в физике, начиная с работ самого Паули, Дирака и Ферми, и заканчивая моделями Игнатьева-Кузьмина, Окуня и Гринберга-Мохapatры. Показано, что непротиворечивой теории на настоящий момент не существует, а результаты экспериментов по поиску нарушения ПП представляются как пределы на время жизни атомов или ядер относительно запрещенных переходов, или как пределы на отношение скоростей нормальных и непаулевских

переходов.

Во втором разделе представлены экспериментальные исследования, нацеленные на две основные возможности для проверки ПП: поиск атомов и ядер, уже находящихся в непаулевских состояниях и поиск излучения, сопровождающего непаулевские переходы в атомах и ядрах. Перечислены эксперименты и их результаты.

В главе третьей описывается детектор Борексина.

В первом разделе дано общее описание детектора, особенностей его конструкции, основанной на концепции последовательной защиты, основных компонент и детектирующих объемов, окружающих фоновых условий, а также класса решаемых задач.

Во втором разделе подробно рассматривается методика регистрации событий в жидкосцинтилляционном детекторе. Перечислены виды излучений и методы их регистрации, особенности нелинейного отклика детектора в области низких энергий, обусловленные ионизационным гашением. Приведена таблица значений и пределов на содержание примесей радиоактивных изотопов в сцинтилляторе Борексина. Рассмотрены частотные и временные спектры излучения компонент сцинтиллятора, а также параметры переноса сцинтилляционного света в объеме детектора. Описываются методы идентификации частиц по форме временного импульса, активно используемые в анализе данных.

Третий раздел посвящен методам изучения пространственного и энергетического разрешений детектора. Описывается серия калибровочных измерений, выполненных с помощью размещавшихся внутри и вне активного сцинтилляционного объема детектора радиоактивных источников малой интенсивности. Приводятся результаты: координатных измерений с источником ^{222}Rn ; измерений для определения энергетического разрешения детекто-

ра с источником $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$; измерений вклада внешнего фона с γ источником ^{228}Th .

В заключительном разделе описываются электронный и программный интерфейсы сбора и обработки данных, в частности, назначение и реализованная функциональность программы мониторинга работы каналов электроники и фотоумножителей (dbMon).

В четвертой главе представлен анализ данных по поиску аксионов, рождающихся в реакции $p(d,^3\text{He})A$ на Солнце.

В первом разделе проводится вычисление ожидаемого потока солнечных аксионов на основании данных о величине потока pp -нейтрино. Также обсуждается влияние прохождения аксионного потока через вещество Солнца и удаленности источника и детектора. Оцениваются ограничения, возникающие из этих двух факторов, на величины констант связи.

Во втором разделе описывается процедура нахождения функций отклика детектора для каналов аксион- γ конверсии на электроне и нуклоне, аксион-электронной конверсии в поле ядра и распада аксиона на γ -кванты, полученных при помощи Монте-Карло моделирования.

В третьем разделе детально описан анализ данных, в частности, методы идентификации фоновых событий от космических мюонов, нейтронов, радиоактивных изотопов с временами распада от десятых долей секунды до десятков секунд, а также α -подобных событий в сцинтилляторе.

Четвертый раздел описывает процедуру подгонки экспериментального спектра и верхние пределы на число событий в аксионном пике S^{lim} для каждого канала на 68% и 90% у.д.

Результаты по полученным ограничениям на величины аксионного потока и константы связи g_{AN} , g_{Ae} , $g_{A\gamma}$ приведены в пятом разделе. Приводятся модельно-независимые верхние пределы на значения произведений аксион-

ного потока от Солнца на сечения взаимодействия аксиона с электронами, протонами и атомами углерода; верхнее ограничение на произведение констант $|g_{Ae} \times g_{3AN}|$ как функции массы аксиона m_A и ограничения на величину константы g_{Ae} как функции аксионной массы в рамках модели адронного (KSVZ) аксиона; ограничение на произведение констант $|g_{A\gamma} \times g_{3AN}|$ и явное ограничение на константу $g_{A\gamma}$ как функцию аксионной массы в рамках модели адронного аксиона; верхнее ограничение на произведение констант $|g_{A\gamma} \times g_{3AN}|$ и ограничение на константу $g_{A\gamma}$ как функцию массы в модели адронного аксиона.

Глава 5 посвящена методике и результатам экспериментального поиска паули-запрещенных переходов в ядрах ^{12}C .

В первом разделе вычисляются энергии реакций для непаулевских состояний ядра ^{12}C с тремя протонами или тремя нейтронами на S -орбитали, выделены реакции, регистрация которых возможна на детекторе Борексина.

Методика и результаты моделирования функций отклика детектора в пакете GEANT4 для непаулевских переходов с излучением γ , p , n и β^\pm , описываются во втором разделе.

Третий раздел посвящен методике отбора данных. Описана методика идентификации событий от основных источников фона.

Предел на вероятность запрещенных переходов $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma$ получен в четвертом разделе. Приведено сравнение с результатами экспериментов NEMO-2, Kamiokande и CTF.

Предел на вероятность непаулевских переходов в ядрах ^{12}C с испусканием протона установлен в пятом разделе. Результат сравнивается с данными детекторов NaI (DAMA/LIBRA, Ejiri).

Предел на вероятность непаулевских переходов в ядрах ^{12}C с испусканием нейтрона, получен в пятом разделе. Результат на 8 порядков превосходит

предел, полученный при поиске нейтронного излучения от природного свинца.

Пределы на вероятности непаулевских β^\pm -переходов установлены в шестом разделе. Результаты сравниваются с данными детекторов LSD и NEMO-2.

В заключительном разделе вычисляются пределы на относительные интенсивности непаулевских переходов по отношению к нормальным для исследованных каналов, приводится сравнение результатов с данными других экспериментов.

Основные результаты диссертационной работы кратко подытожены в заключении.

ГЛАВА 1

МОДЕЛИ И СОВРЕМЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ПОИСКУ АКСИОНА

1.1. Возникновение аксиона в теории.

Появление в теории аксиона, гипотетической псевдоскалярной частицы, связано с проблемой отсутствия CP-нарушения в сильных взаимодействиях, или с проблемой так называемого Θ -члена в лагранжиане квантовой хромодинамики (КХД). Обычный лагранжиан может быть дополнен членом, представляющим собой взаимодействие глюонных полей $G_{\alpha\beta}^a$ (названный Θ -членом в соответствии с множителем), который является лоренц- и калибровочно-инвариантным и не нарушает перенормируемости теории:

$$L_{QCD} = \dots + \Theta \cdot G_{\alpha\beta}^a \tilde{G}^{a\alpha\beta}. \quad (1.1)$$

Однако этот член является P- и T-нечетным, т.е. в сильных взаимодействиях при $\Theta \neq 0$ должно наблюдаться CP-несохранение. Из экспериментального верхнего предела на величину дипольного электрического момента нейтрона ($d \leq 6.3 \cdot 10^{-26}$ е·см) [1, 2], обнаружение которого означает существование CP-несохранения в сильных взаимодействиях, следует, что Θ -член очень мал по сравнению с другими членами лагранжиана КХД: его значение не превышает величину $\Theta \leq 10^{-9}$.

Для разрешения этой загадки Печчеи и Квин [3], предложили новую киральную симметрию $U(1)$, спонтанное нарушение которой, как показали Вайнберг и Вилчек, должно приводить к существованию новой частицы — аксиона [4, 5], а Θ -член оказывается точно равным нулю. Это достигается путем введения нового аксионного поля Φ_A , которое входит в лагранжиан

следующим образом:

$$(\Theta - \Phi_A/f_A) G_{\alpha\beta}^a \tilde{G}^{a\alpha\beta}, \quad (1.2)$$

где f_A имеет размерность энергии и определяет шкалу нарушения симметрии Печчеи-Квинна. В первоначальной «стандартной» модели аксиона предполагалось, что нарушение симметрии происходит на электрослабом масштабе:

$$f_A \approx \left(\sqrt{2}G_F\right)^{-1/2} \simeq 250 \cdot \text{ГэВ}, \quad (1.3)$$

при этом ожидаемая масса аксиона получалась равной:

$$m_A \approx (25 \text{ кэВ})N(X + 1/X), \quad (1.4)$$

где N — число кварковых поколений, а X — неизвестный параметр, равный отношению вакуумных средних значений хиггсовских полей. Как следует из выражения (1.4), масса «стандартного» аксиона должна быть больше 150 кэВ. Наиболее вероятной модой распада аксиона оказывался распад на два γ -кванта, при этом ожидаемое время жизни аксиона составляет $\tau \approx (100\text{кэВ}/m_A)^5$ сек. Если масса аксиона больше $2m_e$, возможен распад на электрон-позитронную пару.

Вскоре после появления работ [6, 7], в которых авторы утверждали, что наблюдают распад аксиона на два фотона, существование стандартного аксиона было надежно закрыто для всей области значений параметра X серий экспериментов, выполненных с искусственными радиоактивными источниками (^{137}Ba [8], ^{65}Cu [9]), на реакторах [10, 11] и ускорителях [12, 13]. В реакторных экспериментах и экспериментах с искусственными источниками проводился поиск распада аксиона на два γ -кванта. В ускорительных экспериментах пытались обнаружить распады K -мезонов ($K^+ \rightarrow \pi^+ + A$) и π -мезонов ($\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + A$) и тяжелых кваркониев с излучением аксиона

($J/\Psi \rightarrow \gamma + A$ и $\Upsilon \rightarrow \gamma + A$), а также распады самого аксиона, рождающиеся в реакции $p(e)+N \rightarrow A+X$, на электрон-позитронную пару ($A \rightarrow e^+e^-$) или два γ -кванта.

Однако, вскоре появились две новые теоретические модели «невидимого» аксиона, в которых удалось сохранить аксион в том виде, в каком он нужен для решения проблемы Θ -члена, и в тоже время подавить его взаимодействие с фотонами, лептонами и адронами. Этим двум классам моделей дали названия по первым буквам фамилий авторов: модель KSVZ (Kim-Shifman-Vainstein-Zakharov), или адронный, аксион [14, 15] и модель DFSZ (Dine-Fischler-Srednicki-Zhitnitskii) аксиона [16, 17]. В модели KSVZ вводится новый тяжелый кварк, несущий заряд Печчеи-Квин; DFSZ модель не нуждается в новых кварках, но требует два добавочных хиггсовских поля. Особенность KSVZ модели состоит в том, что адронный аксион не имеет непосредственной константы связи с лептонами и кварками, взаимодействие с ними осуществляется за счет петлевых (радиационных) поправок. Масштаб нарушения симметрии f_A в обеих моделях оказывается произвольным и может быть продлен вплоть до планковской массы $\sim 10^{19}$ ГэВ. Значение массы аксиона m_A определяется величиной f_A :

$$m_A(\text{эВ}) \approx \frac{m_\pi f_\pi}{f_A} \frac{\sqrt{z}}{1+z} \approx 6.0 \cdot 10^6 / f_A \text{ (ГэВ)}, \quad (1.5)$$

где $m_\pi = 140$ МэВ и $f_\pi = 93$ МэВ — масса и постоянная распада π -мезона, $z = m_u/m_d$ — отношение масс u и d кварков. Таким образом, масса аксиона может лежать в интервале от 10^{-12} эВ до десятков кэВ. Поскольку амплитуда взаимодействия аксиона с адронами и лептонами пропорциональна массе аксиона m_A (и обратно пропорциональна f_A), соответственно подавлено взаимодействие аксиона с веществом. Данное обстоятельство служит основанием для экспериментального поиска псевдоскалярной частицы, слабо

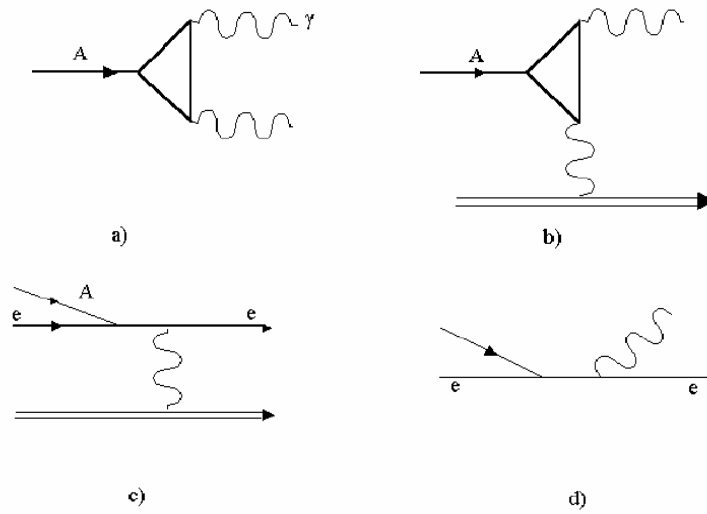


Рис. 1.1: Диаграммы, показывающие возможные методы регистрации аксиона, основанные на взаимодействии аксиона с фотонами и электронами: а) распад аксиона на два фотона $A \rightarrow 2\gamma$; б) конверсия аксиона в фотон в поле ядра $A+Z \rightarrow Z'+\gamma$; в) аксиоэлектрический эффект $A+Z \rightarrow Z+e$; д) аксион-комптоновский процесс $A+e \rightarrow e+\gamma$.

взаимодействующей с веществом.

Взаимодействие аксиона с фотоном, электроном и нуклоном, помимо значения f_A , задающего масштаб нарушения симметрии, определяется эффективными константами связи $g_{A\gamma}$, g_{Ae} и g_{AN} . Эти величины в существенной степени являются модельно зависимыми: так, например, взаимодействие адронного аксиона с электроном, возникающее лишь за счет радиационных поправок, сильно подавлено.

Далее будут кратко описаны взаимодействия аксиона с фотонами, лептонами и адронами и рассмотрены реакции, в которых аксионы могут быть обнаружены. Вероятность распада аксиона на два фотона и конверсии аксиона в фотон в электромагнитном поле ядра определяются константой связи аксиона с фотоном $g_{A\gamma}$. При взаимодействии аксиона со свободным электроном происходит превращение аксиона в фотон, при взаимодействии со связанным

электроном возможен аксиоэлектрический эффект. Диаграммы данных процессов показаны на рис. 1.1. Константа связи аксиона с нуклонами приводит к излучению и поглощению аксиона в ядерных переходах.

В обзоре использованы материалы из работ [18] и [19].

1.2. Взаимодействие аксиона с фотоном: распад аксиона на два фотона $A \rightarrow 2\gamma$ и конверсия аксиона в фотон в поле ядра $A + N(A,Z) \rightarrow \gamma + N(A,Z)$.

Взаимодействие аксионного поля Φ_A с электромагнитным полем $F_{\mu\nu}$ определяется лагранжианом:

$$L = g_{A\gamma} \Phi_A \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} F_{\alpha\beta} F^{\mu\nu} = g_{A\gamma} \Phi_A \vec{B} \cdot \vec{E}, \quad (1.6)$$

при этом константа связи $g_{A\gamma}$ в моделях невидимого аксиона оказывается равной [20, 22]:

$$g_{A\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_A} \left(\frac{E}{N} - \frac{2(4+z+w)}{3(1+z+w)} \right) = \frac{\alpha}{2\pi f_A} C_{A\gamma\gamma}, \quad (1.7)$$

где $\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры; z и w — отношения масс легких кварков ($z = m_u/m_d \approx 0.59$, $w = m_u/m_s \approx 0.029$); N — число поколений, а E/N — модельно зависимый параметр: $E/N = 8/3$ в модели DFSZ-аксиона и $E/N = 0$ для аксиона KSVZ. Соответственно, значение параметра $C_{A\gamma\gamma}$ для аксиона DFSZ составляет $C_{A\gamma\gamma} = 0.74$ и для адронного аксиона $C_{A\gamma\gamma} = -1.92$. Следует отметить, что существуют модели адронного аксиона в которых E/N может равняться 2, соответственно $C_{A\gamma\gamma} \approx 0$. В таких моделях существующие экспериментальные ограничения на константу связи $g_{A\gamma}$ будут существенно слабее [20].

Время жизни аксиона относительно распада на два фотона, в собственной

системе отсчета, равняется [21]:

$$\tau_{c.m.}(c) = \frac{64\pi}{g_{A\gamma}^2 m_A^3} = \frac{256\pi^3 f_A^2}{\alpha^2 m_A^3} C_{A\gamma\gamma}^{-2} \approx 3.5 \cdot 10^{24} \times m_A^{-5} \times C_{A\gamma\gamma}^{-2}, \quad (1.8)$$

где масса аксиона выражена в эВ. Для стандартного аксиона массой 150 кэВ время жизни составляет всего лишь $\tau_{c.m.} \approx 0.1$ с.

Угол разлета фотонов однозначно фиксируется значениями массы и энергии аксиона E_A :

$$\Theta = 2 \arccos(1 - m_A^2/E_A^2)^{1/2}. \quad (1.9)$$

Схемы поиска данного распада идентичны для всех экспериментов — два или несколько детекторов, способных регистрировать фотоны, просматривают объем, через который проходит поток аксионов.

Другая реакция, сечение которой определяется константой связи аксиона с фотоном $g_{A\gamma}$, это конверсия аксиона в фотон в поле ядра $A + N(A,Z) \rightarrow \gamma + N(A,Z)$. Данная реакция называется также конверсией Примакова, по аналогии с конверсией π^0 -мезона в фотон в поле ядра. Интегральное сечение реакции было вычислено в работе [9]:

$$\sigma_{PC} = g_{A\gamma}^2 \frac{Z^2 \alpha}{2} \left[\frac{1 + \beta^2}{2\beta^2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - \frac{1}{\beta} \right], \quad (1.10)$$

где $\beta = v/c = p_A/E_A$. Используя зависимости (1.7, 1.8) можно связать время жизни аксиона с сечением реакции Примакова:

$$\sigma_{PC} = \frac{32 \pi Z^2 \alpha}{\tau_{c.m.} m_A^3} \left[\frac{1 + \beta^2}{2\beta^2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - \frac{1}{\beta} \right]. \quad (1.11)$$

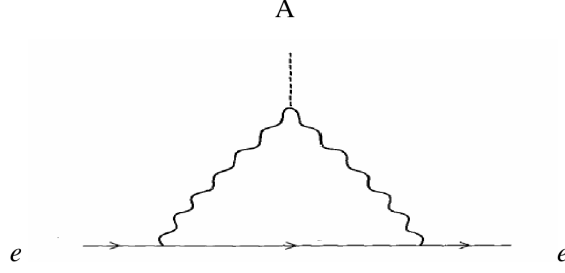


Рис. 1.2: Взаимодействие адронного аксиона с электроном через радиационные поправки.

- 1.3. Взаимодействие аксиона с электроном: конверсия аксиона в фотон $A + e \rightarrow \gamma + e$ и аксиоэлектрический эффект $A + e + Z \rightarrow e + Z$.

Взаимодействие аксиона с электроном определяется Лагранжианом [5, 21]:

$$L = ig_{Ae}\bar{\psi}_e\gamma_5\psi_e\phi_A \quad (1.12)$$

Константа g_{Ae} для DFSZ-аксиона связана с массой электрона m и шкалой нарушения симметрии f_A следующим образом:

$$g_{Ae} = C_e m / f_A = 1.65 \cdot 10^{-10} (m_A / \text{эВ}), \quad (1.13)$$

где C_e — модельно-зависимая константа порядка единицы. В отличие от константы $g_{A\gamma}$, имеющей размерность ГэВ^{-1} , аксион-электронная константа связи — безразмерная.

Для стандартного WWPQ-аксиона значения $C_e = 1$, $f_A = 250 \text{ ГэВ}$ зафиксированы, и $g_{Ae} \approx 2 \cdot 10^{-6}$. В модели DFSZ $C_e = (1/3) \cos^2 \beta_{DFSZ}$, где β_{DFSZ} — произвольный угол; полагая $\cos^2 \beta_{DFSZ} = 1$ и используя выражение (1.5), $g_{Ae} = 2.8 \cdot 10^{-11} m_A$, где m_A выражено в единицах эВ.

Адронный (KSVZ) аксион (рис. 1.2), как отмечалось выше, не имеет прямого взаимодействия с электроном, его эффективная константа взаимодей-

ствия, вычисленная для однопетлевой поправки, равна [22, 23]:

$$g_{Ae} = \frac{3\alpha^2 N m_A}{2\pi f_A} \left(\frac{E}{N} \ln \frac{f_A}{m_A} - \frac{24 + z + w}{31 + z + w} \ln \frac{\Lambda}{m_A} \right), \quad (1.14)$$

где N — число поколений, $\Lambda \approx 1$ ГэВ — порог обрезания шкалы в КХД. Можно видеть, что взаимодействие адронного аксиона с электроном подавлено, по крайней мере, в $\alpha^{-2} \simeq 10^4$ раз. Численное значение g_{Ae} для $E/N = 8/3$ и $N = 1$ равно:

$$g_{Ae} = 2.1 \cdot 10^{-15} \left[\frac{8}{3} \ln \left(\frac{1.21 \cdot 10^{10}}{m_A} \right) - 14.6 \right] m_A, \quad (1.15)$$

где m_A выражается в эВ.

Взаимодействие аксиона с электроном может быть зарегистрировано в двух основных процессах, аналогичных комптоновскому рассеянию γ -кванта на свободном электроне и фотоэффекту для фотонов при взаимодействии с атомом.

Дифференциальное сечение аксион-комптоновской конверсии $A + e \rightarrow \gamma + e$ было вычислено в работах [9, 23, 24]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{g_{Ae}^2 \alpha E_\gamma}{8\pi m^2 p_A} \left[1 + \frac{4m^2 E_\gamma^2}{y^2} - \frac{4m E_\gamma}{y} - \frac{4mp_A^2 m_A^2 E_\gamma}{y^3} \sin^2 \Theta \right], \quad (1.16)$$

где E_γ — энергия гамма-кванта, m — масса электрона, p_A и E_A — импульс и энергия аксиона соответственно, Θ — угол между аксионом и излучаемым фотоном и $y = 2mE_A + m_A^2$. Используя данное выражение можно вычислить спектр фотонов, который имеет максимум при $E_\gamma = 2E_A/(2E_A + m_A)$ и стремится к нулю при $E_\gamma = E_A$. Выражение для интегрального сечения

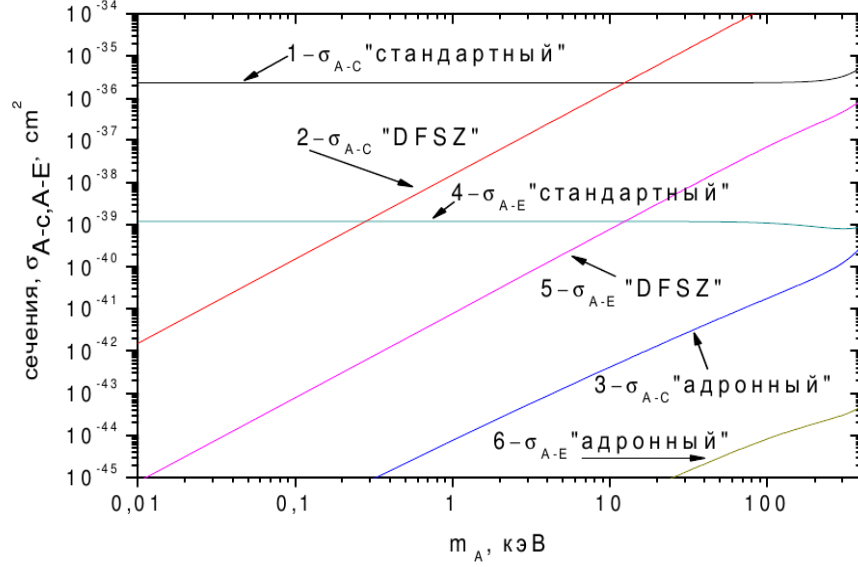


Рис. 1.3: Сечения взаимодействия аксиона с электроном в различных моделях [25]: 1,2,3 — комптоновская конверсия $A + e \rightarrow \gamma + e$; 4,5,6 — аксиоэлектрический эффект ($Z = 6$) $A + e + Z \rightarrow e + Z$.

рассеяния имеет сложный вид:

$$\sigma_{CC} = \frac{g_{Ae}^2 \alpha}{8m^2 p_A} \left(\frac{2m^2(m + E_A)y}{(m^2 + y)^2} + \frac{4m(m_A^4 + 2m_A^2 m^2 - 4m^2 E_A^2)}{y(m^2 + y)} + \frac{4m^2 p_A^2 + m_A^4}{p_A y} \ln \frac{m + E_A + p_A}{m + E_A - p_A} \right). \quad (1.17)$$

Для малых значений масс аксиона ($m_A < 2$ МэВ) полное сечение можно представить как

$$\sigma_{CC} \approx g_{Ae}^2 \times 4.3 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2. \quad (1.18)$$

В процессе аксиоэлектрического эффекта $A + e + Z \rightarrow e + Z$ — аксион исчезает и электрон вырывается с атомной оболочки с энергией поглощенного аксиона минус энергия связи электрона E_b . Сечение аксиоэлектрического эффекта для электронов, находящихся на К-оболочке, при условии, что энергия аксиона много больше энергии связи электрона $E_A \gg E_b$, было вычислено в

работе [23]:

$$\sigma_{Ae} = 2(\alpha m Z)^5 \frac{g_{Ae}^2 p_e}{m^2 p_A} \left[\frac{4E_A(E_A^2 - m_A^2)}{(p_A^2 - p_e^2)^4} - \frac{2E_A}{(p_A^2 - p_e^2)^3} - \frac{64 p_e^2 p_A^2 m_A^2 m}{3 (p_A^2 - p_e^2)^6} - 16 \frac{p_A^2 m_A^2 E_e}{(p_A^2 - p_e^2)^5} - \frac{E_A}{p_e p_A (p_A^2 - p_e^2)^2} \ln \frac{p_e + p_A}{p_e - p_A} \right]. \quad (1.19)$$

Сечение имеет зависимость Z^5 , поэтому для регистрации данного процесса предпочтительнее использовать ядра с большим зарядом Z .

Зависимость сечений комптоновской конверсии и аксиоэлектрического эффекта для аксиона с энергией $E_A \approx m_e$ на углероде ($Z = 6$), входящем в большинство жидких сцинтилляционных детекторов, от массы аксиона, показана на рис. 1.3 [25]. Для расчета сечений аксион-комптоновской конверсии (формула (1.17)) использовались значения $g_{Ae} = 2m/250$ ГэВ («стандартный» аксион), $g_{Ae} = 2m/f_A$ (DFSZ-аксион) и выражение (1.15) (адронный аксион). Сечения аксиоэлектрического эффекта вычислены в соответствии с формулой (1.19). Можно видеть, что сечения рассмотренных выше реакций малы по сравнению с сечениями, обусловленными сильными и электромагнитными взаимодействиями — так, при массе аксиона 1 кэВ, сечение комптоновского рассеяния адронного аксиона становится сравнимым с сечением реакции упругого рассеяния нейтрино на электроном.

1.4. Взаимодействие аксиона с нуклоном.

Взаимодействие аксиона с нуклонами определяются константой связи g_{AN} , которая состоит из изоскалярной g_{0AN} и изовекторной g_{3AN} частей [9, 20, 22]:

$$L = i(g_{0AN} + g_{3AN})\bar{\psi}_N \gamma_5 \psi_N \Phi_A. \quad (1.20)$$

В моделях адронного аксиона константы g_{0AN} и g_{3AN} могут быть представлены в виде:

$$g_{0AN} = -\frac{m_N}{6f_A} \left[2S + (3F - D) \frac{1+z-2w}{1+z+w} \right], \quad (1.21)$$

$$g_{3AN} = -\frac{m_N}{2f_A} \frac{1-z}{1+z+w} (D + F), \quad (1.22)$$

где $m_N = 939$ МэВ — масса нуклона, а $z = m_u/m_d \approx 0.56$ и $w = m_u/m_s \approx 0.029$ — отношения кварковых масс. Точные значения параметров D и F , определенные из полуплеитонных распадов гиперонов, составляют $D = 0.462$ и $F = 0.808$ [26]. Значение параметра S , учитывающее вклад s -кварка, достаточно неопределенно ($S = 0.15 \div 0.53$) [27, 28], согласно последним экспериментальным данным оно равно $S \approx 0.4$ [29].

В численном виде, изоскалярный g_{0AN} и изовекторный g_{3AN} параметры взаимодействия адронного аксиона с нуклоном, могут быть представлены в виде, зависящем от массы аксиона ($D = 0.462$, $F = 0.808$, $S = 0.4$):

$$g_{0AN} = -4.03 \cdot 10^{-8} m_A \text{ (эВ)}, \quad (1.23)$$

$$g_{3AN} = -2.75 \cdot 10^{-8} m_A \text{ (эВ)}. \quad (1.24)$$

Значение $z = 0.56$ общепринято в работах по исследованию аксиона, однако оно может быть в диапазоне (0.35–0.6) [30]. Это, вместе с неопределенностью в значении S , дает возможное различие в значении g_{0AN} в (0.4–1.3) раза по отношению к (1.23) и в (0.9–1.9) раза в значении g_{3AN} по сравнению с (1.24).

Аналогичные соотношения для g_{0AN} и g_{3AN} для DFSZ аксиона в большей степени модельно зависимы, но имеют тот же порядок величины [22]. Их численные значения лежат в интервале (0.3 – 1.5) от значений данных констант для адронного аксиона.

Аксион, как псевдоскалярная частица, должен испускаться в ядерных переходах магнитного типа. Отношение вероятности ядерного перехода с излучением аксиона (w_A) к вероятности магнитного перехода (w_γ), вычисленное в длинноволновом приближении имеет вид [9, 24]:

$$\frac{\omega_A}{\omega_\gamma} = \frac{1}{2\pi\alpha} \frac{1}{1 + \delta^2} \left[\frac{g_{AN}^0\beta + g_{AN}^3}{(\mu_0 - 0.5)\beta + \mu_3 - \eta} \right]^2 \left(\frac{p_A}{p_\gamma} \right)^3, \quad (1.25)$$

где p_γ и p_A — импульсы фотона и аксиона, $\delta = 2/1$ — отношение вероятностей E2 и M1 переходов, $\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, $\mu_0 = \mu_p + \mu_n \approx 0.88$ и $\mu_3 = \mu_p - \mu_n \approx 4.73$ — изоскалярный и изовекторный ядерные магнитные моменты, β и η — параметры, зависящие от конкретных ядерных матричных элементов.

1.5. Экспериментальные и астрофизические ограничения на параметры аксионных моделей.

Эксперименты по поиску «стандартного» аксиона. В оригинальной PQWW-модели масса и вероятности распада аксиона могут быть точно вычислены, и в первых экспериментах пытались обнаружить распад аксиона на электрон и позитрон: $A \rightarrow e^+e^-$ [12, 24, 32, 33, 34]. Реакция возможна, если масса аксиона превышает $2m_e$. Время жизни аксиона относительно данного распада составляет:

$$\Gamma^{th}(A \rightarrow e^+e^-) = \frac{1}{\tau^{th}} = \frac{\sqrt{2}G_F m_e^2 \sqrt{m_A^2 - 4m_e^2}}{8\pi X^2} \quad (1.26)$$

Все эксперименты данного типа выполнялись на ускорителях с высокопоточными протонными пучками, направленными на медную мишень. Аксионы должны были возникать при взаимодействии протонов с ядрами мише-

ни. Вероятность процесса определяется константой взаимодействия аксиона с нуклонами g_{AN} . Полученные экспериментальные ограничения на вероятность данного распада соответствовали значениям $\tau^{exp} \geq 10^7 \tau^{th}$ для значения $X = 1$. Это свидетельствовало о том, что масса аксиона должна быть меньше $2m_e$.

В случае $m_A < 2m_e$ наиболее вероятной модой распада является $A \rightarrow 2\gamma$. Поиск данного канала осуществлялся на реакторах [10, 11] и с искусственными источниками [8, 9]. В ядерном реакторе испускание аксионов ожидалось в переходах магнитного типа в осколках деления. Поток аксионов оценивается как $\sim 10^{-6}$ от потока реакторных (анти)нейтрино, который хорошо известен.

Поток аксионов от радиоактивных источников вычисляется непосредственно, поскольку активность источника может быть определена путем регистрации γ -излучения. В качестве источников использовались ядра ^{137}Ba [8] и ^{65}Zn [9]. В результате распада, дочерние ядра оказываются в возбужденном состоянии, которое разряжается в переходах магнитного типа с возможным

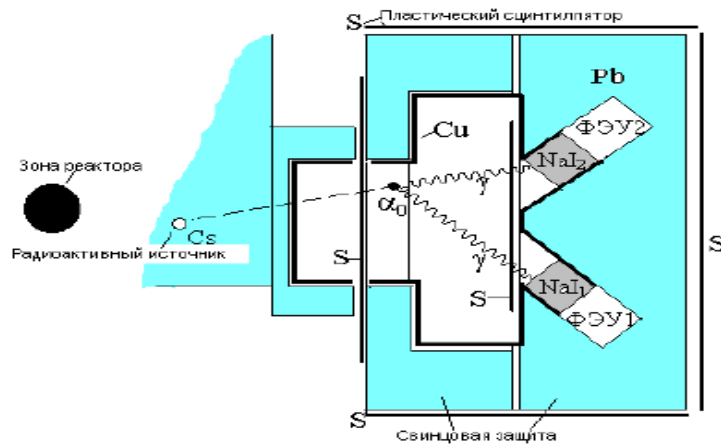


Рис. 1.4: Схема экспериментов по поиску распада аксиона на два γ -кванта. В качестве источника аксионов используются ядерный реактор или искусственные радиоактивные источники. Детектирующая система представляла собой несколько NaI(Tl) детекторов, размещенных внутри пассивной защиты и включенных на совпадения.

излучением аксиона.

Общая схема экспериментов по поиску распада аксиона на два γ -кванта приведена на рис. 1.4 Сцинтилляционные NaI(Tl) детекторы просматривают объем, в котором распадается аксион. В эксперименте [8] использовалось два NaI(Tl)-детектора, в эксперименте [9] — четыре. Детекторы располагались внутри пассивной защиты, состоящей из свинца и меди. Распад аксиона соответствует одновременному срабатыванию двух детекторов, поэтому все детекторы включались в схему совпадения. Ожидаемая скорость счета совпадений зависит от времени жизни аксиона, величины распадного объема и эффективности регистрации γ -квантов, которая, в свою очередь, зависит от геометрии эксперимента и собственной эффективности используемых детекторов.

В работе [9] использовался источник ^{65}Zn . Ядро ^{65}Zn испытывает электронный захват и превращается в ядро ^{65}Cu , при этом в 50% случаев переход идет на возбужденное состояние, которое разряжается в M1-переходе с из-

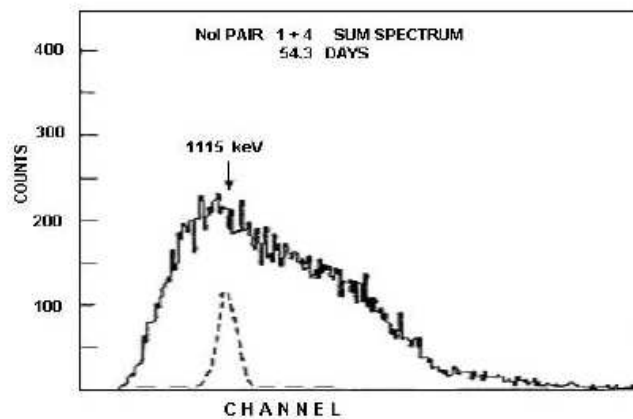


Рис. 1.5: Результаты эксперимента по поиску излучения аксиона в M1-переходе ядра ^{65}Cu [9]. Показан суммарный спектр двух детекторов, работавших в совпадении. Пунктирной линией показан дополнительный вклад в случае излучения «стандартного» аксиона, вычисленный для значения $X = 1$ (масса аксиона 150 кэВ).

лучением γ -кванта с энергией 1115 кэВ. Если аксион излучается в данном переходе и затем распадается на два γ -кванта, в спектре суммарной энергии, зарегистрированной двумя детекторами, должен появиться пик с энергией 1115 кэВ. Такой суммарный спектр, полученный в эксперименте, показан на рис. 1.5 Пунктирной линией показан дополнительный вклад в спектр в случае излучения невидимого аксиона для $f_A = 230$ ГэВ и параметра $X = 1$ (что, согласно формуле (1.4), соответствует массе аксиона $m_A = 150$ кэВ). Как видно, данный эксперимент надежно исключил модель «стандартного» аксиона.

Эксперименты по поиску «невидимого» аксиона. Появление новых моделей «невидимого» аксиона, в которых шкала нарушения PQ-симметрии оказывается свободным параметром, расширило экспериментальную зону поиска аксиона. Наиболее перспективными в области малых масс аксиона (≤ 1 эВ) являются эксперименты по поиску конверсии аксиона в фотон в магнитном поле [35]- [38]) (рис. 1.1, b)).

Поиск реликтовых аксионов с массой $m_A \sim 10^{-5} - 10^{-3}$ эВ проводился с использованием резонаторов, в которых могли бы накапливаться фотоны, возникающие в результате конверсии. Схема эксперимента из работы [39] показана на рис. 1.6.

Медный резонатор, помещенный в магнитное поле, охлаждался до температуры жидкого гелия. Использовалось магнитное поле силой 5 Тл и резонатор объемом 10 дм³. При совпадении частоты фотонов, появляющихся в результате взаимодействия аксионов с магнитным полем, с частотой резонатора, происходит накопление фотонов, что может быть зарегистрировано. Резонансная частота резонатора имела ширину $\Delta E/E \approx 10^{-6}$, была просканирована область частот от 2 до 2000 ГГц, что соответствует области масс аксиона в интервале $10^{-5} - 10^{-3}$ эВ. Однако положительных сигналов

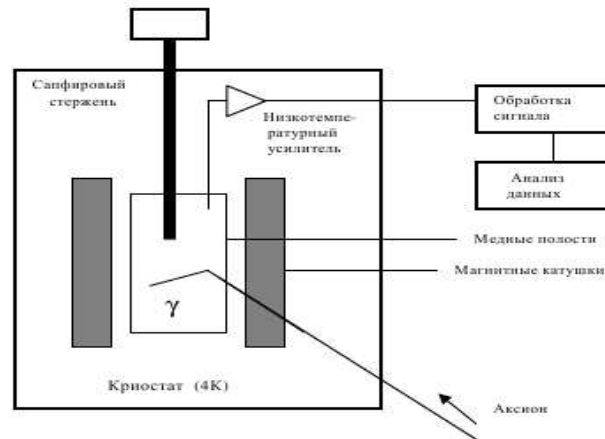


Рис. 1.6: Схема эксперимента из работы [39]. Детектирование аксионов основано на накоплении фотонов, возникающих при конверсии аксионов, в полости резонатора.

обнаружено не было. В настоящее время начал измерения новый детектор ADMX [40].

Солнечные аксионы с массой менее 0.1 эВ пытались обнаружить с помощью «гелиоскопов», которые представляют собой трубу, направленную на Солнце, внутри которой имеется сильное магнитное поле [41, 42]. Возникающие фотоны регистрируются системой детекторов. Наибольшая чувствительность к константе взаимодействия аксиона с фотоном достигнута в эксперименте CAST, проводимом в ЦЕРНе. Чувствительность CAST составляет величину $g_{A\gamma} \leq 10^{-10} \text{ ГэВ}^{-1}$ для масс аксиона менее 1 эВ [44]. Ограничения на константу, полученные в экспериментах с гелиоскопами, показаны на рис. 1.7. Новый гелиоскоп, который улучшит чувствительность CAST на 1 – 2 порядка, предлагается создать в проекте IAXO (International axion observatory) [46].

В работах [47, 48] было предложено использовать твердотельные детекторы для регистрации аксионов. Идея метода состоит в том, что низкоэнергетические аксионы проходя вдоль ядер, расположенных в плоскости кристаллической решетки, где существует сильное электрическое поле, могут конвертироваться в фотон, при этом энергия фотона в точности равна энергии

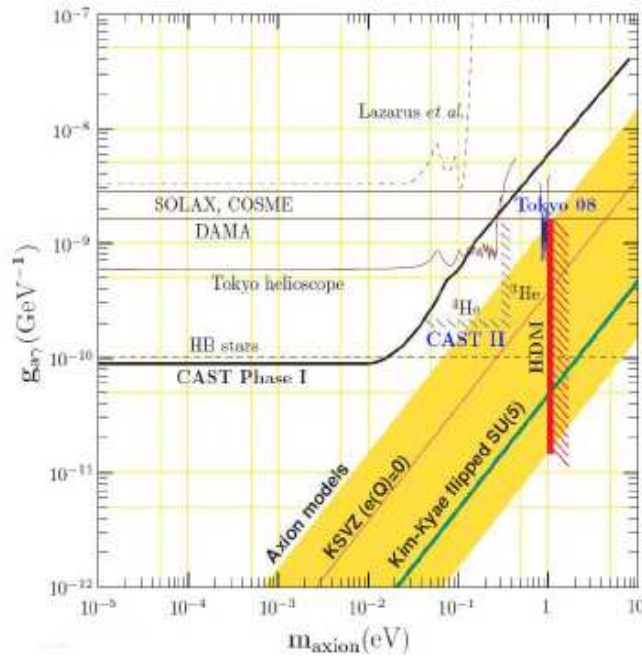


Рис. 1.7: Ограничения на константу связи $g_{A\gamma}$ аксиона с фотоном, полученные в экспериментах с гелиоскопами и кристаллическими детекторами. Дополнительно показаны астрофизические ограничения и наиболее вероятные значения $g_{A\gamma}$ в различных теоретических моделях [45].

аксиона. Если угол падения аксиона на кристаллическую плоскость меньше угла Брэгга, эффект будет когерентно усиливаться. Таким образом, в случае с солнечными аксионами, должна наблюдаться модуляция скорости счета детектора, связанная с вращением Земли относительно Солнца. Эта модуляция будет различной для различных энергетических интервалов. Низкоэнергетические аксионы эффективно рождаются в центральной области Солнца за счет конверсии аксионов в фотон в электромагнитном поле плазмы и имеют среднюю энергию 4 кэВ (что соответствует температуре 10^7 К).

Данная возможность обнаружить аксион была использована в экспериментах с германиевыми детекторами (эксперименты SOLAX [49, 50] и COSME [51, 52]) и с NaI-детекторами (DAMA) [53]. Полученные ограничения на константу взаимодействия аксиона с фотоном показаны на рис. 1.7. Их значения находятся на уровне $g_{A\gamma} \leq (2 - 3) \cdot 10^{-9} \text{ ГэВ}^{-1}$ для масс аксиона

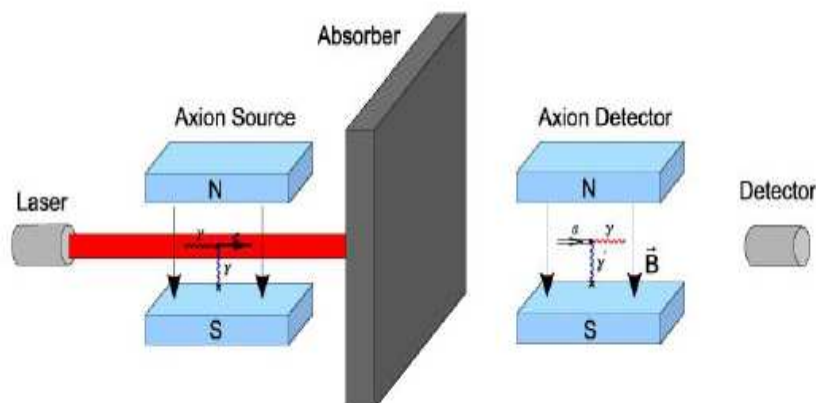


Рис. 1.8: Схема эксперимента по превращению фотонов в аксионы в магнитном поле и обратной регенерации аксионов в фотон.

менее 100 эВ.

Источником аксионов может быть интенсивный лазерный пучок, фотоны которого превращаются в аксионы в магнитном поле. Образовавшиеся аксионы могут вновь конвертироваться в фотон в магнитном поле. Схема эксперимента, проведенного в работе [41], показана на рис. 1.8. Лазерный пучок проходит через магнитное поле, где некоторое количество фотонов может конвертироваться в аксионы. Образовавшиеся аксионы проходят через непроницаемый для света экран и, проходя второе магнитное поле, некоторые из них вновь превращаются в фотоны с первоначальной энергией. Образовавшиеся фотоны детектируются с помощью ФЭУ. Чувствительность метода можно увеличить используя интерференцию начального лазерного луча с вновь образовавшимися фотонами.

Новые возможности для поиска аксиона, открывает методика поиска пропавшего γ -кванта в ядерных магнитных переходах. В работе [54] изучался К-захват ядра ^{139}Ce на возбужденный уровень ядра ^{139}La , который разряжается γ -квантом, возникающим в M1-переходе. Если вместо фотона в M1-переходе испускается аксион, то должно регистрироваться только рентгеновское излучение ядра ^{139}La , а в энергетическом спектре должен появиться пик с энер-

гией равной энергии связи электрона на К-оболочке. Недостаток данной методики заключается в том что, во-первых, существует вероятность К-захвата на основное состояние ^{139}La . В этом случае полностью имитируется излучение аксиона. Во-вторых, нет критерия, по которому можно различить случай излучения аксиона от случая поглощения фотона в нечувствительном объеме детектора.

Предпочтительнее проводить поиск аксиона, исследуя М-переходы в изомерных ядрах, в первую очередь, из-за отсутствия неопределенности, связанной с испусканием нейтрино, характерной для ядер, испытывающих электромагнитные и β -распады. В работах [55, 56, 57] для обнаружения аксиона анализировался энергетический спектр фотонов и электронов, возникающих при распаде ядра ^{125m}Te . Это изомерное ядро испытывает два последовательных γ -перехода с энергиями $E_1 = 109.3$ кэВ (М4-переход) и $E_2 = 35.5$ кэВ (М1-переход). М1-переход является практически чистым переходом магнитного типа, примесь перехода электрического типа E2 составляет $E2/M1 = 0.029$ [58]. Из-за взаимодействия возбужденного ядра теллура с атомной оболочкой каждый распад ядра сопровождается каскадом γ -квантов, конверсионных электронов, рентгеновских квантов и Оже-электронов.

Схема опыта представлена на рис. 1.9. Изомерное ядро распадается на основное состояние, излучая при этом два γ -кванта с энергиями E_1 и E_2 . Представим, что источник радиоактивных ядер помещен в центр «идеального» детектора, обладающего 4π -геометрией, не имеющего нечувствительного объема и который имеет размеры, достаточные для полной регистрации излученных γ -квантов, а также конверсионных электронов, рентгеновского излучения и Оже-электронов, которые сопровождают данный распад. В этом случае, в измеренном энергетическом спектре будет присутствовать только

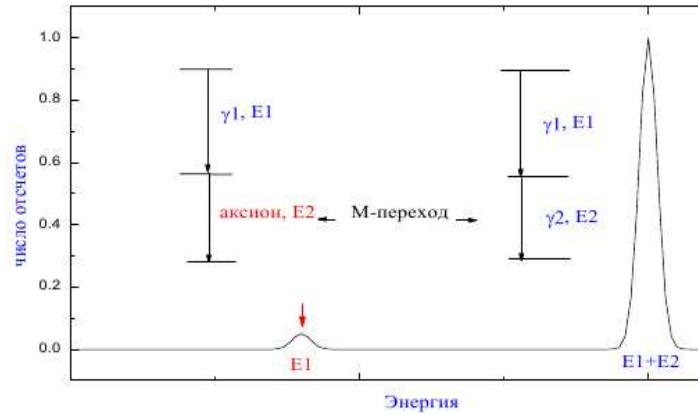


Рис. 1.9: Схема опыта по поиску аксиона в переходах магнитного типа в изомерных ядрах. E_1 , E_2 — энергии перехода.

один монохроматический пик с шириной, определяемой разрешением используемых детекторов. Излучение «невидимого» аксиона в М-переходе с энергией E_2 , покидающего детектор без взаимодействия, приведет к появлению пика с энергией E_1 .

Для измерения энергетического спектра ^{125m}Te использовались два цилиндрических планарных HPGe-детектора, плотно прилегавших друг к другу торцевыми плоскостями. В центре торца одного из детекторов была вышлифована маленькая лунка, глубиной ≈ 0.5 мм и диаметром 3 мм, в которой находился источник ^{125m}Te . Полученное значение для отношения интенсивности излучения аксиона к полной интенсивности составило $I_A/I_\gamma = (4.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-6}$, что соответствует ограничению $I_A/I_\gamma \leq 8.5 \cdot 10^{-6}$ для 90% уровня достоверности. Чувствительность к излучению аксиона в магнитном переходе составляет $2.5 \cdot 10^{-6}$, что превышает уровень, достигнутый во многих экспериментах по поиску аксиона, излучаемого в ядерных переходах.

В настоящий момент ведутся активные работы по поиску резонансного поглощения и аксиоэлектрического эффекта [59].

Астрофизические ограничения. Если существуют частицы, которые взаимодействуют с веществом также слабо, как и нейтрино, они могут уносить энергию из сверхновой. Доминирующим процессом для потери энергии будет аксион-нуклонное тормозное излучение: $N + N \rightarrow N + N + A$. Взаимодействие аксиона с нуклонами будет определяться средним значением константы взаимодействия аксиона с нуклонами g_{AN} . При малых значениях время вспышки не сильно изменяется, однако при увеличении данной константы длительность вспышки сокращается. При дальнейшем увеличении g_{AN} , аксионы не состояниии покинуть звезду, и охлаждение может происходить только через диффузию аксионов и испускание аксионов из внешней сферы [45]. Аксионы, образовавшиеся в результате вспышки сверхновой, должны взаимодействовать с протонами в водных Черенковских и сцинтилляционных детекторах и, таким образом, приводить к появлению дополнительных, помимо 24 зарегистрированных от SN1987A, событий. Данный факт накладывает ограничения на возможные значения g_{AN} :

$$10^{-6} \lesssim g_{AN} \lesssim 10^{-3} \quad (1.27)$$

Ограничения на массу аксиона и константу связи g_{Ae} могут быть получены из наблюдении времен зажигания гелия для звезд шаровых звездных скоплений — красных гигантов (КГ) и звезд горизонтальной ветви (ГВ). В обоих типах звезд возможна конверсия фотона в аксион вследствие эффекта Примакова $Ze + \gamma \rightarrow Ze + A$. Данный канал является более вероятным в звездах ГВ, где он может стать важным новым каналом потери энергии. В красных гигантах данный канал существенно меньше влияет на динамику звезды. Как результат можно ожидать, что ядерное топливо звезда ГВ выжигается быстрее и соответственно их время жизни уменьшается. Если это так, должно наблюдаться уменьшение числа звезда ГВ по сравнению с

числом красных гигантов. Согласно работе [60] время сгорания гелия согласуется в пределах 10% с ожидаемым в обычной модели, что означает, что не стандартные потери энергии должны быть ниже, чем 10% от стандартной светимости за счет сгорания гелия. Оценка, получаемая на константу $g_{A\gamma}$, составляет [61]:

$$g_{A\gamma} \lesssim 0.6 \cdot 10^{-10} \text{ ГэВ}^{-1}. \quad (1.28)$$

Используя 1.7, предел (называемый пределом шарового звездного скопления) на массу аксиона:

$$m_A C_\gamma \lesssim 0.3 \text{ эВ}, \quad (1.29)$$

где $C_\gamma \approx 0.75$ для DFSZ модели и $C_\gamma \approx 0.08 - 4.08$ для KSVZ модели. Считается, что данный предел определен с точностью до фактора 2.

Из рассмотрения [62] процесса «аксионного» тормозного излучения электронов $Ze + e \rightarrow Ze + e + A$ для тех же звезд (для КГ потери энергии за счет тормозного излучения выше, чем для звезд ГВ) может быть получено также ограничение на константу взаимодействия аксиона с электроном:

$$g_{Ae} \lesssim 3 \cdot 10^{-13}. \quad (1.30)$$

Аксионная модель темной материи хорошо описывают наблюдаемую плотность темной материи, значение которой зависит от механизма происхождения составляющих ее частиц. В ранней Вселенной существовало три явно выраженных процесса образования реликтовых аксионов: тепловое происхождение [63], когерентное рождение вследствие С- и Р-несимметричности процессов в ранней Вселенной [64, 65] и распад аксионных струн, являющихся первичными топологическими дефектами [66]. Какой из этих процессов является доминирующим — зависит не только от свойств аксиона, но и от конкретного инфляционного механизма при расширении Вселенной. Аксионы с

массой около 1 эВ, которые оторвались от вещества будучи релятивистскими, составляют горячую темную материю; их плотность может быть предсказана, она слабо зависит от используемой модели расширения. Аксионы с малой массой, которые возникли не в тепловых процессах, а, например, при распаде аксионных струн, будут создавать Бозе конденсат, т.е. формируют холодную темную материю.

Аксионы могут рождаться в ранней вселенной при взаимодействии с кварками и глюонами [63]. При смешивании аксиона с π^0 -мезоном, взаимодействие $\pi + \pi \leftrightarrow \pi + A$ является модельно независимым процессом. Он являлся доминирующим при температуре $T \approx 200$ К, т.е. до пионной аннигиляции. Аналогично массивным нейтрино, космические аксионы будут частью горячей темной материи. Ограничения, полученные из теории горячей темной материи (предел ГТМ) составляют $m_A < 0.4 - 1.2$ эВ [67].

Более строгие ограничения на массу аксиона и нейтрино были получены из данных по поглощению α -линий Лимана межгалактическими газовыми облаками. Поскольку аксионы обладают массой, они могут распадаться в фотоны. Ограничения на массу аксиона, основанные на избытке излучения с энергией $\sim m_A/2$, получены в работе [68]. Ограничения, полученные в предположении, что аксионы составляют горячую темную материю и основанные на избытке фотонов от распада аксионов, показаны на рис. 1.10.

Аксионы также являются одними из возможных кандидатов на холодную темную материю, поскольку они могут возникнуть за счет так называемого механизма отклонения [64, 65]. После того как симметрия Печчеи-Квинн спонтанно нарушается при температуре вселенной T_{PQ} , соответствующей значению шкалы нарушения f_A , необходимо рассмотреть два возможных сценария. В первом случае, когда расширение происходило при температуре $T < T_{PQ}$, аксионное поле становится равномерным, без образования

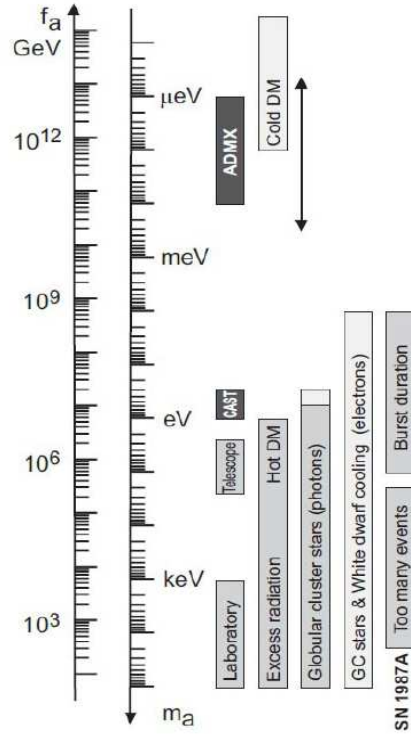


Рис. 1.10: Астрофизические и космологические ограничения на массу аксиона [45]. Также показаны ограничения, полученные в лабораторных экспериментах.

аксионных струн (инфляционный сценарий). Масса аксиона имеет порядок $m_A < 1$ МэВ [69]. В случае, если расширение происходило при $T > T_{PQ}$, реализуется струнный сценарий. При этом аксионы с массой порядка 10 мкэВ могут составлять часть темной материи, в то время как меньшие массы исключаются [70]. Полученные астрофизические и космологические ограничения, совместно с лабораторными пределами, приведены на рис. 1.10.

Безусловно, прямые лабораторные эксперименты дают более надежные и более модельно-независимые ограничения на свойства аксиона, чем астрофизические и космологические данные. Следует отметить также, что данные ограничения на массу аксиона и величину f_A получены в моделях, предполагающих строгую связь массы аксиона и шкалы нарушения PQ-симметрии ($f_A m_A \approx f_\pi m_\pi$). Однако в новых моделях аксиона, которые включают взаимодействие нашего мира с зеркальным миром [71] или основаны на супер-

симметрии [72], возможно существование аксиона с массой порядка 1 МэВ, которое не исключено никакими имеющимися данными.

Аксионы от Солнца. Одним из потенциально возможных источников интенсивного аксионного потока является Солнце. Рождение аксионов, обусловленное аксион-фотонным взаимодействием, возможно через фотон-аксионную конверсию Примакова в электромагнитном поле плазмы Солнца [73] (раздел 1.2.), при Комптоновском рассеянии γ -квантов на электронах и вместо γ -квантов в тормозном излучении электронов. Как было описано выше, попытки обнаружить аксионы, рождаемые по этим каналам, были сделаны в экспериментах с лабораторными магнитными полями по каналу конверсии аксиона в фотон [41, 42, 44] или в поле кристалла [47]-[53]. Верхние пределы, полученные на фотон-аксионную константу связи, составляют $g_{A\gamma} \leq 10^{-10} \text{ ГэВ}^{-1}$; это соответствует все еще огромному возможному потоку аксионов от Солнца.

Монохроматические аксионы могут испускаться в ядерных переходах магнитного типа основных уровней атомных ядер, для возбуждения которых достаточна температура Солнца (раздел 1.4.). Температура в центре Солнца составляет $1.5 \cdot 10^7 \text{ К}$, что приводит к возбуждению ядерных уровней некоторых ядер — ^{57}Fe , ^{55}Mn , ^{23}Na и др. Полный поток излучаемых Солнцем аксионов Φ_A , зависит от энергии уровня (E_γ), температуры (T), времени жизни ядерного уровня (τ_γ), распространенности изотопа на Солнце (N) и вероятности излучения аксиона в данном ядерном переходе (w_A/w_γ) [76]:

$$\Phi_A = N \frac{2 \exp(-E_\gamma/kT)}{1 + 2 \exp(-E_\gamma/kT)} \frac{w_A}{\tau_\gamma w_\gamma} \quad (1.31)$$

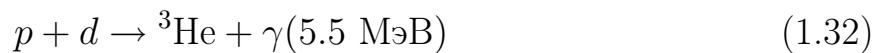
Такие аксионы могут быть обнаружены в обратной реакции резонансного поглощения ядрами $A + (Z, N) \rightarrow (Z, N)^* \rightarrow (Z, N) + \gamma$, путем регистрации

γ -квантов, возникающих при разрядке возбужденного ядерного уровня [75, 77, 78].

Наконец, наиболее интенсивными источниками аксионов являются реакции основного (« pp ») и CNO ядерных циклов [74]. Например, реакция электронного захвата с вероятностью ≈ 0.1 идет на возбужденное состояние $1/2^-$ ядра ${}^7\text{Li}$, которое разряжается гамма-квантом в переходе типа M1. Ожидаемый поток аксионов, испускаемых в этом переходе, прямо связан с потоком ${}^7\text{Be}$ -нейтрино и сопоставим с потоками аксионов от ядерного реактора или искусственных радиоактивных источников. Попытка обнаружить данные аксионы была сделана в работах [41, 74, 75], установленное верхнее ограничение на массу адронного аксиона, полученное с помощью HPGe-детектора, составило $m_A \leq 16$ кэВ [75].

Поиск солнечных аксионов от возбужденного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ был осуществлен на прототипе детектора Борексина — детекторе CTF [25]. Монохроматические аксионы с энергией 478 кэВ регистрировались сразу по четырем возможным каналам: Комптоновскому рассеянию $A + e \rightarrow e + \gamma$, аксиоэлектрическому эффекту $A + e + Z \rightarrow e + Z$, распаду аксиона на два γ -кванта и конверсии Примакова $A + Z \rightarrow \gamma + Z$. Ограничения на константы связи, полученные на детекторе CTF, составили $g_{Ae}g_{AN} \leq (1.0 - 2.4) \cdot 10^{-10}$ для аксионных масс $m_A \leq 450$ кэВ и $g_{A\gamma}g_{AN} \leq (5) \cdot 10^{-9} \text{ ГэВ}^{-1}$ для $m_A \leq 10$ кэВ, что, в предположении KSVZ зависимости g_{AN} от массы аксиона, дает $g_{Ae} < (0.7 - 2.0) \cdot 10^{-8}$ и $g_{A\gamma} < 10^{-9} - 10^{-8}$ в диапазоне $100 < m_A < 400$ кэВ.

Наиболее интенсивный поток солнечных аксионов, поиску которых посвящена глава 4 диссертации, можно ожидать от реакции слияния протона и дейтерия [79]:



ГЛАВА 2

ПРИНЦИП ЗАПРЕТА ПАУЛИ: ЭВОЛЮЦИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ

2.1. Теории с возможностью (малого) нарушения ПП.

Принцип запрета Паули (далее по тексту — ПП) составляет один из столпов физики и химии. Примеры обнаружения несохранения четности в слабых взаимодействиях и нарушения CP-инвариантности показывают, что фундаментальные принципы могут нарушаться, и поиск возможных проявлений нарушения ПП является одной из актуальных задач современной экспериментальной физики. Для таких поисков существует и специфическая мотивация. Заключается она в том, что теоретическое понимание причин существования ПП остается, по признанию большинства крупных теоретиков прошлого и современности, неудовлетворительным. Данное отношение хорошо иллюстрирует высказывание Р. Фейнмана, сделанное им в 1965 г.: «Почему частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми, в то время как частицы с целым спином — статистике Бозе? Мы вынуждены извиниться за то, что не можем дать этому никакого простого объяснения. Возможно, это означает, что у нас нет полного понимания фундаментального принципа, лежащего в основе этих фактов» [80]. Схожая оценка ситуации с пониманием физических основ принципа запрета давалась и самим В. Паули [81].

В одном из обзоров, посвященных ПП, Л. Б. Окунь писал [82]: «...не конформистский подход к принципу Паули в рамках квантовой механики восходит к П. Дираку и Э. Ферми. В своей знаменитой книге [83], первое издание которой вышло в 1930 г., П. Дирак подводит внимательного читателя к выводу, что в рамках квантовой механики с перестановочно-инвариантным гамильтонианом переходы на заполненную оболочку запрещены независимо

от справедливости принципа Паули, поскольку они изменили бы перестановочную симметрию волновой функции данной совокупности частиц... В 1934 г. Ферми обсуждал в одной из популярных статей [84], как со временем менялись бы свойства атомов, если бы электроны были «чуть-чуть» не тождественными». Пионерские эксперименты по поиску непаулевских переходов были выполнены Райнесом и Собелем, искавшими рентгеновское излучение при переходах электронов в атоме с L-оболочки на заполненную K-оболочку [85], и Логаном и Любичечем, пытавшимися зарегистрировать γ -кванты при непаулевских переходах нуклонов в ядрах [86].

В рамках методологии теоретической физики и совокупности имеющихся экспериментальных данных (раздел 2.2.), на пути к расширению понимания ПП лежат следующие (безусловно, связанные между собой) основные вопросы [87]:

- возможно ли создание теории, позволяющей описать нарушение ПП как малый эффект?
- каковы параметры, количественно характеризующие степень нарушения ПП в такой теории?
- наконец — каковы наблюдаемые экспериментальные проявления малого нарушения ПП, следующие из теории?

В 1953 г. Х. Грином [88] была предложена схема т.н. параквантования полей, позволяющая реализовывать статистики с порядком больше единицы (т.е. Бозе и Ферми). Однако, параполевоое описание не отвечает условию «малости» отклонения от Ферми-статистики, представляя собой «100%» случай ее нарушения. Кроме того, как было показано Говорковым [89], такие поля описывают частицы с дополнительной полностью вырожденной внутренней степенью свободы, что не реализуется в природе.

В 1971 г. Любошицу и Подгорецкому [90], изучавшими, вслед за Ферми, возможность слабой неидентичности элементарных частиц, удалось создать

согласованную теорию, описывающую непрерывный переход от свойств системы тождественных частиц к системе со слабым нарушением тождественности. В такой теории нарушение ПП действительно возникает в форме малого эффекта, но сам подход (введение неидентичности фермионов) не позволяет считать ее теорией нарушения ПП.

В 1980 году Амадо и Примаков указали, что переходы с нарушением ПП, которые пытались обнаружить в экспериментах [85, 86], запрещены, даже если ПП нарушается: если гамильтониан обладает перестановочной симметрией, то в рамках квантовой механики спонтанное превращение обычного атома в «непаулевский» невозможно [91].

Первая теоретическая схема описания малого нарушения ПП была создана Игнатьевым и Кузьминым лишь в 1987 г. [92]. В построенной ими модели единственный уровень может находиться в трех состояниях: вакуумном, одночастичном и, с малой амплитудой β , двухчастичном, а операторы рождения и уничтожения трилинейны. Несмотря на непротиворечивый формализм, у теории оказались непреодолимые трудности, указанные Говорковым [93] на основании его более ранних и общих работ [94]: в модели оказывались возможными состояния с отрицательной нормой (т.е. отрицательными значениями вероятностей).

Попытки обобщения идеи Игнатьева и Кузьмина на систему с бесконечным числом уровней (поле) были предприняты Гринбергом и Мохапатрой [95, 96, 97, 98], а также Окунем [99]. Однако, кюонная модель Гринберга и Мохапатры встретила с теми же трудностями, что и модель Игнатьева и Кузьмина (отрицательные вероятности некоторых состояний), а в модели Окуня нарушалась локальность.

В итоге, до настоящего времени так и не было предложено приемлемого теоретического формализма для описания нарушения ПП. В частности,

невозможно измерить степень нарушения ПП путем введения «малого параметра», как это делается при описании нарушения P - и CP -симметрий или несохранения лептонного или барионного чисел. Результаты экспериментов представляются как пределы на время жизни атомов или ядер относительно запрещенных переходов, или как пределы на отношение скоростей нормальных и непаулевских переходов. Характеризуя данную ситуацию, Л. Б. Окунь писал [99], что «... особое место принципа Паули в современной теоретической физике не означает, что он не нуждается в дальнейшей тщательной экспериментальной проверке, скорее наоборот, именно фундаментальный характер принципа Паули придает такой проверке по всей таблице Менделеева специальный интерес».

2.2. Эксперименты по поиску нарушения ПП.

Экспериментальные исследования нацелены на две основные возможности для проверки ПП: поиск атомов и ядер, уже находящихся в непаулевских состояниях и поиск излучения, сопровождающего непаулевские переходы в атомах и ядрах.

Эксперименты по поиску атомов и ядер в непаулевских состояниях. Стабильные «непаулевские» атомы могли бы иметь космологическое происхождение, если не все 10^{80} электронов во Вселенной антисимметризованы, либо если спонтанные переходы обычных атомов в непаулевские все же возможны. Химические свойства атомов с тремя электронами на $1s$ -оболочке должны быть похожи на свойства их «младших» соседей по таблице Менделеева.

В 1989 г. Новиков и Поманский предложили проверку принципа Паули по поиску аномальных атомов, возникших в период нуклеосинтеза во Вселенной [100]. Если принцип Паули нарушается, то в каждом веществе, со-

держащем элементы с атомным номером Z , имеется примесь аномальных атомов элемента с атомным номером $(Z + 1)$, поскольку эти аномальные атомы имеют те же химические свойства, что и элемент с атомным номером Z . Концентрация аномальных атомов в веществе получается наибольшая в том случае, когда космическая распространенность материнского элемента $(Z + 1)$ велика, а элемента Z мала. Если образование «непаулевских» атомов произошло в результате спонтанного перехода внешнего электрона на внутреннюю оболочку, то концентрация аномальных атомов в основном веществе составит [101]:

$$C = \frac{t P(Z + 1)}{\tau P(Z)} \quad (2.1)$$

где t — среднее время, прошедшее от момента образования аномального атома и до окончания нуклеосинтеза (~ 4.5 миллиарда лет); τ — время жизни атомного электрона по отношению к нарушению принципа Паули; $P(Z + 1)$ и $P(Z)$ — космическая распространенность элементов с атомными номерами $(Z + 1)$ и Z .

В 1990-1991 гг. группами самих Новикова и Поманского (ИЯИ), а также Нольте (Мюнхенский Университет) [102, 103] был поставлен ряд экспериментов по поиску экзотических непаулевских атомов $^{20}\widetilde{\text{Ne}}$ и $^{36}\widetilde{\text{Ar}}$ с тремя электронами на K -оболочке и непаулевских ядер $^5\widetilde{\text{Li}}$ и $^5\widetilde{\text{Ne}}$ с тремя нуклонами на $1S_{1/2}$ уровне.

За счет отсутствия 1 электрона на валентной оболочке по химическим свойствам атомы непаулевских $\widetilde{\text{Ne}}$ и $\widetilde{\text{Ar}}$ должны быть подобны F и Cl. В эксперименте в образцах ^9F и ^{17}Cl пытались обнаружить атомы с зарядом ядра 10 и 18, соответственно. Для этого атомы химически чистых образцов F и Cl проходили полную ионизацию, и отношение заряд/масса полученных ионов затем определялись на ускорительном масс-спектрометре. В результате, ни одного атома аномальных $\widetilde{\text{Ne}}$ и $\widetilde{\text{Ar}}$ обнаружено не было, что соответствовало

ограничениям на величины возможных концентраций непаулевских атомов $N(^{20}\widetilde{\text{Ne}})/N(^{20}\text{Ne}) < 2 \cdot 10^{-21}$ и $N(^{36}\widetilde{\text{Ar}})/N(^{36}\text{Ar}) < 4 \cdot 10^{-17}$ [103].

Идея эксперимента по поиску непаулевских ядер заключалась в попытке выделения аномальных ${}^5\widetilde{\text{Li}}$ и ${}^5\widetilde{\text{He}}$ (содержащих по 3 нейтрона или 3 протона на $1S_{1/2}$ уровне, соответственно) в обогащенных ${}^6\text{Li}$ и ${}^4\text{He}$, подвергавшихся после ионизации масс-спектрометрическому анализу. Отсутствие стабильных или долгоживущих элементов с $A = 5$ гарантировало низкий фоновый вклад в массовый спектр для $A = 5$. Энергия связи между $1S_{1/2}$ и $1P_{3/2}$ нуклонными уровнями в ядрах ${}^5\text{Li}$ и ${}^5\text{He}$ составляет 15–20 МэВ, поиск производился в диапазоне разниц масс 0–40 МэВ. Полученные ограничения на концентрации ${}^5\widetilde{\text{Li}}$ и ${}^5\widetilde{\text{He}}$, $N({}^5\widetilde{\text{Li}})/N({}^6\text{Li}) < 2 \cdot 10^{-15}$ и $N({}^5\widetilde{\text{He}})/N({}^4\text{He}) < 2 \cdot 10^{-15}$, позволили поставить верхний предел на величину параметра β , характеризующего примесь двухчастичного уровня в моделях Игнатьева-Кузьмина-Гринберга-Мохapatры: $\beta^2/2 < 0.5 \cdot 10^{-32}$ [103].

В 1995-98 гг. был проведен ряд экспериментов по поиску атомов с непаулевской конфигурацией электронных уровней с применением метода лазер-абсорбционной спектроскопии. Группа Дейламьяна с сотрудниками [104] пыталась зарегистрировать индуцированное флюоресцентное излучение при переходах между симметричными $(1s2s)2^1S$ и $(1s3p)3^1P$ уровнями атома ${}^4\text{He}$ — простейшей двухэлектронной системы, поддающейся точному теоретическому расчету и свободной от каких-либо предположений относительно природы многочастичного состояния. Экспериментом было получено ограничение на величину параметра $\beta^2/2 < 5 \cdot 10^{-6}$. Поиск запрещенных состояний частиц со спином 0 (молекулярный ${}^{16}\text{O}$) был предпринят Хиллборном и Юка [105]. В эксперименте пытались обнаружить молекулы кислорода с атомами, находящимися в симметричном, по отношению к перестановкам, состоянии по наличию запрещенного индуцированного перехода между вращательными уров-

ниями с длиной волны 762 нм. Интенсивность запрещенного перехода по отношению к нормальному (на 95% у.д.) составила $\beta^2/2 < (0.8 \pm 1.3) \times 10^{-6}$. Аналогичный, более тщательно поставленный эксперимент группы Джианфрани с сотрудниками [106], позволил получить ограничение $\beta^2/2 < (5 \pm 2) \cdot 10^{-7}$. Анализ молекулярных спектров CO₂, проведенный группой Модуньо [107], позволил установить наиболее сильное на настоящий момент ограничение на интенсивность запрещенного перехода по отношению к нормальному для молекул O₂: $\beta^2/2 < (2.1 \pm 0.7) \times 10^{-9}$.

В работе Яворсека и коллег [108], опубликованной в 2000 г., рассматривалась возможность существования непаулевских атомов с двумя «избыточными» электронами на *K*-оболочке: «... хотя, на первый взгляд, вероятность такого нарушения кажется подавленной по сравнению с одноэлектронной, в условиях отсутствия непротиворечивой фундаментальной теории нарушения ПП не исключено, что верно прямо противоположное». Авторами был осуществлен поиск $1s^4$ -состояний атомов Ве, которые, при данной электронной конфигурации, по химическим свойствам должны были бы быть подобны атомам He. Масс-спектрометрический поиск непаулевского $\widetilde{\text{Ве}}$ проводился в образцах металлического и рудного Ве, натуральном газе, содержащем гелий, и воздухе. Наилучшее ограничение на концентрацию $\widetilde{\text{Ве}}$, достигнутое в эксперименте, составило $N(\widetilde{\text{Ве}})/N(\text{Ве}) < 3 \cdot 10^{-14}$.

Поиск аномальных атомов углерода $^{12}\widetilde{\text{С}}$ — атомов с тремя электронами на *K*-оболочке — был проведен группой Барабаша [101] в 1998 г. методом гамма-активационного анализа бора с радиохимической очисткой от примеси углерода. Предел, установленный на существование таких атомов: $^{12}\widetilde{\text{С}}/^{12}\text{С} < 2.5 \cdot 10^{-12}$, соответствует ограничению на время жизни (формула 2.1) по отношению к нарушению принципа Паули электронами в атоме углерода $\tau > 2 \cdot 10^{22}$ лет.

В 1990 г. Рамбергом и Сноу [109] был поставлен эксперимент по поиску непаулевских состояний атомов меди. Через проводник из химически чистой меди пропускался электрический ток силой около 50 А. В случае, если бы «новые» электроны, вносимые в проводник током, могли бы занять состояние, не полностью антисимметричное по отношению к остальным электронам проводника, такие электроны могли бы совершить переход на уже заполненные K -оболочки атомов меди с испусканием рентгеновского излучения. Сигнал от таких переходов зарегистрирован не был, что позволило поставить ограничение на параметр $\beta^2/2 < 1.7 \cdot 10^{-26}$. Коллаборация VIP, расположенная в лаборатории Гран-Сассо, используя схему Рамберга и Сноу, в 2006 г. улучшила их результат до $\beta^2/2 < 4.5 \cdot 10^{-28}$ [110]; после модификации установки (VIP2), планируется достигнуть чувствительности на уровне $\beta^2/2 < 10^{-29} - 10^{-30}$ [111].

Эксперименты по поиску излучения, сопровождающего непаулевские переходы электронов в атомах и нуклонов в ядрах. На возможность интерпретации экспериментов по поиску нестабильности электрона как экспериментов по поиску Паули-запрещенных переходов впервые указал Голдхабер [85]. С экспериментальной точки зрения, рентгеновское излучение от замещения исчезнувшего на K -оболочке электрона его ближайшим соседом с L -оболочки неотличимо от излучения при аналогичном Паули-запрещенном переходе электрона с L -оболочки на полностью заполненную K -оболочку. Переходы подобного типа невозможны с точки зрения квантовой механики, даже если ПП нарушается (раздел 2.1.). Однако для переходов с изменением числа идентичных частиц, например, Паули-запрещенных β^\pm -переходов в ядрах, это ограничение не играет роли. Аргумент Амадо-Примакова не работает также для моделей с составными кварками и лептонами [112], либо в моделях с дополнительными размерностями [96].

В 1948 г. М. Голдхабер и Г. Шарф-Голдхабер [113] поставили опыт, в котором β -частицы от ^{14}C останавливались в свинце и производились поиски рентгеновских линий свинца. Они установили 3%-ный верхний предел на существование таких линий и заключили, что β -частицы тождественны электронам. Как легко видеть, данный опыт является «предтечей» эксперимента Рамберга и Сноу.

В 1959 г. Г. Файнберг и М. Голдхабер [114] провели опыт с детектором из NaI, целью которого была проверка стабильности электрона. Они искали характеристические рентгеновские линии, которые отвечали бы переходам на уровни, освобождающиеся при распаде электрона на K -оболочке йода, и заключили, что нижний предел для времени жизни электрона $\tau_e > 10^{18}$ лет. В 1965 г. М. Мо и Ф. Райнес [115], также используя детектор с кристаллом NaI, подняли этот предел до $\tau_e > 10^{20}$ лет. В 1974 г. Ф. Райнес и Г. Собел [85] использовали этот результат, чтобы дать предел для нарушения принципа Паули. Рассматривая переход не на вакантный уровень, а на заполненную атомную оболочку, они получили ограничение на время паули-запрещенного перехода $\tau_{Pv} > 2 \cdot 10^{27}$ с (на один атом йода). В пересчете на относительную силу g_{Pv} непаулевского перехода по сравнению с электромагнитным дипольным переходом ($g_{em} \sim 6 \cdot 10^{-17}$ с) это давало $(g_{Pv}/g_{em})^2 < 3 \cdot 10^{-44}$.

Аналогичные поиски рентгеновских линий, проведенные Р. Стайнбергом и др. [116] в 1975 г. с помощью германиевого детектора, дали $\tau_e > 5.3 \cdot 10^{21}$ лет. В 1979 г. Е. Л. Ковальчук, А. А. Поманский и А. А. Смольников [117] повысили предел в NaI до $2 \cdot 10^{22}$ лет. В 1995 г. Ф. Авиньон и др. [118] с помощью германиевого детектора повторили поиск М. Мо и Ф. Райнеса: они искали распад $e \rightarrow \nu\gamma$ и нашли, что $\tau_e > 2.1 \cdot 10^{25}$ лет. Лучшее ограничение на время жизни электрона для канала $e \rightarrow \nu\gamma$ было установлено на прототипе детектора Борексина — СТФ: $\tau_e > 4.6 \cdot 10^{26}$ лет (90% у.д., [119]).

Для нуклонов проверку принципа Паули впервые осуществили Б. Логан и А. Любичич [86] в 1979 г. Они искали γ -кванты с энергией порядка 20 МэВ, которые должны были бы сопровождать переход нуклона в ядре ^{12}C с $2p$ -оболочки на заполненную $1s$ -оболочку. Был получен нижний предел для времен такого перехода и, следовательно, для времени образования «непаулевского» ядра углерода $^{12}\tilde{\text{C}}$, содержащего пять нуклонов на основной S -оболочке, $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}}\gamma) \geq 2 \cdot 10^{20}$ лет.

Нуклонный эксперимент, аналогичный электронно-атомным экспериментам М. Голдхабер-Г. Шарф-Голдхабер [113] и Рамберга и Сноу [109], был поставлен группой Мильяновича с сотрудниками [120] в 1990 г.: производился поиск экзоэнергетических протонов отдачи и α -частиц, возникающих в неупругом рассеянии ускорительных протонов с энергией 3 МэВ на углеродной мишени. Группой были поставлены ограничения на дифференциальные сечения неупругого рассеяния протонов на непаулевском ядре углерода: $d\sigma/d\Omega(51^\circ) < 40$ фмбн/стеррад и $d\sigma/d\Omega(25^\circ) < 56$ фмбн/стеррад для каналов с излучением протонов и α -частиц, соответственно. Это ограничивает отношения сечений для каналов непаулевского и упругого рассеяния протонов, измеренного под теми же углами, значениями $1.3 \cdot 10^{-13}$ и $1.8 \cdot 10^{-13}$, соответственно.

В 1992-93 гг. группа японских физиков под руководством Эджири провела эксперимент по поиску непаулевских переходов одного из нуклонов в ядрах Na и I с детектором NaI массой 304 кг, расположенном в подземной лаборатории Камиока [121, 122]. Верхнее ограничение на вероятность непаулевских переходов с выделением энергии выше 18 МэВ, полученное в эксперименте, составило $\tilde{\Gamma}/\hbar \leq 1.8 \cdot 10^{-33} \text{ с}^{-1}$, что соответствует ограничению на относительную силу непаулевских переходов по отношению к нормальным переходам по сильному каналу $\beta^2/2 < 1.4 \cdot 10^{-53}$ [122].

В том же году коллаборация Kamiokande опубликовала результаты поиска аномального γ -излучения в области энергий 19 – 50 МэВ на сверхбольшом водном черенковском детекторе [123]. Факт отсутствия превышения сигнала над известным фоном позволил установить ограничение на интенсивность аномальных переходов любого вида, сопровождающихся γ -излучением в данном диапазоне энергий, в ядрах ^{16}O : $N_\gamma < 3.5 \cdot 10^{-39} \text{ } \gamma/(\text{с} \cdot \text{ядро})$ (90% у.д.). Относительная сила запрещенного перехода, в сравнении с нормальным электрическим $1P-1S$ $E1$ -переходом в ядре ^{16}O , $(g_{Pv}/g_{em})^2 < 2.3 \cdot 10^{-57}$.

Кишимото с сотрудниками [124] исследовали нейтронный фон от свинцовой мишени, рассматривая любое событие нейтронного излучения как признак непаулевского перехода. Установленное в эксперименте ограничение на величину нейтронного потока $1.6 \cdot 10^{-3}$ нейтронов/(с·кг) соответствует времени непаулевского перехода $\tau > 1.0 \cdot 10^{20}$ лет (0.99 у.д.).

Проверка ПП была осуществлена на низкофоновом детекторе NEMO-2 [125], расположенном в подземной лаборатории Frejus, обеспечивающей защиту от космического излучения на уровне 4800 метров водного эквивалента (м.в.э.). Рассматривались переходы нуклонов на полностью заполненную $1s_{1/2}$ -оболочку в ядрах ^{12}C с излучением γ -квантов (пластический сцинтиллятор, суммарной масса ^{12}C – 170 кг), а также непаулевские β^\pm -переходы $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}}(^{12}\tilde{\text{B}})$. Ограничения, поставленные экспериментом, $T_{1/2} > 4.2 \cdot 10^{24}$ лет для нуклонных переходов с излучением γ с энергий выше 4 МэВ, $T_{1/2} > 3.1 \cdot 10^{24}$ лет для β^- канала и $T_{1/2} > 2.6 \cdot 10^{24}$ лет для β^+ перехода.

Эксперимент DAMA/LIBRA, использующий сборку из низкофоновых кристаллов NaI(Tl) общей массой 250 кг [126], получил верхнее ограничение на интенсивности спонтанных непаулевских переходов с излучением протонов $1.63 \times 10^{-33} \text{ с}^{-1}$ (90% у.д.) в атомах ^{23}Na и ^{127}I ($E_p > 10$ МэВ). Также был поставлен предел на время электронного непаулевские перехода с L на

K оболочку в атомах I: $\tau_e \geq 4.7 \cdot 10^{30}$ с. Ограничения на относительный силы составили $\delta_p^2 \leq (3 - 4) \cdot 10^{-55}$ и $\delta_e^2 \leq 1.28 \cdot 10^{-47}$ для переходов с излучением протонов и электронных $L - K$ переходов, соответственно.

Кекез, Любичич и Логан, основываясь на данных эксперимента LSD [129] по числу зарегистрированных в жидком сцинтилляторе событий с энергией выше 12 МэВ, вычислили ограничение на относительную силу $1P-1S$ β^{pm} -переходов в ядрах ^{12}C [128]: $\beta^2/2 < 6.5 \times 10^{-34}$ (ни уровень достоверности результата, ни ошибка авторами не приводятся).

Непаулевских $1P \rightarrow 1S$ переходы в ядрах ^{12}C и ^{16}O с излучением γ , p , n , α и β^\pm изучались на прототипе детектора Борексико — Counting Test Facility (CTF) [127]. Благодаря большой массе детектора (4.2 т) и высокой радиационной чистоте детектора, достигнутые ограничения являлись одними из наиболее сильных на момент опубликования (2004 г.) для рассмотренных каналов: $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma) > 2.1 \cdot 10^{27}$ лет, $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{B}} + p) > 5.0 \cdot 10^{26}$ лет, $\tau(^{12}\text{C}(^{16}\text{O}) \rightarrow ^{11}\tilde{\text{C}}(^{15}\tilde{\text{O}}) + n) > 3.7 \cdot 10^{27}$ лет, $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^8\tilde{\text{Be}} + \alpha) > 6.1 \cdot 10^{23}$ лет, $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}} + e^- \tilde{\nu}_e) > 7.6 \cdot 10^{27}$ лет и $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{B}} + e^+ \nu_e) > 7.7 \cdot 10^{27}$ лет (все пределы на 90% у.д.).

В главе 5 настоящей диссертации представлены новые результаты, полученные для данных детектора Борексико [130].

ГЛАВА 3

ДЕТЕКТОР БОРЕКСИНО

3.1. Общее описание.

Борексино — жидкосцинтилляционный детектор большого объема, предназначенный для регистрации нейтрино естественного и искусственного происхождения. Основной целью эксперимента является регистрация и определение потока низкоэнергетических нейтрино от Солнца, в первую очередь, моноэнергетических нейтрино, испускаемых в процессе захвата электрона ядром бериллия: ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ ($E_\nu = 0.862$ МэВ).

Детальное описание Борексино может быть найдено в статье, посвященной детектору [131]. Борексино установлен в зале «С» подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия) на глубине 3600 м.в.э. Для обеспечения максимальной защиты мишени от естественной внешней и собственной радиоактивности детектор сконструирован по принципу вложенных друг в друга объемов: по мере приближения к центру детектора радиоактивная чистота материалов возрастает, а сами объемы служат пассивной защитой мишени детектора от внешнего фона. Схематическое изображение детектора приведено на рис. 3.1.

Мишень детектора образуют 278 тонн жидкого органического сцинтиллятора, состоящего из растворителя — 1,2,4-триметилбензола (псевдокумол, РС) и сместителя спектра — 2,5-дифенолоксаола (РРО) в концентрации 1.5 г/л. Сцинтиллятор находится в прозрачной тонкостенной (100 мкм) нейлоновой сфере радиуса 4.25 м, ограничивающей внутренний объем (ВО) детектора.

Внутренний объем детектора расположен внутри стальной сферы (СС) радиуса 6.75 м. Пространство между ВО и СС заполнено буферной жидкостью, состоящей из псевдокумола с добавкой гасителя сцинтилляций — диме-

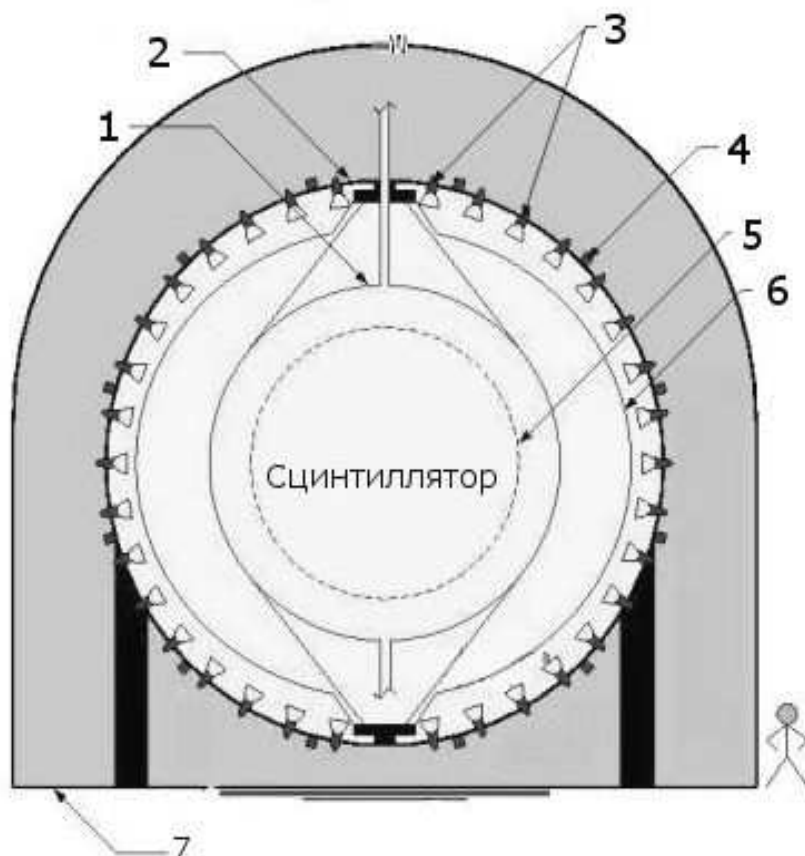


Рис. 3.1: Схематическое изображение детектора Борексино: 1 — нейлоновая сфера со сцинтиллятором ($R = 4.25$ м); 2 — стальная сфера ($R = 6.85$ м); 3 — фотоэлектронные умножители; 4 — фотоэлектронные умножители внешнего детектора; 5 — внутренний чувствительный объем в мишени детектора ($R = 3$ м); 6 — нейлоновая сфера внутри буферной жидкости ($R = 5.5$ м); 7 — водяной бак ($R = 9$ м, $H = 16.9$ м).

тилфталата (DMP, 5 г/л). Выбор псевдокумола в качестве основы буферной жидкости позволяет минимизировать выталкивающую силу, действующую на нейлоновую сферу, а добавка гасителя предотвращает возникновение в буфере света от фоновых событий связанных с естественной радиоактивностью СС и ФЭУ, а также от космических мюонов. Внутри буфера находится дополнительная нейлоновая сфера радиуса 5.5 м, служащая барьером для защиты активного объема от возможного переноса извне ^{222}Rn .

На стальной сфере установлены 2212 ФЭУ (ETL 9351), просматривающие

ВО. ФЭУ характеризуются высокой квантовой эффективностью (25%), низким уровнем темновых шумов (~ 500 событий/сек), малым разбросом времен преобразования поступившего светового сигнала в электрический импульс на выходе (~ 1 нс), малой вероятностью послеимпульсов ($\sim 2.5\%$). Диаметр фотокатода ФЭУ — 8 дюймов. Колбы ФЭУ изготовлены из низкорadioактивного стекла Schott 8246. Все ФЭУ, кроме 384, оборудованы коническими световыми концентраторами из алюминия для повышения светосбора. ФЭУ без концентраторов помогают идентифицировать космические мюоны, проходящие через буфер, не затрагивая мишень, по черенковскому излучению. Геометрическое покрытие, обеспечиваемое фотоумножителями Борексино, с учетом концентраторов составляет 29.8%.

Стальная сфера установлена на мощных опорах внутри цилиндрического бака радиусом 9 м и высотой 16.9 м, в который залито 2100 м³ сверхчистой воды. Водяной бак служит дополнительной защитой мишени от внешней фоновой радиоактивности (γ -кванты и нейтроны от окружающих детектор горных пород и бетонных конструкций лаборатории). На поверхности стальной сферы внутри водяного бака установлены дополнительные 208 ФЭУ (т.н. внешний, мюонный детектор), которые регистрируют черенковский свет, излучаемый в воде долетающими до подземной лаборатории космическими мюонами. Среди фотоумножителей внешнего детектора 104 ФЭУ объединены в шесть колец на верхней полусфере, 50 ФЭУ объединены в два кольца (вблизи экваториальной плоскости) на нижней полусфере. На дне водяного бака установлены 54 ФЭУ, которые объединены в четыре кольца и направлены вверх. Внешний детектор (ВД) оптимизирован для регистрации вертикальных мюонов. Эффективность регистрации детектором мюонов близка к 100%.

На сегодня Борексино является единственным детектором, способным регистрировать солнечные нейтрино в режиме реального времени в области

энергий до нескольких МэВ. За сутки в Борексине наблюдается около 50 нейтринных событий, что является своеобразным рекордом для нейтринных детекторов. Физическая программа эксперимента не исчерпывается изучением солнечных нейтрино. К числу научных задач проекта относятся также регистрация антинейтрино от ядерных реакторов Европы, изучение гео-нейтрино, мониторингирование пучка мюонных нейтрино, направляемого в подземную лабораторию Гран-Сассо из ЦЕРН в рамках проекта CNGS, а также детектирование нейтрино от вспышек сверхновых и поиск редких процессов за пределами Стандартной Модели электрослабых взаимодействий [25], [79], [131]–[145].

3.2. Регистрация событий.

Заряженные частицы, проходя детектор, теряют свою энергию преимущественно за счет ионизации атомов среды. γ -кванты, а также электрически нейтральные частицы (преимущественно нейтроны), непосредственно не производят ионизации. Однако эти излучения, проходя через сцинтиллятор, теряют свою энергию на образование заряженных частиц.

Нейтрино регистрируются в детекторе через упругое рассеяние на электро-троне:

$$\nu + e \rightarrow \nu' + e'. \quad (3.1)$$

Непосредственную ионизацию и возбуждение сцинтиллятора при этом производят вторичные (рассеянные) электроны.

Рентгеновские и γ -лучи, попадая в сцинтиллятор, образуют электроны за счет фотоэлектрического поглощения, комптоновского рассеяния и образования пар. Если энергия падающего излучения мала, то основную роль в процессе образования вторичных электронов играет фотоэффект. Вклад комптоновского рассеяния остается приблизительно постоянным в интерва-

ле энергии $0 - 0.5$ МэВ и затем уменьшается с увеличением энергии. При энергиях, больших 1.02 МэВ, становится возможным рождение пар, по мере увеличения энергии излучения вклад данного процесса в общие потери непрерывно растет.

Быстрые нейтроны регистрируются за счет ионизации, производимой продуктами отдачи (преимущественно протонами). Тепловые нейтроны эффективно захватываются на водороде:



при этом излучается γ -квант с энергией 2.2 МэВ. Время захвата теплового нейтрона в сцинтилляторе Борексина равно 254.3 ± 0.8 мкс [138].

Специфической чертой сцинтилляционной техники измерений, в особенности с использованием органических сцинтилляторов, является зависимость доли энергии частицы, конвертированной в люминесценцию, от величины ионизационных потерь на единицу длины пробега (удельной ионизации). Обусловлено это тем, что при высоких плотностях ионизации молекулы сцинтиллятора в состояниях S_{1+} и T_{1+} взаимодействуют с ионами, переходя при этом либо в триплетное, либо непосредственно в основное состояние (без излучения света). Это явление получило название ионизационного гашения.

Согласно модели Биркса [146], выход люминесцентных квантов Y связан с ионизационными потерями dE/dx следующим образом:

$$\frac{dY}{dx} \propto \frac{dE/dx}{1 + k_B dE/dx}, \quad (3.3)$$

где коэффициент Биркса k_B определяется свойствами сцинтиллятора и (в меньшей степени) природой частицы.

Рассмотрим событие прохождения через сцинтиллятор электрона с энер-

гией 1 МэВ (трек с низкой удельной ионизацией), и эквивалентный ему по световыходу трек α -частицы (с энергией ≈ 10 МэВ). «Хвост» временного спектра высвечивания для α -частиц — медленная компонента люминесценции — по амплитуде значительно выше «хвоста» интегрально равного ему спектра высвечивания от электрона. Данная особенность временных спектров высвечивания для низко- и высокоионизирующих частиц используется для их идентификации (раздел 3.2.).

Изотоп, единиц	Естественная распростран.	Планируемое значение	Достигнутое значение
$^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$, г/г	10^{-12} космогенный	$\sim 10^{-18}$	$\sim 2 \cdot 10^{-18}$
^{238}U , г/г (по ^{214}Bi - ^{214}Po)	$2 \cdot 10^{-5}$ пыль	$\sim 10^{-16}$ (1 мкБк/м ³)	$5.3 \cdot 10^{-18}$
^{222}Rn (^{238}U), г/г (по ^{214}Bi - ^{214}Po)	100 атомов/см ³ из воздуха	$\sim 10^{-16}$	$\sim 10^{-17}$
^{210}Bi , соб./((день·100г))	0	~ 1	10 ± 6
^{210}Po , соб./((день·1г))	в равновесии в семействе ^{238}U	$\sim 10^{-2}$	70 (начальное) < 5 (после 2 лет)
^{232}Th , г/г (по ^{212}Bi - ^{212}Po)	$2 \cdot 10^{-5}$ пыль	$\sim 10^{-16}$	$(3.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-18}$
^{40}K , г/г пыль	$2 \cdot 10^{-6}$ пыль	$\sim 10^{-18}$	$< 3 \cdot 10^{-18}$
^{85}Kr , соб./((день·100г))	1 Бк/м ³ из воздуха	~ 1	< 30
^{39}Ar , соб./((день·100г))	13 мБк/м ³ из воздуха	~ 1	$\ll ^{85}\text{Kr}$

Таблица 3.1: Значения и пределы на содержание примесей радиоактивных изотопов в сцинтилляторе Борексино (весна-лето 2012).

Уникальной особенностью Борексино является рекордно низкий уровень фона от событий естественной радиоактивности при низких энергиях. Порог регистрации электронов отдачи составляет 250 кэВ. В эксперименте была решена задача очистки большой массы сцинтиллятора от элементов цепочки

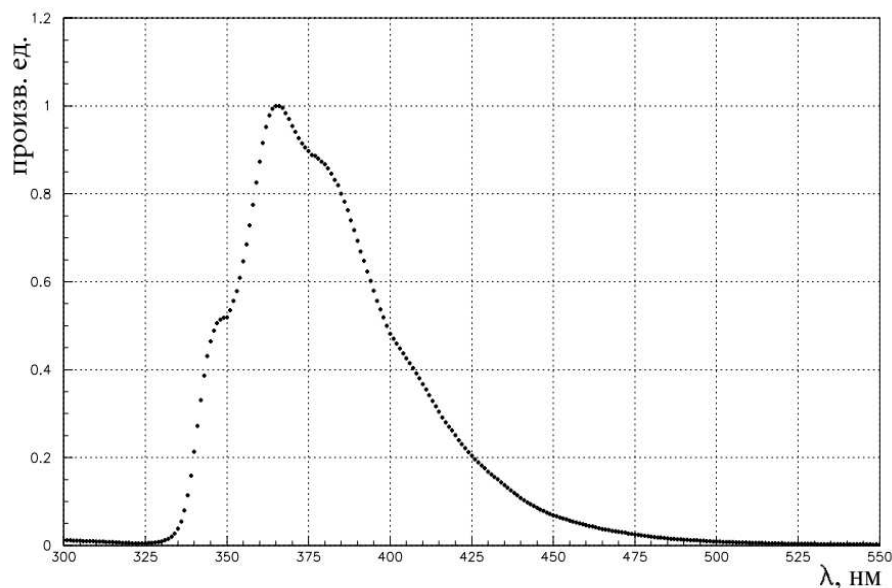


Рис. 3.2: Спектр излучения сцинтиллятора Борексино: РС + РРО(1.5 г/л).

уранового и ториевого семейств до уровня $10^{-17} - 10^{-18}$ г/г. Детектор оборудован системой очистки воды и установкой по очистке сцинтиллятора [147]. Достигнутые (по результатам на весну-лето 2012 года) значения для примесей радиоактивных изотопов приведены в таблице 3.1.

Частотные и временные спектры излучения. Заряженные частицы, творя энергию в растворе РС+РРО, ионизуют и возбуждают преимущественно молекулы псевдокумола, ввиду его подавляющей концентрации. Возбужденные молекулы псевдокумола передают энергию молекулам РРО, и именно излучательный переход молекул РРО с первого возбужденного уровня в основное состояние ответственен за появление наблюдаемой флюоресценции. Частотный спектр излучения сцинтиллятора (рис. 3.2) был измерен для фронтальной геометрии источника возбуждения (ультрафиолетового излучателя) и приемника [148]. Спектры излучения псевдокумола, РРО и квантовая эффективность ФЭУ как функция длины волны представлены на рис. 3.3.

Концентрация РРО в псевдокумоле была подобрана экспериментально

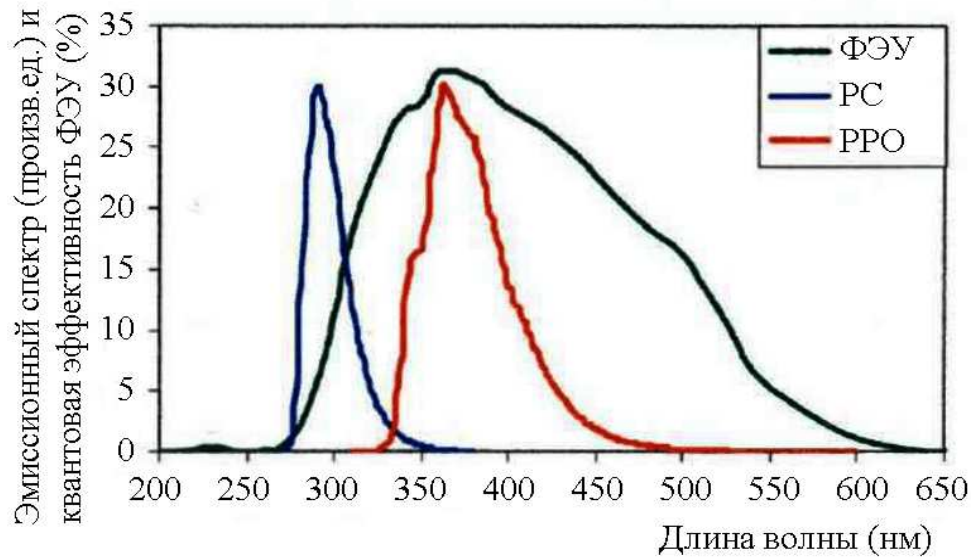


Рис. 3.3: Спектры излучения PC, PPO и квантовая эффективность ФЭУ.

исходя из критериев максимальности световыхода, минимальности времени высвечивания первой компоненты (см. далее) и минимальности поглощения молекулами PPO собственного излучения. Феноменологически процесс высвечивания может быть представлен суммой нескольких экспонент [149] с временными константами τ_i :

$$S(t) = \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{\tau_i} e^{-t/\tau_i}, \quad (3.4)$$

где $N = 3$ или 4 , а q_i — относительный вклад i -ой компоненты излучения. В таблице 3.2 приведены константы распада τ_i и q_i возбужденного состояния молекул сцинтиллятора. Как следует из таблицы, компонента с наименьшим временем распада дает наибольший вклад в спектр излучения. Заметим, что константа распада наиболее быстрой компоненты излучения всего в два раза выше, чем время жизни возбужденного уровня PPO со сбросом возбуждения через излучение (1.6 нс). Чем меньше время высвечивания основной компоненты излучения, тем точнее временное и пространственное разре-

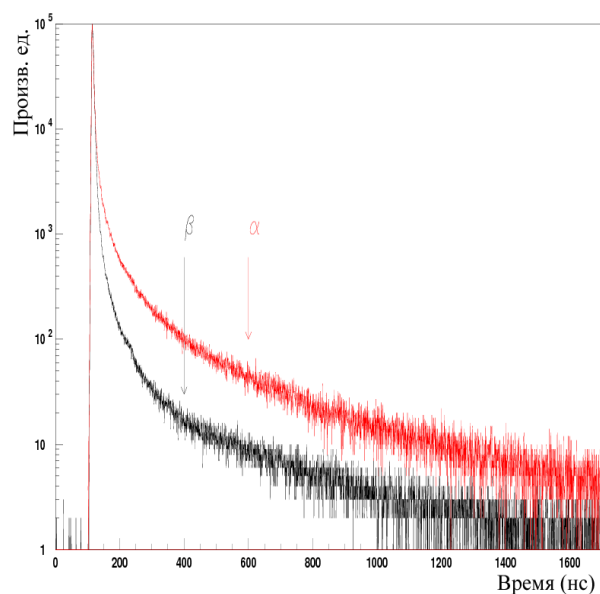


Рис. 3.4: Временные спектры излучения (PC+PPO(1.5 г/л)).

ния, принципиально достижимые для сцинтилляционных событий. Различие

частица	τ_1 (нс)	τ_2 (нс)	τ_3 (нс)	τ_4 (нс)	q_1	q_2	q_3	q_4
β	3.57	17.61	59.50		0.895	0.063	0.042	
α	3.25	13.49	59.95	279.1	0.630	0.178	0.119	0.073

Таблица 3.2: Константы временного спектра высвечивания сцинтиллятора PC + PPO (1.5 г/литр).

в скорости высвечивания сцинтиллятора для α и β частиц (рис. 3.4) лежит в основе метода их разделения — α/β -дискриминации (см. ниже).

Перенос излучения. Излученный сцинтилляционный свет взаимодействует как с молекулами PC, так и с молекулами PPO. Полное сечение взаимодействия было измерено методом ультрафиолетовой спектроскопии [150], представляющим собой измерение степени поглощения пучка монохроматического света, распространяющегося вдоль оси x внутри образца сцинтиллятора. Результат измерения длины поглощения $\Lambda(\lambda)$ как функции длины волны

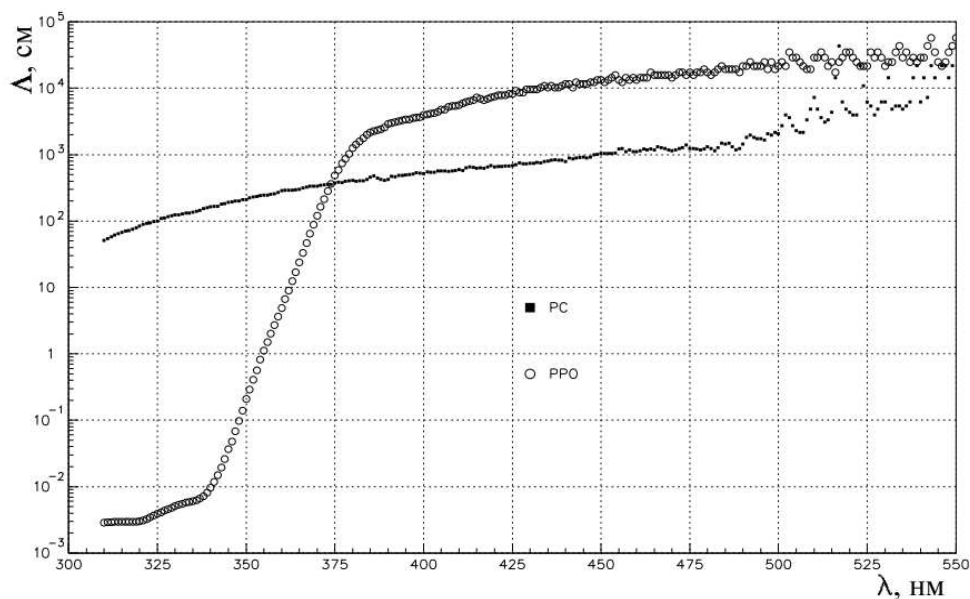


Рис. 3.5: Длина поглощения как функция длины волны для сцинтиллятора PC + PPO (1.5 г/литр).

показан на рис. 3.5. Поглощение пучка описывается отношением

$$I(x, \lambda) = I_0(\lambda)e^{-x/\Lambda(\lambda)}, \quad (3.5)$$

где $I(x, \lambda)$ — интенсивность света после прохождения длины x в сцинтилляторе, $I_0(\lambda)$ — начальная интенсивность при $x = 0$. Значения Λ очень малы для всей области спектра испускания молекул PC и коротковолновой части спектра испускания молекул PPO, и свет для данного диапазона длин волн поглощается очень близко к точке испускания. Для длинноволновой части спектра испускания PPO значения Λ больше на несколько порядков и, таким образом, происходит эффективный сдвиг спектра испускания молекул псевдокумола (ответственных, в силу концентрации, за первоначальное поглощение энергии частицы) и коротковолновой части спектра испускания молекул PPO в длинноволновую область. Отметим при этом, что несмотря на достаточно большое значение длины поглощения в длинноволновой части спектра PPO, эффектом поглощения сцинтилляционного света все же нельзя прене-

брегать по отношению к размерам внутреннего объема детектора и буфера.

Испущенный сместителем спектра (РРО) фотон имеет случайное направление по отношению к направлению первоначального поглощенного фотона, а время переизлучения определяется параметрами сместителя спектра (таблица 3.2). Вероятность излучательного перехода по отношению к вероятности сброса возбуждения без излучения (квантовая эффективность) для молекул РРО составляет $\simeq 0.8$ [150]. Процесс поглощения-излучения может происходить многократно, пока испущенный фотон либо не покинет области сцинтиллятора, либо не перейдет в длинноволновую область спектра, где вероятность его поглощения молекулами РРО пренебрежимо мала.

Идентификация частиц по форме импульса. Временные характеристики высвечивания сцинтиллятора являются одними из его важнейших параметров: скорость высвечивания определяет координатное разрешение событий, а степень различия в форме высвечиваемого импульса для различного вида частиц ограничивает эффективность их идентификации.

Как видно из таблицы 3.2, первая компонента во временном спектре, соответствующая наиболее быстрой ($\tau = 3.5$ нс) экспоненте высвечивания (формула (3.4)), содержит наибольшую долю сцинтилляционного света — 90% для β -частиц и 65% для α -частиц. Отношение количества света на «на хвосте» временного спектра высвечивания (то есть во вкладе второй и последующих экспонент), к суммарному количеству света, излученному в событии, дает один из критериев для разделения низко- и высокоионизирующих (« β -» и « α -подобных») частиц. Данный критерий лежит в основе так называемого «tail-to-total» метода [151], получившего широкое распространение: флуктуации количества фотоэлектронов на хвосте распределения описываются статистикой Пуассона, а реализация метода на уровне электроники не требует дополнительных схем — может быть использован сигнал непосредственно с

зарядового АЦП. Однако данный метод разделения не является оптимальным, уступая с точки зрения эффективности линейному фильтру Гатти [152].

Идентификация частиц по методу Гатти, наряду с индивидуальной формой сигнала от конкретного события, нуждается в информации об усредненном сигнале от каждого вида частиц, подлежащих разделению. Обозначим через $\bar{\alpha}(t)$ и $\bar{\beta}(t)$ усредненные временные функции отклика на каждый из видов частиц (зависящие, вообще говоря, от энергии, координаты и некоторых других параметров события), а через $\bar{\alpha}_i$ и $\bar{\beta}_i$ — усредненные количества фотоэлектронов, зарегистрированных в интервалах Δt_i , на которые может быть разделена длительность откликов. Параметр Гатти G , отвечающий сигналу $S(t)$ от неизвестной частицы (с количеством фотоэлектронов S_i в каждом из временных интервалов Δt_i) дается выражением

$$G = \sum_i P_i S_i \quad (3.6)$$

где веса Гатти P_i определяются выражением

$$P_i = \frac{\bar{\alpha}_i - \bar{\beta}_i}{\bar{\alpha}_i + \bar{\beta}_i}. \quad (3.7)$$

Как показано в оригинальной работе Гатти [152], параметр G нормально распределен около среднего значения \bar{G}_α или \bar{G}_β (положительного для « α -подобных» и отрицательного для « β -подобных» частиц) при условии взаимной нормировки суммарных величин сигналов и достаточно большой ширине временного окна (достаточной для того, чтобы «хвосты» сигналов исчезли до нуля). При ширине временного окна меньше требуемой (что часто встречается на практике) значения \bar{G}_α и \bar{G}_β , оставаясь разными по знаку, не достигают оптимальных значений. Практическому применению фильтра Гатти долгое время мешало отсутствие АЦП с возможностью дискретизации времени из-

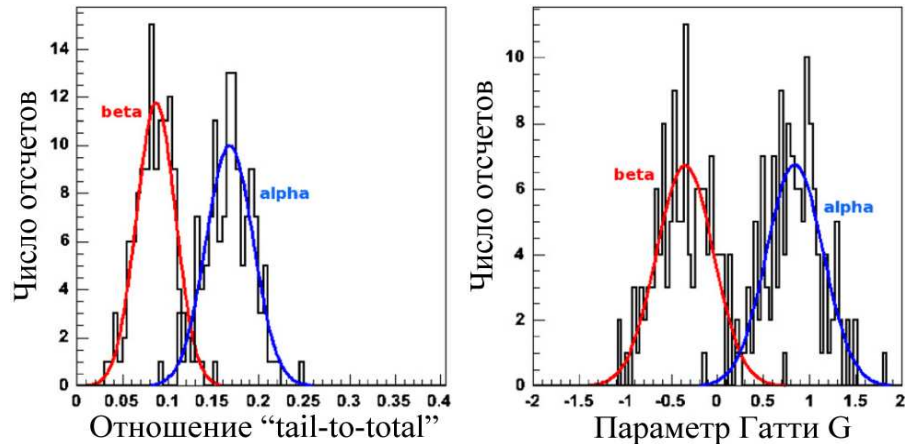


Рис. 3.6: Распределения отношения «tail-to-total» (слева) и параметра Гатти (справа) для событий $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ совпадений (PC+PPO(1.5 г/л)).

мерения на достаточно большое количество интервалов Δt_i для достижения приемлемой точности профилирования сигналов; с появлением современных быстрых АЦП (FADC) это препятствие полностью преодолено.

Проверка дискриминационных возможностей обоих методов осуществлена на прототипе Борексина на группе независимо идентифицированных β и α событий, отобранных по последовательным $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ распадам из цепочки ^{222}Rn . β -распад $^{214}\text{Bi}(\beta + \gamma)^{214}\text{Po}$ с граничной энергией 3.23 МэВ через среднее время 237 мкс сопровождается α -распадом $^{214}\text{Po}(\alpha, 7.668 \text{ МэВ})^{210}\text{Pb}$ (из-за ионизационного гашения пик от α частицы соответствует 751 кэВ по шкале электронных энергий). Из-за малого времени между коррелированными событиями $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ совпадения хорошо идентифицируются, примесь ложно отобранных событий не превышала 1% (детали анализа изложены в [151]). Полученные для отобранных событий распределения отношения «tail-to-total» и параметра Гатти G показаны на рис. 3.6.

В качестве параметра, характеризующего эффективность разделения ча-

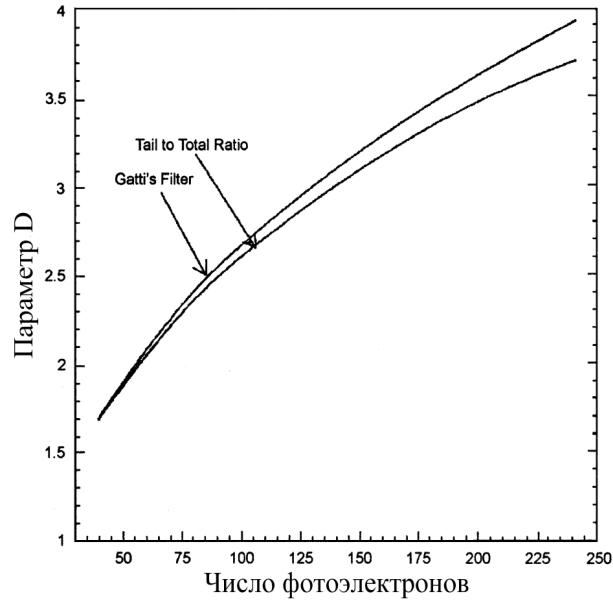


Рис. 3.7: Фактор D для отношения «tail-to-total» и фильтра Гатти для различного числа фотоэлектронов в событии (Монте-Карло, [151]).

стиц, может быть введен дискриминационный фактор

$$D = \frac{\Delta S}{\sqrt{\sigma_\beta^2 + \sigma_\alpha^2}}, \quad (3.8)$$

где ΔS — расстояние между пиками распределений для каждого вида частиц, а σ_β^2 и σ_α^2 — ширины распределений. На рис. 3.7 показана зависимость фактора D от числа фотоэлектронов (энергии) события, полученная на моделировании методом Монте-Карло [151]. Как видно, метод Гатти превосходит критерий «tail-to-total» начиная с 50 фотоэлектронов в событии (что соответствует приблизительно 100 кэВ по шкале электронных энергий).

3.3. Энергетическое и пространственное разрешение детектора.

Энергия события Борексина определяется зарядом, зарегистрированным всеми ФЭУ. В первом приближении выделившаяся энергия E пропорциональна суммарному заряду Q , коэффициент пропорциональности называется

удельным световыходом A и измеряется в фотоэлектронах/МэВ. Линейная зависимость нарушается при энергиях электронов меньше ~ 300 кэВ, выход люминесцентных квантов Y связан с ионизационными потерями dE/dx формулой Биркса (3.3). Отклонение от линейного закона описывается функцией гашения (ионизационного дефицита) $f(k_B, E)$, таким образом, что $Q = A \cdot E \cdot f(k_B, E)$. Значения $f(k_B, E)$ лежат в интервале $0.9 - 1.0$ для $k_B = 0.015 - 0.02$ при энергии $E \geq 100$ кэВ. Для псевдокумола функция $f(k_B, E)$ изучалась в работах [144, 153], определенное значение составило $k_B = (0.0115 \pm 0.0007)$ см/МэВ. Это значение было уточнено после калибровки детектора (см. ниже).

Калибровка шкалы энергий и оценка пространственного и энергетического разрешения детектора производилась с помощью радиоактивных источников, помещавшихся в разных точках активного объема детектора и вблизи его внешней границы [143].

Определение пространственного разрешения детектора. Точность восстановления координат событий в эксперименте Борексино имеет исключительно важное значение, поскольку для многих задач эксперимента, требующих максимального соотношения сигнал/фон, используется лишь внутренняя, дальше всего отстоящая от стенок СС область сцинтиллятора сферической (или более сложной) формы — так называемый доверительный объем (ДО). ДО выделяется при анализе событий программно, а точность определения его границ оказывает непосредственное влияние на величину систематической ошибки в определении массы активного объема сцинтиллятора и, как следствие, абсолютных значений скоростей счета и нормировок спектров.

Реконструкция координат события основана на анализе распределения времен прихода фотонов к ФЭУ: алгоритм использует информацию о позициях \vec{r}_i ФЭУ и временах t_i первых зарегистрированных фотонов, из кото-

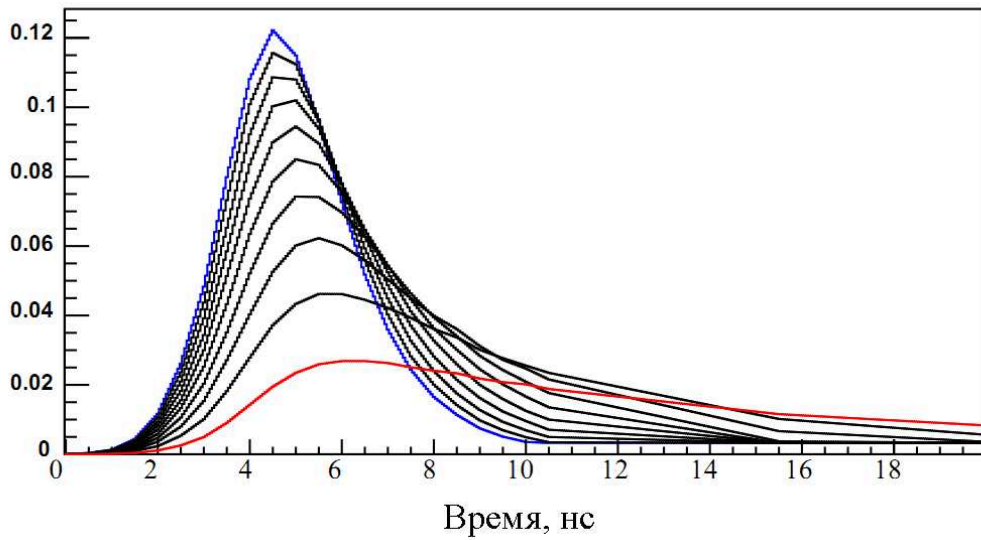


Рис. 3.8: Плотность функции вероятности количества фотонов, регистрируемого в зависимости от времени, для одного ФЭУ. Для событий с энергией до 1 МэВ большинство фотоумножителей работают в однофотонном режиме регистрации (красная кривая); с возрастанием энергии события все большая часть ФЭУ начинает работать в многофотонном режиме (черные кривые, от 2-х до 10-ти (синяя кривая) фотонов на событие).

рых вычитается время пролета от предполагаемой точки события \vec{r}_0 до ФЭУ; полученное распределение сравнивается с опорной временной функцией отклика для данной энергии (рис. 3.8). Координаты события (\vec{r}_0, t_0) определяются путем поиска максимума функции правдоподобия $L_E(\vec{r}_0, t_0 | (\vec{r}_i, t_i))$. В процессе поиска максимума времени пролета фотонов T_{flight}^i вычисляются по формуле $T_{flight}^i = |\vec{r}_0 - \vec{r}_i|/v_g$, где

$$v_g = \frac{c}{n - \lambda \cdot dn/d\lambda} \quad (3.9)$$

— групповая скорость волнового пакета и n — показатель преломления на длине волны λ . В диапазоне длин волн от 350 до 600 нм изменение n составляет порядка $\sim 3\%$, однако, как видно из формулы (3.9), это оказывает сильное влияние на величину групповой скорости v_g . Этот факт учитывает-

ся в алгоритме восстановления путем введения эффективного коэффициента преломления $n_{eff} = 1.68$, существенно отличающегося от $n = 1.50$ (при $\lambda = 600$ нм). Калибровка детектора с помощью радиоактивных источников была критична как для определения наилучшего значения n_{eff} , так и для тонкой настройки алгоритма восстановления координат события в целом.

Независимое измерение позиции источников, вводившихся во ВО, осуществлялось двумя способами, позволявшими перекрестную проверку:

1) по длине калиброванных штанг, при помощи которых источники через шлюз в верхней части детектора вводились во ВО, и

2) по системе локализации позиции источника, представляющей собой связанную систему из 29 светодиодных излучателей ($\lambda \sim 700$ нм), равномерно распределенным по СС, 7 камер, шесть из которых располагаются на поверхности СС на концах координатных осей, и рассеивающего свет отражателя, закрепленного в непосредственной близости от контейнера с источником. Определение координаты источника производится путем одномоментного синхронного включения излучателей и камер, фиксирующих свет от отражателя, с последующим программной обработкой изображений по методу триангуляции. Необходимость использования 7, а не 2 камер, объясняется наличием аппаратных неточностей в ориентации оптических осей камер по отношению к координатным осям детектора, а также нелинейными искажениями, вносимыми оптической системой камер. Калибровка системы, осуществленная до заполнения детектора псевдокумолем, показала точность определения (номинальной) координаты источника по всем трем осям на уровне 0.6 см (1σ).

В качестве источника использовался растворенный в псевдокумоле содержащийся в запаянной камере ^{222}Rn : в цепочке распадов данного элемента вплоть до долгоживущего изотопа ^{210}Pb — три α -распада с энергиями 5.49,

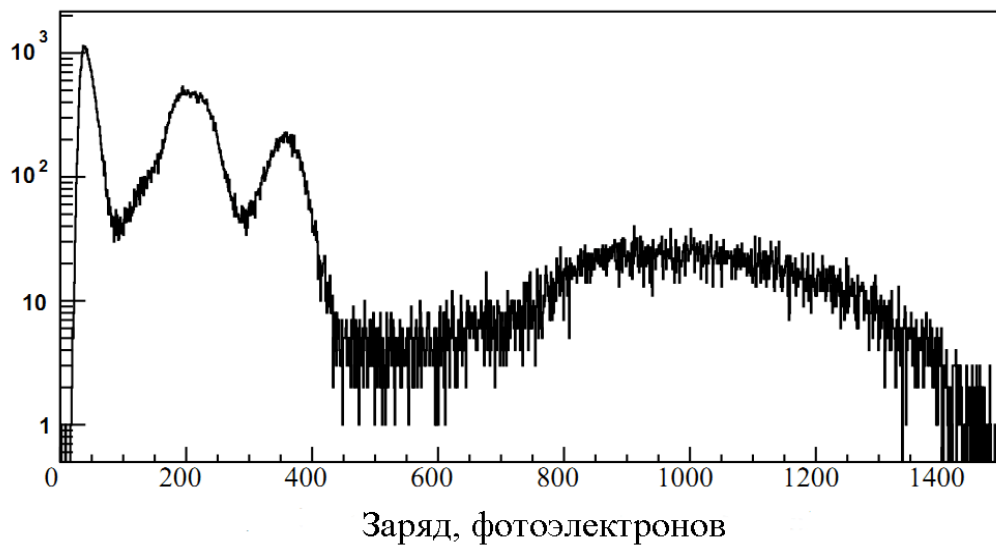


Рис. 3.9: Энергетический спектр событий от источника ^{222}Rn в центральной области детектора.

6.02 и 7.69 МэВ и два β -распада с граничными энергиями 0.72 и 1.51 МэВ (рис. 3.9). Были произведены измерения для 182 точек ВО.

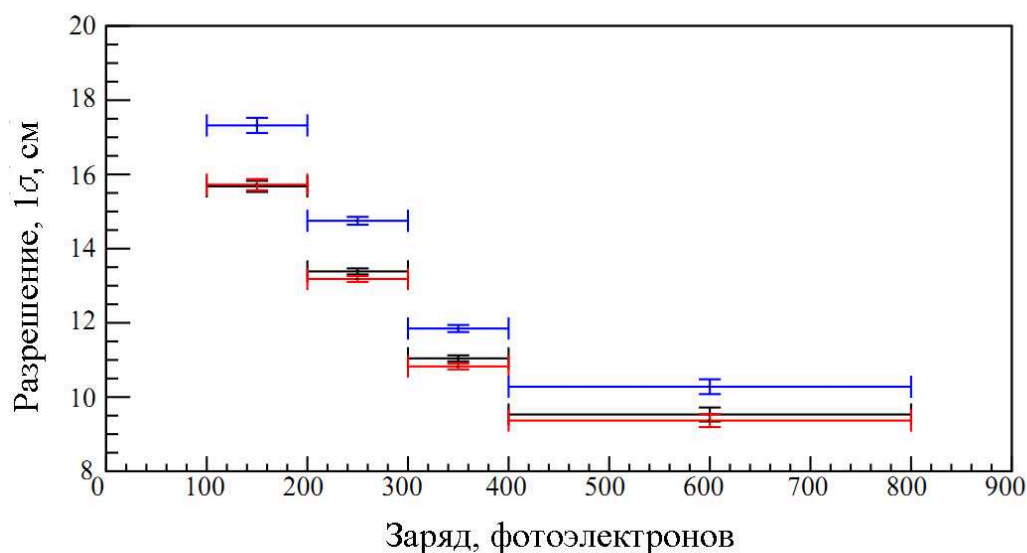


Рис. 3.10: Пространственное разрешение в центре детектора (1σ) как функция зарегистрированного заряда: x (красный), y (черный) и z (синий) (источник ^{222}Rn).

Зависимость координатного разрешения от энергии для центральной об-

ласти детектора, полученная с источником ^{222}Rn , приведена рис. 3.10. Разрешение по координатам x и y меняется от 15 см при ~ 150 фотоэлектронах/событие до 9 см при ~ 500 фотоэлектронах/событие; разрешение по координате z хуже на ~ 2 см, что объясняется меньшим покрытием ФЭУ нижней полусферы детектора из-за более высоких темпов выхода из строя при повышенном давлении.

С целью выявления возможных систематических искажений восстановления координат в зависимости от точки события внутри ВО, была исследована разница между реконструированными и номинальными координатами для всех измеренных положений источника (рис. 3.11). Как видно, распре-

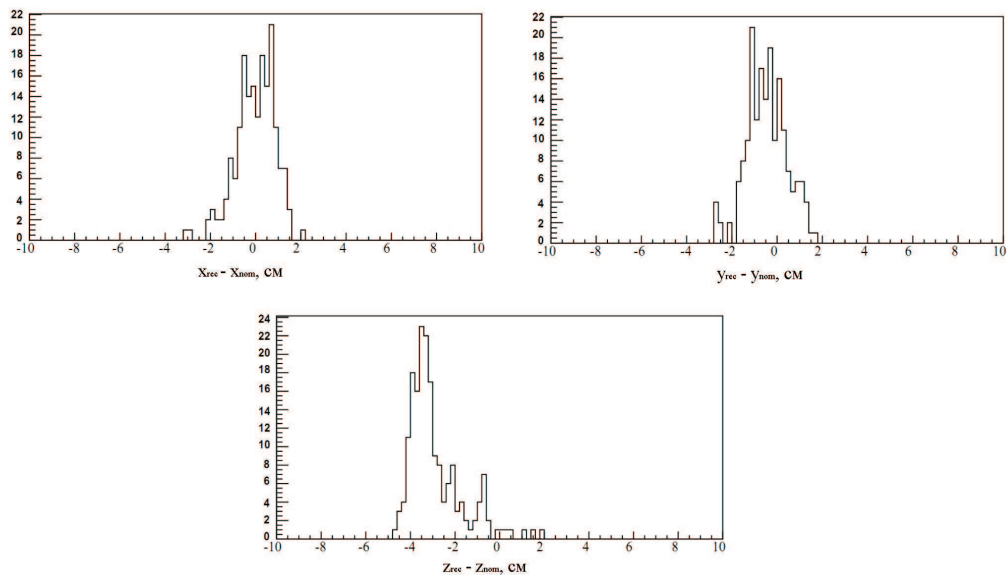


Рис. 3.11: Разница между реконструированными и номинальными координатами ^{222}Rn -источника для 182 положений источника внутри внутреннего объема. Ошибка определения номинальных координат не учтена.

деления в плоскости xy детектора симметричны и не смещены относительно нуля; стандартное отклонение не превышает ~ 1.5 см, «хвосты» распределений не заходят за 4 см. Распределение по z обнаруживает сдвиг на ~ 4 см реконструированной координаты по отношению к номинальной для событий в центре детектора, для периферийных событий этот сдвиг оказывается рав-

ным ~ 0 . Сдвиг объясняется применением при реконструкции одной и той же опорной функции отклика детектора для все трех координат, в то время как количество рабочих ФЭУ на единицу площади СС в нижней полуплоскости детектора существенно меньше по сравнению со средним. После выявления данной систематической ошибки была введена зависимость опорной функции от позиции \vec{r}_0 для каждого шага процедуры минимизации $L_E(\vec{r}_0, t_0 | (\vec{r}_i, t_i))$, устраняющая систематический сдвиг в восстановлении z -координаты для полюсных областей ВО.

Измерения с нейтронным источником $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$. С целью изучения зависимости точности восстановления координат событий от энергии и калибровки шкалы детектора в области энергий 0.5 – 10 МэВ были изучены события от $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ источника нейтронов. Контейнер из нержавеющей стали с источником внутри через специальную систему ввода, позволяющую прецизионное позиционирование, помещался в различные области внутреннего объема детектора [155]. Спектр источника в центре ВО показан на рис. 3.12. Поглощение α -частицы от распада ^{241}Am ядром ^9Be проходит с испусканием нейтрона с энергией 11 или 6.5 МэВ: $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}^{g.s.}$ и $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}^*$ (4.44 МэВ). Из-за высокого содержания в сцинтилляторе водорода нейтрон очень быстро (~ 10 нс) термализуется, теряя энергию, и захватывается затем ядром водорода $^1\text{H}(n, \gamma_{2.22})^2\text{H}$ (сечение захвата 0.33 барн) или углерода $^{12}\text{C}(n, \gamma_{4.95})^{13}\text{C}$ (сечение захвата 0.003 барн).

Верхний спектр на рис. 3.12 соответствует первым событиям от термализации нейтрона в сцинтилляторе. Пики в областях ~ 4.4 и 8.88 МэВ отвечают энергии первого возбужденного уровня для одного или двух ядер углерода, возбуждаемых при первичном α -захвате ядром ^9Be и (или) в процессе термализации нейтрона. Пик около нуля в спектре энергий первых событий отвечает нейтронам, потерявшим энергию в результате рассеяния в матери-

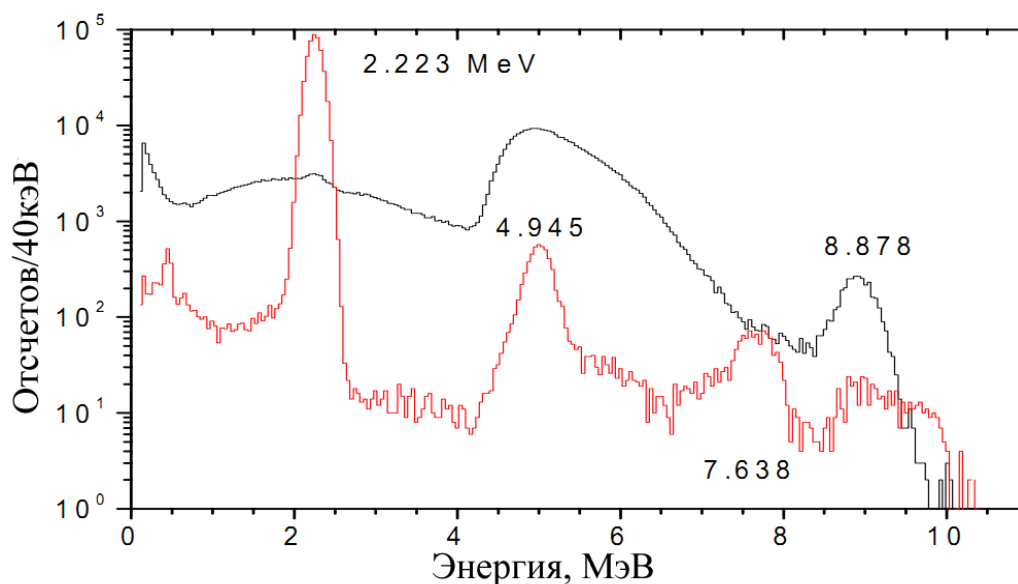


Рис. 3.12: Энергетический спектр событий двойных совпадений от $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ источника в центре детектора: первых (верхний спектр) и задержанных (нижний спектр).

але контейнера до выхода в сцинтиллятор. Нижний спектр на рис. 3.12 соответствует задержанным событиям от захвата нейтрона на водороде (γ -пик в области 2.22 МэВ) и углероде (γ -пик в области 4.95 МэВ) в сцинтилляторе и железе (γ -пик в области 7.64 МэВ) в материале контейнера.

Высокоэнергетическая часть распределения задержанных событий от неупругого рассеяния нейтрона в материале контейнера показана на рис. 3.13. Распределение аппроксимировано функцией отклика для наиболее сильных γ -линий от захвата нейтрона на атомах Fe, Cr, Ni, Mn и Co, взвешенных в соответствии с их естественной изотопической распространенностью. Положение пика ^{56}Fe и ширины пиков были свободными параметрами подгонки, сдвиги позиций остальных пиков по отношению к пику ^{56}Fe были зафиксированы по табличным данным.

Соответствие зарядовой и энергетической шкал в области энергий выше 2 МэВ, полученной по 4 измеренным γ -линиям — 2.223 МэВ, 4.945 МэВ,

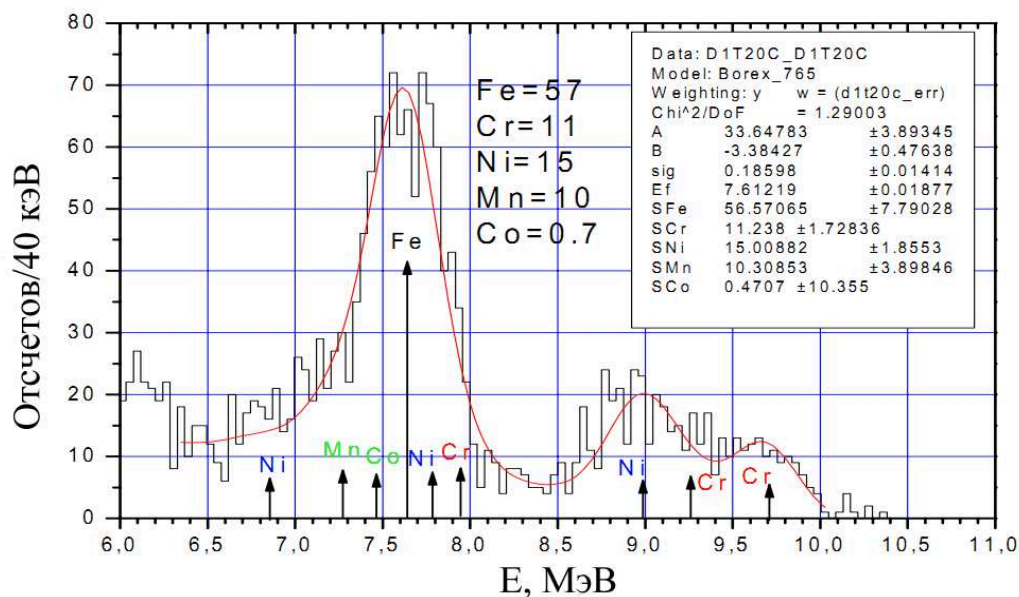


Рис. 3.13: Энергетический спектр задержанных событий от событий захвата нейтрона в стенках контейнера.

7.638 МэВ и 8.878 МэВ — может быть выражено линейной зависимостью:

$$E = 0.00209(1) \times Q - 0.02(1), \quad (3.10)$$

где E — заряд в МэВ, Q — заряд в фотоэлектронах, собранный со всех ФЭУ (рис. 3.14). Максимальное отклонение положений калибровочных пиков от линейности в диапазоне энергий 2-9 МэВ составило 30 кэВ. Разрешение по энергии, найденное по ширинам калибровочных пиков (рис. 3.15), хорошо аппроксимируется зависимостью вида

$$\sigma_E/E = (1.1 \cdot 10^{-3}E + 0.058)/\sqrt{E}, \quad (3.11)$$

где энергия E выражена в МэВ.

Спектр задержанных событий с различными пороговыми значениями времени задержки (0.5, 1.25 и 4 мс) в области энергий до 2 МэВ показан на рис. 3.16. В области энергий до 722 кэВ четко различимы три пика: пик от

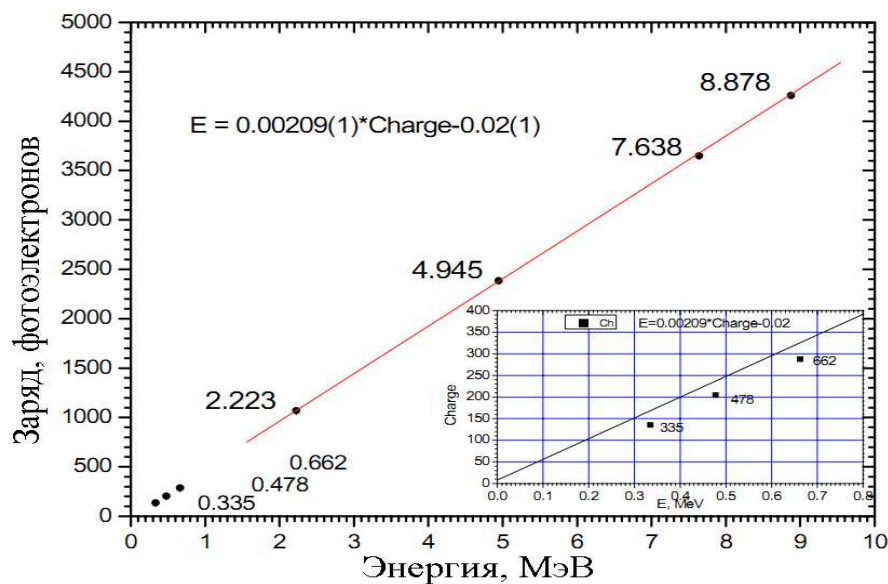


Рис. 3.14: Зависимость зарегистрированного заряда от энергии γ -квантов. На вставке — низкоэнергетическая часть шкалы, откалиброванная по γ -линиям 335, 478 и 662 кэВ.

реакции захвата нейтрона на ^{10}B : $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \rightarrow ^7\text{Li} + \gamma$ (478 кэВ, сечение захвата 3840 барн, вероятность сброса возбуждения ^7Li по каналу с излучением γ — 97%), и γ -пики от α -распада ^{241}Am . Присутствие γ -пигов от распада

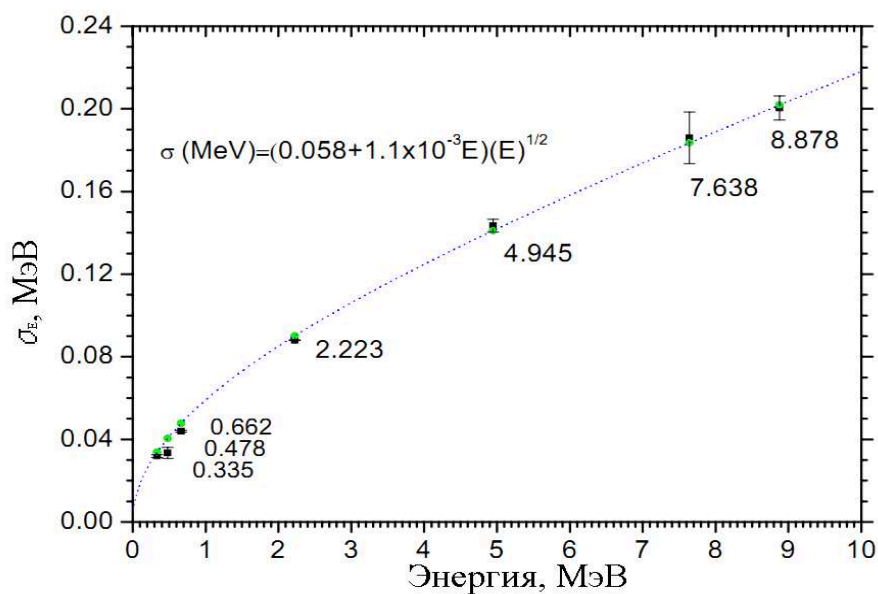


Рис. 3.15: Зависимость энергетического разрешения от энергии γ -кванта. Пунктирная кривая — аппроксимация согласно формуле (3.11).

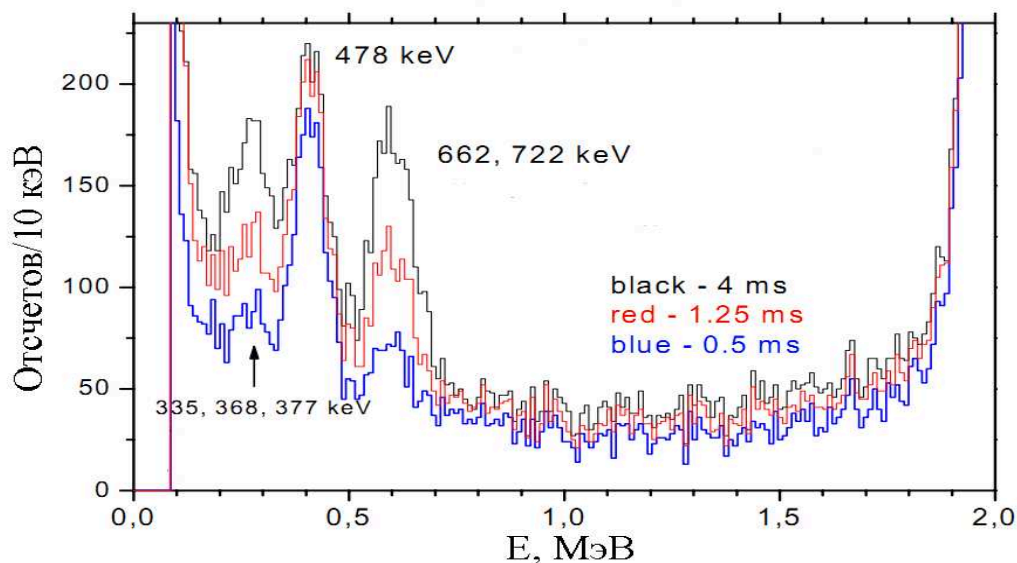


Рис. 3.16: Спектр задержанных событий от источника в центре с различными пороговыми значениями времени задержки — 0.5, 1.25 и 4 мс.

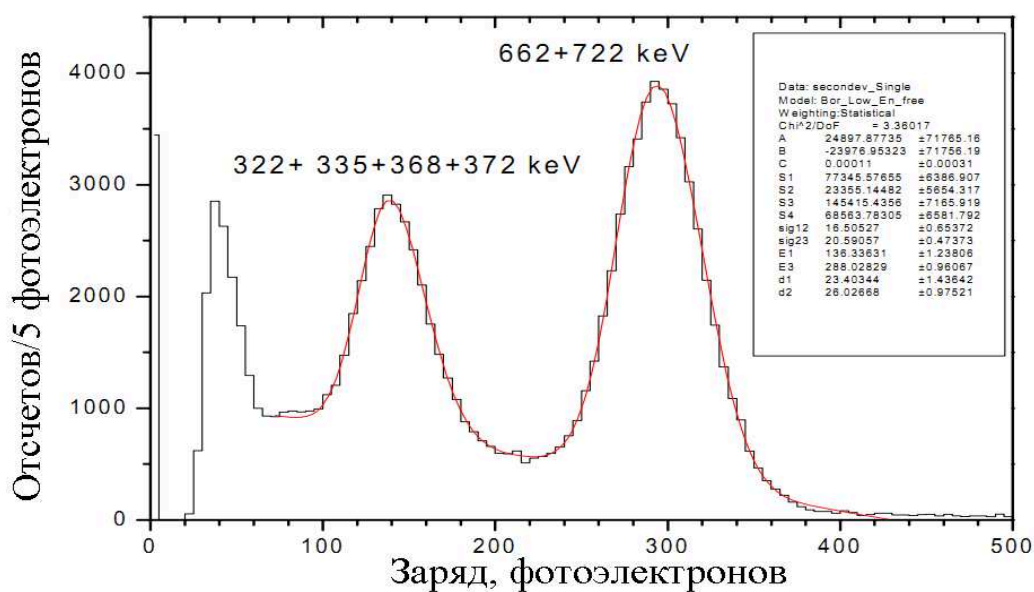


Рис. 3.17: Спектр одиночных событий от ^{241}Am , линии 322+335+368+377 кэВ и 662 + 722 кэВ аппроксимированы суммами гауссовых распределений.

^{241}Am в спектре задержанных событий обусловлено случайными совпадениями, поэтому их интенсивность прямо пропорциональна времени задержки; для интенсивности γ -пика от захвата нейтрона на ^{10}B , зависящей от числа захваченных нейтронов, эта пропорциональность нарушается.

α -распад ^{241}Am сопровождается излучением γ -квантов с энергиями вплоть до 0.72 МэВ (относительная вероятность наиболее интенсивных каналов порядка 10^{-6}). Для калибровки зарядовой и энергетической шкал в области энергий до 2 МэВ спектр одинарных событий от α -распада ^{241}Am был аппроксимирован суммой гауссовых распределений (рис. 3.17): четырех для левого пика (соответствующего линиям 322, 335, 368 и 372 кэВ) и двух для правого пика (линии 662 и 722 кэВ). Процедура подгонки была выполнена отдельно для каждого из составных пиков: положения двух наиболее интенсивных линий — 335 и 662 кэВ — при подгонке были свободным, расстояния между γ -линиями были зафиксированы по позиции пика в 478 кэВ и первичному определению положения центров комплексных пиков в предположении их 100% связанности с наиболее сильными линиями в группе — 662 и 722 кэВ (что оправдано в силу разницы по интенсивности между наиболее сильной и остальными линиями более чем 2 раза и их близкому положению). Амплитуды гауссовых распределений, отвечающих γ -линиям, оставались свободными

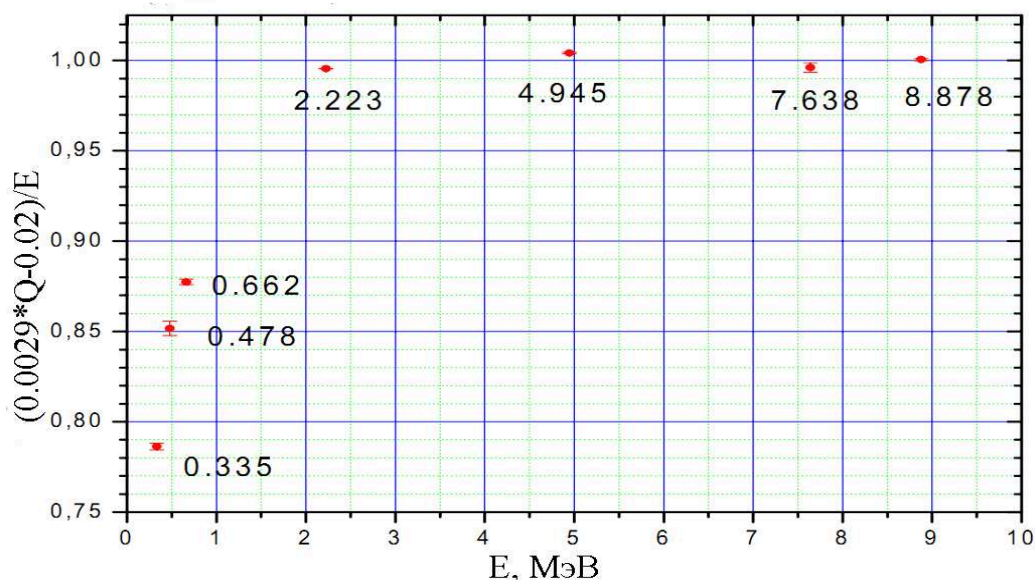


Рис. 3.18: Отношение заряда, вычисленного по формуле (3.10) (Q — в фотоэлектронах) к значению заряда, полученному по калибровочным γ -пикам.

параметрами. Позиции 335, 478 и 662 кэВ γ -линий, полученные в результате подгонки, показаны на рис. 3.14 и 3.15, отношение заряда, вычисленного по формуле (3.10) к значению заряда, полученному по калибровочным γ -пикам — на рис. 3.18.

Измерения с γ источником ^{228}Th . Для оценки вклада внешнего радиационного фона, идущего от стальной сферы, ФЭУ и размещенных на них концентраторов света, была предпринята калибровка с помощью γ -источника, через специальную систему вводов помещавшегося в фиксированных позициях на поверхности СС. В качестве γ -источника был выбран ^{228}Th — α -радиоактивный элемент с периодом полураспада 1.9 лет: $^{228}\text{Th} \rightarrow ^{224}\text{Rn} + \alpha$. По цепочке последующих α и β реакций ^{224}Rn довольно быстро (~ 4 дня) распадается до ^{208}Pb , предпоследней в цепочке идет реакция $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + \beta + \gamma$ ($Q_\beta = 5$ МэВ) с испусканием высокоэнергетического γ -кванта: $E_\gamma = 2.614$ МэВ (99%).

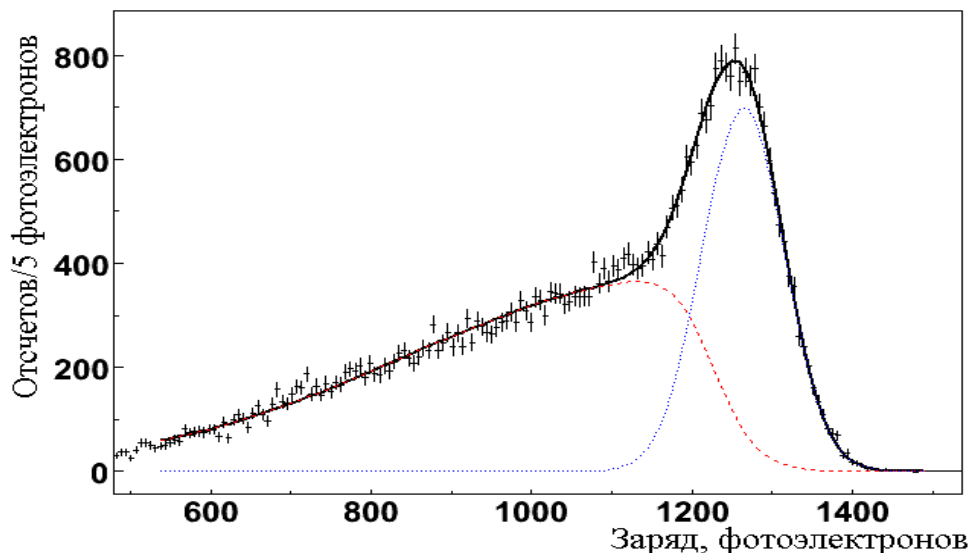


Рис. 3.19: Спектр внешнего γ -источника, аппроксимированный кривой 3.12. Отдельно показаны вклад гауссина (синим) и «экспоненты» (красным).

Буферная зона детектора защищает его от от большей части фона, идущего

го от СС и ФЭУ, и внутреннего объема достигают (прямые и перерассеянные) γ -кванты практически только от распада ^{208}Tl . Спектр событий от источника, зарегистрированный в активном объеме детектора в радиусе $R < 3$ м от центра, показан на рис. 3.19. Спектр был аппроксимирован эмпирической кривой: суммой гауссовой функции, соответствующей свертке пика от событий прямых γ -квантов с функцией разрешения детектора, и функции специального вида — «экспоненты», отвечающей свертке «хвоста» от событий перерассеянных γ с функцией разрешения:

$$F_{ext_bg}(E) = \frac{N_1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp(-0.5(E - E_0)^2/\sigma^2) + \frac{N_2}{(1 - \exp(-\lambda_1(E - E_1)))(1 - \exp(\lambda_2(E - E_2)))}, \quad (3.12)$$

где полученные параметры подгонки $\sigma = 54.0 \pm 1.4$ и $E_0 = 1251.4 \pm 3.4$, в пересчете из фотоэлектронной шкалы в энергетическую по формуле (3.10), дают положение пика на 2594 ± 7.2 кэВ разрешение в 113 ± 3 кэВ, в хорошем соответствии с табличным значением $E_\gamma = 2614$ кэВ и формулой (3.11).

Полученная аналитическая аппроксимация спектра от внешнего естественного радиоактивного фона удобна в использовании, а ее знание критично для задач эксперимента, нуждающихся в максимально доступной статистике (то есть в использовании удаленных от центра областей ВО детектора).

3.4. Электронный и программный интерфейсы сбора и обработки данных.

Гидроизоляционные кабели, посредством которых к ФЭУ подводится высоковольтное (≈ 1600 В) напряжение и снимаются детектируемые импульсы фототока, сходятся в так называемой электронной комнате, где располагаются электронные подсистемы детектора, блоки питания ФЭУ и электроники, а также мониторы наблюдения за работой детектора в режиме реального

времени. Электронные системы сбора и обработки данных ВО и ВД реализованы полностью независимо и связаны между собой через управляющий триггерный блок. Детальное описание электронных компонент и подсистем детектора приведено в [131] и [156].

Электроника внутреннего детектирующего объема состоит из 14 идентичных стоек, каждая стойка обслуживает 160 ФЭУ. Кабели, идущие от ФЭУ, соединены с каналами интерфейсного блока стойки, осуществляющего развязку высокого напряжения питания и сигнала фототока ФЭУ. Быстрый сигнал от первого в триггерном окне срабатывания ФЭУ для целей временной привязки и интегрированный сигнал фототока для измерения заряда оцифровываются АЦП и отсылаются на триггерный блок, формирующий триггерный сигнал по схеме совпадений по условию одновременного срабатывания порогового числа ФЭУ (25 – 70, в зависимости от текущих условий набора данных). В случае положительного триггера программа управления сбором данных (DAQ) вырабатывает команду на запись потока данных длительностью 16 мкс из кэш-памяти стоек на внешнюю постоянную память.

Электроника внешнего черенковского детектора подобна электронике ВО и состоит из «голубой» и «оранжевой» стоек, по цвету электронных компонент в каждой из них. 208 кабелей от ФЭУ, расположенных на внешней стороне СС и дне водяного бака, приходят в «голубую» стойку, где осуществляется развязка высоковольтного сигнала питающего напряжения и сигнала фототока ФЭУ. Если величина фототока превышает пороговое значение (≈ 0.2 фотоэлектрона), сигнал ФЭУ направляется в «оранжевую» стойку, суммирующую сигналы от каждого из каналов. Суммированный сигнал оцифровывается, и направляется на вход мюонного триггерного блока, вырабатывающего триггерный сигнал по схеме совпадений: порог срабатывания равен 6 ФЭУ во временном окне 150 нс. Триггерный сигнал поступает на

управляющий триггерный блок, где DAQ учитывает его как сигнал мюонного вето.

Непосредственное управление ходом набора данных — выбор типа триггера, пороговых условий, включение/выключение компонент детектора и проч. — осуществляется через программный интерфейс DAQ, реализующий удаленный сетевой доступ к большинству электронных подсистем детектора.

До непосредственного физического анализа накопленные необработанные данные проходят стадию предобработки, на которой физические параметры события восстанавливаются из информации отклика систем детектора. Основной программный продукт, решающий эту задачу, — пакет *Echidna* — создан усилиями всей коллаборации на базе пакетов математической поддержки CERNLIB и ROOT по модульному принципу: каждой конкретной подзадаче (например, восстановление энергии/позиции события) или элементной подсистеме (ФЭУ, блоки электроники, ...) отвечает свой программный класс. Это упрощает и оптимизирует процесс создания пакета, позволяя независимую и согласованную разработку модулей специалистами по конкретной подзадаче/компоненте детектора. Дополнительное программное обеспечение служит для целей автоматизации различных сервисных функций, например, мониторинга фоновых условий во внутреннем объеме детектора, детектирования проблем ФЭУ и электроники, и других.

Программный модуль выявления неисправностей ФЭУ и электроники (*dbMon*). Стабильность работы ФЭУ и электронных компонент детектора оказывает одно из решающих влияний на качество получаемых физических данных, в частности, энергетическое разрешение детектора и абсолютную калибровку энергетической шкалы. Выход ФЭУ из строя учитывается перенормированием собранного заряда на эквивалентное значение для 2000 рабочих ФЭУ (на середину 2013 года число работающих ФЭУ составляло ≈ 1750).

Для возможности введения коррекций предобработка данных разделена на две фазы: калибровку и непосредственное восстановление физических параметров событий. В фазе калибровки решаются задачи, связанные с наиболее низкоуровневыми операциями анализа исходных данных: вычисление пьедесталов электроники и темнового шума ФЭУ, выявление шумных/неработающих каналов, и другие. Полученная информация сохраняется в базе данных и считывается оттуда во второй фазе.

Анализ функциональности ФЭУ и каналов электроники, ввиду большого количества самих ФЭУ и характеризующих параметров — трудоемкая задача, требующая постоянной рутинной работы группы специалистов. В 2010 году было принято решение о создании программного модуля, автоматизирующего большую часть этой работы на основании информации из первой фазы обработки, и позволяющего переложить выполнение такого анализа на текущую операционную смену без специальной квалификации.

Выполняющий эту задачу модуль dbMon написан на языке C++, для реализации графического интерфейса (GUI) с учетом требований работы программы на различных клиентских ОС (Linux, MacOS, Windows) и некоммерческой области использования была выбрана свободно распространяемая мультиплатформенная библиотека QT компании Trolltech. В процессе разработки модуля выяснилось, что выявление некоторых отклонений функционирования электроники (в частности, скачков питающего напряжения ФЭУ малой амплитуды, не определяемых однозначно при обработке исходных данных) требует модификация блока вывода данных DAQ и структуры базы данных, что и было сделано.

Структурно модуль организован в виде набора классов, каждый из которых отвечает за выполнение отдельной задачи. Список классов с кратким описанием функциональной нагрузки приведен ниже:

- `pg_dbf` — интерфейсный класс, обеспечивающий взаимодействие с базой данных PostgreSQL;
- `dbdialog` — класс отображения структур таблиц базы данных;
- `mainWindow` — реализация структуры GUI, главного окна приложения и меню;
- `bchmondialog` — реализация GUI и функциональности окна поиска сбоев работы предусилительных блоков внутреннего детектора;
- `mchmondialog` — реализация GUI и функциональности окна поиска сбоев работы предусилительных блоков внешнего (мюонного) детектора;
- `hvmondialog` — реализация GUI и функциональности окна поиска сбоев работы блоков высокого напряжения ФЭУ;
- `lmsmondialog` — реализация GUI и функциональности окна поиска сбоев работы триггера внешнего (мюонного) детектора;
- `dmpmondialog` — реализация GUI и функциональности окна комплексного поиска сбоев работы каналов электроники внутреннего детектора;
- `dmpmumondialog` — реализация GUI и функциональности окна комплексного поиска сбоев работы каналов электроники внешнего (мюонного) детектора.

Вид модуля в процессе выполнения изображен на рис. 3.20.

В настоящий момент запуск модуля `dbMon` с предустановленными значениями параметров поиска включен в список обязательных процедур для выполнения командой операционной смены [157]: в результате работы модуля осуществляется автоматический анализ параметров из базы данных и вывод графической информации о состоянии каналов электроники и ФЭУ на web-интерфейс, мониторируемый инженерной группой коллаборации. Расширенная функциональность модуля востребована при анализе нестандартных ситуаций специалистами.

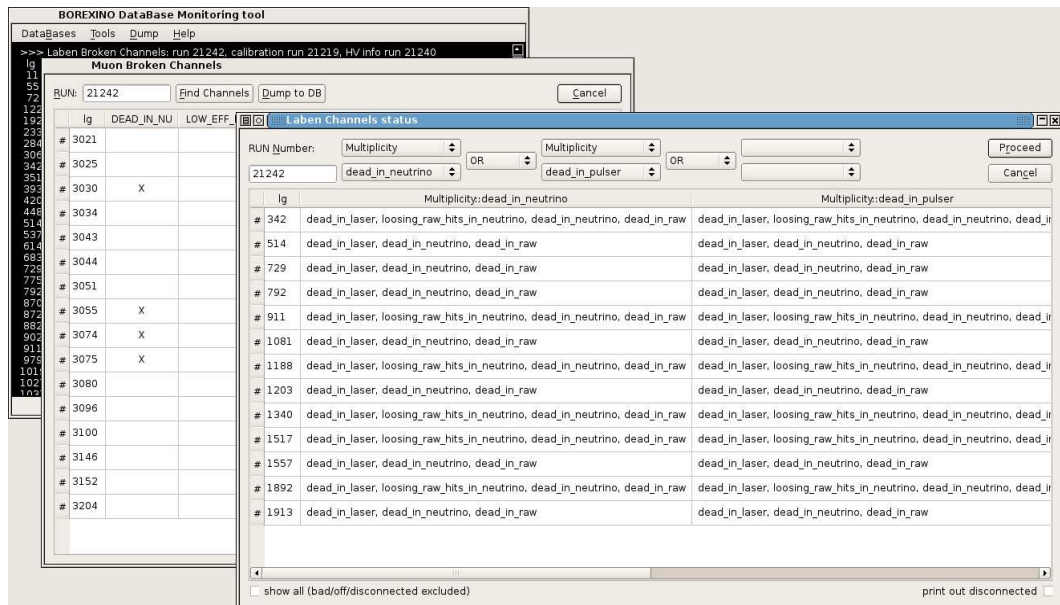


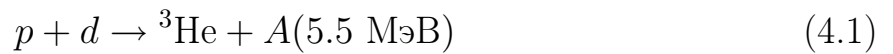
Рис. 3.20: Вид интерфейса программного модуля dbMon.

ГЛАВА 4

ПОИСК АКСИОНОВ, РОЖДАЮЩИХСЯ В РЕАКЦИИ $p(d, {}^3\text{He})A$ НА СОЛНЦЕ

4.1. Вычисление потока солнечных аксионов.

Определим поток аксионов, ожидаемый от реакции 1.32, где вместо γ -кванта излучается аксион:



Согласно Стандартной Солнечной Модели (ССМ, [158]) 99.7% всего дейтерия на Солнце получается в результате слияния двух протонов, $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, а оставшиеся 0.3% — в реакции $p + p + e^- \rightarrow d + \nu_e$. Образовавшийся дейтрон за время порядка 6 сек захватывает протон. Таким образом, ожидаемый поток аксионов может быть вычислен по величине потока pp -нейтрино. Коэффициент пропорциональности между двумя этими потоками определяется безразмерной константой связи g_{AN} , состоящей, как было показано в разделе 1.4., из изоскалярной g_{0AN} и изовекторный g_{3AN} частей, определяемых выражениями (1.23) и (1.24). Отношение w_A/w_γ между вероятностями ядерного M1-перехода с испусканием аксиона (w_A) и с испусканием γ -кванта (w_γ) дается выражением (1.25).

M1-переход в реакции $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ соответствует захвату протона с нулевым орбитальным моментом. Вероятность захвата χ протона из S -состояния с энергиями ниже 80 кэВ была измерена в работе [159]; для протонов с энергией ~ 1 кэВ она равна $\chi = 0.55$. Захват протона из S -состояния соответствует изовекторному переходу, поэтому выражение (1.25) для отношения вероятностей M1-перехода с испусканием аксиона и с испусканием γ -

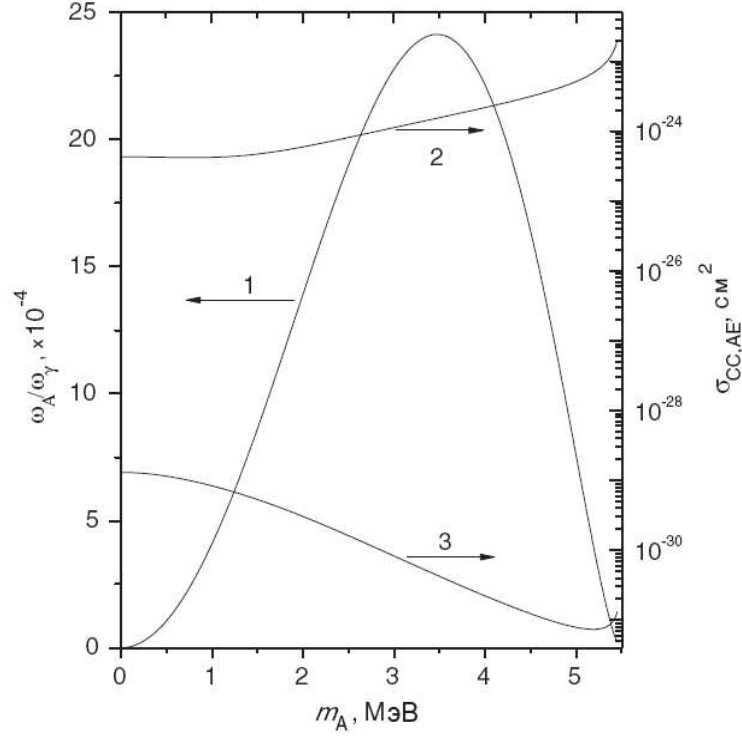


Рис. 4.1: Отношение вероятности М1-перехода с испусканием аксиона и γ -кванта в реакции $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\gamma$ (кривая 1, шкала слева); сечения Комптоновского рассеяния (кривая 2, шкала справа) и аксио-электрического эффекта (кривая 3, шкала справа) для 5.5-МэВ аксиона на атомах ${}^{12}\text{C}$ при $g_{Ae} = 1$ [79].

кванта зависит только от g_{3AN} [24]:

$$\frac{w_A}{w_\gamma} = \frac{\chi}{2\pi\alpha} \left[\frac{g_{3AN}}{\mu_3} \right]^2 \left(\frac{p_A}{p_\gamma} \right)^3 = 0.54(g_{3AN})^2 \left(\frac{p_A}{p_\gamma} \right)^3 \quad (4.2)$$

Зависимость w_A/w_γ , построенная как функция аксионной массы, приведена на рис. 4.1 [79].

Ожидаемый поток аксионов (на поверхности Земли) равен:

$$\Phi_{A0} = \Phi_{\nu pp} \left(\frac{w_A}{w_\gamma} \right) = 3.23 \times 10^{10} (g_{3AN})^2 (p_A/p_\gamma)^3, \quad (4.3)$$

где $\Phi_{\nu pp} = 6.0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ — поток pp -нейтрино [158]. Используя выражение (1.24) для связи константы g_{3AN} с массой аксиона, можно представить вы-

ражение для ожидаемого потока аксионов в виде $\Phi_{A0} = 2.44 \cdot 10^{-5} m_A^2 (p_A/p_\gamma)^3$.

Кроме оценки интенсивности процесса рождения аксиона в реакции 1.32, следует учесть также конкурирующие процессы поглощения и распада аксиона. Условие регистрации солнечных аксионов земными экспериментальными установками накладывает естественные ограничения на величины эффективных констант взаимодействия.

Предположение пропорциональности потока аксионов с энергией 5.5 МэВ от Солнца потоку pp -нейтрино, сделанное выше, справедливо только в случае малости поглощения аксионов самим солнечным веществом. Аксионы, рождаемые в центральной области (ядре) Солнца, проходят приблизительно $6.8 \cdot 10^{35}$ электронов/см² до достижения поверхности Солнца. Комptonовское рассеяние аксионов налагает верхний предел на величину константы связи g_{Ae} , после которого чувствительность земных экспериментов к детектированию аксионов снижается. Сечение комptonовского рассеяния 5.5 МэВ аксионов слабо зависит от массы аксиона и для $m_A < 2$ МэВ может быть представлено в виде $\sigma_{CC} \approx g_{Ae}^2 \cdot 4.3 \cdot 10^{-25}$ см² (рис. 4.1, кривая 2). Если величина g_{Ae} не превышает 10^{-6} , то комptonовское рассеяние не оказывает существенного влияния на поток аксионов достигающий поверхности Солнца.

Максимальное сечение рассеяния для аксиоэлектрического эффекта на атоме с зарядом Z можно выразить как $\sigma_{Ae} \approx g_{Ae} \cdot Z^5 \cdot 1.9 \cdot 10^{-29}$ см² (рис. 4.1, кривая 3). Распространенность элементов с $Z > 50$ на Солнце не превышает $\sim 10^{-9}$ по отношению к водороду [160]. Таким образом, данный канал слабо ограничивает выход аксионов из Солнечного ядра: при $g_{Ae} < 10^{-3}$, аксиоэлектрический эффект уменьшает величину потока аксионов на поверхности Солнца не более чем на 10%.

Взаимодействие аксиона с электромагнитным полем плазмы, определяемое константой $g_{A\gamma}$, приводит к конверсии аксиона в фотон. Сечение данного

процесса для рассматриваемых энергий аксиона дается формулой (1.10), которая в численном виде может быть представлена как $\sigma_{PC} \approx g_{A\gamma}^2 \cdot Z^2 \cdot 1.8 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$. С учетом плотности атомов ^1H и ^4He , требование ограничения потерь за счет конверсии Примакова аксионного потока на уровне не более 10% дает ограничение на константу $g_{A\gamma} < 10^{-4} \text{ ГэВ}^{-1}$. Ограничениями, связанными с конверсией аксиона на элементах более тяжелых, чем ^1H и ^4He , можно пренебречь ввиду их малой концентрации на Солнце.

Взаимодействие аксиона с ядрами приводит к его поглощению в реакции, сходной с ядерной фотодиссоциацией: $A + Z \rightarrow Z_1 + Z_2$. Для аксионов с энергией 5.5 МэВ такой процесс может идти только на ядрах ^{17}O , ^{13}C , ^2H . В работе [161] было показано, что аксио-диссоциация не может существенно ослабить поток солнечных аксионов при значениях $g_{AN} < 10^{-3}$.

Для аксионов с массой более двух электронных, основной модой распада аксиона является реакция $A \rightarrow e^+ + e^-$. Время жизни относительно данного канала в собственной системе отсчета равно:

$$\tau_{e^+e^-} = 8\pi / \left(g_{Ae}^2 \sqrt{m_A^2 - 4m_e^2} \right). \quad (4.4)$$

Вероятность того, что аксион достигнет Земли $P(m_A, p_A) = \exp(-\tau_f/\tau_{e^+e^-})$, где τ_f есть время пролета аксиона от Солнца до Земли в собственной системе отсчета:

$$\tau_f = \frac{Lm_A}{cp_A} = \frac{m_A L}{E_A \beta c}. \quad (4.5)$$

Здесь $L = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}$ — расстояние от Земли до Солнца и $\beta = p_A/E_A$. Условие $\tau_f < -\tau_{e^+e^-} \ln(0.9)$, при котором 90% аксионного потока достигает Земли, накладывает ограничение на максимально возможную для измерения в земных экспериментах величину константу взаимодействия $g_{Ae} < (10^{-12} - 10^{-11})$ для аксионных масс в диапазоне $2m_e < m_A < 5.5 \text{ МэВ}$ (рис. 4.2).

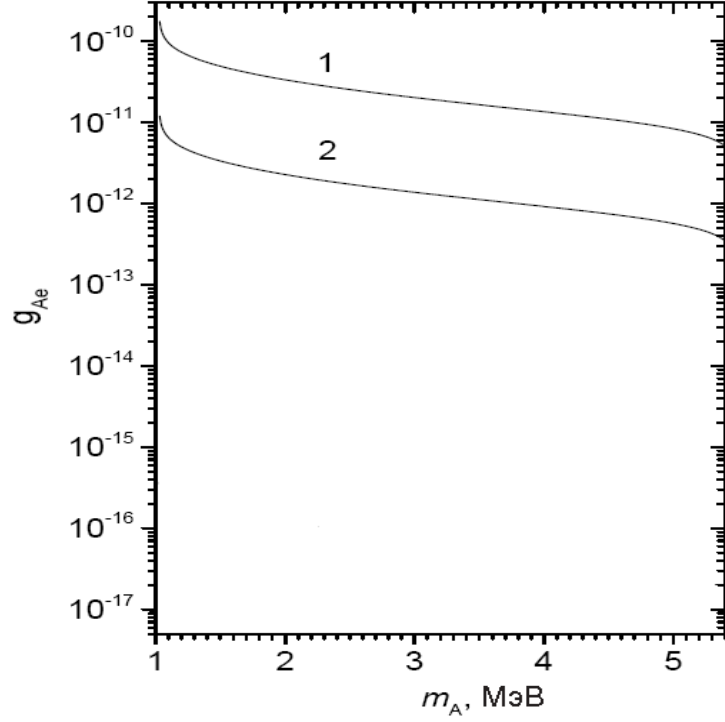


Рис. 4.2: Ограничения на возможные значения константы g_{Ae} для канала $A \rightarrow e^+e^-$, полученные из условия ослабления аксионного потока не более, чем на 10%: 1 – на поверхности Солнца, 2 – на поверхности Земли [74].

В случае, если $m_A < 2m_e$, аксион распадается по каналу $A \rightarrow 2\gamma$, а время жизни $\tau_{2\gamma}$ дается выражением (1.8). Поток аксионов, достигающий экспериментальной установки на Земле, равен $\Phi_A = \Phi_{A0} \exp(-\tau_f/\tau_{2\gamma})$. Таким образом, чувствительность земных экспериментов к потоку солнечных аксионов падает для больших значений $g_{A\gamma}^2 m_A^3$.

Число $A \rightarrow 2\gamma$ распадов в единицу времени в детекторе объема V для аксионного потока Φ_A равно:

$$N_\gamma = \Phi_A \frac{V m_A}{\beta c E_A \tau_{2\gamma}}. \quad (4.6)$$

На рис. 4.3 показана зависимость от массы аксиона интенсивности событий в 100 тоннах жидкого сцинтиллятора Борексино для реакции распада на два γ -кванта и конверсии Примакова для модели адронного аксиона. Как видно,

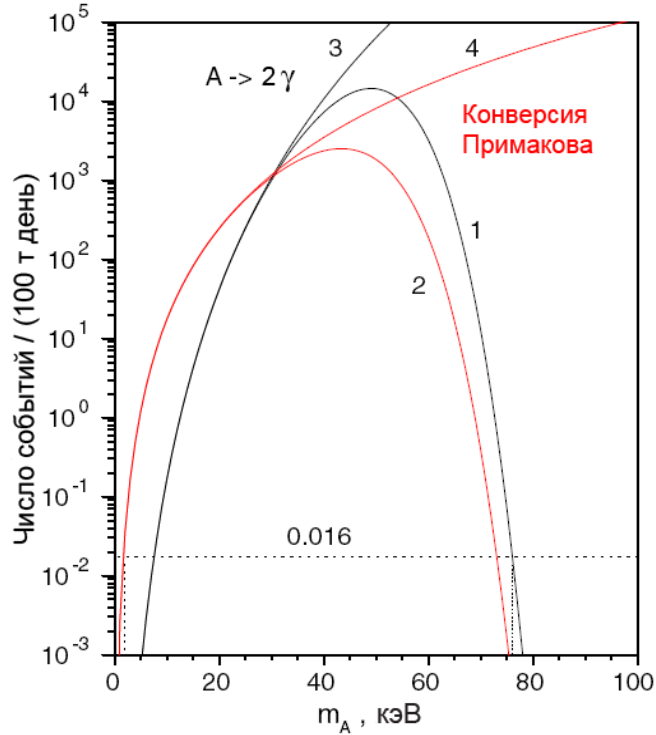


Рис. 4.3: Ожидаемое число распадов аксиона (кривая 1) и конверсий Примакова (кривая 2) на атомах ^{12}C на 100 тонн сцинтиллятора в день для KSVZ-модели. Кривые (3) и (4) соответствуют кривым (1) и (2) в случае отсутствия учета распадов аксиона на их пути от Солнца до детектора. Пунктирная кривая — предел чувствительности детектора Борексина [79].

распределения обладают максимумами, со спадами для малых (ввиду низких вероятностей распада и конверсии в объеме детектора) и для больших (из-за распадов на лету на пути от Солнца) значений масс аксиона. Максимум распределения N_A для $A \rightarrow 2\gamma$ распада соответствует значению $m_A = 65$ кэВ.

Суммируя, требование выхода аксионного потока за пределы солнечной короны ограничивает возможные для измерения в земных экспериментах значения констант взаимодействия на уровне $g_{AN} < 10^{-3}$, $g_{A\gamma} < 10^{-4}$ ГэВ $^{-1}$, $g_{Ae} < 10^{-6}$ при $m_A < 2m_e$ и $g_{Ae} < (10^{-12} - 10^{-11})$ при $2m_e < m_A < 5.5$ МэВ.

4.2. Моделирование функций отклика детектора.

Функции отклика детектора для каналов аксион- γ конверсии на электроне и нуклоне, аксион- электронной конверсии в поле ядра и распада аксиона на γ -кванты были получены при помощи моделирования методом Монте-Карло. Программный комплекс моделирования детектора Борексина `g4bx` основан на пакете `GEANT4` и учитывает эффекты ионизационного гашения в сцинтилляторе и черенковское излучение, а также нелинейную зависимость светосбора от координаты события. Особое внимание уделено процессам возбуждения и распространения (поглощения, переизлучения и рассеяния) сцинтилляционного света [162]. По результатам калибровочных кампаний, рассогласование Монте-Карло с экспериментальными данными по амплитуде, разрешению и позиции пика сигналов от электронов и γ -квантов составляет не более 1 – 0.5% в центральной области детектора и не более 2 – 3.5% во всем ВО при энергиях выше 0.5 МэВ [143, 162].

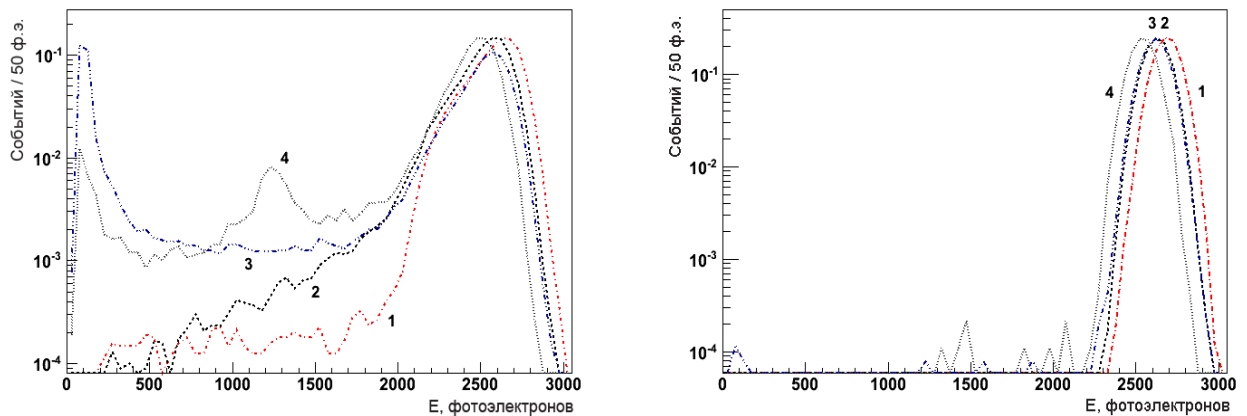


Рис. 4.4: Функции отклика детектора на каналы взаимодействия аксиона во всем ВО (слева) и в ДО (справа): (1) – аксиоэлектрический эффект; (2) – комптоновское рассеяние; (3) – примаковское рассеяние; (4) – распад на 2 γ -кванта.

События Монте-Карло (200000 для каждого канала) моделировались во всем ВО, затем проходили ту же полную цепь обработки — от восстановления

из сигналов электроники событий до отборов анализа — что и реальные данные. Для моделирования аксиоэлектрического эффекта разыгрывался монохроматический электрон энергии 5.49 МэВ с изотропным пространственным распределением. Аналогично, для моделирования сигнала от примаковского рассеяния аксиона на электронах разыгрывались изотропно распределенные конверсионные γ -кванты с энергией 5.49 МэВ. Энергетический спектр электронов и γ -квантов от Комптоновского рассеяния аксионов разыгрывался согласно дифференциальному сечению 1.16. При моделировании распада аксиона на 2 γ -кванта была учтена угловая корреляция между двумя фотонами.

Полученные энергетические спектры для всего ВО и для центральной области детектора после отборов, аналогичных примененным для данных (см. ниже), показаны на рис. 4.4. Как видно, признаком аксионного взаимодействия в детекторе для все четырех рассматриваемых каналов является пик вблизи ~ 2600 фотоэлектронов. Смещение пика от распада аксиона на два γ -кванта в сторону низких энергий обусловлено большей, по отношению к электронам, величиной ионизационного гашения световыхода для фотонов.

Функции отклика подгонялись гауссовыми распределениями со свободными средним и разрешением. Результаты подгонки, переведенные, согласно формуле (3.10), в электронвольты, а также эффективности регистрации в ДО детектора, приведены в таблице 4.1.

4.3. Анализ данных.

Как было уже подчеркнута ранее (таблица 3.1), уникальной особенностью эксперимента Борексина является рекордно высокая степень очистки компонент детектора (прежде всего, мишенной и буферной зон) от изотопов, дающих вклад в фон естественной радиоактивности. В области энергий выше

Канал	Позиция пика, E_{MC} , МэВ	Разрешение пика, σ , МэВ	Эффективность регистрации, ϵ
Аксиоэлектр. эф.	5.595	0.140	0.315
Комптон. конв.	5.467	0.140	0.358
Примаковская конв.	5.446	0.144	0.368
Распад на 2γ	5.290	0.141	0.350

Таблица 4.1: Положение и разрешение пиков Монте-Карло, а также эффективность регистрации в доверительном объеме, для каналов аксионного взаимодействия.

3 МэВ, представляющей наибольший интерес для поиска сигнала от солнечных аксионов, естественная радиоактивность практически отсутствует: самая высокоэнергетическая реакция распада $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + \beta + \gamma$ ($Q = 5$ МэВ) из цепочки ^{232}Th идет с испусканием γ -кванта с энергией $E_\gamma = 2.614$ МэВ. Основной вклад в фон в этой области энергий дают космические мюоны, высокоэнергетические γ -кванты от захвата нейтронов и распады космогенных радиоизотопов, образующихся при прохождении мюонов через вещество детектора.

Мюоны являются единственной компонентой космического излучения, способной проникать на глубину (~ 3600 м.в.э.) подземной лаборатории LNGS. Их поток равен ~ 1.2 мюона/($\text{м}^2 \cdot \text{ч}$) при средней энергии $\simeq 270$ ГэВ [163]. Как упоминалось в главе 3, для идентификации мюонов в эксперименте предусмотрен внешний водный черенковский детектор (ВД), оснащенный 208 ФЭУ и полностью независимый от внутреннего регистрирующего объема (ВО), заполненного сцинтиллятором.

Электронным мюонным триггером являлось срабатывание 6 любых ФЭУ ВД во временном интервале 150 нс (MTF — Muon Trigger Flag). После тщательного изучения и сравнения эффективностей предпочтение было отдано модифицированному триггеру на основе данных постобработки, критерием которого является срабатывание 4 любых ФЭУ, расположенных на поверх-

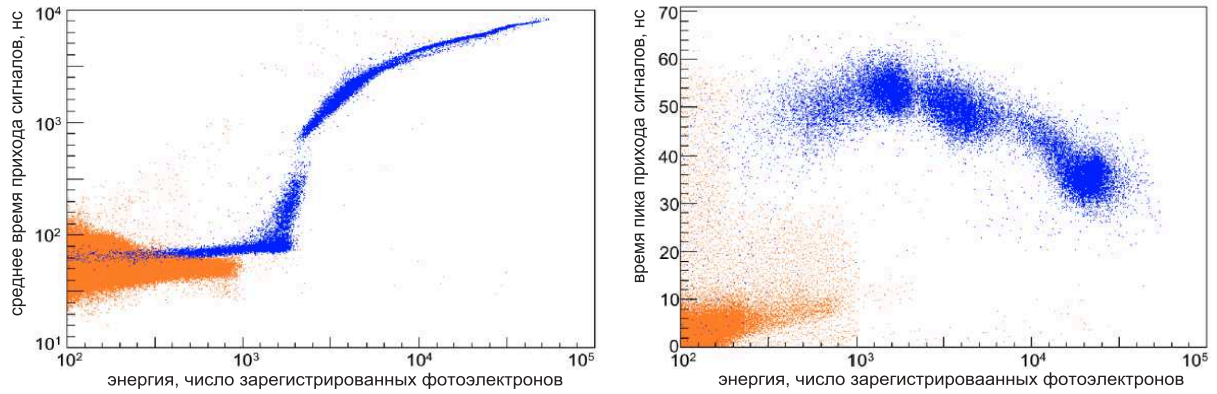


Рис. 4.5: Среднее время (слева) и время пика (справа) прихода сигналов с ФЭУ ВО в событии. Синим выделены события, идентифицированные ВД как мюоны, оранжевым — точечные события [138].

ности СС, или 4 любых ФЭУ, расположенных на полу стального бака, во временном окне 150 нс (MCF — Moun Clustering Flag). Идентификация мюонов возможна и на основе информации ВО, по форме временного импульса прихода сигналов с различных ФЭУ [138]. Мюонные треки занимают выделенную, по сравнению с точечными электронными событиями, область в пространстве времени пика прихода сигналов и их среднего времени прихода (IDF — Inner Detector Flag, рис. 4.5).

Эффективность регистрации мюонов [138] оценивалась путем статистического сравнения выборок мюонных событий, зарегистрированных во ВО и ВД, а также по выборке мюонных событий CNGS-пучка [164], для которых возможна независимая идентификация мюонного трека по временной GPS-метке и факту регистрации в детекторе OPERA. При использовании информации только триггера ВД эффективность регистрации составляет $99.33 \pm 0.01\%$. Использование информации только с ФЭУ ВО позволяет идентифицировать мюоны не менее, чем в $95.86 \pm 0.25\%$ случаев. Комплексное же использование одновременно ВО и ВД дает эффективность регистрации не хуже, чем 99.992% . Абсолютная величина мюонного потока, не идентифи-

цируемого комплексным мюонным вето, составляет $(4.5 \pm 0.9) \times 10^{-4}$ мюона/(100 т·д) [136].

Нейтроны образуются в результате различных процессов фрагментации ядер ^{12}C сцинтиллятора при прохождении мюонов [132]. Количество образующихся нейтронов может достигать ~ 200 на мюонный трек. Рассеяние и термализация нейтронов не могут быть хорошо идентифицированы из-за сильной засветки ВО высокоэнергетичным мюоном и возникающих из-за этого послепулсов в ФЭУ. Среднее время захвата нейтронов в сцинтилляторе Борексина, полученное по данным измерений с источником $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ (гл. 3), равно $\tau_n = 254.3 \pm 0.8$ мкс [138]. Захват нейтрона водородом ($\sigma = 0.33$ барн) или ядром ^{12}C ($\sigma = 0.003$ барн) сопровождается характерным монохроматическим γ -квантом с энергией 2.2 МэВ или 4.9 МэВ, соответственно. Исключение событий во временном окне 2 мс ($\sim 8\tau_n$) после каждого мюона, пересекшего детектор, позволяет подавить фоновые события от рассеяния, термализации и поглощения космогенных нейтронов, в том числе, образованных за пределами СС и продиффундировавших во ВО.

Изо-топ	τ , сек	Q, МэВ	Расп.	Ожидаемый счет > 3 МэВ, соб/(100т·д)	Измеренный счет > 3 МэВ, соб/(100т·д)
^{12}B	0.03	13.4	β^-	1.25 ± 0.03	1.48 ± 0.06
^8He	0.17	10.6	β^-		
^9C	0.19	16.5	β^+	$(1.8 \pm 0.3) \times 10^{-1}$	$(1.7 \pm 0.5) \times 10^{-1}$
^9Li	0.26	13.6	β^-		
^8B	1.11	18.0	β^+		
^6He	1.17	3.5	β^-	$(6.0 \pm 0.8) \times 10^{-1}$	$(5.1 \pm 0.7) \times 10^{-1}$
^8Li	1.21	16.0	β^-		
^{10}C	27.8	3.6	β^+	$(6.5 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	$(6.6 \pm 1.8) \times 10^{-3}$
^{11}Be	19.9	11.5	β^-	$(3.2 \pm 0.5) \times 10^{-2}$	$(3.6 \pm 3.5) \times 10^{-3}$

Таблица 4.2: Характеристики космогенных радиоизотопов, дающих вклад в фоновый счет в диапазоне энергий выше 3 МэВ [136].

Помимо нейтронов, при прохождении через ВО мюонов образуются также

радиоактивные изотопы с временами распада от десятых долей секунды до десятков секунд (таблица 4.2). Фоновые события от короткоживущих ($\tau < 2$ с) изотопов — ^{12}B , ^8He , ^9C , ^9Li , ^8B , ^6He и ^8Li — могут быть подавлены введением мертвого времени величиной 6.5 с после каждого ВО-мюона, что соответствует более чем 5 временам жизни ^8Li ($\tau = 1.21$ с). Остаточный фоновый счет, обусловленный короткоживущими космогенными элементами, составляет $(1.7 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ события/(100 т·д) [136] в интервале энергий больше 3 МэВ.

Граничная энергия β -спектра ^{10}C равна 3.6 МэВ, что, согласно функциям отклика, полученным с помощью моделирования методом Монте-Карло, значительно ниже интервала для поиска пика от каналов взаимодействия аксиона в детекторе. Единственным из долгоживущих космогенных изотопов, дающим вклад в фоновый счет в интересующей энергетической области, является ^{11}Be ($Q = 11.5$ МэВ). Вклад от распадов данного изотопа был учтен в подгоночной функции (см. ниже).

Экспериментальные энергетические спектры событий Борексино в диапазоне энергий 1 – 15 МэВ за период в 737.8 дней набора данных показаны на рис. 4.6. Кривая (1) соответствует исходному спектру, из которого вычтены группы коррелированных событий во временном интервале 1.25 мс. Данное вычитание убирает, в основном, ^{214}Bi - ^{214}Po совпадения из цепочки ^{238}U , принося очень незначительное мертвое время в 78.6 с. Спектр (2) получен после вычитания всех мюонных событий, а также событий в интервале 2 мс после каждого мюона для подавления фона от событий захвата космогенных нейтронов. Общее мертвое время, вводимое данным отбором, составляет менее 1.8 часа. Спектр (3) получен из (2) дополнительным вычитанием событий во временном окне 6.5 с после каждого мюона, прошедшего во ВО детектора, что позволяет подавить фон от распадов короткоживущих космогенных

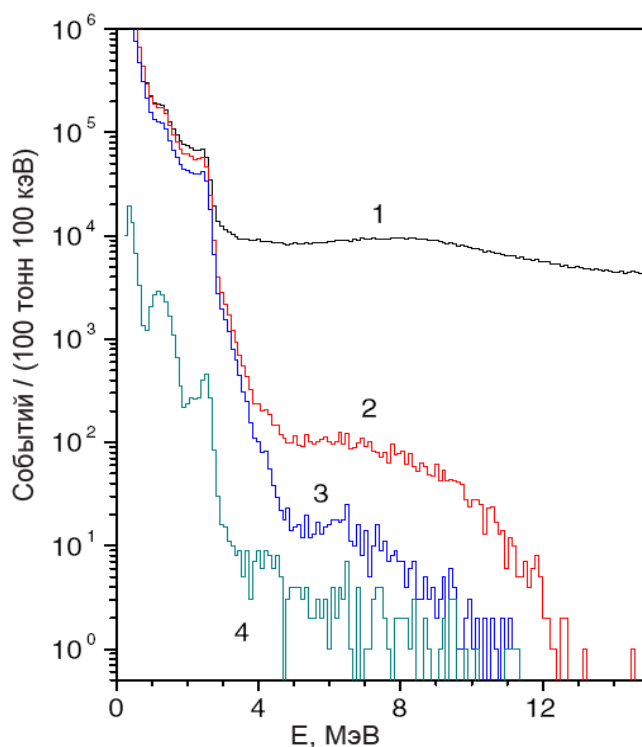


Рис. 4.6: Энергетический спектр событий и эффекты отбора. Сверху вниз: (1) исходный спектр, вычтены коррелированные во временном интервале 1.25 мс группы событий; (2) исключены мюонные события и события в интервале 2 мс после каждого мюона; (3) исключены события в интервале 6.5 с после каждого мюона, прошедшего внутри СС; (4) события внутри ДО с отрицательным значением переменной Гатти.

изотопов. Вычитание вводит 202.2 дня общего мертвого времени, уменьшая время экспозиции до 535.6 дней.

Наконец, кривая (4) соответствует максимально очищенному от фона спектру — событиям в центральной, программно выделяемой области детектора радиуса 3.021 м. Сцинтиллятор в ДО максимально защищен от внешнего радиационного фона, идущего от СС и смонтированных на ней ФЭУ, сцинтиллятором буфера и внешней зоной самого ядра [143]; при этом, однако, масса мишени уменьшается с 270 до 100 т. Дополнительно был применен отбор на основе разделения событий по форме импульса — фильтру Гатти (гл. 3): в спектр (4) вошли события только с отрицательным значением переменной

Гатти, соответствующие β - и γ -подобным частицам. Отрицательный фильтр Гатти никак не меняет спектр выше 4 МэВ, что согласуется с ожиданиями: α -частицы значительно подавлены по световыделению в сцинтилляторе Борексино вследствие ионизационного гашения (гл. 3), и сигнал от α -распадов лежит в области ниже 1 МэВ по шкале электронных энергий.

4.4. Процедура подгонки экспериментального спектра.

Финальный энергетический спектр событий Борексино (кривая (4), рис. 4.6) в области энергий от 3 до 8.5 МэВ описывался модельной функцией, состоящей из суммы экспоненты, отвечающей за вклад от непрерывного фона, и гауссианы, отвечающей за вклад от искомого пика:

$$N^{th}(E) = a + b \times e^{-cE} + S/(\sqrt{2\pi}\sigma) \times e^{-(E_{MC}-E)^2/(2\sigma^2)}, \quad (4.7)$$

где E_{MC} и σ — центральное значение энергии и энергетическое разрешение для искомого пика (таблица 4.1), определенные с помощью моделирования по методу Монте-Карло, a , b и c — подгоночные параметры, описывающие фон, и S — интенсивность искомого пика.

Число событий в аксионном пике S находилось подгонкой по методу максимального правдоподобия в предположении Пуассоновского распределения числа событий в каждом бине экспериментального распределения, с функцией правдоподобия:

$$L = \prod_i \frac{e^{N_i^{th}} (N_i^{th})^{N_i^{exp}}}{N_i^{exp}!}, \quad (4.8)$$

где $N_i^{th}(E)$ и $N_i^{exp}(E)$ — теоретическое (модельное) и экспериментальное количество событий в i бине, соответственно. При подгонке разрешение пика σ было зафиксировано на значении, полученном из моделирования, параметры a , b и c были свободными параметрами, параметр центрального значения

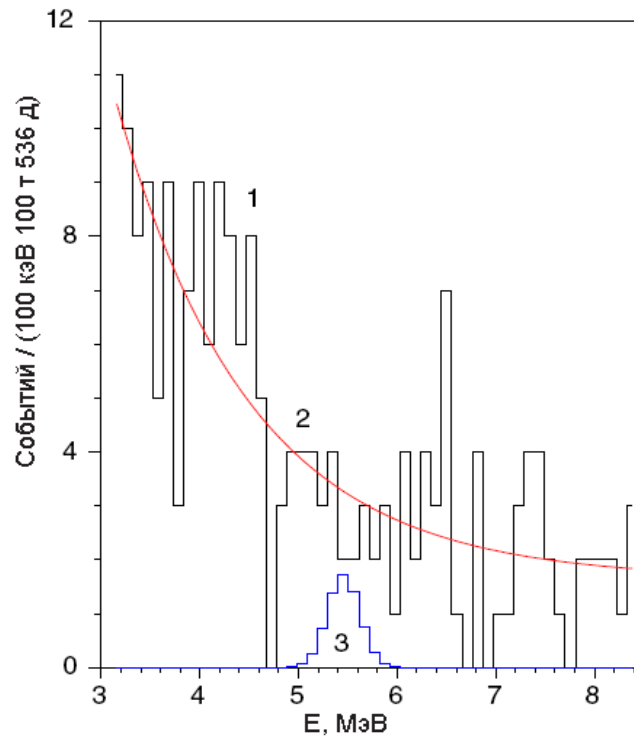


Рис. 4.7: Подгонка экспериментального спектра модельной функцией (4.7): (1) экспериментальный спектр; (2) подгоночная функция для максимума L при $S = 0$; (3) вклад аксионного пика при $S = S^{lim}$ на 90% у.д.

пика E_0 варьировался вблизи $E_{MC} \pm 30$ кэВ для учета неопределенности в калибровке энергетической шкалы. Число степеней свободы в диапазоне интервала подгонки 3.2 – 8.4 МэВ равнялось 46.

Результаты подгонки при максимуме функции правдоподобия для канала Комптоновской конверсии, полученные при $S = 0$, показаны на рис. 4.7. Значение $\chi^2 = 44/46$. Поскольку статистическая обеспеченность в области подгонки низкая, для нахождения вероятности P того, что $\chi_P^2 \geq 44$, было предпринято моделирование методом Монте-Карло: производился многократный (100000) розыгрыш событий числом $N = N^{exp}$ по функции (4.7) с фиксированными значениями параметров, полученными из подгонки. Значение $P = 0.52$, найденное в результате моделирования, говорит о хорошем описании фона выбранной функцией (4.7).

Канал, аббревиатура	Компт. рас. СС	Аксио-эл. эфф. АЕ	$A \rightarrow 2\gamma$ DC	Примак. рас. РС
S^{lim} , 68(90)% у.д.	3.8(6.9)	3.4(6.5)	4.8(8.4)	3.8(6.9)

Таблица 4.3: Верхние пределы на количество зарегистрированных в ДО детектором Борексина за 536 дней набора данных аксионов, на 68(90)% уровне достоверности.

Верхний предел на число событий в аксионном пике S^{lim} для каждого канала находился путем построения профиля функции правдоподобия $L^{max}(S)$, где $L^{max}(S)$ отвечает максимуму L при подгонке спектра функцией (4.7) с фиксированным значением S , фиксированным σ , свободными параметрами a , b и c и значением E , варьируемым около $E_{MC} \pm 30$ кэВ. Для нахождения вероятности P_S , соответствующей значению $\chi^2_{P_S}$ для каждого S из профайла, проводилось моделирование методом Монте-Карло, аналогичное предпринятому для проверки качества описания фона. Значения S^{lim} при $P_S = 0.68$ и $P_S = 0.9$ для каждого канала приведены в таблице 4.3.

Полученные верхние ограничения ($S^{lim}_{CC} \sim 0.013$ соб./((100 т·день) на 90% у.д.) чрезвычайно малы: для сравнения, число событий в детекторе, обусловленное потоком ${}^7\text{Be}$ -нейтрино от Солнца, на 3 порядка больше (~ 46 соб./((100 т·день)).

4.5. Ограничения на величины аксионного потока и константы связи g_{AN} , g_{Ae} , $g_{A\gamma}$.

Ограничения на число событий с энергией 5.5 МэВ дают прямые модельно-независимые верхние пределы на значения произведений аксионного потока от Солнца на сечения взаимодействия аксиона с электронами, протонами и атомами углерода:

$$S = \Phi_A \sigma_{A-e,p,C} N_{e,p,C} T \epsilon \leq S^{lim}, \quad (4.9)$$

где $N_{e,p,C}$ — число электронов, протонов или атомов углерода в ДО мишени, T — время измерения и ϵ — эффективность регистрации детектора. Пределы на интенсивности взаимодействия для каждого канала равны:

$$\begin{aligned}\Phi_A \sigma_{A-e} &\leq 4.5^{-39} \text{с}^{-1}, \\ \Phi_A \sigma_{A-p} &\leq 2.5^{-38} \text{с}^{-1}, \\ \Phi_A \sigma_{A-C} &\leq 3.3^{-38} \text{с}^{-1}.\end{aligned}\tag{4.10}$$

Для сравнения, единица измерения потоков солнечных нейтрино, используемая радиохимическими детекторами, составляет $10^{-36} \text{с}^{-1} \cdot \text{атом}^{-1}$. При этом Ga-Ge детектор регистрирует 65 SNU — в 2000 раз больше чем на верхний предел для аксиоэлектрического эффекта на атомах углерода.

Ограничения на константы связи g_{Ae} и g_{AN} . Число ожидаемых событий, обусловленных комптоновским рассеянием аксионов в доверительном объеме детектора, равняется

$$S_{CC} = \Phi_{\nu pp}(w_A/w_\gamma) \sigma_{CC} N_e T \epsilon_{CC},\tag{4.11}$$

где σ_{CC} — интегральное сечение комптоновского рассеяния, $\Phi_{\nu pp}(w_A/w_\gamma) = \Phi_A$ — аксионный поток (ур-е 4.3), $N_e = 9.17 \times 10^{31}$ — число электронов во ВО, $T = 4.63 \times 10^7$ с — общее живое время измерения и $\epsilon_{CC} = 0.354$ — эффективность регистрации, полученная из моделирования (рис. 4.4).

Согласно уравнениям (4.3) и (1.17), поток аксионов у Земли пропорционален g_{AN}^2 , а сечение σ_{CC} пропорционально g_{Ae}^2 . Таким образом, правая часть выражения (4.11) зависит от произведения квадратов констант связи $g_{Ae}^2 \times g_{AN}^2$. Принимая внимание приближительное равенство импульсов аксиона и γ -кванта для масс аксиона меньше 1 МэВ ($p_A/p_\gamma \simeq 1$, $m_A \leq 1$ МэВ),

а также выражение (1.18), число аксионных событий, зарегистрированных в канале комптоновского рассеяния, может быть представлено как

$$S_{CC} = g_{Ae}^2 \times g_{3AN}^2 \times 1.4 \times 10^{-14} N_e T \epsilon = g_{Ae}^2 \times g_{3AN}^2 \times 2.1 \times 10^{25}. \quad (4.12)$$

Используя данное соотношение, экспериментальный предел на S_{CC}^{lim} может быть использован для установления верхнего ограничения на произведение констант $|g_{Ae} \times g_{3AN}|$ как функции массы аксиона m_A : при $p_A/p_\gamma \simeq 1$ и $m_A \leq 1$ МэВ

$$|g_{Ae} \times g_{3AN}| \leq 5.5 \times 10^{-13} \text{ (90\% у.д.)}. \quad (4.13)$$

Как следует из уравнений 1.17 и 4.2, произведение $|g_{Ae} \times g_{3AN}|$ связано с массой аксиона m_A исключительно кинематически; таким образом, полученное ограничение модельно-независимо и верно для любой псевдоскалярной частицы. Необходимо подчеркнуть, однако, что полученный результат ограничен условиями, накладываемыми требованием возможности выхода аксионов из Солнца (раздел 4.1.): $g_{Ae} < 10^{-6}$, $g_{A\gamma} < 10^{-4}$ ГэВ⁻¹ и $g_{AN} < 10^{-3}$.

В рамках модели адронного (KSVZ) аксиона константа g_{3AN} может быть связана с массой аксиона (выражение (1.24)), что позволяет получить ограничения на величину константы g_{Ae} как функции аксионной массы: при условии $p_A/p_\gamma \simeq 1$

$$|g_{Ae} \times m_A| \leq 2.0 \times 10^{-5} \text{ эВ (90\% у.д.)}, \quad (4.14)$$

где m_A выражена в эВ. Для $m_A = 1$ МэВ данное ограничение соответствует $g_{Ae} \leq 2.0 \times 10^{-11}$. На рис. 4.8 приведены полученные результаты (кривая 1) в сравнении с другими экспериментами.

Сечение аксиоэлектрического эффекта на атомах углерода — элементе с максимальным Z , входящим в состав сцинтиллятора, — приблизительно на 4 порядка величины меньше сечения комптоновского рассеяния (рис. 1.3). С

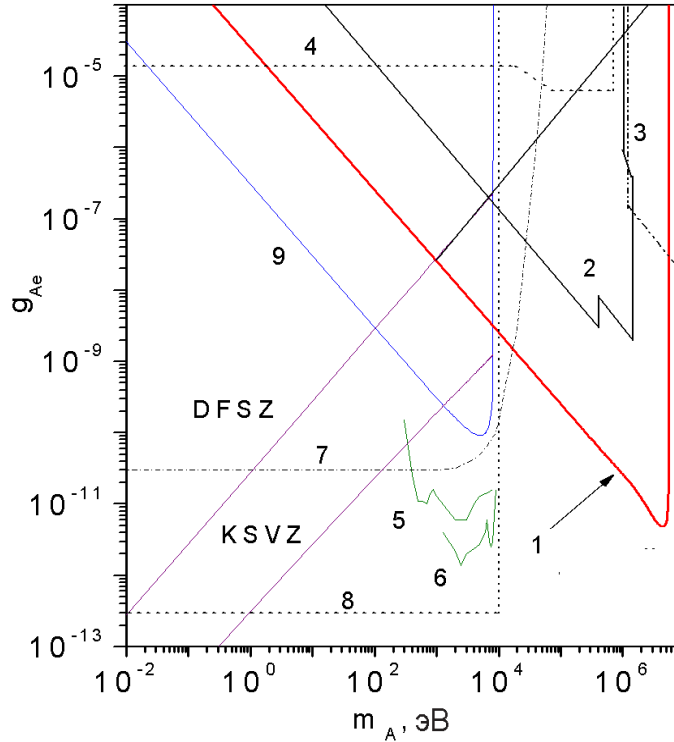


Рис. 4.8: Полученные экспериментальные ограничения на константу связи g_{Ae} как функцию массы (кривая 1) в сравнении с другими экспериментами: 2 – реакторные [165, 166] и солнечные [25, 74] эксперименты, 3 – эксперименты по сбросу пучка [167, 168], 4 – распад ортопозитрония [169], 5 – CoGeNT [170], 6 – CDMS [171], 7 – эксперименты по светимости солнечных аксионов [172], 8 – резонансное поглощение [173], 9 – астрофиз. ограничения (красные гиганты) [45].

учетом того, что полученные значения $S_{AE}^{lim} \approx S_{CC}^{lim}$ (таблица 4.3), рассмотрение аксиоэлектрического эффекта дает заведомо худшие ограничения на константы связи g_{Ae} и g_{3AN} , и в данной работе детально не проводилось.

Ограничения на константы связи $g_{A\gamma}$ и g_{AN} . Анализ каналов аксионного распада на два γ -кванта и конверсии Примакова требует учета убывания аксионного потока на пути от Солнца.

Число событий, регистрируемых в ДО детектора по каналу распада $A \rightarrow 2\gamma$, равно:

$$S_{2\gamma} = N_{\gamma} T \epsilon_{2\gamma}, \quad (4.15)$$

где N_γ определено в (4.6), T — время экспозиции и $\epsilon_{2\gamma} = 0.35$ — эффективность регистрации (таблица 4.1). После подстановки в (4.6) выражений (1.8) и (4.3), для $\beta \sim 1$ ($m_A \leq 1$ МэВ), число аксионных распадов в доверительном объеме выражается через $g_{A\gamma}^2$, g_{3AN}^2 и m_A^4 как:

$$N_\gamma = 1.68 \cdot 10^{-4} \times g_{A\gamma}^2 \times g_{3AN}^2 \times m_A^4, \quad (4.16)$$

где $g_{A\gamma}$ выражается в $\Gamma\text{эВ}^{-1}$, а масса m_A — в эВ. Ограничения, получаемые из (4.15) и значения S^{lim} для канала аксионного распада (таблица 4.3):

$$|g_{A\gamma} \times g_{3AN}| \times m_A^2 \leq 3.3 \times 10^{-11} \text{ эВ (90\% у.д.)}. \quad (4.17)$$

Используя выражение (1.24), в рамках модели адронного аксиона для $m_A < 1$ МэВ можно получить явное ограничение на константу $g_{A\gamma}$ как функцию аксионной массы:

$$|g_{A\gamma}| \times m_A^3 \leq 1.2 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2. \quad (4.18)$$

Область исключенных значений $g_{A\gamma}$ области аксионных масс $m_A \leq 1$ МэВ, полученная по каналу распада аксиона на 2 γ -кванта, показана на рис. 4.9 (кривая 1а, исключена область выше кривой).

Число ожидаемых событий от аксионного рассеяния Примакова на атомах углерода

$$S_{CC} = \Phi_A \sigma_{PC} N_C T \epsilon_{PC}, \quad (4.19)$$

где σ_{PC} — сечение рассеяния (формула (1.10)), Φ_A — поток аксионов на уровне Земли (формула (4.3)), $N_C = 3.05 \times 10^{30}$ — число атомов углерода во ВО, $T = 4.63 \times 10^7$ с — время измерения и $\epsilon_{PC} = 0.368$ — эффективность регистрации по данному каналу (таблица 4.1). Сечение σ_{PC} пропорционально константе

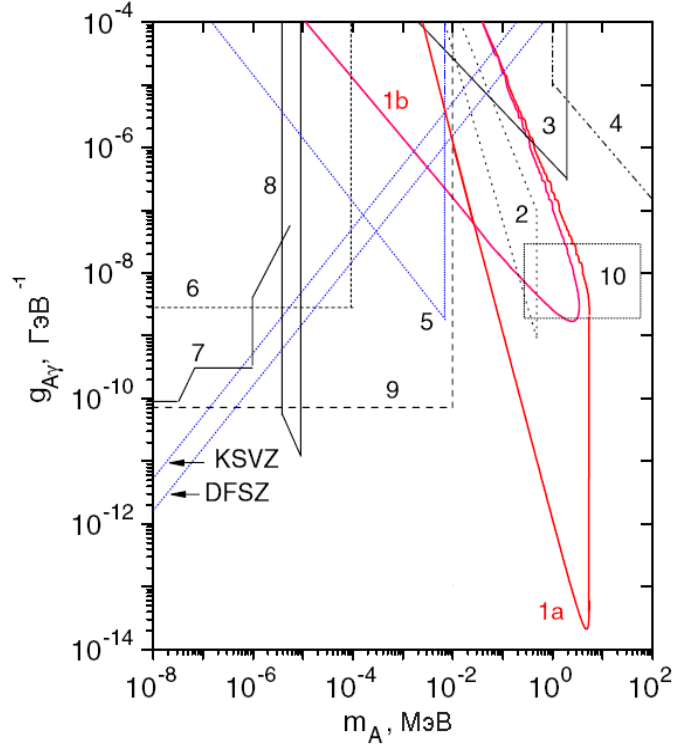


Рис. 4.9: Полученные экспериментальные ограничения на константу связи $g_{A\gamma}$ как функцию массы (1,a – распад на 2γ , 1,b – конверсия Примакова) в сравнении с другими экспериментами: 2 – СТФ [25], 3 – реакторные эксперименты [166], 4 – эксперименты по сбросу пучка [167, 168], 5 – резонансное поглощение [174], 6 – конверсия солнечных аксионов в кристаллах [50]-[53], 7 – CAST и TOKYO гелиоскопы [43, 44], 8 – телескопы [175]-[177], 9 – астрофиз. ограничения (красные гиганты) [45], 10 – ожидаемые области для моделей с тяжелыми аксионами [71, 72].

$g_{A\gamma}^2$, аксионный поток — g_{3AN}^2 . Таким образом, экспериментальный предел на S_{PC}^{lim} (таблица 4.3) может быть использован для установления верхнего ограничения на произведение констант $|g_{A\gamma} \times g_{3AN}|$:

$$|g_{A\gamma} \times g_{3AN}| \leq 4.6 \times 10^{-11} \text{ ГэВ}^{-1} \text{ (90\% у.д.)}, \quad (4.20)$$

где константа $g_{A\gamma}$ выражена в ГэВ^{-1} .

В модели адронного аксиона константа связи g_{3AN} явно выражается через массу аксиона, и для $m_A < 1 \text{ МэВ}$ возможно получить ограничение на

константу $g_{A\gamma}$ как функцию массы:

$$|g_{A\gamma} \times m_A| \leq 1.7 \times 10^{-12} \text{ (90\% у.д.)}, \quad (4.21)$$

где $g_{A\gamma}$, как обычно, выражается в $\Gamma\text{эВ}^{-1}$, а масса аксиона m_A — в эВ. Область исключенных значений $g_{A\gamma}$, полученная по каналу примаковского рассеяния, показана на рис. 4.9 (кривая 1b, исключена область выше кривой). С учетом условий, накладываемых требованием регистрации аксионного распада в земных экспериментах и порогом чувствительности Борексина (рис. 4.3), ограничение (4.21) соответствует диапазону аксионных масс $m_A = (1.5 - 73)$ кэВ.

ГЛАВА 5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПОИСК ЗАПРЕЩЕННЫХ ПРИНЦИПОМ ПАУЛИ ПЕРЕХОДОВ В ЯДРАХ ^{12}C

5.1. Теоретическое рассмотрение.

Схема уровней ядра ^{12}C в простой оболочечной модели показана на рис. 5.1. Переход нуклона с P -оболочки на заполненную S -оболочку приводит к образованию непаулевского ядра $^{12}\tilde{\text{C}}$ в возбужденном состоянии. Энергия возбуждения соответствует разнице в энергиях связи нуклонов на S - и P -оболочках и сравнима с энергиями отделения протонов (S_p), нейтронов (S_n) и α -частиц (S_α). Таким образом, наряду с излучением γ -квантов, возможно испускание n , p и α -частиц. В данной работе рассматриваются также слабые процессы с нарушением ПП, такие как β^+ - и β^- -переходы нуклонов на заполненное $1S_{1/2}$ -состояние (рис. 5.1).

Энергия, выделяемая в рассматриваемых переходах, равна разнице между энергиями связи конечного и начального ядер:

$$Q(^{12}\text{C} \rightarrow \tilde{\text{X}} + \text{Y}) = M(^{12}\text{C}) - M(\tilde{\text{X}}) - M(\text{Y}) =$$

$$-E_b(^{12}\text{C}) + E_b(\tilde{\text{X}}) + E_b(\text{Y}); \quad (5.1)$$

где $\tilde{\text{X}}$ обозначает непаулевское ядро, $\text{Y} = \gamma, p, n, d, \alpha..$ — испущенные частицы и E_b — соответствующие энергии связи, хорошо известные для обычных ядер [178]. Признаком непаулевских переходов с двумя частицами в конечном состоянии будет пик в наблюдаемом спектре с шириной, соответствующей энергетическому разрешению детектора.

В случае непаулевских β^\pm -переходов, должен наблюдаться β^\pm -спектр. Граничная энергия β -спектра для распада $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}} + e^- + \bar{\nu}$ определяется

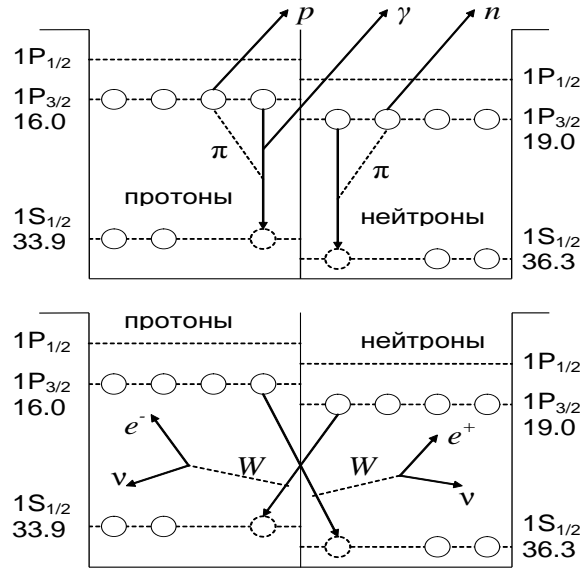


Рис. 5.1: Заселенность протонами и нейтронами уровней ядра ^{12}C в простой оболочечной модели. Схемы непаулевских переходов нуклонов с P -оболочки на заполненную S -оболочку. Вверху: с испусканием γ , n , p и α -частиц; внизу: с испусканием β^+ и β^- .

выражением:

$$Q = m_n - m_p - m_e - E_b(^{12}\text{C}) + E_b(^{12}\tilde{\text{N}}). \quad (5.2)$$

Аналогичное выражения может быть получено для непаулевских переходов с излучением позитрона, однако регистрируемая энергия будет сдвинута на $\approx 2m_e$ вследствие регистрации двух аннигиляционных γ -квантов.

Энергия связи непаулевского ядра $E_b(\tilde{X})$ (с 3 протонами или 3 нейтронами на $1S_{1/2}$ -оболочке) может быть оценена по энергии связи обычного ядра $E_b(X)$ и разнице между энергией связи нуклонов на $1S_{1/2}$ -оболочке $E_{n,p}(S_{1/2})$ и энергией отрыва нуклона на внешней ($1P_{3/2}$) оболочке $S_{n,p}(X)$:

$$E_b(\tilde{X}_{n,p}) \simeq E_b(X) + E_{n,p}(1S_{1/2}) - S_{n,p}(X). \quad (5.3)$$

Энергии связи легких ядер (^{12}C , ^{11}B и др.) измерены при изучении реакций $(p, 2p)$ и (p, np) для протонов с энергией 1 ГэВ на синхроциклотроне

ПИАФ [179] (таблица 5.1).

	9Be	${}^{11}B$	${}^{12}C$
S_p	16.9	11.2	16.0
S_n	1.66	10.7	18.7
S_α	2.5	8.7	7.4
$1P_{3/2}(p)$	17.0 (0.2)	17.5 (0.5)	16.0 (0.2)
$1P_{3/2}(n)$	18.1 (0.5)	18.4 (0.6)	19.0 (0.3)
$1S_{1/2}(p)$	27.7 (0.5)	33.5 (0.9)	33.9 (0.9)
$1S_{1/2}(n)$	29.2 (0.8)	34.5 (1.0)	36.3 (0.6)
E_b	58164.9	76204.8	92161.8

Таблица 5.1: Энергии отрыва протона S_p , нейтрона S_n и α -частицы S_α с $1S_{1/2}$ -оболочки [178], энергии связи (с ошибками) нуклонов на $1P_{3/2}$ и $1S_{1/2}$ оболочках [179] и энергии связи ядер E_b (MeV) [178].

Значения Q (с ошибками), вычисленные для различных непаулевских переходов по данным таблицы 5.1 и формулам (5.1)-(5.3), приведены в таблице 5.2. Для остальных реакций, таких как ${}^{12}C \rightarrow {}^{10}\widetilde{B} + d$, ${}^{12}C \rightarrow {}^9\widetilde{B} + t$, ${}^{12}C \rightarrow {}^9\widetilde{Be} + {}^3He$, ${}^{12}C \rightarrow {}^6\widetilde{Li} + {}^6Li$ и ${}^{12}C \rightarrow {}^6\widetilde{Li} + {}^4He + d$, за исключением ${}^{12}C \rightarrow {}^9\widetilde{B}_{3p} + t$, значения Q отрицательны. Эти реакции не могут быть вызваны непаулевскими переходами. Используя полученные значения Q , можно смоделировать функции отклика детектора для энергетически разрешенных реакций, с учетом энергий отдачи и эффекта ионизационного гашения.

Канал	Q_{3p} , (МэВ)	Q_{3n} (МэВ)
${}^{12}C \rightarrow {}^{12}\widetilde{C} + \gamma$	17.9 ± 0.9	17.7 ± 0.6
${}^{12}C \rightarrow {}^{11}\widetilde{B} + p$	6.3 ± 0.9	7.8 ± 1.0
${}^{12}C \rightarrow {}^{11}\widetilde{C} + n$	6.5 ± 0.9	4.5 ± 0.6
${}^{12}C \rightarrow {}^8\widetilde{Be} + \alpha$	3.0 ± 0.6	2.9 ± 0.9
${}^{12}C \rightarrow {}^{12}\widetilde{N} + e^- + \bar{\nu}_e$	18.9 ± 0.9	-
${}^{12}C \rightarrow {}^{12}\widetilde{B} + e^+ + \nu_e$	-	17.8 ± 0.9

Таблица 5.2: Значения Q при непаулевских переходах (3 нейтрона или 3 протона на $1S$ -оболочке).

Из-за неопределенности свойств непаулевских ядер, предсказание относительных вероятностей каждого из обсуждаемых каналов обладает малой достоверностью. Относительные вероятности рождения и спектры испускаемых частиц в случае исчезновения нейтрона (например, невидимого распада $n \rightarrow 3\nu$) на $1S_{1/2}$ -оболочке ядер ^{12}C были рассмотрены в работе [180]. Найденные для энергии возбуждения 17 МэВ атомов ^{11}C вероятности испускания p , n и α -частиц одного порядка величины, и пренебрежимо малы по отношению к вероятности сброса возбуждения излучением γ -кванта. В настоящей работе получены пределы на время жизни ядер ^{12}C относительно непаулевских переходов отдельно для каждого канала, в предположении, что весь регистрируемый сигнал обусловлен соответствующими непаулевскими переходами.

5.2. Моделирование функций отклика детектора.

Эффективность регистрации γ -квантов определялась методом Монте-Карло с использованием пакета программ GEANT4. γ -кванты равномерно разыгрывались внутри ВО и в буферной зоне толщиной 1 метр, непосредственно прилегающей к ВО. Функция отклика детектора для γ -квантов с энергией 16.4 МэВ показана на рис. 5.2 (линия 1). Наличие пика в области энергий до 2 МэВ обусловлено как черенковским, так и сцинтилляционным (вследствие неполного гашения сцинтилляций в буфере) светом вторичных электронов от γ -квантов буферной зоны. Эффективность для консервативного значения $E_\gamma = 16.4$ МэВ составляет $\varepsilon_{\Delta E} = 0.50$.

Согласно значениям в таблице 5.2, энергия, выделяемая в переходах, с излучением протонов, лежит в интервале энергий (5.0 – 9.0) МэВ (90% у.д.). С учетом энергии ядра отдачи ($^{11}\tilde{B}$), энергия протона лежит в интервале (4.6 ÷ 8.3) МэВ (90% у.д., табл. 5.2). Функция отклика для протонов получена

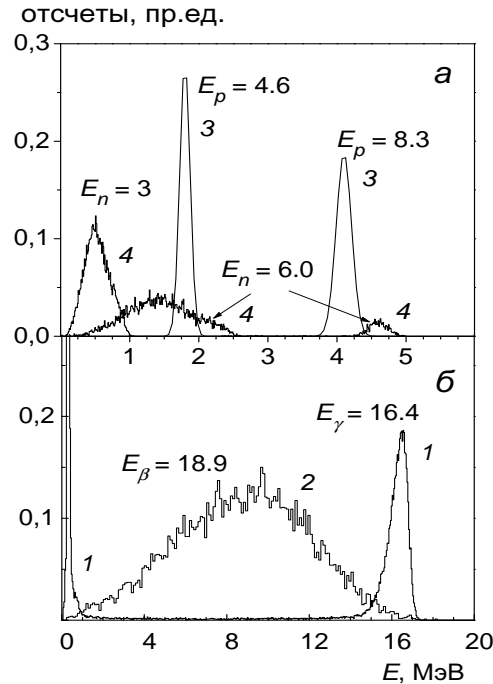


Рис. 5.2: Функции отклика Борексина: 1) $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma$ (16.4 МэВ), ВО и 1 м прилегающего буфера; 2) $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}} + e^- + \bar{\nu}$ (18.9 МэВ); 3) $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{B}} + p$ (4.6 и 8.3 МэВ); 4) $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{C}} + n$ (3.0 и 6.0 МэВ).

с учетом уменьшения световыхода для протонов по сравнению с электронами (рис. 5.2, линия 3). Величина ионизационного гашения определялась из спектра протонов отдачи, измеренного с источником $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ (раздел 3.3.). Измеренный световыход для протонов с энергией $E_p = 4.6(8.3)$ МэВ соответствует энергии электронов $E_e = 1.8(4.1)$ MeV. Это означает, что протонный пик может быть обнаружен в интервале $(1.8 \div 4.1)$ МэВ с 90% вероятностью. Неопределенность в положении пика намного превышает энергетическое разрешение детектора ($\sigma_E \cong 80$ кэВ для $E_e = 2$ МэВ).

Кинетическая энергия начального нейтрона лежит в интервале $(3.2 \div 7.3)$ МэВ (90% у.д.). В сцинтилляторе, содержащем большое количество водорода, нейтроны быстро термализуются. Среднее время жизни нейтрона в РС составляет $\tau \cong 250$ мкс, после чего нейтрон захватывается на протоне. Захват

теплового нейтрона на протоне $n+p \rightarrow d+\gamma$ (сечение канала 0.33 барн) сопровождается излучением γ -кванта с энергией 2.2 МэВ. Сечение захвата на ядре ^{12}C равно $\sigma_\gamma = 3.5$ мбарн ($E_\gamma = 4.95$ МэВ), поэтому интенсивность 4.95 МэВ пика составляет порядка 1% от пика 2.2 МэВ (рис. 3.12, раздел 3.3.). Функции отклика для нейтронов с энергиями 3.0 и 6.0 МэВ приведены на рис. 5.2 (линия 4). Если энергия нейтрона превышает энергию первого возбужденного уровня ^{12}C (4.44 МэВ), в функции отклика детектора появляется пик, связанный с регистрацией γ -квантов с энергией 4.4 МэВ.

Энергия, выделяемая в реакции $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}} + e^- + \bar{\nu}$, находится в интервале (16.4 ÷ 21.4) МэВ. Форма β^- -спектра, вычисленная для всего объема сцинтиллятора, для наиболее вероятной граничной энергией 18.9 MeV показана на рис. 5.2, линия 2. Граничная энергия β^+ -спектра составляет 16.8 МэВ, однако спектр дополнительно сдвинут приблизительно на 0.85 МэВ в сторону высоких энергий вследствие регистрации двух аннигиляционных квантов (рис. 5.2).

5.3. Отбор данных.

Экспериментальный спектр событий Борексина в диапазоне энергий (1.0 ÷ 14) МэВ за 485 дней набора данных (живое время) показан на рис. 5.3. Спектр 1 соответствует всем зарегистрированным событиям. При энергиях менее 3 МэВ фон детектора определяется γ -квантами с энергией 2.6 МэВ, возникающими при распаде ^{208}Tl из цепи распадов ^{232}Th , содержащегося в СС и ФЭУ.

Спектр 2 получен после вычитания событий, которые зарегистрированы во временном окне 2 мс после сигнала мюонного вето. Кроме того, были наложены следующие дополнительные требования: среднее время прихода сигналов ФЭУ по отношению ко времени срабатывания первого в событии ФЭУ

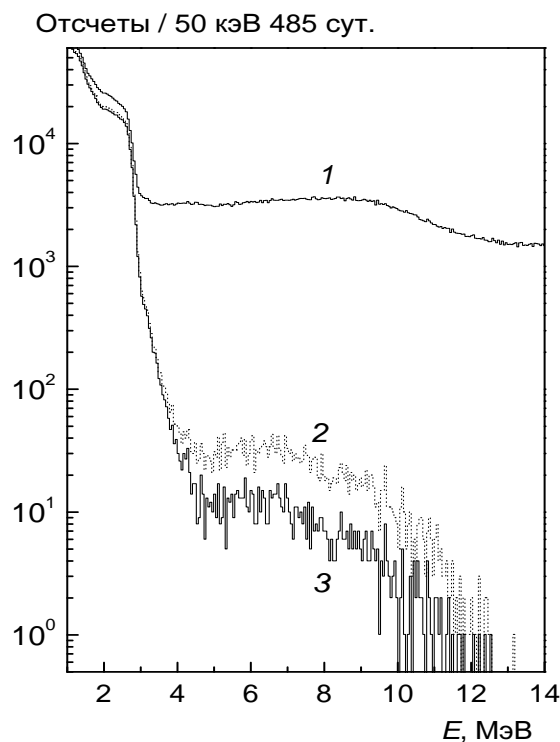


Рис. 5.3: Энергетические спектры детектора Борексина: 1 — спектр всех зарегистрированных событий; 2 — с вычитанием событий в интервале 2 мс после каждого мюона; 3 — с вычитанием событий в интервале 0.7 с после мюонов, пересекших СС.

должно быть ≤ 100 нс и время, соответствующее максимальной плотности сигналов ФЭУ в событии, должно быть ≤ 30 нс. Данные ограничения удаляют события от мюонов, прошедших через СС и не обнаруженные внешним черенковским детектором.

Для уменьшения фона от короткоживущих изотопов, производимых мюонами (${}^9\text{Li}$, 178 мс; ${}^8\text{He}$, 119 мс), в анализе не рассматриваются события в интервале 0.7 с после каждого мюона, пересекшего СС (спектр 3, рис. 5.3). Данный критерий уменьшает живое время до 467.8 дней. В полученном спектре не остается ни одного события с энергией выше 12.5 МэВ. Этот факт будет использован для установления предела на непаулевские β^\pm -переходы и переходы с излучением γ -квантов, которые имеют большие значения Q (см. табл.5.2).

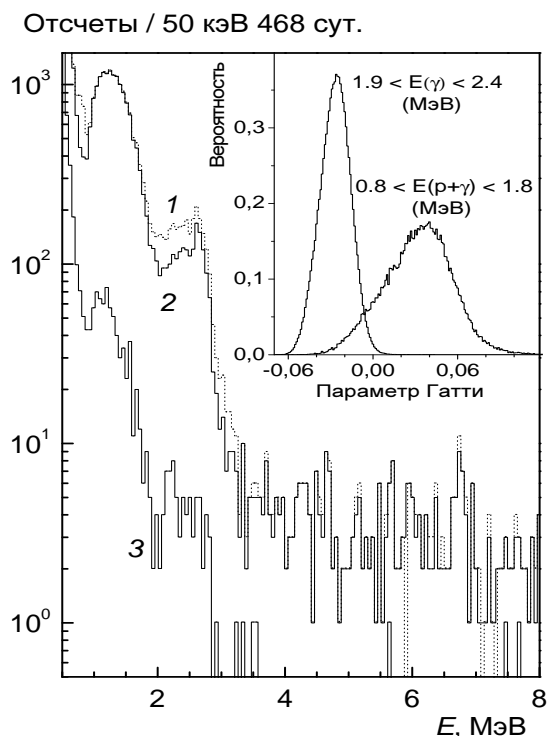


Рис. 5.4: Спектры событий, зарегистрированных внутри объема с $R \leq 3.02$ м: 1 — после вычитания событий в интервалах 2 мс и 0.7 с после мюонов; 2 — пары коррелированных событий в интервале $\Delta t \leq 2$ мс удалены; 3 — с условием положительности параметра Гатти. На вставке показаны значения переменной Гатти, полученные с $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ источником для протонов и γ -квантов энергией равной 2.2 МэВ.

Энергетический спектр в интервале (0.5÷8.0) МэВ исследовался для поиска паули-запрещенных переходов с испусканием нуклонов. Для уменьшения внешнего фона были отобраны события, зарегистрированные в центральной части сцинтиллятора массой 100 т ($R \leq 3.02$ м) (рис. 5.4, спектр 1). Для этой части детектора фон при энергиях менее 3 МэВ приблизительно в 10^2 раз меньше, чем для всего объема. Уровень фона в интервале (1 ÷ 2) МэВ определяется β^+ -распадом изотопа ^{11}C космогенного происхождения.

На следующей стадии анализа удалялись коррелированные события, зарегистрированные в интервале 2 мс (спектр 2, рис. 5.4). При этом устраняются главным образом последовательные распады ^{214}Bi - ^{214}Po из семейства ^{238}U .

Наконец, для разделения сигналов от электронов, протонов и α -частиц, был применен критерий отбора по форме сигнала, основанный на фильтре Гатти (раздел 3.2.). Спектр 3 соответствует событиям с положительным значением переменной Гатти, которые вызваны протонами или α -частицами.

5.4. Предел на вероятность непаулевских переходов с испусканием γ : $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma$.

Предел на вероятность запрещенных переходов $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma$, нарушающих ПП, основывается на экспериментальном факте отсутствия событий с энергией выше 12.5 МэВ, не коррелирующих с сигналом мюонного вето. Нижний предел на время жизни ядра ^{12}C относительно непаулевских переходов нуклонов с P -оболочки на заполненную $1S_{1/2}$ -оболочку вычислен по формуле:

$$\tau \geq \varepsilon(\Delta E) \frac{N_N N_n}{S_{lim}} T, \quad (5.4)$$

где $\varepsilon(\Delta E)$ — эффективность регистрации событий в интервале энергий ΔE , N_N — число ядер ^{12}C , N_n — число нуклонов (n и/или p) в ядре, для которых возможен данный непаулевский переход, T — время измерений и S_{lim} — верхний предел на возможное число кандидатов, регистрируемых в интервале энергий ΔE для выбранного уровня достоверности.

Как следует из таблицы 5.2, наиболее вероятная энергия γ -кванта, излученного при переходе нуклона с оболочки $1P_{3/2}$ на оболочку $1S_{1/2}$, составляет $\simeq 17.8$ МэВ. Принимая во внимание неопределенность в значении величины выделяемой энергии Q , получаем, что энергия γ -кванта лежит в интервале (16.4 ÷ 19.4) МэВ для 90% уровня достоверности. Число атомов ^{12}C в 533 тоннах РС (ВО и 1 метр буфера) равно $N_N = 2.37 \cdot 10^{31}$. Число нуклонов на P -оболочке равно $N_n = 8$, общее время набора данных $T = 1.282$ лет, и

верхний предел на число возможных кандидатов $S_{lim} = 2.44$ для 90% у.д. в соответствии со стандартным подходом Фельдмана-Кузина [181]. Нижнее ограничение на время жизни нуклонов составляет:

$$\tau_{\gamma}(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma) \geq 5.0 \cdot 10^{31} \text{ лет (90\% у.д.)} \quad (5.5)$$

Данный результат улучшает предыдущий предел, полученный на детекторе STF [127], более чем на 4 порядка ($\tau_{\gamma}(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma) \geq 2.1 \cdot 10^{27}$ лет) и предел, установленный коллаборацией NEMO-2 [125], более чем на 7 порядков ($\tau_{\gamma}(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma) \geq 4.2 \cdot 10^{24}$ лет). Ограничение (5.5) сравнимо с пределом, полученным на детекторе Kamiokande для ядер ^{16}O : $\tau_{\gamma}(^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\tilde{\text{O}} + \gamma) \geq 1.0 \cdot 10^{32}$ лет для γ -квантов с энергией в интервале 19 – 50 МэВ [123].

Полученный в эксперименте Kamiokande предел на τ_{γ} может быть пересчитан в предел на полное время жизни нуклона относительно непаулевских переходов: $\tau = \tau_{\gamma} \cdot \text{Br}(\gamma)$, где $\text{Br}(\gamma) = \Gamma_{\gamma}/\Gamma_{\text{tot}}$ — относительная вероятность канала с излучением γ . Вычисленное для ядер ^{16}O значение $\text{Br}(\gamma)$ лежит в интервале $(2.7 \div 10.4) \cdot 10^{-5}$ [123]. В отличие от Kamiokande, в эксперименте Борексино возможно прямое наблюдение непаулевских переходов с излучением p или n .

5.5. Предел на вероятность непаулевских переходов в ядрах ^{12}C с испусканием протона: $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{B}} + p$.

Протонный пик может быть обнаружен в интервале (1.8 ÷ 4.1) МэВ (раздел 5.2.). Для поиска пика спектр не коррелированных событий ДО (линия 2, рис. 5.4) подгонялся суммой полиномиальной функции, описывающей непрерывный фон, и гауссовой функции, соответствующей регистрации протона. Гауссианы последовательно располагались в различных точках интервала

(1.8 ÷ 4.1) МэВ. За исключением участка 2.614-МэВ γ -пика, данная процедура дает значение $S_{lim} = 52$ для 90% у.д. Для 100 т псевдокумола число нуклонов мишени равно $N_N = 4.45 \cdot 10^{30}$, и получаемый с помощью выражения (5.4) нижний предел на время жизни:

$$\tau_p(^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\widetilde{\text{B}} + p) \geq 8.9 \cdot 10^{29} \text{ лет (90\% у.д.)} \quad (5.6)$$

Более строгое ограничение может быть получено из спектра событий с положительным значением переменной Гатти (линия 3, рис. 5.4), соответствующий регистрации протонов (или α -частиц). Подгонка спектра суммой полиномиальной и Гауссовой функций дала значение $S_{lim} = 19$ (90% у.д.) для всего (1.8 ÷ 4.1) МэВ интервала. Принимая во внимание эффективность критерия Гатти $\varepsilon = 0.89$, получаемый с помощью выражения (5.4) нижний предел на время жизни нуклонов:

$$\tau_p(^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\widetilde{\text{B}} + p) \geq 2.1 \cdot 10^{30} \text{ лет (90\% у.д.)} \quad (5.7)$$

Заметим, что систематическая ошибка на (программное) определение ДО составляет около 6%.

Нижнее ограничение на время жизни ядра ^{12}C отличается от предела на время жизни нуклонов (5.7) в $N_n = 8$ раз. Полученный предел на время жизни ядра ^{12}C на 5 порядков сильнее предела, полученного для ядер ^{23}Na и ^{127}I с 300 кг NaI детектором ELEGANT V ($\tau(^{23}\text{Na}, ^{127}\text{I} \rightarrow ^{22}\widetilde{\text{Ne}}, ^{126}\widetilde{\text{Te}} + p) \geq 1.7 \cdot 10^{25}$ лет (90% у.д.) для излучения протонов с энергией $E_p \geq 18$ МэВ [122]), и с 250 кг NaI DAMA/LIBRA детектором ($\tau(^{23}\text{Na}, ^{127}\text{I} \rightarrow ^{22}\widetilde{\text{Ne}}, ^{127}\widetilde{\text{Te}} + p) \geq 1.9 \cdot 10^{25}$ лет (90% у.д.) для излучения протонов с энергией $E_p \geq 10$ МэВ [126]).

Энергия α -частиц, испускаемых в реакции $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\widetilde{\text{Be}} + \alpha$, лежит в интервале (1.0 ÷ 3.0) МэВ. Из-за эффекта гашения световыхода при больших

плотностях ионизации, это соответствует интервалу $(70 \div 250)$ кэВ на энергетической шкале для электронов. Энергия 70 кэВ близка к нижнему порогу регистрации Борексино, поэтому поиск α -канала не производился.

5.6. Предел на вероятность непаулевских переходов в ядрах ^{12}C с испусканием нейтрона: $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{C}} + n$

Поиск непаулевских переходов с излучением нейтронов производился в предположении того, что все события из 2.2 МэВ γ -пика в спектре 2 (рис. 5.4) обусловлены захватом тепловых нейтронов. Функция отклика детектора для γ -квантов с энергией 2.2 МэВ подробно изучена на калибровочных данных с источником $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ (раздел 3.3.). Спектр 2 (рис. 5.4) подгонялся комбинаций из функции отклика детектора для γ -квантов и линейной функции для описания фоновых событий, полученное в результате подгонки значение $S_{lim} = 33$ соответствует нижнему пределу на время жизни ядра ^{12}C относительно непаулевских переходов с испусканием нейтронов (формула 5.4):

$$\tau_n(^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{C}} + n) \geq 8.1 \cdot 10^{29} \text{ лет (90\% у.д.)} \quad (5.8)$$

Поскольку детектор может регистрировать протоны отдачи, возникающие при термализации нейтрона (раздел 3.3.), то более строгое ограничение может быть получено путем отбора во всем объеме сцинтиллятора парных коррелированных событий — быстрого сигнала от протонов и задержанного сигнала от γ -квантов с энергией 2.2 МэВ в пределах 1.25 мс (5τ). Энергия первого события ограничивалась снизу величиной $E \geq 0.5$ МэВ, которая соответствует минимальной возможной регистрируемой энергии нейтрона. Энергия второго события выбиралась в широком интервале $1.0 \text{ МэВ} \leq E \leq 2.4 \text{ МэВ}$ для увеличения эффективности регистрации γ -квантов на границе сцинтиллятора.

Принимая во внимание достаточно высокую начальную энергию нейтрона, расстояние между событиями не должно было превышать 2 м. Всего найдено 52 пары событий-кандидатов. Максимальное число пар $N = 26$ имеет энергию первого события в диапазонах $(0.6 \div 2.3)$ МэВ и $(4.3 \div 5.0)$ МэВ, что соответствует начальной энергии нейтрона 6 МэВ. Учитывая вероятность появления сигнала в этом диапазоне ($\varepsilon = 0.9$), эффективность регистрации γ с энергией 2.2 МэВ ($\varepsilon = 0.96$), полное число атомов ^{12}C во ВО $N_N = 1.24 \cdot 10^{31}$ и $S_{lim} = 33$ для 90% у.д., получаемое время равно:

$$\tau_n(^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{C}} + n) \geq 3.4 \cdot 10^{30} \text{ лет (90\% у.д.)} \quad (5.9)$$

Данный результат на 8 порядков превосходит предел, полученный при поиске нейтронного излучения от природного свинца: $\tau(\text{Pb} \rightarrow \tilde{\text{Pb}} + n) \geq 2.1 \cdot 10^{22}$ лет (68% у.д.) [124].

5.7. Пределы на вероятности непаулевских β^\pm -переходов: $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}} + e^- + \bar{\nu}$ и $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{B}} + e^+ + \nu$

Предел на вероятность непаулевского перехода β^- перехода основан на факте отсутствия событий с $E_e \geq 12.5$ MeV. Определенная с помощью моделирования эффективность регистрации β^- с энергией $E_e > 12.5$ МэВ равна $\varepsilon = 0.12$. Предел на время жизни нейтрона ($N_n = 4$) в ядре ^{12}C по отношению к переходам, нарушающим ПП:

$$\tau_{\beta^-}(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}} + e^- + \bar{\nu}) \geq 3.1 \cdot 10^{30} \text{ лет (90\% у.д.)} \quad (5.10)$$

Этот результат на 6 порядков превосходит предел коллаборации NEMO-2: $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}} + e^- + \bar{\nu}) \geq 3.1 \cdot 10^{24}$ лет (90% у.д.) [125].

Данные детектора LSD [129], расположенного в тоннеле под горой Мон-

блан, позволяют получить качественный предел для данной моды распада. Согласно работе [128], в течение 75 дней набора данных детектором массой 7.2 т (3×10^{29} ядер ^{12}C) было зарегистрировано только 2 события с энергиями выше 12 МэВ. Нижний предел, получаемый с помощью формулы (5.4) (с $S_{lim} = 5.91$ для 90% у.д. и $\varepsilon(E \geq 12 \text{ MeV}) = 0.23$) равен $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}} + e^- + \bar{\nu}) \geq 9.5 \cdot 10^{27}$ лет (90% у.д.).

Эффективность регистрации непаулевского перехода $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{B}} + e^+ + \nu$ с энерговыделением в сцинтилляторе более 12.5 МэВ равна $\varepsilon = 0.079$. Нижний предел на время жизни протона в ядре ^{12}C составляет:

$$\tau_{\beta^+}(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{B}} + e^+ + \nu) \geq 2.1 \cdot 10^{30} \text{ лет (90\% у.д.)} \quad (5.11)$$

Предел, полученный коллаборацией NEMO-2, на 6 порядков величины слабее: $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{B}} + e^+ + \nu) \geq 2.6 \cdot 10^{24}$ лет (90% у.д.) [125].

Полученные ограничения на время жизни нуклонов относительно непаулевских переходов приведены в таблице 5.3 в сравнении с предыдущими результатами. Предел [126] установлен на время жизни ядер ^{23}Na и ^{127}I , все остальные пределы приведены для нуклонов, для которых величина выделяемой в непаулевских переходах энергии положительна.

5.8. Пределы на относительные интенсивности непаулевских переходов

Запрещенные ПП переходы с испусканием γ , n или p , и (ν, e) -пар могут быть вызваны электромагнитными, сильными и слабыми взаимодействиями, соответственно. Полученные нижние ограничения на время жизни нуклонов могут быть пересчитаны в ограничения на относительные интенсивности непаулевских и нормальных переходов: $\delta^2 = \tilde{\lambda}/\lambda$, где $\lambda = 1/\tau$ — скорость (интенсивность) запрещенного ($\tilde{\lambda}$) и нормального (λ) переходов. Отношение кон-

Канал	τ_{lim} (лет) 90% у.д.	Предыдущий предел
$^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma$	$5.0 \cdot 10^{31}$	$4.2 \cdot 10^{24} (^{12}\text{C})$ [125] $1.0 \cdot 10^{32} (^{16}\text{O})$ [123]
$^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{B}} + \text{p}$	$8.9 \cdot 10^{29}$	$1.9 \cdot 10^{25} (^{23}\text{Na}, ^{127}\text{I})$ [126]
$^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\tilde{\text{C}} + \text{n}$	$3.4 \cdot 10^{30}$	$2.1 \cdot 10^{22} (^{nat}\text{Pb})$ [124]
$^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{N}} + \text{e}^- + \bar{\nu}_e$	$3.1 \cdot 10^{30}$	$9.5 \cdot 10^{27} (^{12}\text{C})$ [128, 129]
$^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\tilde{\text{B}} + \text{e}^+ + \nu_e$	$2.1 \cdot 10^{30}$	$2.6 \cdot 10^{24} (^{12}\text{C})$ [125]

Таблица 5.3: Ограничения на время жизни нуклонов относительно непаулевских переходов, полученные в эксперименте Борексина, и результаты предыдущих экспериментов.

стант, определяющих интенсивность запрещенных (g_{PV}) и нормальных (g_{NT}) переходов — $\delta^2 = (g_{PV}/g_{NT})^2$ — может быть использовано как мера нарушения ПП и рассматриваться как возможная примесь нефермионной статистики. В частности, в модели нарушения ПП [97, 98] параметр $\delta^2 = \beta^2/2$ соответствует вероятности примеси симметричной компоненты волновой функции фермионов. Использование относительной интенсивности запрещенных и нормальных переходов позволяет сравнивать экспериментальные пределы на времена жизни, полученные для различных атомов и ядер.

Ширина ядерного уровня, связанная с E1 γ -переходом с энергией 16.4 МэВ P на S оболочку, может быть определена по формуле Вайскопфа. Полученное значение $\Gamma_\gamma \approx 1.5$ кэВ соответствует скорости перехода $\lambda = \Gamma_\gamma/\hbar = 2.3 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}$. Для установленного нижнего предела на τ_γ (5.5), получаем $\delta_\gamma^2 = \tilde{\lambda}(^{12}\text{C})/\lambda(^{12}\text{C}) \leq 2.2 \cdot 10^{-57}$ (90% у.д.) Данный результат близок к пределу, полученному на детекторе Kamiokande для ядер ^{16}O : $\delta_\gamma^2 = 2.3 \cdot 10^{-57}$ [123].

Хотя E1 переходы являются наиболее быстрыми среди γ -переходов, ширина уровня, связанная с излучением адронов, на 3-4 порядка больше. При равных пределах на время жизни для процессов с излучением γ -квантов и

Распад	$\tilde{\lambda}({}^{12}\text{C}),$ (с ⁻¹)	$\lambda({}^{12}\text{C})$ (с ⁻¹)	$\delta^2 = \tilde{\lambda}/\lambda$	Предыдущие пределы
γ	$5.0 \cdot 10^{-39}$	$2.3 \cdot 10^{18}$	$2.2 \cdot 10^{-57}$	$2.3 \cdot 10^{-57}$ [123]
N(n,p)	$7.4 \cdot 10^{-38}$	$1.8 \cdot 10^{22}$	$4.1 \cdot 10^{-60}$	$3.5 \cdot 10^{-55}$ [126]
(e, ν)	$4.1 \cdot 10^{-38}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-35}$	$6.5 \cdot 10^{-34}$ [128, 129]

Таблица 5.4: Верхние пределы на относительные интенсивности непаулевских и нормальных переходов, $\delta^2 = \tilde{\lambda}/\lambda$ (90% у.д.).

нуклонов, может быть получено более сильное ограничение на относительную интенсивность непаулевских переходов с излучением нуклонов. Ширина S-уровня ${}^{12}\text{C}$, измеренная в реакциях $(p, 2p)$ и (p, pn) , составляет $\Gamma_{n,p} \cong 12$ МэВ [179]. Полученные пределы на τ_p (формула 5.7) и τ_n (формула 5.9) приводят к следующим ограничениям: $\delta_p^2 = \tilde{\lambda}/\lambda \leq 1.6 \cdot 10^{-59}$ и $\delta_n^2 \leq 4.1 \cdot 10^{-60}$ на 90% у.д. Эти результаты на 4 порядка превосходят пределы, установленные коллаборацией DAMA [126].

Непаулевские β^\pm -переходы являются запрещенными $P \rightarrow S$ переходами первого порядка. Значение $\log(F_{t_{1/2}})$ для таких переходов составляет 7.5 ± 1.5 . Консервативная величина $\log(F_{t_{1/2}}) = 9$ соответствует значениям $\tau \approx 480$ с для $Q = 18.9$ МэВ в случае β^- -рапада (ширина уровня $\Gamma_{\beta^-} \approx 1.4 \cdot 10^{-18}$ эВ) и $\tau \approx 1050$ с ($Q = 17.8$ МэВ, β^+). В результате, ограничения на относительную интенсивность непаулевских β^\pm -распадов значительно слабее: $\delta_{\beta^-}^2 \leq 2.1 \cdot 10^{-35}$ и $\delta_{\beta^+}^2 \leq 6.4 \cdot 10^{-35}$ (90% у.д.). Существующий предел $\delta_{\beta^-}^2 \leq 6.5 \cdot 10^{-34}$, полученный в [128] с использованием данных LSD [129], в 30 раз слабее.

Несмотря на то, что предел на относительную интенсивность для β^\pm -переходов существенно слабее, чем для переходов с излучением нуклонов и γ -квантов, следует отметить значительное отличие между этими процессами. При непаулевских β^\pm переходах возникают новые частицы (p или n). Запрет Амадо-Примакова, который относится только к системе тождествен-

ных частиц, не может быть применим к переходам с различными частицами в начальном и конечном состояниях [91, 128]. В результате, предел на $\delta_{\beta\pm}^2$ можно сравнить с пределом, полученным в эксперименте VIP: $\beta^2/2 \leq 4.5 \cdot 10^{-28}$ [110].

Ограничения, полученные на относительные интенсивность запрещенных ПП и нормальных переходов, приведены в таблице 5.4.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе непосредственно автором или при его определяющем участии получены следующие новые результаты:

1. Рассчитан поток аксионов с энергией 5.5 МэВ, рождающихся в реакции $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + A$ на Солнце. Получены энергетические спектры для процессов комптоновской конверсии, аксиоэлектрического эффекта, конверсии аксиона в фотон в поле ядра и распада на 2 γ -кванта в детекторе Борексино. Проведено моделирование функций отклика детектора для всех четырех каналов методом Монте-Карло.
2. Вычислены энергии связи для непаулевских состояний ядер с тремя протонами или тремя нейтронами на S -оболочке, выделены реакции, регистрация которых возможна на детекторе Борексино: ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma$, ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\tilde{\text{B}} + p$, ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\tilde{\text{C}} + n$, ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\tilde{\text{N}} + e^- + \bar{\nu}$ и ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\tilde{\text{B}} + e^+ + \nu$. Получены функции отклика детектора для вышеперечисленных непаулевских переходов (с излучением γ -квантов и p -, n - и β^\pm -частиц) путем моделирования в пакете Geant4.
3. В составе экспериментальной группы Борексино проведены серии измерений общей продолжительностью 737.8 суток, выполнены калибровки энергетической шкалы и пространственного разрешения детектора. Создано и модернизировано программное обеспечение для автоматизированного управления сбором данных и мониторинга состояния компонент детектора Борексино. Разработаны и запущены система выявления неисправностей каналов ФЭУ и модуль вывода информации для системы управления электроники.
4. Установлены оптимальные критерии отбора данных при поиске сигналов, вызванных взаимодействием аксионов. Проведена математическая

обработка полученных спектров, заключающаяся в поиске пика с энергией 5.5 МэВ от реакции $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + A$ на Солнце. Получены новые модельно-независимые ограничения на константы связи аксиона с электроном g_{Ae} , фотоном $g_{A\gamma}$ и нуклонами g_{AN} : $|g_{Ae} \times g_{zAN}| \leq 5.5 \times 10^{-13}$ и $|g_{A\gamma} \times g_{zAN}| \leq 4.6 \times 10^{-11} \text{ ГэВ}^{-1}$ для массы аксиона $m_A < 1 \text{ МэВ}$ (90% у.д.). Получены новые ограничения на константы связи g_{Ae} и $g_{A\gamma}$ как функций массы аксиона в модели адронного аксиона: $|g_{Ae} \times m_A| \leq 2.0 \times 10^{-5} \text{ эВ}$ и $|g_{A\gamma} \times m_A| \leq 1.7 \times 10^{-12}$ (90% у.д.). Данные результаты исключают большую область возможных значений констант связи $g_{Ae} \in (10^{-11} \dots 10^{-9})$ и $g_{A\gamma} \in (2 \times 10^{-14} \dots 10^{-7}) \text{ ГэВ}^{-1}$ и масс аксиона $m_A \in (0.01 \dots 1) \text{ МэВ}$.

5. Выполнен анализ экспериментальных данных с целью поиска сигнала от непаулевских переходов в ядрах ${}^{12}\text{C}$. Получены новые, наиболее строгие на настоящий момент, пределы на вероятности непаулевских переходов нуклонов с $1P_{3/2}$ -оболочки на $1S_{1/2}$ -оболочку в ядрах ${}^{12}\text{C}$ с испусканием γ , n , p и β^\pm -частиц: $\tau({}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\tilde{\text{C}} + \gamma) \geq 5.0 \times 10^{31} \text{ лет}$, $\tau({}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\tilde{\text{B}} + p) \geq 8.9 \times 10^{29} \text{ лет}$, $\tau({}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\tilde{\text{C}} + n) \geq 3.4 \times 10^{30} \text{ лет}$, $\tau({}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\tilde{\text{N}} + e^- + \bar{\nu}) \geq 3.1 \times 10^{30} \text{ лет}$ и $\tau({}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\tilde{\text{B}} + e^+ + \nu) \geq 2.1 \times 10^{30} \text{ лет}$ (все для 90% у.д.). На основании полученных пределов на время жизни непаулевских переходов установлены новые верхние ограничения на относительные интенсивности непаулевских и нормальных переходов: $\delta_\gamma^2 \leq 2.2 \cdot 10^{-57}$, $\delta_N^2 \leq 4.1 \cdot 10^{-60}$ и $\delta_\beta^2 \leq 2.1 \cdot 10^{-35}$ (90% у.д.).

Основные результаты, полученные в диссертационной работе, опубликованы в журналах «Ядерная физика» и «Physical Review», и были представлены автором на международных конференциях: «BUE-CTP Conference on Neutrino Physics in the LHC Era» (Luxor, Egypt, 2009), «15 Ломоносовская Конференции по физике элементарных частиц» (Москва, 2011), «СТР:

Speakable in quantum mechanics: atomic, nuclear and subnuclear physics tests»
(Trento, Italy, 2011).

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор хотел бы выразить глубочайшую благодарность своим научным руководителям — Олегу Юрьевичу Смирнову и Александру Владимировичу Дербину — за их неоценимую помощь в науке и жизни, личный пример, без которых данная работа никогда не была бы сделана.

Я очень признателен коллективам Лаборатории ядерных проблем и Национальной лаборатории Гран-Сассо за внимательное отношение ко всевозможным трудностям в научной деятельности, доброжелательную, конструктивную атмосферу. Особенно хотелось бы поблагодарить Gianpaolo Bellini, Александра Григорьевича Ольшевского, Aldo Ianni за понимание и поддержку во время работ за рубежом, Дмитрия Вадимовича Наумова и Ирину Ивановну Сидоркину за их неизменное участие и помощь в каждодневных вопросах. Отдельно я хотел бы выразить благодарность Олегу Антоновичу Займидороге, «патриарху» Борексино, введшего меня в мир нейтринных экспериментов.

В заключение, я хотел бы сказать огромное спасибо моим дорогим и любимым отцу, маме и жене Наталии. Вне всякого сомнения, в этой работе, как и во всех остальных делах автора, присутствуют их труд, неиссякаемые терпение и вера в успех.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Harris P. G. et. al., New experimental limit on the electric dipole moment of the neutron // *Phys. Rev. Lett.*, 1999, Vol. 82, P. 904.
2. Алтарев И. С., Борисов Ю. В., Боровикова Н. В. и др., Поиск электрического дипольного момента нейтрона // *Ядерная Физика*, 1996, Том 59, С. 10-17.
3. Peccei R. D., Quinn H. R., CP conservation in the presence of pseudoparticles // *Phys. Rev. Lett.*, 1977, Vol. 38, P. 1440-1443.
4. Weinberg S., A new light boson? // *Phys. Rev. Lett.*, 1978, Vol. 40, P. 223-226.
5. Wilczek F., Problem of strong P and T invariance in the presence of instantones // *Phys. Rev. Lett.*, 1978, Vol. 40, P. 279-282.
6. Faissner F., Frenzel E., Heinrigs W. et. al., Observation of the two-photon decay of a light penetrating particle // *Phys. Lett.*, 1981, Vol. B103, P. 234-240.
7. Faisner F., Evidence for axion - or something like that? // *Prep. PITNA 81/32.*, 1981, P. 1-25.
8. Zender A., Axion search in a monochromatic γ -transition: a new lower limit for the axion mass // *Phys. Lett.*, 1981, Vol. B104, P. 494-498.
9. Avignone F. T., Baktash C., Barker W. C. et. al., Search for axions from the 1115-keV transition of ^{65}Cu , *Phys. Rev.*, 1988, Vol. D37, P. 618-630.
10. Vuilleumier J. L., Boehm F., Hahn A. A. et. al., An experimental limit on production of xions in a fission reactor // *Phys. Lett.*, 1981, Vol. B101, P. 341-343.
11. Кетов С. Н., Климов Ю. В., Николаев С. В., Микаэлян Л. А. и др., Поиски необычных явлений в потоке реакторных антинейтрино // *Письма ЖЭТФ*, 1986, Том. 44, С. 114-117.

12. Faissner H., Frenzel E., Heinrigs W., Preussger A., Samm D., Samm U., Limit on axion decay into an electron pair., Phys. Lett., 1980, Vol. B96, P. 201-205.
13. Savage M. J., Flippone B. W., Mitchel L. W., New limits on light scalar and pseudoscalar particles produced in nuclear decay // Phys. Rev., 1988, Vol. 37, P. 1134-1141.
14. Kim J. E., Weak interaction singlet and strong CP invariance // Phys. Rev. Lett., 1979, Vol. 43, P. 103-107.
15. Shifman M. A., Vainstein A. I., Zakharov V. I., Can confinement ensure natural CP invariance of strong interaction // Nucl. Phys., 1980, Vol. B166, P. 493-506.
16. Житницкий А. Р., О возможности подавления аксион-адронных взаимодействий // Ядерная Физика, 1980, Том 31, С. 497-504.
17. Dine M, Fischler F., Srednicki M., A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion // Phys. Lett., 1981, Vol. B104, P. 199-202.
18. Муратова В. Н., Экспериментальная методика поиска излучения аксиона в ядерных переходах магнитного типа // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук – ПИЯФ – Санкт-Петербург – 2006
19. Семенов Д. А., Поиск солнечных аксионов, излучаемых в M1-переходе ядер ^{57}Fe . // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук – ПИЯФ – Санкт-Петербург – 2012
20. Kaplan D. B., Opening the axion window // Nucl. Phys., 1985, Vol. B260, P. 215.
21. Moroi T., Murayama H., Axionic hot dark matter in the hadronic axion window // Phys. Lett., 1998, V. D440, P. 69.

22. Srednicki M. Axion coupling to matter // Nuclear Physics, 1985, Vol. B260, P. 689-700.
23. Житницкий А.Р., Сковпень Ю.И., О рождении и регистрации аксионов при прохождении электронов через вещество // Ядерная физика, 1979, Том 29, С. 995-1000.
24. Donnelly T. W. et. al., Do axions exist? // Phys. Rev., 1978, Vol. D18, P. 1607.
25. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Search for solar axions emitted in the M1-transition of ${}^7\text{Li}^*$ with Borexino CTF // Eur. Phys. J. 2008, Vol. C54, P. 61-72.
26. Ratcliffe P. G. et. al., SU(3) breaking effects in hyperon semi-leptonic decays and the extraction of F and D // Phys. Lett., 1996, Vol. B365, P. 383.
27. Fäldt G., Pilkuhn H., Inner Coulomb corrections to pion-nucleus scattering // Phys. Lett., 1997, Vol. B46, P. 337.
28. Adams D. et. al., Spin structure of the proton from polarized inclusive deep-inelastic muon-proton scattering // Phys. Rev., 1997, Vol. D56, P. 5330.
29. Mallot G. K. et. al., The spin structure of the nucleon // Int. J. Mod. Phys., 2000, Vol. A1551, P. 521-537.
30. Nakamura K. et. al. (Particle Data Group) J. Phys., 2010, Vol. G37.
31. Haxton W. C. and Lee K. Y., Red-giant evolution, metallicity, and new bounds on hadronic axions // Phys. Rev. Lett., 1991, Vol. 66, P. 2557.
32. Belotti E., Fiorini E., Zanotti I. Experimental limits on axion production and interaction crosssections and decay rate // Phys. Lett., 1978, Vol. B76, P. 223.
33. Coteus P. et. al. Search for New Particles at the Alternating-Gradient-Synchrotron Beam Dump // Phys. Lett., 1980, Vol. 42, P. 1438.

34. Soukas A. et. al. Search for Prompt Neutrinos and New Penetrating Particles from 28-GeV Proton-Nucleus Collisions // *Phys. Rev. Lett.*, 1980, Vol. 44, P. 564.
35. Sikivie P. Detection rates for «invisible» axion searches // *Phys. Rev.*, 1985, Vol. D32, P. 2988-2991.
36. Sikivie P. Experimental tests of the «invisible» axion // *Phys. Rev. Lett.*, 1983, Vol. 51, P. 1415-1417.
37. Wuensh W. U., De Panfilis-Wuensch, Semertzidis V. K. et. al. Results of a laboratory search for cosmic axions and other weakly coupled light particles // *Phys. Rev.*, 1989, Vol. D40, P. 3153-3167.
38. Hagmann C., Stoeffl W., van Bibber K. et. al. A second-generation cosmic axion experiment // *Proc. of the XXXth Rencontre de Moriond «Dark matter in cosmology clocks and tests of fundamental laws»*, ed. Frontiers., 1995, P. 181-186.
39. Smith P. F., Lewin J. D., Dark matter detection // *Phys. Rep.*, 1990, Vol. 187, P. 203.
40. Asztalos S. J. (ADMX Coll.) A SQUID-based microwave cavity search for dark-matter axions // *Phys. Rev. Lett.*, 2010, Vol. 104, P. 041301.
41. Lazarus D. et. al. Search for solar axions // *Phys. Rev. Lett.*, 1992, Vol. 69, P. 2333.
42. Inoue Y. et. al. Search for sub-electronvolt solar axions using coherent conversion of axions into photons in magnetic field and gas helium // *Phys. Lett.*, 2002, Vol. B536, P. 18.
43. Inoue Y. et. al. Search for solar axions with mass around 1 eV using coherent conversion of axions into photons // *Phys. Lett.*, 2008, Vol. B668, P. 93.

44. Theopisti Dafni et. al. (CAST Coll.) CAST: status and latest results // Proceedings of the 7th Patras Workshop on Axions, WIMPs and WISPs. PATRAS, 2011
45. Raffelt G. G., Astrophysical axion bounds // Lect. Notes Phys., 2008, Vol. 741, P. 51-71.
46. Vogel J. K. et. al. (IAXO Coll.) The International Axion Observatory. // arXiv:1302.3273, 2013.
47. Pascos E. A., Zioutas K. A proposal for solar axion detection via Bragg scattering // Phys. Lett., 1994, Vol. B323, P. 367.
48. Creswick R. J. et. al. Theory for the direct detection of solar axions by coherent Primakoff conversion in germanium detectors // Phys. Lett., Vol. B427, P. 235.
49. Avignone F. T., Abriola D., Brodzinski R. L. et. al. First results from SOLAX: a new technique to detect axions from the Sun // Nucl. Phys., 1998, Vol. 61, P. 1237-1242.
50. Avignone F. T. et. al. Solar axion experiments using coherent Primakoff conversion in single crystals // Nucl. Phys. Proc. Suppl., 1999, Vol. 72, P. 176.
51. Scopel S. et. al. Theretical expectations and experimental prospects for solar axions searches with crystal detectors. arXiv:astro-ph/9810308, 1998.
52. Morales A. et. al. Particle dark matter and solar axion searches with a small germanium detector at the Canfranc Underground Laboratory // Astropart. Phys. 2002, Vol. 16, P. 325.
53. Bernabei R. et. al. Search for solar axions by Prymakoff effect in NaI crystals // Phys. Lett., 2001, Vol. B515, P. 6.
54. Minowa M., Inoue I., Asanuma T., Imamura M. Invisible axion search in La M1 transition // Phys. Rev. Lett., 1993, Vol. 71, P. 4120-4123.

55. Derbin A. V. et. al. Search for the axion emitted in the nuclear magnetic transitions // Nucl. Phys., 2003, Vol. B118, P. 528.
56. Дербин А. В. и др. Поиск аксиона в ядерных переходах магнитного типа // Известия РАН, Серия физическая. 2002, Том 66, С. 410-417.
57. Дербин А. В. и др. Поиск «невидимого» аксиона в М1-переходе ^{125m}Te // Письма ЖЭТФ, 1997, Том 65, С. 576-580.
58. Lederer C. M., Shirley V. S. Table of Isotopes // 1978.
59. Derbin A. V. et. al. Search for solar axions produced by Compton process and bremsstrahlung using the resonant absorption and axioelectric effect // arXiv:1312.0187, 2013.
60. Raffelt G. G. Stars as Laboratories for Fundamental Physics // University of Chicago Press, 1996.
61. Raffelt G. G. Particle Physics from Stars // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1999, Vol. 49, P. 163-216.
62. Raffelt G. G., Weiss A. Red giant bound on the axion-electron coupling revisited // Phys. Rev., 1995, Vol. D51, P. 1495.
63. Turner M. S. Early-Universe Thermal Production of Not-So-Invisible Axions // Phys. Rev. Lett., 1987, Vol. 59, P. 2489.
64. Preskill J., Wise M. and Wilczek F. Cosmology of the Invisible Axion // Phys. Lett., 1983, Vol. B120, P. 127-132.
65. Abbott L., Sikivie P. A Cosmological Bound On The Invisible Axion // Phys. Lett., 1983, Vol. B120, P. 133.
66. Davis R. L. Cosmic Axions from Cosmic Strings // Phys. Lett., 1986, Vol. B180, P. 225.
67. Hannestad S., Mirizzi A., Raffelt G. G., Wong Y. Y. Cosmological constraints on neutrino plus axion hot dark matter // JCAP, 2008, Vol. 0804, P.19.

68. Masso E., Toldra R. New constraints on a light spinless particle coupled to photons. *Phys. Rev.*, 1997, Vol. D55, P. 7967.
69. Shellard E. P. S., Battye R. A. Cosmic Axions // *arXiv:astro-ph/9802216*, 1998.
70. Amsler C. et. al. (Particle Data Group). *The Review of Particle Physics* // *PL*, 2008, Vol. B667, P. 1.
71. Berezhiani Z., Drago A. Gamma ray bursts via emission of axion-like particles // *Phys. Lett.*, 2000, Vol. B473, P. 281
72. Hall L. J. and Watari T. Electroweak supersymmetry with an approximate U(1) Peccei-Quinn symmetry // *Phys. Rev.*, 2004, Vol. D70, P. 115001.
73. K. van Bibber et. al. Design for a practical laboratory detector for solar axions // *Phys. Rev.*, 1989, Vol. D39, P.2089.
74. Дербин А. В., Каюнов А. С., Муратова В. Н. Поиск солнечных аксионов, возникающих в реакции $p(d, {}^3\text{He})\text{A}$ // *Известия РАН, серия физическая*, 2010, Том 74, 6, С. 805-810.
75. Дербин А. В., Егоров А. И., Митропольский И. А., Муратова В. Н. Поиск солнечных аксионов, излучаемых при M1-переходе ядер ${}^7\text{Li}^*$ // *Письма ЖЭТФ*, 2005, Том 81, С. 453-458.
76. Beltran B. Search for solar axions. The CAST experiment at CERN // *arXiv:hep-ex/0507007*, 2005.
77. Krccmar M. et. al. Search for solar axions using ${}^{57}\text{Fe}$ // *Phys. Lett.*, 1998, Vol. B442, P. 38.
78. Jakovcic K. et. al. A search for solar hadronic axions using Kr // *arXiv:nucl-ex/0402016*, 2004.
79. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Search for solar axions produced in the $p(d, {}^3\text{He})\text{A}$ reaction with Borexino detector // *Phys. Rev.*, 2012, Vol. D85, P. 092003.

80. Feynman R. P., Leighton R. B., Sands M., The Feynman lectures on physics // Addison-Wesley, Reading, 1965.
81. Pauli W., Niels Bohr and the development of physics // Pauli W. (Ed.), London, Pergamon Press Ltd., 1955, P. 30-51.
82. Окунь Л. Б., О проверке закона сохранения электрического заряда и принципа Паули // Успехи Физических Наук, 1989, Vol. 158, P. 293.
83. Dirac P. A.-M., The Principles of Quantum Mechanics // Oxford, Clarendon Press, ch.IX, 1958.
84. Fermi E., Le ultimi particelle costitutive della materia // Scientia, 1934, Vol. 55, P. 21.
85. Reines F., Sobel H. W., Test of the Pauli Exclusion Principle for Atomic Electrons // Phys. Rev. Lett., 1974, Vol. 32, P. 954.
86. Logan B.A., Ljubičić, A. A. Validity of the Pauli exclusion principle for nucleons // Phys. Rev., 1979, Vol. C20, P. 1957.
87. Ignatiev A. Yu., X rays test the Pauli exclusion principle // arXiv:hep-ph/0509258, 2005.
88. Green H. S., A Generalized Method of Field Quantization // Phys. Rev., 1953, Vol. 90(2), P. 270-273.
89. Говорков А. Б., Парастатистика и внутренние симметрии // ЭЧАЯ, 1983, том 14, вып. 5.
90. Lyuboshitz V. L. and Podgoretskii M. I., The question of the identity of elementary particles // Sov. Phys. JETP, 1971, Vol. 33(1), P. 5-10.
91. Amado R. D., Primakoff H., Comments on testing the Pauli principle // Phys. Rev., 1980, Vol. C22, P. 1338.
92. Ignatiev A. Yu., Kuzmin V. A., Sov. J. Nucl. Phys., 1987, Vol. 46, P. 786 (Preprint ICTP IC/87/13).

93. Govorkov A. B., Can the Pauli principle be deduced with local quantum field theory? // *Phys. Lett.*, 1989, Vol. A137, P. 7.
94. Govorkov A. B., Parastatistics and Parafields // *Theor. Mat. Fiz.*, 1983, Vol. 54(3), P. 361-371.
95. Greenberg O. W., Mohapatra R. N., Local Quantum Field Theory of Possible Violation of the Pauli Principle // *Phys. Rev. Lett.*, 1987, Vol. 59, P. 2507.
96. Greenberg O. W., Mohapatra R. N., Phenomenology of small violations of Fermi and Bose statistics // *Phys. Rev.*, 1989, Vol. D39, P. 2032.
97. Greenberg O. W., Example of infinite statistics // *Phys. Rev. Lett.*, 1990, Vol. 64, P. 705.
98. Mohapatra R. N., Infinite statistics and a possible small violation of the Pauli principle // *Phys. Lett.*, 1990, Vol. B242, P. 407.
99. Окунь Л. Б., О возможности нарушения принципа Паули в атомах // *Письма в ЖЭТФ*, 1987, Том 46, С. 420.
100. Новиков В. М., Поманский А. А., Экспериментальная проверка возможного нарушения принципа Паули // *Письма в ЖЭТФ*, 1989, Том 49, С. 68.
101. Барабаш А. С. и др., Поиск аномальных атомов углерода — свидетелей нарушения принципа Паули в период нуклеосинтеза // *Письма в ЖЭТФ*, 1998, Том 68, С. 104.
102. Novikov V. M. et. al., Test of the Pauli exclusion principle for atomic electrons // *Phys. Lett.*, 1990, Vol. B240, P. 227.
103. Nolte E. et al., Test of the Pauli exclusion principle for nucleons and atomic electrons by accelerator mass spectrometry // *Z. Phys.*, 1991, Vol. A340, P. 411.

104. K. Deilamian K., Gillaspay J. D., Kelleher D. E., Search for Small Violations of the Symmetrization Postulate in an Excited State of Helium // Phys. Rev. Lett., 1995, Vol. 74, P. 4787.
105. Hilborn R. C., Yuca C. L. (Amherst Coll.) Spectroscopic Test of the Symmetrization Postulate for Spin-0 Nuclei // Phys. Rev. Lett., 1996, Vol. 76, P. 2844.
106. de Angelis M., Gagliardi G., Gianfrani L., Tino G. M., Test of the Symmetrization Postulate for Spin-0 Particles // Phys. Rev. Lett., 1996, Vol. 76, P. 2840.
107. Modugno G., Inguscio M., Tino G. M., Search for Small Violations of the Symmetrization Postulate for Spin-0 Particles // Phys. Rev. Lett., 1998, Vol. 81, P. 4790.
108. D. Javorsek . . et al., New Experimental Test of the Pauli Exclusion Principle Using Accelerator Mass Spectrometry // Phys. Rev. Lett., 2000, Vol. 85, P. 2701.
109. Ramberg E. and Snow G. A., Experimental limit on a small violation of the Pauli principal // Phys. Lett., 1990, Vol. B238, P. 438.
110. Bartalucci S. et. al. (VIP Coll.) New experimental limit on the Pauli exclusion principle violation by electrons // Phys. Lett., 2006, Vol. B641, P. 18.
111. Marton J. et. al. (VIP Coll.) Testing the Pauli Exclusion Principle for Electrons // arXiv:1302.7218v5 [nucl-ex], 2013.
112. Akama K., Terazawa H. and Yasue M., Superficial violation of the Pauli principle due to the possible substructure of electrons // Phys. Rev. Lett., 1992, Vol. 68, P. 1826.
113. Goldhaber M., Scharff-Goldhaber G., Identification of Beta-Rays with Atomic Electrons // Phys. Rev., 1948, Vol. 73, P. 1472.

114. Feinberg G., Goldhaber M., Microscopic tests of symmetry principals // Proc. Nat. Acad. Sci. USA., 1959, Vol. 45, P. 1301
115. Moe M. K., Reines F., Charge Conservation and the Lifetime of the Electron // Phys. Rev., 1965, Vol. 140(4B), P. B992.
116. Steinberg R. I. et al., Experimental test of charge conservation and the stability of the electron // Phys. Rev., 1975, Vol. D12, P. 2582
117. Ковальчук Е.Л., Поманский А.А., Смольников А.А, Новый экспериментальный предел на распад $e^- \rightarrow \nu_e + \gamma$ // Письма в ЖЭТФ, 1979, Том 29, С. 163.
118. Avignone F. T. III et al., New laboratory bounds on the stability of the electron // Phys. Rev., 1995, Vol. D52, P. 3785.
119. Back H. O. et al. (Borexino Coll.), Search for electron decay mode $e \rightarrow \gamma + \nu$ with prototype of Borexino detector // Phys. Lett., 2002, Vol. B525, P. 29/
120. Miljanić D. et al., Test of the Pauli principle in nuclear reactions // Phys. Lett., 1990, Vol. B252, P. 487.
121. Ejiri H. et al., Search for exotic K X-rays from neutral iodine atoms and limits on charge non-conservation // Phys. Lett., 1992, Vol. B282, P. 281.
122. Ejiri H., Toki H., Search for exotic nuclear transitions associated with nuclear instability // Phys. Lett., 1993, Vol. B306, P. 218.
123. Suzuki Y. et al. (KAMIOKANDE Coll.), Study of invisible nucleon decay, $n \rightarrow \nu\nu\tilde{\nu}$, and a forbidden nuclear transition in the Kamiokande Detector // Phys. Lett., 1993, Vol. B311, P. 357.
124. Kishimoto T. et al., Search for violation of the Pauli principle through spontaneous neutron emission from lead // J. Phys., 1992, Vol. G18, P. 443.
125. Arnold R. et al. (NEMO Coll.), Testing the Pauli exclusion principle with the NEMO-2 detector // Eur. Phys. J., 1999, Vol. A6, P. 361.

126. Bernabei R. et al. (DAMA Coll.), New search for processes violating the Pauli exclusion principle in sodium and in iodine // *Eur. Phys. J.*, 2009, Vol. C62, P. 327.
127. Back H. O. et. al. (Borexino Coll.), New experimental limits on violations of the Pauli exclusion principle obtained with the Borexino Counting Test Facility // *Eur. Phys. J.*, 2004, Vol. C37, P. 421.
128. Kekez D., Ljubičić A. A., Logan B. A., An upper limit to violations of the Pauli exclusion principle // *Nature*, 1990, Vol. 348, P. 224.
129. Aglietta M. et al., Results of the Liquid Scintillation Detector of the Mont Blanc Laboratory // *Nuovo Cimento*, 1986, Vol. C9, P. 185.
130. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) New experimental limits on the Pauli forbidden transitions in ^{12}C nuclei obtained with 485 days Borexino data // *Phys. Rev.*, 2010, Vol. C81, P. 034317.
131. Alimonti G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso // *Nucl. Instrum. Methods*, 2009, Vol. A600, P. 568.
132. Galbiati C., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Cosmogenic ^{11}C production and sensitivity of organic scintillator detectors to pep and CNO neutrinos // *Phys. Rev.*, 2005, Vol. C71, P. 055805.
133. Arpesella C., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) First real time detection of ^7Be solar neutrinos by Borexino // *Phys. Lett.*, 2008, Vol. B658, Iss. 4, P. 101-108.
134. Arpesella C., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Direct Measurement of the ^7Be Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data // *Phys. Rev. Lett.*, 2008, Vol. 101, Iss. 9, P. 091302.
135. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Observation of Geo-Neutrinos // *Phys. Lett.*, 2010, Vol. B687, Iss. 4-5, P. 299-304.

136. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Measurement of the solar ^8B neutrino rate with a liquid scintillator target and 3 MeV energy threshold in the Borexino detector // *Phys. Rev.*, 2010, Vol. D82, P. 033006.
137. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Study of solar and other unknown anti-neutrino fluxes with Borexino at LNGS // *Phys. Lett.*, 2011, Vol. B696, Iss. 3, P. 191-196.
138. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Muon and cosmogenic neutron detection in Borexino // *JINST*, 2011, Vol. 6, P. 05005.
139. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Precision Measurement of the ^7Be Solar Neutrino Interaction Rate in Borexino // *Phys. Rev. Lett.*, 2011, Vol. 107, P. 141302.
140. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Absence of a day–night asymmetry in the ^7Be solar neutrino rate in Borexino // *Phys. Lett.*, 2012, Vol. B707, Iss. 1, P. 22-26.
141. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) First Evidence of *pep* Solar Neutrinos by Direct Detection in Borexino // *Phys. Rev. Lett.*, 2012, Vol. 108, P. 051302.
142. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Cosmic-muon flux and annual modulation in Borexino at 3800 m water-equivalent depth // *JCAP*, 2012, Vol. 12, P. 15.
143. Back H., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Borexino calibrations: hardware, methods, and results // *JINST*, 2012, Vol. 7, P. 10018.
144. Bellini G., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Final results of Borexino Phase-I on low energy solar neutrino spectroscopy // [arXiv:1308.0443](https://arxiv.org/abs/1308.0443)
145. Alvarez-Sanchez P., ... Fomenko K. ... et. al. (Borexino Coll.) Measurement of CNGS muon neutrino speed with Borexino // *Phys. Lett.*, 2012, Vol. B716, Iss. 3-5, P. 401-405.

146. Birks J. B., *The Theory and Practice of Scintillation Counting* // London, Pergamon Press, 1975.
147. Niedermeier Ludwig Stefan, *High Efficiency Purification of Liquid Scintillators for the Solar Neutrino Experiment Borexino* // Dissertation, Institut für Astro-Teilchenphysik Fakultät für Physik Technische Universität München, 2005.
148. Masetti F., Elisei F., Mazzucato U., *Optical study of a large-scale liquid-scintillator detector* // *J. Luminescence*, 1996, Vol. 68, P. 15.
149. Ranucci G. et. al. (Borexino Coll.), *Scintillation decay time and pulse shape discrimination of binary organic liquid scintillators for the Borexino detector* // *Nucl. Instrum. Methods*, 1994, Vol. A350, P. 338.
150. Alimonti G. et. al. (Borexino Coll.), *Light propagation in a large volume liquid scintillator* // *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Research*, 2000, Vol. A440, P. 360.
151. Back H. O. et. al. (Borexino Coll.), *Pulse-shape discrimination with the Counting Test Facility* // *Nucl. Instrum. Methods*, 2008, Vol. A584, P. 98.
152. Gatti E., de Martini F., *A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters* // *Nuclear Electronics*, IAEA, Wien, 1962, Vol. 2, P. 265.
153. Bonetti S., Donghi O., C. Salvo C., G. Testera G., *Ionization quenching: effects on e^- and γ detection in Borexino and CTF* // Borexino internal report 98/10/15, 1998.
154. Alimonti G. et. al. (Borexino Coll.), *Ultra-low background measurements in a large volume underground experiment* // *Astroparticle Phys.*, 1998, Vol. 8, P.141.
155. Derbin A., Muratova V., *Energy calibration with $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ source* // Borexino Internal Note 10-10-09, 2009.

156. D'Angelo D., Towards the detection of low energy solar neutrinos in BOREXino: data readout, data reconstruction and background identification // Dissertation, Institut für Astro-Teilchenphysik Fakultät für Physik Technische Universität München, 2006.
157. <https://bxweb.lngs.infn.it/docs/RunProcedures/DataHandlingProcedure.pdf>
158. Serenelly A. M., Haxton W. C., Pena-Garay C., Solar models with accretion. I. Application to the solar abundance problem // arXiv:1104.1639, 2011.
159. Schmid G. J et. al. The ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$ and ${}^1\text{H}(d, \gamma){}^3\text{He}$ reactions below 80 keV // Phys. Rev., 1997, Vol. C56, P. 2665.
160. Asplund M., Grevesse N., Jacques Sauval A., The solar chemical composition // Nucl. Phys., 2006, Vol. A777, P. 1.
161. Raffelt G., Stodolsky L., New particles from nuclear reactions in the sun // Phys. Lett., 1982, Vol. B119, P. 232.
162. Bellini G. et. al. (Borexino Coll.) The Borexino detector response and its full simulation // in preparation
163. Ambrosio M. et. al. MACRO Coll., Measurement of the residual energy of muons in the Gran Sasso underground laboratories // Astropart. Phys., 2003, Vol. 19, P. 313.
164. Bayley R. et. al., The CERN Neutrino beam to Gran Sasso (NGS) // Preprint CERN-SL/99-034(DI), INFN/AE-99/05, 1999.
165. Altmann M., Declais Y., v. Feilitzsch F., Hagner C., Kajfasz E., Oberauer L., Search for the electron-positron decay of axions and axionlike particles at a nuclear power reactor at Bugey // Z. Phys. 1995, Vol. C68, P. 221.
166. Chang H. M. et. al. (Texono Coll.), Search for axions from the Kuo-Sheng nuclear power reactor with a high-purity germanium detector // Phys. Rev., 2007, Vol. D75, P. 052004.

167. Konaka A., Imai K., Kobayashi H., Masaike A., Miyake K., Nakamura T., Nagamine N., Sasao N., Search for Neutral Particles in Electron-Beam-Dump Experiment // *Phys. Rev. Lett.*, 1986, Vol. 57, P. 659.
168. Bjorken J. D., Ecklund S., Nelson W. R., Abashian A., Church C., Lu B., Mo L. W., Nunamaker T. A., Rassmann P., Search for neutral metastable penetrating particles produced in the SLAC beam dump // *Phys. Rev.*, 1988, Vol. D38, P. 3375.
169. Asai S., Orito S., Yoshimura K., Haga T., Search for long-lived neutral bosons in orthopositronium decay // *Phys. Rev. Lett.*, 1991, Vol. 66, P. 2440.
170. Aalseth C. E. et. al. (CoGeNT Coll.), Experimental Constraints on a Dark Matter Origin for the DAMA Annual Modulation Effect // *Phys. Rev. Lett.* 2008, Vol. 101, P. 251301.
171. Ahmed Z. et. al. (CDMS Coll.) Search for Axions with the CDMS Experiment // *Phys. Rev. Lett.*, 2009, Vol. 103, P. 141802.
172. Gondolo P., Raffelt G. G., Solar neutrino limit on axions and keV-mass bosons // *Phys. Rev.*, 2009, Vol. D79, P. 107301.
173. Derbin A. V., Kayunov A. S., Muratova V. N., Semenov D. A., Unzhakov E. V., Constraints on the axion-electron coupling for solar axions produced by a Compton process and bremsstrahlung // *Phys. Rev.*, 2011, Vol. D83, P. 023505.
174. Derbin A. V., Bakhlanov S. V., Egorov A. I., Mitropolsky I. A., Muratova V. N., Semenov D. A., Unzhakov E. V., Search for solar axions produced by Primakoff conversion using resonant absorption by ^{169}Tm nuclei // *Phys. Lett.*, 2009, Vol. B678, P. 181.
175. Bershadsky M. B., Ressell M. D., Turner M. S., Telescope search for a 3-eV to 8-eV axion // *Phys. Rev. Lett.*, 1991, Vol. 66, P. 1398.

176. Ressel M. D., Limits to the radiative decay of the axion // Phys. Rev., 1991, Vol. D44, P. 3001.
177. Grin D., Covone G., Kneib J.-P., Kamionkowski M., Blain A., Jullo E., Telescope search for decaying relic axions // Phys. Rev., 2007, Vol. D75, P. 105018.
178. Audi G., Wapstra A. H., The 1995 update to the atomic mass evaluation // Nucl. Phys., 1995, Vol. A595, P. 409.
179. Belostotski S. L. et al., Sov. J. Nucl. Phys., 1985, Vol. 41, P. 903.
180. Kamyshkov Y., E. Kolbe E., Signatures of Nucleon Disappearance in Large Underground Detectors // Phys. Rev., 2002, Vol. D66, P. 010001.
181. Feldman G. J., Cousins R. D., Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // Phys. Rev., 1998, Vol. D57, P. 3873.