

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
профессионального образования
«Московский физико-технический институт (государственный университет)»
Факультет проблем физики и энергетики
Кафедра фундаментальных взаимодействий и космологии

На правах рукописи
УДК 539.1

Коротеев Григорий Александрович

Поиск стерильных нейтрино в β –распадах ядер по регистрации продуктов реакции

Магистерская диссертация

Направление подготовки - 010900 "Прикладные математика и физика"

Магистерская программа - 010975 "Физика фундаментальных взаимодействий"

Научный руководитель:
доктор физ-мат наук, снс
Джилкибаев Р.М.

Москва – 2014

Содержание

1	Введение	3
2	Обзор экспериментов	5
2.0.1	LSND	5
2.0.2	MINOS	6
2.0.3	Троицк ν -масс	7
2.0.4	KATRIN	9
2.0.5	Исследованный диапазон значений	10
3	Моделирование эксперимента	11
3.1	Газовый источник	13
3.2	Оже-электроны	15
3.3	Калибровочный процесс	18
4	Реконструкция событий в случае однородного магнитного поля.	20
4.1	Результаты моделирования	24
4.2	Десорбция	28
4.3	Моделирование в неоднородном поле	30
5	Заключение	33
	Список рисунков	34
	Литература	36

Глава 1

Введение

В настоящее время известно, что Стандартная Модель физики элементарных частиц (СМ) не описывает ряд экспериментальных фактов: существование темной материи, осцилляции нейтрино, барионную асимметрию Вселенной. Поэтому поиск эффектов, выходящих за СМ, имеет исключительно важное значение. Теории с введением новых (стерильных) нейтрино, т.е. нейтральных лептонов, которые могут смешиваться с известными (активными) нейтрино [7], но не участвующих в слабом взаимодействии, представляют значительный интерес.

Число стерильных нейтрино в разных теориях меняется от одного [8] до трех, как в известной модели νMSM . Этот вопрос зависит от числа выходящих за СМ экспериментальных фактов, которые объясняет данная теория. От числа стерильных нейтрино и, в целом от предполагаемого механизма лептогенеза, зависят значения масс нейтрино. Так для корректного описания современных значений $\Delta m_{atm}^2, \Delta m_{sol}^2$ число введенных правых нейтрино должно быть ≥ 2 . Ограничения "сверху" можно получить из космологии [9]. Таким образом нам представляется наиболее перспективной теория с 3 правыми нейтрино.

В первую очередь интересна предполагаемая масса самого легкого из стерильных нейтрино. В литературе встречаются статьи, в которых из модельных космологических представлений (основанных на механизме генерации масс "seesaw", и в предположении о неравновесности стерильных нейтрино в первичной плазме), ставится под сомнение возможность обнаружения в лабораторных условиях стерильные нейтрино в диапазоне масс 5 кэВ - 100 кэВ в свете последних данных о космических рентгеновских лучах [15]. Эти работы оставляют экспериментальную возможность обнаружения частиц с массами порядка 1 - 5 кэВ. Теории с альтернативным механизмом производства стерильных нейтрино (как, например, для взаимодействия инфлантонов со стерильными нейтрино в моделях с инфляционной стадией в ранней Вселенной [16]) существенно расширяют возможный диапазон масс стерильного нейтрино.

Согласно νMSM [14] стерильные нейтрино образуют правый $SU(2) \times U(1)$ синглет \mathcal{N} , состоящий из $N_I (I = 1, \dots, \mathcal{N})$, т.ч. лагранжиан принимает следующий вид:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \overline{N}_I i \partial_\mu \gamma^\mu N_I - f_{I\alpha}^\nu \Phi \overline{N}_I L_\alpha - \frac{M_I}{2} \overline{N}_I^c N_I + h.c., \quad (1.1)$$

где $\Phi, L_\alpha (\alpha = e, \mu, \tau)$ - хиггсовый и лептонный дублеты соответственно, M_I - массы нейтрино.

В различных модификациях νMSM таких, как $\nu NMSM$ [10], диапазон значений масс определяется как $10^{-3} \text{ эВ} \leq M \leq \text{МэВ}$ [11]. Ряд работ из других соображений предсказывают $M \leq 40 \text{ КэВ}$ [12], в [13] даже $2 \leq M \leq 5 \text{ кэВ}$.

Легкие стерильные нейтрино (1 - 10 кэВ) являются кандидатами на роль частиц теплой Темной Материи, тем самым, изучение этого диапазона энергий может служить независимой проверкой ряда космологических теорий.

Целью данной работы является моделирование и реконструкция событий нового эксперимента по поиску легкой стерильной компоненты нейтрино в бета-распадах ядер методом восстановления инвариантной массы с регистрацией электрона и иона. Дополнительной возможностью метода является получения дифференциального спектра как электрона, так и иона. Условие регистрации иона накладывает жесткие требования на выбор радиоактивного источника и экспериментальной установки.

Глава 2

Обзор экспериментов

Впервые гипотеза про стерильное нейтрино (нейтральные фермионы, не участвующие в слабых взаимодействиях) появилась в работах Понтекорво про осцилляции $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ по аналогии с $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ [1]. Экспериментально обнаружение осцилляций активных солнечных нейтрино было произведено на детекторе SNO (Sudbury Neutrino Observatory), и было подтверждено реакторным экспериментом с длиной базой KamLAND (Kamioka Liquid scintillator AntiNeutrino Detector). Следующим этапом стало подтверждение эффекта осцилляций для атмосферных нейтрино в подземном детекторе Супер-Камиоканда по реконструкции энергии и направления разлета электронов и мюонов. После результатов на MINOS и K2K [2] был сделан вывод о существовании ненулевой массы активных нейтрино и о смешивании ароматов нейтрино. Значения инвариантных масс нейтрино в этих экспериментах не могли быть определены. Для измерения масс были запущены эксперименты второго поколения, результаты и принципиальные схемы некоторых из которых в этой главе будут использоваться в качестве иллюстрации актуальности разработки новых подходов к поиску стерильных нейтрино.

В последние годы многие научные коллаборации, занимающиеся изучением физики нейтрино, предпринимают попытки по поиску стерильных нейтрино методами уже используемыми на уже существующих установках. По типу источника нейтрино их условно можно разделить на реакторные (из частиц, рождающихся при ядерных процессах в реакторах), осцилляционные (из частиц, рождающихся при бомбардировке мишеней в ускорителях, при этом обычно измерение производится дважды: в ближнем и дальнем детекторах), нейтринные телескопы (изучают нейтрино, родившиеся в Солнце и/или во Вселенной), β -распадные эксперименты (в которых источником служит β -активные элементы). Способы обнаружения стерильного нейтрино могут быть косвенными, так осцилляционные эксперименты интересны для поиска стерильных нейтрино по совокупности данных, говорящих об не унитарности матрицы смешивания активных нейтрино. Прямой метод поиска может быть реализован в β -распадных экспериментах.

В эксперименте LSND в процессе $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ с уровнем достоверности $> 3\sigma$ было обнаружено $\Delta m^2 > 0.2\text{эВ}^2$ [3]. Однако в других экспериментах были получены как в целом подтверждающие результаты (MiniBooNE), так и опровергающие (KARMEN, MINOS).

2.0.1 LSND

LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) - установка для изучения нейтринных осцилляций в процессах $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ использует протонный пучок (800 МэВ) LAMPF для получения $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ и каскадно $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. В разные годы применялась как водная так и мишень из веществ с большими атомными номерами. Детектор заполнен 167т минерального масла в 1220 отдельных ячейках, детектирование производится как оптических

так и черенковских фотонов.

Для реакции $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ характерный диапазон энергий электрона на установке: $20 < E_e < 60$ МэВ, а для реакции $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ $60 < E_e < 200$ МэВ.

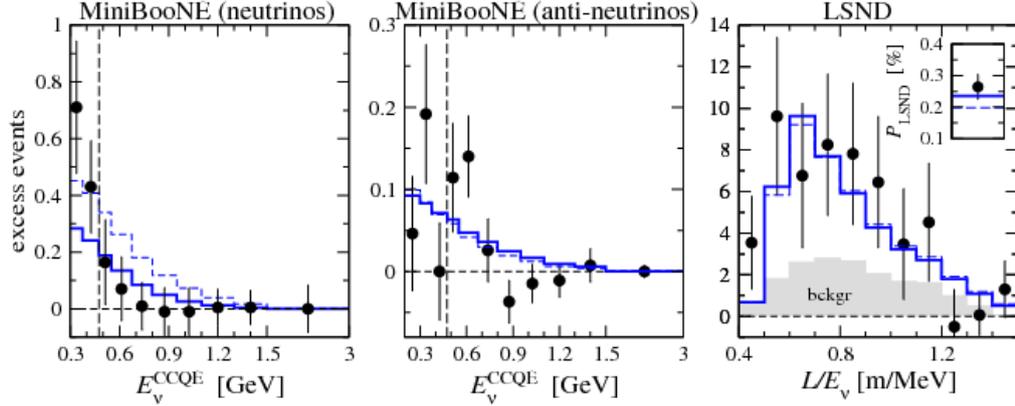


Рисунок 2.1: Сравнение результатов LSND и MiniBooNE

2.0.2 MINOS

MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) - осцилляционный эксперимент с короткой и длинной базой, использующий самый мощный на сегодняшний день пучок нейтрино, идущий с NuMI. Предполагается достигнуть уровня в 18×10^{20} актов взаимодействия протонов с мишенью за 3 года [4]. Это позволяет обнаружить порядка 10000 мюонных нейтринных событий в диапазоне энергий 4-10 ГэВ и порядка 3000 нейтринных событий, направленных на исследование стерильных нейтрино.

Применяется метод на исчезновение мюонного нейтрино для определения угла смешивания θ_{23} в реакции $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, и метод на появление электронного нейтрино и антинейтрино для θ_{13} [5]. Выбор флейвора нейтрино определяет и лучший угол смешивания со стерильным нейтрино, так MINOS максимально чувствителен к θ_{24} .

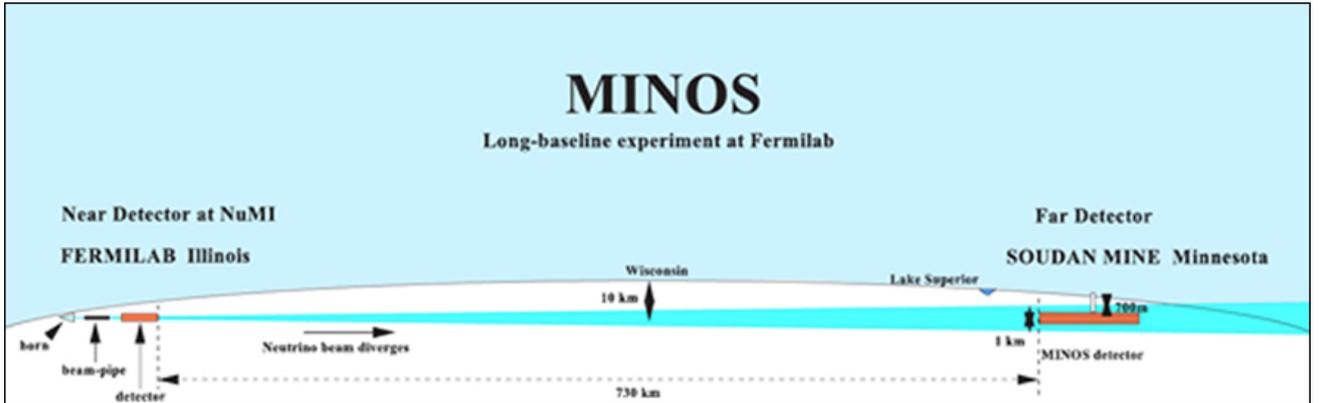


Рисунок 2.2: Схема эксперимента MINOS.

В настоящий момент начинается осуществление MINOS+, способный в частности установить существование стерильного нейтрино. В рамках данного проекта планируется улучшить мощность установки до 700кВт. Планируется, что в случае масс стерильного нейтрино порядка 1 эВ, достаточная для подтверждения существования статистика может быть накоплена за 2-3 года.

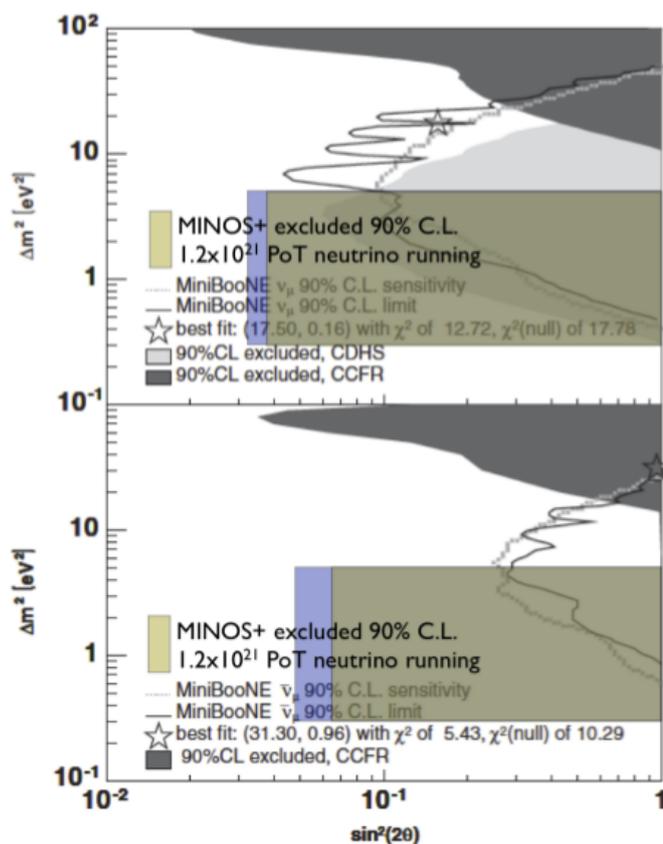


Рисунок 2.3: График чувствительности массы от угла смешивания θ_{24} . Представлены результаты для нейтринной (верхний) и антинейтринной (нижней) компоненты. Зеленым обозначена область, в которой исключены исчезновению ν_μ , синим - область, в которой исключены исчезновения частиц через нейтральные токи.

2.0.3 Троицк ν -масс

"Троицк ню-масс эксперимент по прямому поиску массы электронного антинейтрино в β -распадах трития. Идея эксперимента была высказана в 1985 году. С тех пор в 2003 были получены ограничения на массу электронного нейтрино $m_{\nu_e} \leq 2,05$ эВ с уровнем достоверности в 0.95. После этого в 2011 были опубликованы последние данные [6]. После чего началась модернизация установки, что предположительно позволит искать стерильные (и/или тяжелых) нейтрино в области масс 0.1 - 3 кэВ. Ввиду того, что максимальная энергия электрона не может превышать энергию распада 18.6 кэВ, было принято решение использовать электростатический спектрометр с разрешением в 3-4 эВ. В установке используется схема с адиабатической магнитной коллемацией и безцелевой газовой тритиевый источник.

Анализ данных проводится на графике:

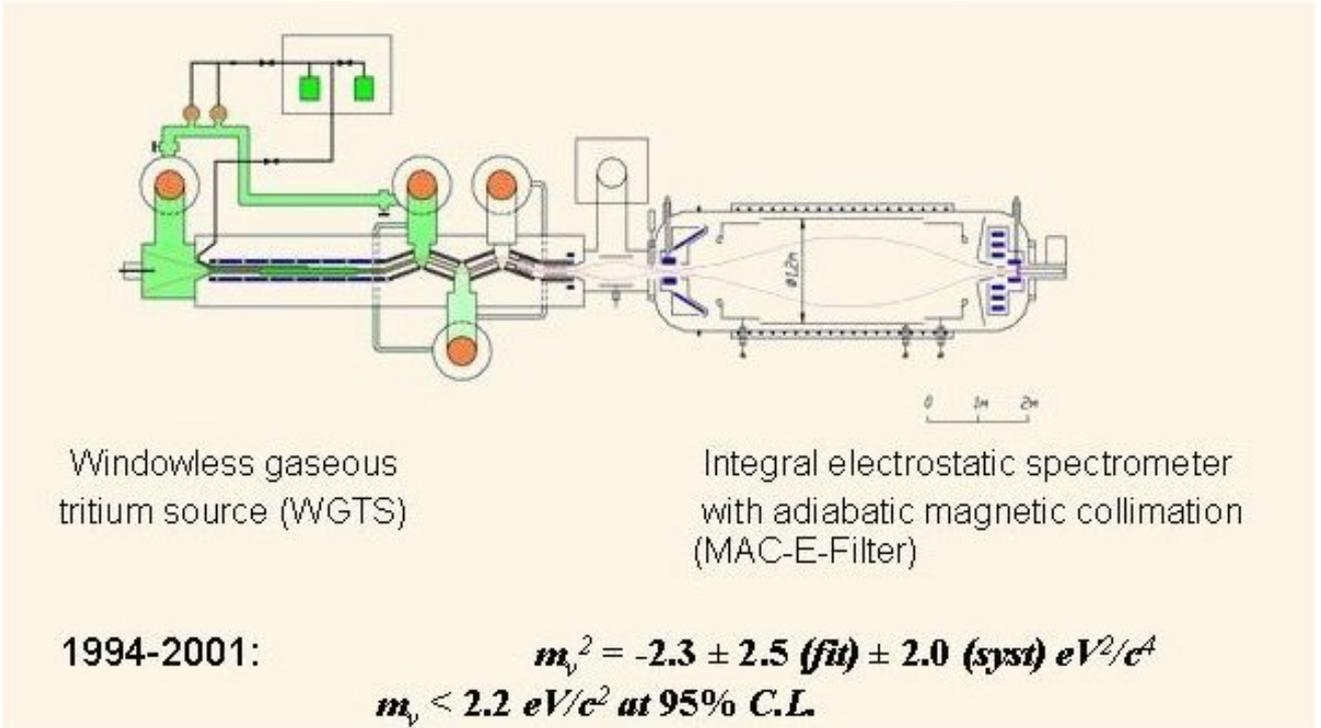


Рисунок 2.4: Схема установки Троицк ν -масс.

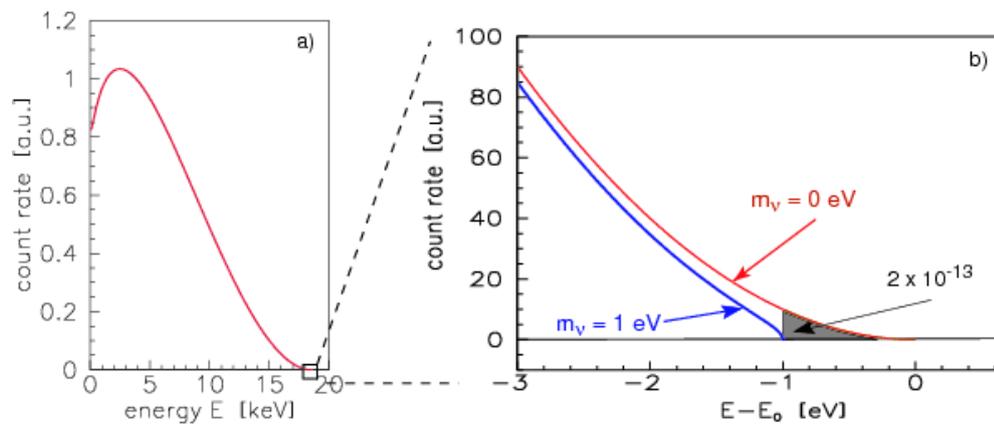


Рисунок 2.5: Схема анализа данных на установке Троицк ν -масс.

2.0.4 KATRIN

KATRIN (KARlsruhe TRItium Neutrino)-эксперимен по определению массы электронного антинейтрино. В установке происходит распад трития, после чего по углу наклона спектра электронов восстанавливается масса нейтрино. Применяемый метод можно назвать спектрометрическим, он ранее применялся в Майнсе и Троицке.

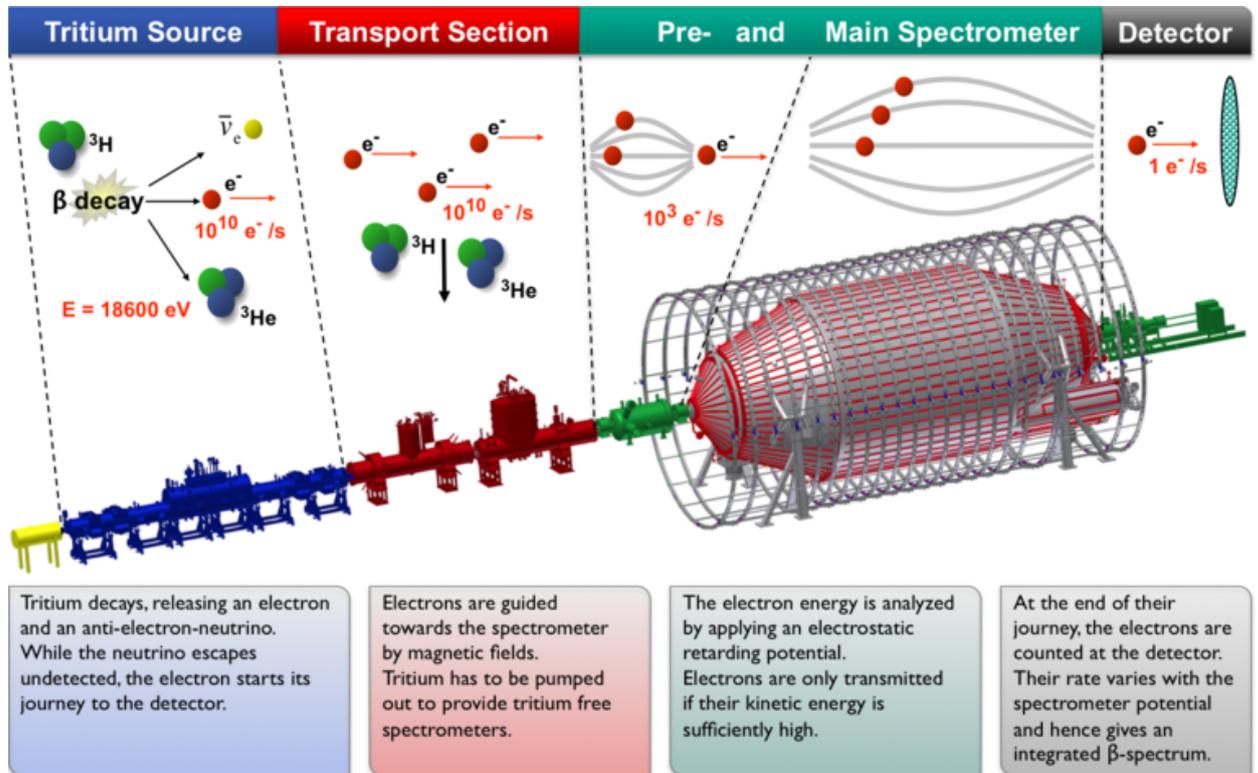


Рисунок 2.6: Схема установки KATRIN

2.0.5 Исследованный диапазон значений

В настоящее время время проводятся десятки экспериментов по поиску стерильных нейтрино. На графике приведены наиболее точные результаты. Нумерованные участки графиков соответствуют β -распадным экспериментам. Но во всех них используется твердотельные источники. При этом существуют принципиальные сложности с исследованием углов смешивания $\leq 10^{-4}$ в такого рода экспериментах. Предлагаемый ниже эксперимент ставит своей задачей исследование области значений $U^2 = 10^{-5} \sim 10^{-6}$ для масс стерильного нейтрино от 5 до 100 кэВ.

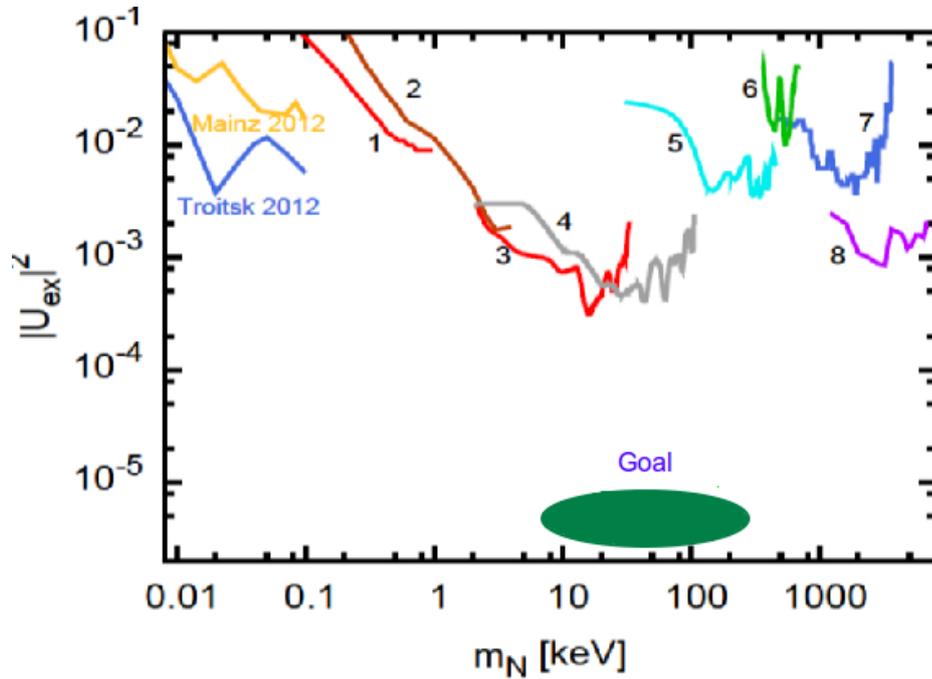


Рисунок 2.7: Современные экспериментальные результаты

Глава 3

Моделирование эксперимента

Идея предлагаемого эксперимента по поиску легкой стерильной компоненты нейтрино, состоит в измерении 3-D координаты и времени прихода электрона (e) и иона (I) в детекторах после бета-распада ядра, которое определяется регистрацией гамма-квантов или оже-электронов. В эксперименте предполагается детектировать электрон, ион и гамма-квант, связанный с переходом из промежуточного в основное состояние ядра. Эксперименты по исследованию β -распадов ядер можно свести к двум типам: распад $1 \rightarrow 3$ (аналогично распаду нейтрона) и $2 \rightarrow 2$ (К захват электрона с нижней К орбиты). К первому типу относится β -распад трития ко второму - распад изотопа аргона Ar^{37} . На рисунке 3.1 показана схема установки для измерения массы стерильного нейтрино с регистрацией продуктов распада: электрона, иона и гамма-кванта.

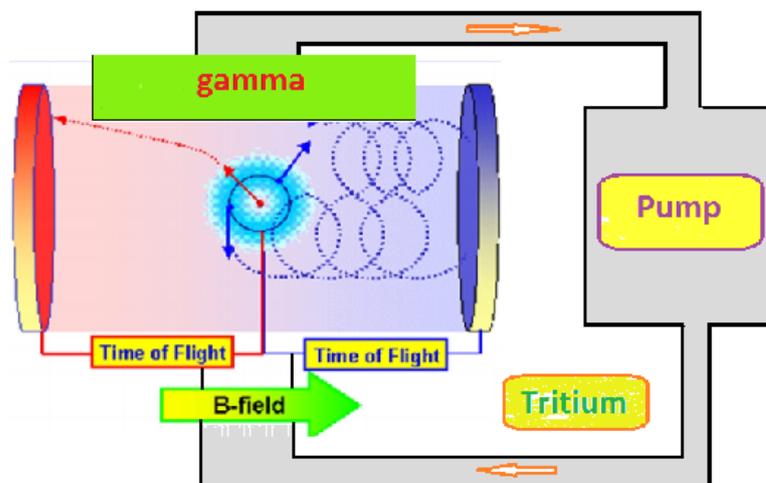


Рисунок 3.1: Схема экспериментальной установки.

Установка состоит из циркулирующего газового источника и детекторной системы помещенной в вакуумированный объем. Участок потока на выходе из сопла образует активную зону источника. Для измерения импульсов электронов и ионов вдоль оси установки прикладывается магнитное поле. Вблизи детекторов устанавливаются сеточные электроды, образующие электрические поля, для ускорения ($\approx 1keV$) электронов и ионов. Что необходимо для надежной регистрации электронов и ионов микро-канальными пластинами (Micro Channel Plate, MCP). Детектор электронов будет надежно экранирован от положительно-заряженных ионов, поскольку максимальная энергия ионов составляет $\approx 10 eV$. Небольшой размер активной зоны ($d \approx 2-3 mm$), в которой в основном происходят распады ядер и условие того, что траектории движения электрона и иона начинаются в одной точке, позволяет определить импульсы частиц (P_e, P_I). Инвариантная масса стериль-

ного нейтрино может быть определена на основе закона сохранения энергии-импульса, в предположении, что первоначальное ядро (A) покоится в распаде $A \rightarrow I + e + \nu$. Первоначальное ядро имеет массу M , масса стерильного нейтрино равна m_ν , энергия реакции равна Q , импульсы продуктов распада иона, электрона и нейтрино равны $\mathbf{p}_I, \mathbf{p}_e, \mathbf{p}_\nu = \mathbf{p}_I + \mathbf{p}_e$, соответственно. Кинетическая энергия электрона и иона равны соответственно T_e и T_I . Масса стерильного нейтрино может быть определена из следующего выражения, в предположении, что первоначальное ядро покоится:

$$m_\nu^2 = (P_A - P_I - P_e)^2 = (Q - T_e - T_I)^2 - (\mathbf{p}_e + \mathbf{p}_I)^2 \quad (3.1)$$

Тепловое движение первоначального ядра со скоростью \mathbf{v} приводит к появлению дополнительных вкладов в массу стерильного нейтрино и ограничивают точность измерения массы. Масса стерильного нейтрино с учетом основных вкладов, связанных с тепловым движением первоначального ядра определяется следующим выражением:

$$m_{\nu,exp}^2 \simeq m_\nu^2 + M^2 v^2 - 2M\mathbf{p}_\nu \mathbf{v} \quad (3.2)$$

Средняя тепловая энергия ядра зависит от температуры и равна $Mv^2 = 3kT$. Первый вклад в размытие массы нейтрино оценивается как $M^2 v^2 = 3kTM$. Можно оценить этот вклад для распада ядра трития в молекуле T_2 , при температуре 21 К немного выше точки конденсации, как $M^2 v^2 \simeq 20 \text{ keV}^2$. Второй член $2M\mathbf{p}_\nu \mathbf{v}$ вносит основной вклад и составляет величину равную 100 keV^2 , при тех же условиях.

Достижимый уровень чувствительности эксперимента, при измерении примеси стерильного нейтрино, определяется числом зарегистрированных и отобранных событий $N_{exp} = R \times \epsilon \times T_{exp}$, где R - скорость распада ядер в активной зоне источника, ϵ - эффективность регистрации и отбора событий, T_{exp} - время измерения эксперимента. Исходя из ограничений на условия эксперимента: время измерения эксперимента - 10^7 сек, эффективность регистрации и отбора событий $\sim 10\%$, предельная скорость распада ядер в активной зоне источника определяется максимальной скоростью регистрации ионов 10^5 Hz в одном детекторе с временным разбросом прихода ионов $\sim 5-10$ мкс и составляет величину равную 10^6 Hz с учетом эффективности регистрации $\sim 10\%$, можно оценить возможное число экспериментальных событий

$$N_{exp} = R \times \epsilon \times T_{exp} \simeq 10^6 \times 10^{-1} \times 10^7 = 10^{12} \quad (3.3)$$

Самым легким β -распадным ядро является тритий ($T \rightarrow He^+ + e^- + \bar{\nu}$), энергия распада $Q = 18.590$ КэВ и временем жизни $\tau_T = 12.32$ лет. Средняя энергия электронов $\langle T_e \rangle = 6.5$ КэВ. Поэтому тритий удобен для поиска в нижней части допустимой для β -распадов области масс. Изотоп аргона ^{37}Ar имеет период полураспада равный $\tau_{Ar} = 35.04$ дня, энергию распада $Q = 813.53$ КэВ [?] и β -распад происходит каскадно с K -захватом электрона $Ar + e^- \rightarrow Cl^* + \nu$. Атом Cl^* после распада находится в возбужденном состоянии и переходит в основное состояние с испусканием Оже-электронов и гамма-квантов, поэтому распад продолжается каскадно с образованием одно-кратно заряженного иона и электрона: $Cl^* \rightarrow Cl^+ + e^-$ или, что более вероятно 2х-кратно, 3х-кратно заряженных ионов и электронов.

Скорость распада ядер (R) в активной зоне источника определяется плотностью газа (n), размером активной зоны (d) и периодом полураспада (τ) ядер: $R \simeq n \cdot d^3 / \tau$. Предполагая размер активной зоны $d \simeq 0.33$ см и максимальную скорость распада ядер $R \simeq 10^6$ Hz можно оценить предельную плотность газа в активной зоне источника для трития и аргона следующим образом:

$$n = R \times \tau_{1/2} / d^3 = 10^6 \times 3.8 \cdot 10^8 / 0.33^3 \simeq 10^{16} / \text{cm}^3 \quad \text{Tritium} \quad (3.4)$$

$$n = 10^6 \times 3.0 \cdot 10^6 / 0.33^3 \simeq 0.8 \cdot 10^{14} / \text{cm}^3 \quad \text{Argon37} \quad (3.5)$$

Полное сечение неупругого рассеяния электрона в тритии равно $\sigma_{tot} = 3.4 \cdot 10^{-18} \text{cm}^2$. Предполагая плотность $n = 10^{16}/\text{cm}^3$ длина неупругого рассеяния электрона в активной зоне источника для трития равна $l \simeq 1/n\sigma = 30 \text{ cm}$ и на два порядка превышает размер активной зоны $d \simeq 0.33 \text{ cm}$. Длина свободного пробега молекул определяется выражением $L \simeq 1/(\sqrt{2} n \pi D^2)$, где n - плотность газа и D - диаметр молекулы. Диаметр молекулы трития имеет размер $D \simeq 10^{-8} \text{ cm}$. Длина свободного пробега молекулы трития составляет величину равную $L \simeq 0.2 \text{ cm}$ в газе с плотностью $n = 10^{16}/\text{cm}^3$. Таким образом длина свободного пробега молекул в активной зоне источника сравнима с размером зоны $L \simeq d$. Для источника с радиоактивным аргоном предельная плотность газа на два порядка меньше по сравнению с тритием, поэтому длина свободного пробега молекул в активной зоне источника значительно больше размера зоны $L \gg d$.

Следует отметить, что при $L \simeq d$ существенную роль играют процессы рассеяния продуктов распада и не позволяют корректно восстановить импульсы частиц. Поэтому для тритиевого эксперимента плотность газа внутри активной зоны не должна превышать $n = 10^{15}/\text{cm}^3$. Потерю числа событий можно частично компенсировать усложнением конструкции камеры с эффективным увеличением количества активных зон.

3.1 Газовый источник

Газовый источник для эксперимента по поиску легкой стерильной компоненты нейтрино в бета-распадах ядер имеет ряд специфических особенностей:

- Источник должен иметь замкнутый объем из-за использования радиоактивного газа и обладать возможностью внутренней циркуляции газа. Использование двух крионасосов работающих в режиме, когда один насос работает на откачку газа из детекторного объема, другой насос работает на размораживание накопленного газа в буферный объем. Такой режим работы насосов должен быть синхронизован с работой автоматических вакуумных затворов.
- Размер активной зоны источника должен быть достаточно мал $\sim 2-3 \text{ mm}$, что необходимо для точного измерения импульсов ионов и электронов. Диаметр отверстия, соединяющий буферный объем с детекторным объемом определяет размер активной зоны источника.
- Температура газа в буферном объеме источника должна быть немного выше точки конденсации. Для трития и аргона-37 это 21 и 80 К, соответственно.

Для эксперимента важно чтобы истечение газа из отверстия в вакуумированный объем с детекторами было свободным (молекулярным), в противном случае высока вероятность образования молекулярных кластеров, препятствующих свободному вылету иона. Сначала рассмотрим процесс истечения газа из одного сосуда в другой через отверстие. Считая течение ламинарным, выберем одну из линий тока и запишем для нее уравнение Бернулли:

$$i_0 + \frac{v_0^2}{2} = i + \frac{v^2}{2} \quad (3.6)$$

$$v = \sqrt{2(i_0 - i)} \quad (3.7)$$

учитывая что

$$i = u + \frac{P}{\rho} = \frac{1}{\mu} C_V T + \frac{1}{\mu} R T = \frac{1}{\mu} C_P T \quad (3.8)$$

также, используя уравнение адиабаты и считая v_0 малой величиной, получаем:

$$v = \sqrt{\frac{2}{\mu} C_P (T_0 - T)} = \sqrt{\frac{2}{\mu} C_P T_0 \left[1 - \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} \quad (3.9)$$

В случае вылета в вакуум:

$$v = \sqrt{\frac{2}{\mu} C_P T_0} = \sqrt{\frac{2}{\mu} \frac{\gamma}{\gamma-1} R T_0} \quad (3.10)$$

Рассмотрим истечение газа из буферного объема через отверстие в вакуумизированную полусферу, в которой расположены детекторы [?]. Выберем правую декартову систему координат так, что бы ось x совпадала с направлением истечения газа. Наиболее вероятная скорость молекул в стационарном газе выражается как $v_{mpv} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$. В отсутствии потока, как известно, функция распределения газа по скоростям задается формулой Максвелла:

$$f_{free} = \frac{1}{\pi^{3/2} v_{mpv}^3} \exp\left(-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{v_{mpv}^2}\right) \quad (3.11)$$

В случае потока со скоростью u в направлении x , из-за аксиальной симметрии не теряя общности, выражение записывается следующим образом (θ - угол вылета в плоскости xy):

$$f = \frac{1}{\pi^{3/2} v_{mpv}^3} \exp\left(-\frac{(v_x - u \cos \theta)^2 + (v_y - u \sin \theta)^2 + v_z^2}{v_{mpv}^2}\right) \quad (3.12)$$

тогда поток запишется как:

$$J = \frac{n}{\pi^3 v_{mpv}^3} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{v_z^2}{v_{mpv}^2}\right) dv_z \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{v_y^2}{v_{mpv}^2}\right) dv_y \int_{-u \cos \theta}^{\infty} (v_x + c \cos(\theta)) \exp\left(-\frac{v_x^2}{v_{mpv}^2}\right) dv_x \quad (3.13)$$

После интегрирования получаем:

$$\frac{J}{n v_{mpv}} = [\exp(-s^2 \cos^2 \theta) + \sqrt{\pi} s \cos \theta (1 + \operatorname{erf}(s \cos \theta))]/(2\sqrt{\pi}) \quad (3.14)$$

где введена величина молекулярного отношения скоростей:

$$s = u/\sqrt{2kT/m} = u/v_{mpv} \quad (3.15)$$

При отсутствии потока (как внутри источника) получаем:

$$\frac{J_0}{n_0 v_{mpv}} = 1/(2\sqrt{\pi}) \quad (3.16)$$

При малых температурах можно приблизительно оценить 3.14 как

$$\frac{J}{n v_{mpv}} = s \cos \theta \quad (3.17)$$

Расход газа определяется источником. В предположении, что поток на выходе из отвестия и поток внутри источника равны $J = J_0$ и, что температура при прохождении отвестия не меняется, получаем:

$$n = n(\theta) = n_o \cos \theta \quad (3.18)$$

Это соотношение можно принять за основу дальнейшего рассмотрения, т.к. при практическом расчете системы отброшены выше поправки имеют тот же порядок, что и

неизбежные эффекты, связанные с переотражением молекул от стенок детектора. Важно отметить, что могут быть и другие способы получения газового источника: например, десорбционный.

Поток газа из буферного объема через отверстие в вакуум, для случая когда длина свободного пробега молекул больше диаметра отверстия (молекулярный поток), определяется следующей формулой, нормированной на поток азота при температуре 20 °С:

$$Q = C \cdot n, \quad C = 11.6 S \sqrt{\frac{T}{293.15} \frac{28}{M}} \text{ [l/s]} \quad (3.19)$$

где T - температура газа в буферном объеме, C - проводимость, S - площадь отверстия [cm^2], n - плотность газа в буферном объеме, поток газа Q измеряется в единицах [мол/сек]. Проводимость отверстия диаметром 3 мм для газа трития при температуре 21 К и аргона при температуре 80 К равна 0.45 л/сек и 0.36 л/сек, соответственно. Поток газа для двух вариантов источника: тритий (21 К) с плотностью $n \simeq 10^{16}/\text{cm}^3$ и аргон (80 К) с плотностью $n \simeq 10^{14}/\text{cm}^3$ равен $4.5 \cdot 10^{18}$ мол/сек и $3.6 \cdot 10^{16}$ мол/сек, соответственно.

3.2 Оже-электроны

Изменение заряда ядра при K -захватах приводит к встряске электронных оболочек, что приводит к их возбуждению и ионизации. Оже-переходами принято называть изменение экранировки ядра при заполнении вакансии во внутренней оболочке и выбросе, так называемого, оже-электрона, приводящем к «вытряхиванию» еще одного электрона из внешней оболочки. Эти процессы играют важную роль в переходах в оболочках многоэлектронных атомов и молекул. Практически все процессы перестройки оболочек приводят к релаксации системы, что реализуется через «встряхивание», ионизацию или диссоциацию.

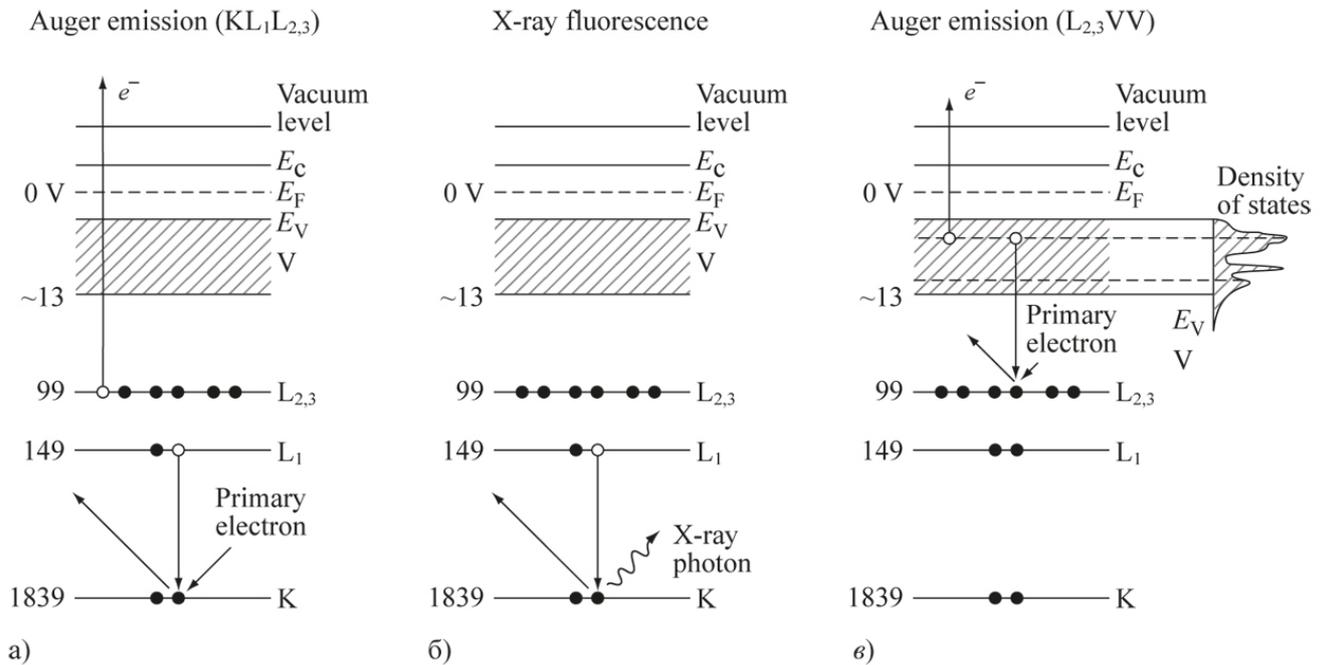


Рисунок 3.2: Схема перестройки уровней Ar : для оже-электрона с L -оболочки а), двойной Оже-эффект в); и излучения гамма-кванта б)

Характерным малым временем, определяющим встрясочный характер процесса, может служить, например, время пролета β -частицы или быстрого оже-электрона через встря-

хиваемую оболочку либо время пролета фотона. Выход электронов Оже, в первом приближении, слабо зависит от энергии, высвобождаемой при заполнении вакантного места во внутренней оболочке, однако выход рентгеновского излучения зависит от энергии, изменяясь в основном по закону $\sim E^3$. Для переходов с энергиями выше 10 кэВ преобладает рентгеновское излучение, а при энергиях ниже 10 кэВ ожидается, что более существенными будут оже-процессы. Для легких элементов, в которых энергии переходов всегда гораздо меньше 10 кэВ, во всех оболочках почти полностью доминируют оже-процессы. В более тяжелых элементах для вакантных мест в К-оболочках, а в некоторых случаях и в L-оболочках, более существенным оказывается рентгеновское излучение. Однако для вакантных мест во всех других внутренних оболочках этих тяжелых элементов более вероятными всегда являются оже-процессы.

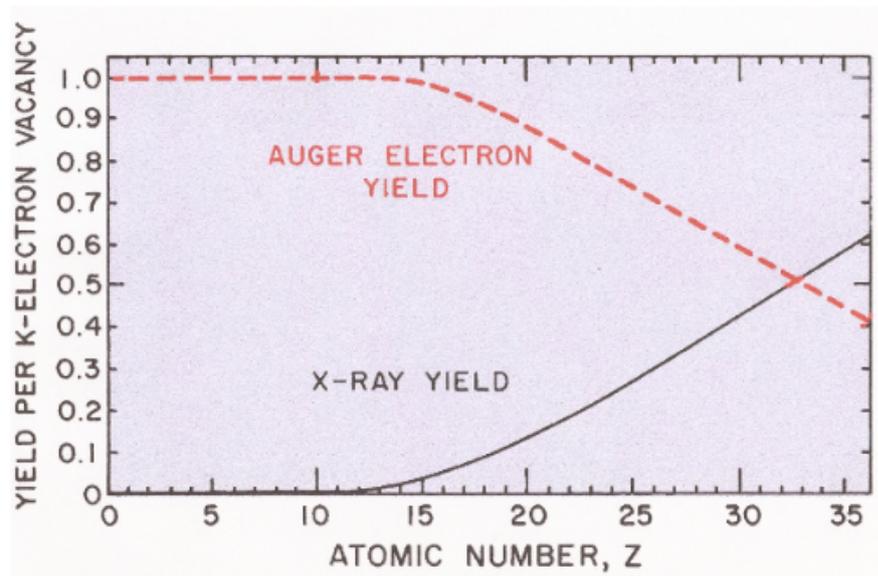


Рисунок 3.3: Зависимость вероятности вылета оже-электрона и радиационного гамма-кванта от зарядового номера ядра

Из графика видно, что для аргона ($Z = 18$) основным является процесс с вылетом оже-электрона.

При моделировании самым важным является вероятность вылета оже-электрона, и тот факт, что энергия Оже-электрона определяется структурой оболочек атома. Ниже приведем табличные значения для Ar^{37} :

Виды оже-переходов	Энергия (кэВ)	Относительная вероятность
KLL	2,241 - 2,384	1
KLX	2,535 - 2,616	0,172
KXY	2,787 - 2,809	0,0074

Вид гамма-излучение	Энергия (кэВ)	Относительная вероятность
$K\alpha_2$	2,6208	0.5056
$K\alpha_1$	2,6224	1
$K\beta_1$	2,8156	0,1595

Важно отметить, что при перестройке атомных уровней процессы оже-переходов происходят преимущественно каскадно, т.е. «вытряхивание» одного электрона порождает новую вакансию на другом электронном уровне, что в свою очередь приводит к следующему

оже-эффекту. Для аргона процесс с вылетом одного оже-электрона происходит с вероятностью порядка 0.07 [17]. Среднее отношение вылетевших оже-электронов на нейтрино составляет $\sim 2,7$.

Важно отметить, что не смотря на то, что время жизни вакансии можно достаточно точно оценить как $\tau \sim 10^{-13} - 10^{-14}$ секунды (для разных типов оже-эффекта), скачок электрона происходит внезапно, наподобие редукции волнового пакета. Поэтому с точки зрения эксперимента вылет всех оже-электронов происходит одновременно из одной точки пространства.

Энергия оже-электрона равна разности энергий связи (нейтрального образования) для двух оболочек, участвующих в переходе, за вычетом энергии, необходимой для вырывания электрона из однозарядного иона. Поскольку энергия связи электрона внутренней оболочки заведомо больше всех остальных рассматриваемых энергий (в том числе, связанной с тепловым размытием), именно она будет характеризовать явление, в силу чего энергия оже-электрона позволяет отождествить конкретный электрон с процессом, в котором он вылетел. В частности, после восстановления энергии пришедшего на детектор электрона можно сказать вылетел ли он из одноэлектронного оже-эффекта или нет. Также отклонение энергии электрона от табличных значений для энергий оже-электронов во всевозможных каскадах будет интерпретироваться как рассеяние частицы, а, следовательно, отбраковываться.

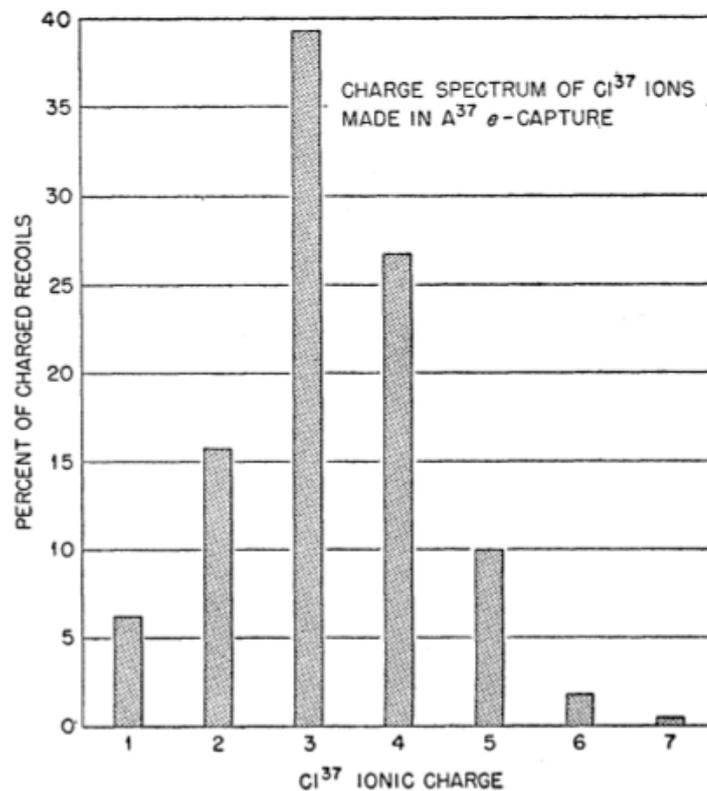


Рисунок 3.4: Распределение зарядов ионов Cl^{37} , получившихся при K -захвате в Ar^{37} .

3.3 Калибровочный процесс

Калибровочный процесс имитирует основной (в нашем случае образование электрона и иона в результате β -распада) и служит для непрерывной калибровки детекторов. В предлагаемом эксперименте таким процессом будет пикосекундная нелинейная лазерная ионизация атомов газа внутри активной зоны. При мощности лазерного импульса $\geq 10^{12}$ Вт/см² создается электромагнитное поле с напряженностью достаточной для ионизации атома. При этом не происходит изменение импульса атома и продуктов ионизации. В результате образовавшиеся электрон и ион приходят на детекторы с необходимой эффективностью, где регистрируются пространственные координаты и время прихода.

Для калибровки важно, чтобы вероятность двухэлектронной ионизации была существенно ниже вероятности одноэлектронной. Поэтому параметры излучения лазера подбираются из расчета на то, что за один импульс в облучаемом объеме активной зоны производится в среднем 0,1 актов одноэлектронной ионизации.

Характерное время пролета электрона от активной зоны до детектора составляет $t_e \sim 5$ нс, а иона $t_{ion} \sim 5$ мкс.

Поэтому в качестве времени ионизации (стартовой точки при реконструкции) с точностью порядка 10^{-3} можно выбрать, из соображений удобства, момент времени внутри длительности лазерного импульса (например, начало импульса) ??.

Характерные размеры облучаемой лазером за один импульс области можно оценить как $V_{ion} \simeq S_{spot} \times d \simeq 20\mu m \times 20\mu m \times 3mm$, где S_{spot} - площадь пятна лазера, d - диаметр активной зоны. Таким образом с достаточной точностью ($20\mu m$) можно считать известными две начальные пространственные координаты и время ионизации. Эта информация, которую в реальном эксперименте приходится реконструировать детектированием радиационного гамма-кванта. Поэтому система уравнений для реконструкции в калибровочном процессе переопределена, что позволяет сканировать лазером активную зону на предмет определения профиля скоростей (v_x, v_y, v_z) в зависимости от точки (x, y, z) . Дополнительная возможность заключается в уточнении размеров и плотности зоны.

Характер нелинейной лазерной ионизации определяется параметром адиабатичности:

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{2E_i}}{F} \quad (3.20)$$

ω - частота излучения, E_i - потенциал ионизации, F - напряженность электромагнитного поля, выраженные в единицах соответствующих $e = m_e = \hbar = 1$.

Значения $\gamma^2 \ll 1$ соответствуют туннельному пределу (высокая напряженность, малые частоты), а $\gamma^2 \gg 1$ - многофотонному (низкая напряженность, высокие частоты).

Вероятность ионизации в единицу времени в туннельном пределе можно качественно представить:

$$w \sim \exp \left[- \frac{2(2E_i)^{3/2}}{3F} \right] \quad (3.21)$$

В многофотонном пределе вероятность ионизации зависит преимущественно степенным образом:

$$w \sim F^{2K} \quad K = \left[\frac{E_i}{\omega} + 1 \right] \quad (3.22)$$

где K - число поглощенных фотонов, $[\]$ - операция взятия целой части числа.

Для калибровки тритиевого эксперимента лучше подходит туннельная ионизация дейтерия, для эксперимента с аргонном - многофотонная ионизация Ar^{40} . Но для проверки множественности оже-событий в аргонном эксперименте можно также использовать туннельную ионизацию. Современная лазерная техника позволяет свободно работать во всех указанных диапазонах значений параметров. Несмотря на то, что не для всех веществ, особенно радиоактивных, есть исчерпывающая информация о параметрах ионизации из открытых источников.

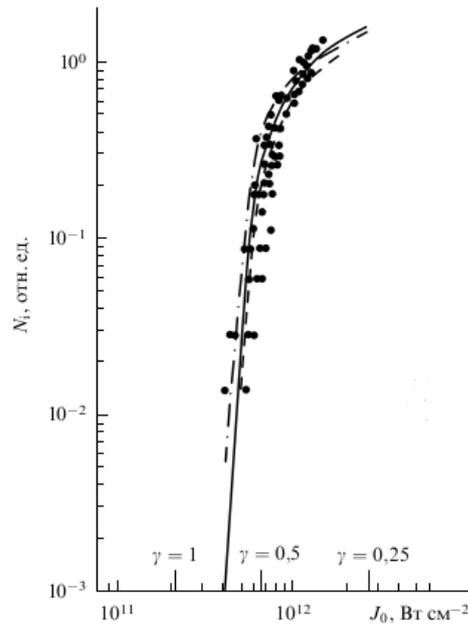


Рисунок 3.5: Зависимость выхода электронов от мощности лазерного излучения на примере K^+ . [18]

Стоит отметить, что калибровочный процесс может быть использован в практических приложениях в качестве высокоточного масс-спектрометра. В предположении, что импульс атома до ионизации $p_A = 0$, из реконструкции импульса электрона будет известен импульс иона, а скорость иона будет восстанавливаться независимо по данным с ионного детектора. Таким образом определяется масса атомов газа.

Глава 4

Реконструкция событий в случае однородного магнитного поля.

Для дальнейшего изложения нам требуется описание движения заряженных частиц в однородном магнитном поле. В этом параграфе мы введем обозначения и в дальнейшем решаемые уравнения: магнитная индукция \mathbf{B} , напряженность электрического поля \mathbf{E} , заряд q . Тогда уравнения движения частицы в поле [19] :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \vec{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.1)$$

где \vec{p} импульс, \vec{v} скорость, m - масса покоя, а γ - релятивистский фактор, c скорость света в вакууме.

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v} \quad \gamma = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (4.2)$$

Точная запись формулы Лоренса через скорости:

$$\gamma m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \vec{v} \times \mathbf{B}) - q\left(\frac{\vec{v}}{c^2}\right)(\vec{v} \cdot \mathbf{E}) \quad (4.3)$$

В нашей задаче точная формула используется только в качестве поправки для электрона, а для йона и для стартового приближения расчетов траектории электрона достаточно приближенной формулы:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \vec{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.4)$$

В предлагаемой установке имеется цилиндрическая симметрия, что делает удобным использование следующих обозначений \mathbf{v}_{\parallel} -параллельная компонента скорости, \mathbf{v}_{\perp} - перпендикулярная, так чтобы:

$$\vec{v} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_{\perp}$$

При отсутствии электрического поля и учитывая что

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = 0$$

получаем:

$$\frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}) = \mathbf{\Omega}_c \times \mathbf{v}_{\perp} \quad (4.5)$$

где

$$\mathbf{\Omega}_c = -\frac{q\mathbf{B}}{m} \quad (4.6)$$

или аналогично в релятивистском случае

$$\Omega_c = -\frac{q\mathbf{B}}{\gamma m} \quad (4.7)$$

$$\mathbf{v}_\perp = \Omega_c \times \mathbf{R}_c \quad (4.8)$$

Теперь нам надо перейти от рассмотрения векторных компонент к декартовым для удобства дальнейшего моделирования. Подставляя в (1.6) и учитывая, что $\mathbf{v}_\perp^2 = v_x^2 + v_y^2$ получаем для $q > 0$ и оси z сонаправленной \mathbf{B} :

$$\frac{dv_x}{dt} = \Omega_c v_y \quad \frac{dv_y}{dt} = -\Omega_c v_x \quad \frac{dv_z}{dt} = 0 \quad (4.9)$$

Продифференцировав по времени получаем:

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} + \Omega_c^2 v_x = 0 \quad (4.10)$$

$$v_x(t) = v_\perp \sin(\Omega_c t + \theta_0) \quad (4.11)$$

Аналогично:

$$v_y(t) = v_\perp \cos(\Omega_c t + \theta_0) \quad (4.12)$$

Таким образом определяем, что

$$\tan(\theta_0) = v_x(0)/v_y(0) \quad (4.13)$$

Что позволяет переписать кинематические уравнения через координаты центра спирали (X_0, Y_0) :

$$x(t) = -\frac{v_\perp}{\Omega_c} \cos(\Omega_c t + \theta_0) + X_0 \quad (4.14)$$

$$y(t) = \frac{v_\perp}{\Omega_c} \sin(\Omega_c t + \theta_0) + Y_0 \quad (4.15)$$

$$z(t) = v_\parallel t + z_0 \quad (4.16)$$

Если в момент времени $t = 0$ координаты частицы (x_0, y_0, z_0) , то координаты центра спирали выражаются:

$$X_0 = \frac{v_\perp}{\Omega_c} \cos(\theta_0) + x_0 \quad (4.17)$$

$$Y_0 = -\frac{v_\perp}{\Omega_c} \sin(\theta_0) + y_0 \quad (4.18)$$

Поэтому при движении по спирали координаты удовлетворяют:

$$(x - X_0)^2 + (y - Y_0)^2 = R_c^2 = \left(\frac{v_\perp}{\Omega_c}\right)^2 \quad (4.19)$$

Выше приведен вывод стандартных формул, определяющих поведение частицы в магнитном поле \mathbf{B} . Введем обозначения для электрона (e) так и для иона (A):

$$R_t = v_t/\omega_A \quad \omega_A = \frac{e\mathbf{B}}{m_A}$$

Теперь запишем совместно кинематические уравнения в виде более удобном для численной симуляции:

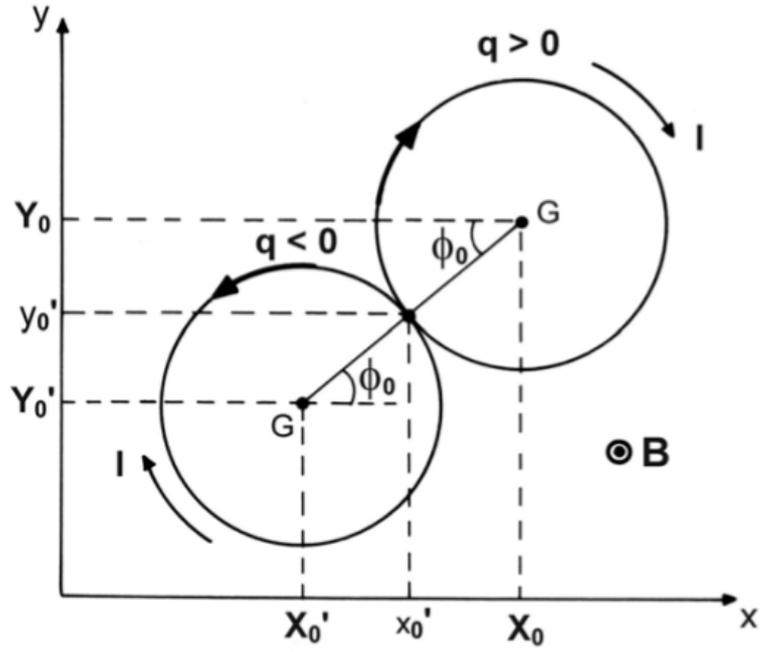


Рисунок 4.1: Круговые траектории заряженных частиц в однородном магнитном поле.

$$\begin{aligned}
 x_A &= -R_t \cos(\omega_A \delta t_A + \theta_A) + R_t \cos \theta_A + x_0 \\
 y_A &= R_t \sin(\omega_A \delta t_A + \theta_A) - R_t \sin \theta_A + y_0 \\
 z_A &= R_l \delta \phi + z_0 = v_z \delta t + z_0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 x_e &= -R_t^e \cos(\omega_e \delta t_e + \theta_e) + R_t \cos \theta_e + x_0 \\
 y_e &= R_t^e \sin(\omega_e \delta t_e + \theta_e) - R_t \sin \theta_e + y_0 \\
 z_e &= R_l^e \delta \phi_e + z_0 = v_z \delta t_e + z_0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \delta x &= 2R_t \sin\left(\frac{\omega_A}{2} \delta t_A + \theta_A\right) \sin\left(\frac{\omega_A}{2} \delta t_A\right) \\
 \delta y &= 2R_t \cos\left(\frac{\omega_A}{2} \delta t_A + \theta_A\right) \sin\left(\frac{\omega_A}{2} \delta t_A\right)
 \end{aligned}$$

$$d^2 = \delta^2 x + \delta^2 y = 4R_t^2 \sin^2\left(\frac{\omega_A}{2} \delta t_A\right) \quad (4.20)$$

$$\frac{d}{2R_t} = \pm \sin\left(\frac{\omega_A}{2} \delta t_A\right)$$

Из формы траектории, где ϕ - угол, под которым из центра вращения виден d , находим:

$$\frac{d}{2R_t} = \sin \frac{\phi}{2}$$

$$\frac{\phi}{2} = \pm \frac{\omega_A}{2} \delta t_A \text{ mod } (2\pi)$$

Поскольку измеряемыми являются только конечные координаты и время прихода на детектор частиц, то выразим через них задействованные переменные:

$$d = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2} \quad (4.21)$$

$$R_l = \frac{z_2 - z_1}{\phi_2 - \phi_1} \quad (4.22)$$

$$R_t = \frac{1}{2} \frac{d}{\sin \frac{\delta\phi}{2}} \quad (4.23)$$

$$\frac{x_2 - x_1}{y_2 - y_1} = \operatorname{tg} \left(\frac{\delta\phi}{2} + \theta_0 \right) \quad (4.24)$$

$$\theta_0 = \arctan \left(\frac{x_2 - x_1}{y_2 - y_1} \right) \quad (4.25)$$

Уравнение 4.23 внутри программы реконструкции решается численно.

Реконструкция инвариантной массы при β -распадах по регистрации заряженных продуктов реакции подразумевает определение значений импульса и энергии электрона и иона при разлете из точки. Известными данными являются координаты $((x_e, y_e, z_e), (x_I, y_I, z_I))$ и время (t_e, t_I) прихода частиц на детектор.

$$t_e = t_0 + \Delta t_e \quad t_I = t_0 + \Delta t_I$$

t_0 - момент распада, $\Delta t_e, \Delta t_I$ - время пролета электрона и иона. По оси z , направленной вдоль оси детекторной камеры, проекции скоростей частиц сохраняются. Также всегда известна суммарная длина пролета частиц вдоль оси z , которая равна длине детекторной камеры:

$$z_I(t_I) - z_e(t_e) = L$$

Взаимодействия с магнитным полем в энергетических единицах запишется:

$$\sqrt{R_{t_I}^2 + R_{l_I}^2} = 3.3 \frac{|p_I|}{B}$$

$$\sqrt{R_{t_e}^2 + R_{l_e}^2} = 3.3 \frac{|p_e|}{B}$$

Также при решении системы явно используется нерелятивистский характер движения иона: $\omega_I = eB/m_I$. Для того, чтобы корректно восстановить кинематику электрона в случае актив требуется явное учтивание γ -фактора, что приводит к необходимости знания времени распада t_0 . Отказ от знания t_0 приводит к варианту решения, когда $t_0 \equiv t_e$ для кинематических уравнений иона, что приводит к содержательному результату только в случае существенного уменьшением области координат, для которой возможна реконструкция.

В следующем параграфе приведем результаты, полученные для реконструкции событий при характерном размере активной зоны $d \sim 3mm$, считая t_0 известным. После чего приведем результаты моделирования в случае неоднородного магнитного поля, где и обсудим вопрос о возможности восстановления без независимой информации о t_0 .

4.1 Результаты моделирования

В идеальном эксперименте при нулевой температуре, отсутствии неточностей в определении координат и без учета поправок, связанных с вылетом радиационных фотонов, график масс представляет собой две δ -функции, соответствующие массе активного нейтрино $m_{\nu_{active}} \simeq 0$ и массе стерильного нейтрино m_ν . При ненулевой температуре для большей части графика инвариантной массы температурное размытие является основным. Которое приводит, как на графике 4.2, к характерному распределению (негауссовость графика m^2 объясняется учетом радиационной поправки). Извлекая корень из графика для m_ν^2 , получаем график для m_ν :

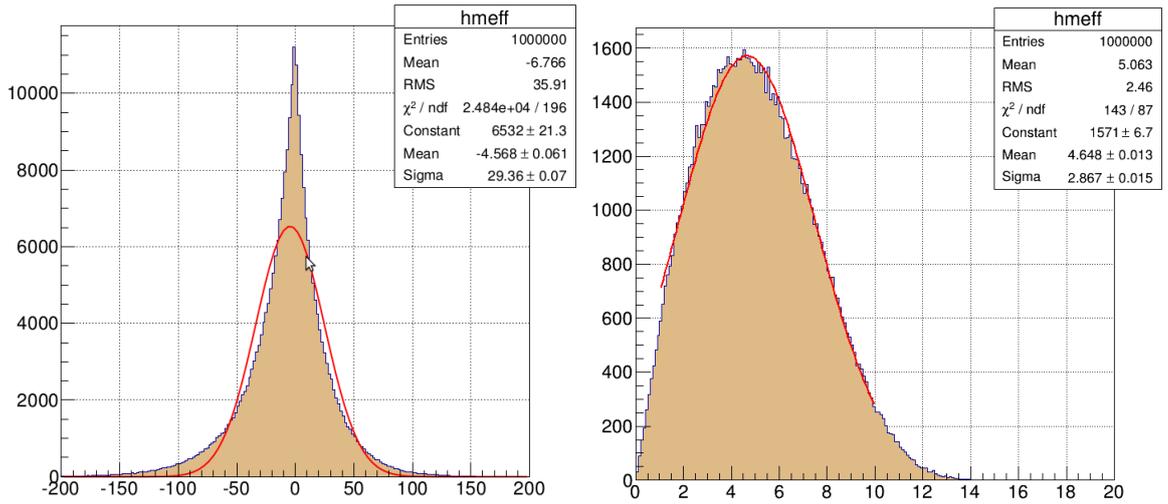


Рисунок 4.2: Графики инвариантной массы m_ν^2 и m_ν в случае отсутствия стерильной компоненты. Третьевой эксперимент. $T = 21K$.

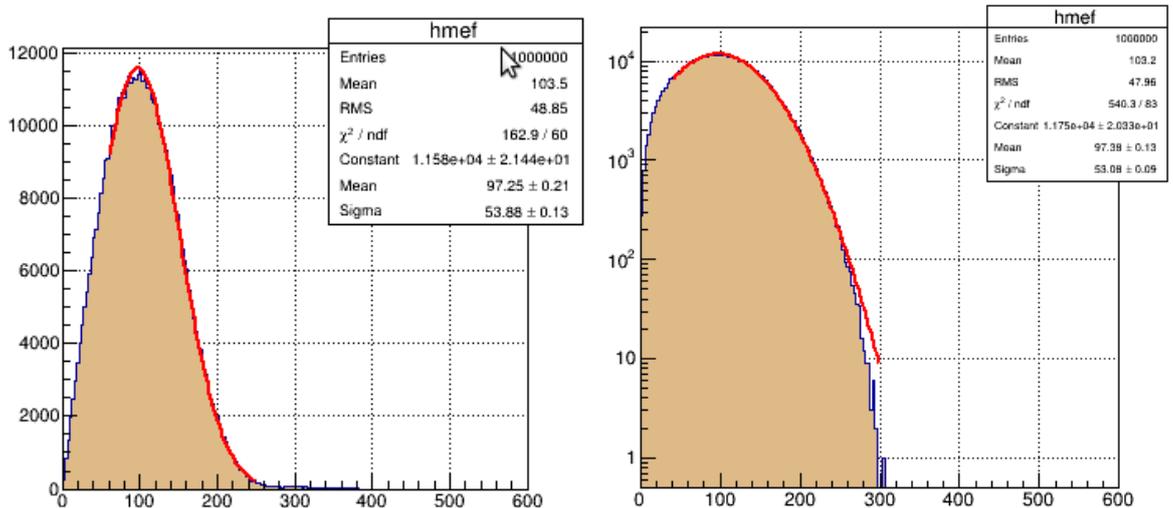


Рисунок 4.3: Графики инвариантной массы m_ν в линейном и логарифмическом масштабе для случае отсутствия стерильной компоненты. Эксперимент с аргонем-37. $T = 80K$.

Данный график для поиска стерильного нейтрино является фоновым. Существование нового массивного состояния определяется по наличию второго пика распределения, как можно видеть на графике 4.4.

Основным результатом моделируемого эксперимента является определение области значения параметров (массы стерильного нейтрино и угла смешивания), которые могут

быть наблюдаемы в β -распадном эксперименте с использованием газового источника. Задача обнаружения пика сводится к набору статистики сигнальных событий в количестве превышающих флуктуации фона. Нелинейный вид бэкграунда приводит к необходимости дифференцированного анализа данных в зависимости от массы стерильного нейтрино. Упрощенно можно выделить три области: вблизи пика (правее значения массы, эффективно соответствующей максимуму, $\leq 2\sigma$); средняя часть графика ($2\sigma \leq m_\nu \leq 3,5\sigma$); "хвост" графика ($m_\nu \geq 3,5\sigma$).

В первом случае число событий в пике должно существенно превышать $\frac{1}{\sqrt{N}}$ в $\kappa \sim 100$ раз, что по результатам реконструкции для углов смешивания $U^2 \leq 10^{-3}$ невозможно. Таким образом, эта область не может быть исследована предложенным методом. Во втором случае для обнаружения эффекта достаточно набрать порядка $\frac{\kappa}{\sqrt{N}} \sim \frac{5}{\sqrt{N}}$.

На "хвосте" распределения ($\kappa \ll 1$) роль теплового размытия становится несущественной, тогда как решающим являются радиационный вклад и неточности в определении координат.

Так для тритиевого эксперимента максимум фонового распределения получается смещенным относительно нуля на величину $\simeq 4,8$ кэВ. Величина стандартного отклонения составляет $\sigma \simeq 2,7$ кэВ, при температуре $T = 21K$. Для эксперимента с аргоном: максимум бэкграунда смещен $\simeq 110$ кэВ, величина стандартного отклонения составляет $\sigma \simeq 53$ кэВ, при температуре $T = 80K$.

Моделирование статистики для 10^{12} событий без использования вычислительного кластера является проблематичным. Поэтому большинство иллюстрирующих примеров для единообразия приводятся для 10^6 событий, после чего качественный вывод экстраполируется для 10^{12} .

Более детализированную оценку чувствительности эксперимента можно видеть на графиках 4.5, 4.7. Так из графика 4.5 видно, что нейтрино с массами в диапазоне $m_\nu \sim 14 - 18,6$ кэВ обнаруживаемы при угле смешивания $U^2 = 10^{-3}$. Что при статистике $N_{events} = 10^{12}$ соответствует $U^2 = 10^{-6}$. Аналогично для эксперимента с аргоном эффект обнаруживаем на том же уровне значений при $m_\nu \geq 300$.

К полученным данным для малых углов смешивания ($U^2 \leq 10^{-9}$) надо относиться как к указанию на то, что точное определение параметров при больших значениях масс требует явного учета эффектов, связанных с возможностью детекторов и геометрии установки в целом. Поэтому можно только сказать, что возможно обнаружение углов смешивания не хуже $U^2 = 10^{-9}$ для масс $m_\nu \geq 15,5$ кэВ в тритиевом эксперименте и $m_\nu \geq 500$ кэВ в аргоновом соответственно. Учет вышеуказанных эффектов в реальном эксперименте может привести к незначительному смещению кривой чувствительности вправо. Но общий вывод о достижимости углов смешивания $10^{-6} \leq U^2 \leq 10^{-9}$ это не меняет.

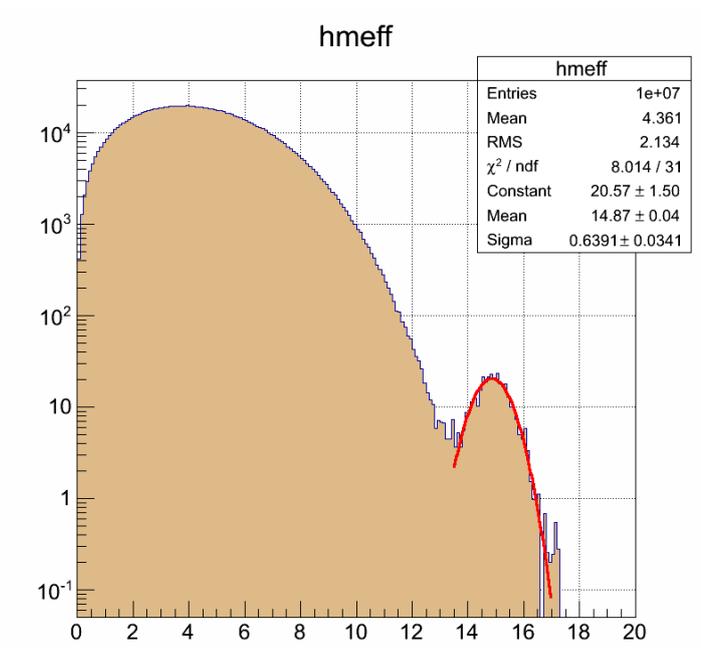


Рисунок 4.4: График восстановления инвариантной массы, для стерильного нейтрино в моделируемом тритиевом эксперименте с массой $m_\nu = 15$ кэВ, углом смешивания $U^2 = 10^{-4}$ при температуре $T = 21\text{K}$.

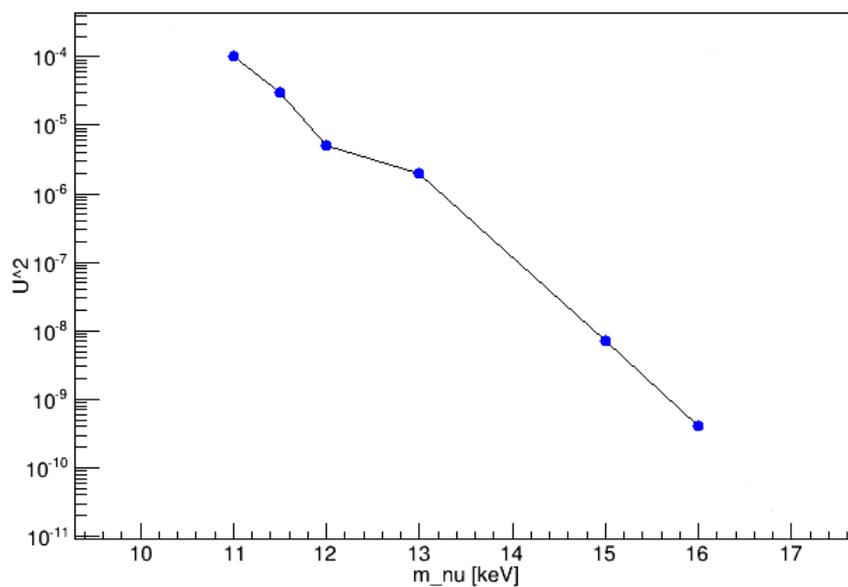


Рисунок 4.5: График зависимости эффективного угла смешивания U^2 от инвариантной массы нейтрино m_ν в эксперименте с тритием в пересчете на число событий $N_{\text{events}} = 10^{12}$ при температуре $T = 21\text{K}$.

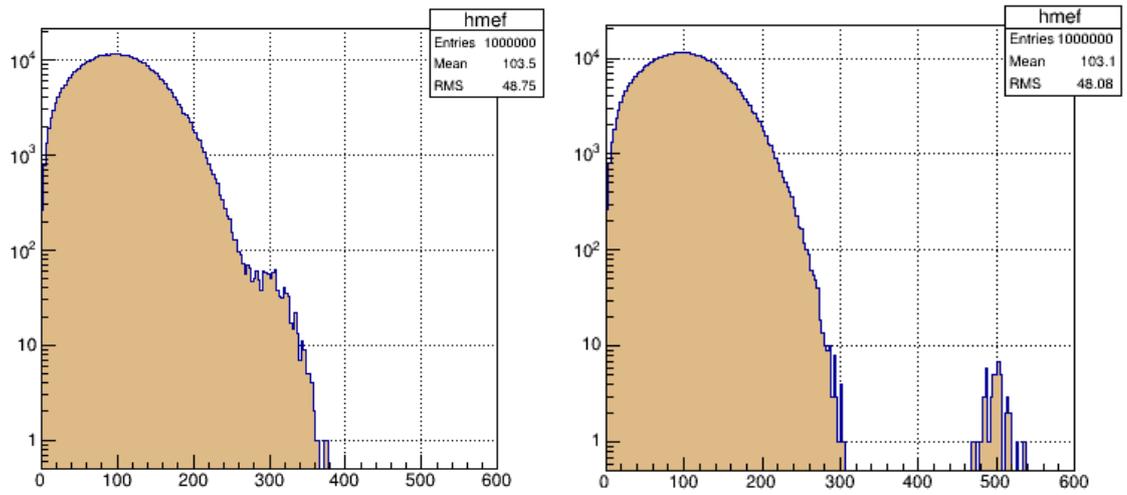


Рисунок 4.6: График восстановления инвариантной массы в эксперименте с аргоном. Слева: $m_\nu = 300$ кэВ при угле смешивания $U^2 = 10^{-3}$; справа: $m_\nu = 500$ кэВ при угле смешивания $U^2 = 10^{-5}$ при температуре $T = 80K$.

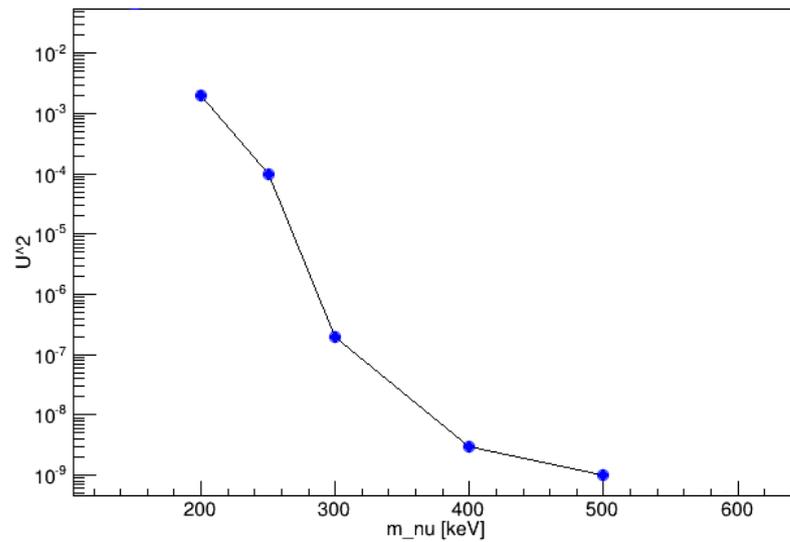


Рисунок 4.7: График зависимости эффективного угла смешивания U^2 от инвариантной массы нейтрино m_ν в эксперименте с аргоном-37 в пересчете на число событий $N_{events} = 10^{12}$ при температуре $T = 80K$.

4.2 Десорбция

Температурное размытие является определяющим для большей части спектра масс стерильного нейтрино. Возникает идея организовать газовый источник таким образом, чтобы сохранить свободное истечение газа в объеме активной зоны, но при этом температура газа будет существенно ниже температуры конденсации. Перспективным представляется вариант использования лазерной десорбции специально замороженного газа (аргона или трития). На специально охлаждаемую подложку намораживается $\sim 10^2 - 10^3$ слоев радиоактивного газа. В ходе эксперимента лазер сканирует подложку, создавая в фокусе напряженность электромагнитного поля, достаточную для выхода атомов радиоактивного вещества в вакуумизированную от остальных газов активную зону. В зависимости от исследуемого диапазона масс нейтрино можно намораживать как вышеописанные тритий и аргон-37, так и радиоактивные вещества, в обычных условиях не газообразных, например Be^7 . Но этот вопрос требует подробного изучения. Выбор температуры замораживания газа должен подбираться из конкретных задач и возможностей эксперимента. Так охладить замороженный аргон ниже гелиевых температур может быть нерационально. В то время как тритий (для обнаружения масс нейтрино $m_\nu \leq 5$ кэВ) имеет смысл охладить до десятых кельвина.

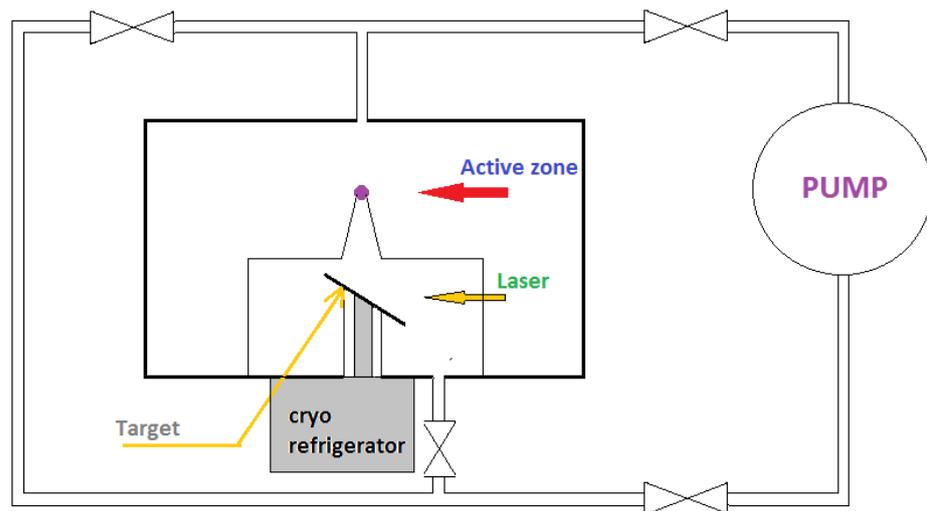


Рисунок 4.8: Схема эксперимента с десорбционным газовым источником

В случае реализации десорбционного газового источника можно ожидать следующих показателей чувствительности, как показано на графике 4.10. Значения углов смешивания $U^2 \leq 10^{-9}$ являются превышением точности, обусловленное неточностью детектирования.

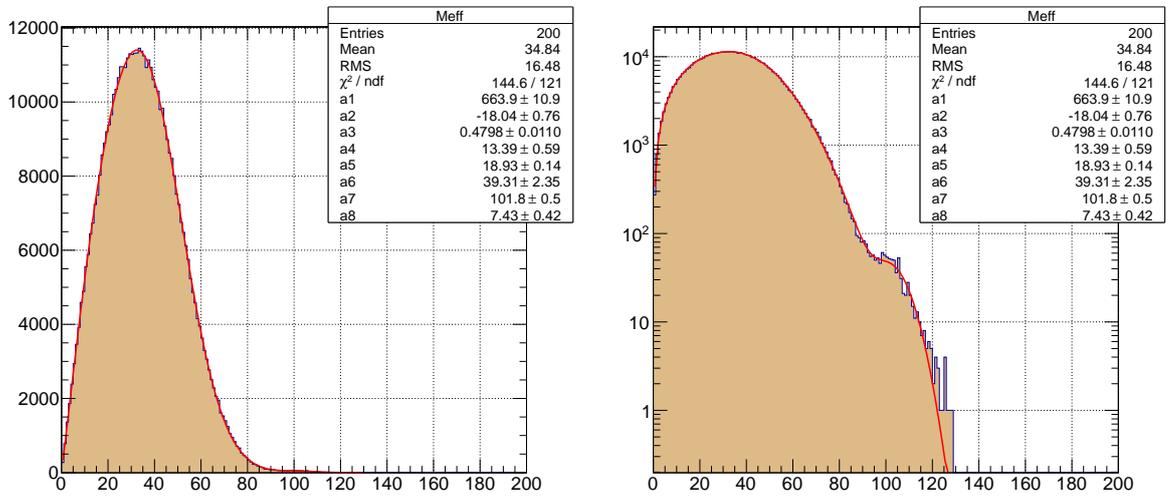


Рисунок 4.9: График восстановления инвариантной массы в линейных и логарифмических координатах для эксперимента с аргоном. $m_{\nu} = 100$ кэВ. $T = 1K$

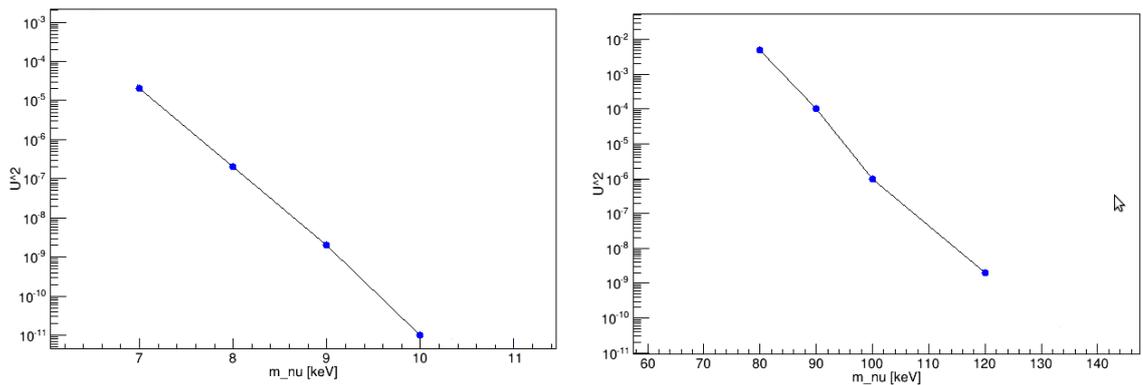


Рисунок 4.10: Графики зависимости угла смешивания от массы нейтрино в эксперименте с тритием и аргоном при температуре $T = 1K$. При пересчете на $N_{events} = 10^{12}$ событий.

4.3 Моделирование в неоднородном поле

Сначала разыгрывались траектории частиц с тем, чтобы определить наиболее вероятные и наиболее проблемные (когда одним и тем же стартовой и конечной точке соответствуют разные траектории). Характерный результат можно видеть на графике 4.11.

Проверялось предположение, что можно численно восстановить полную кинематическую информацию без априорно известного значения момента распада. Для этого численно решалась методом Рунге-Кутты система уравнений движения частиц в линейно спадающем магнитном поле.

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{p}_e}{dt} &= \mathbf{F}_e = -q(\mathbf{E} + \vec{v}_e \times \mathbf{B}) \\ \frac{d\vec{p}_I}{dt} &= \mathbf{F}_I = q(\mathbf{E} + \vec{v}_I \times \mathbf{B})\end{aligned}$$

Расчеты производились в предположении, что объем детектирующей камеры установки $V_{camera} \sim 1$ литра, расстояние от активной зоны до детектора электронов вдоль оси камеры $L_e = 10$ см, до детектора ионов $L_I = 5$. Радиус электронного и ионного детекторов, расположенных на торцах камеры, выбирался $r_{detector} = 5$ см.

Следующим этапом был анализ того, насколько сильно можно менять начальные условия, чтобы не исказить соответствие траектории и финальной точки. При этом пришлось отказаться от учета частиц вылетающих в углы от 0 до 20° и от 70° до 90° к оси z . Что технически может быть реализовано при помощи коллиматоров. Результаты розыгрыша событий можно видеть на графиках 4.12, 4.13.

По итогам численной симуляции был сделан вывод, что решение системы устойчиво только при характерных просторанственных масштабах активной зоны $d_{zone} \preceq 1$ мм; при $d_{zone} \sim 3$ мм для достижения заявленной точности моделируемого эксперимента требуется независимая информация о времени β -распада, что может быть получено детектированием радиационных фотонов и/или оже-электронов. Также корректное применение предложенного метода накладывает серьезное ограничение на геометрию установки и требует решение задачи оптимизации электрического и магнитного полей внутри детекторной камеры, что выходит за рамки данной работы.

Численное моделирование эксперимента и реконструкция событий проводились на базе пакета объектно-ориентированных программ и библиотек ROOT 5.34/09, разработанной в Европейском центре ядерных исследований (CERN). Использовались стандартные средства хранения, обработки данных и инструменты статистического анализа.

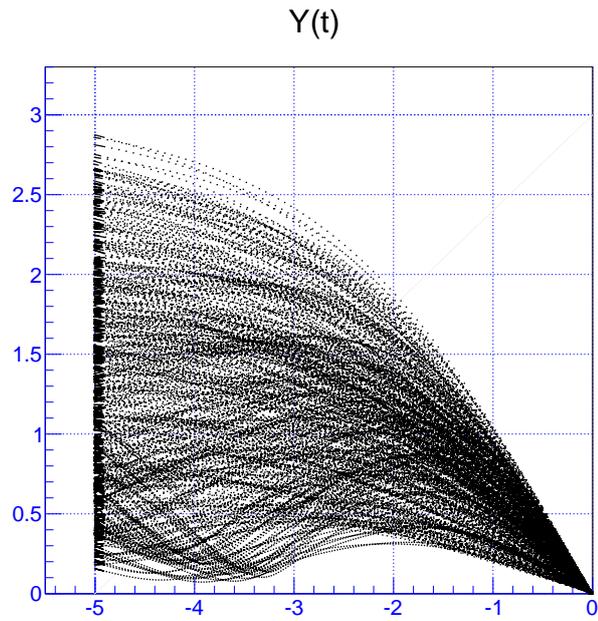


Рисунок 4.11: Розыгрыш траекторий иона в плоскости zy

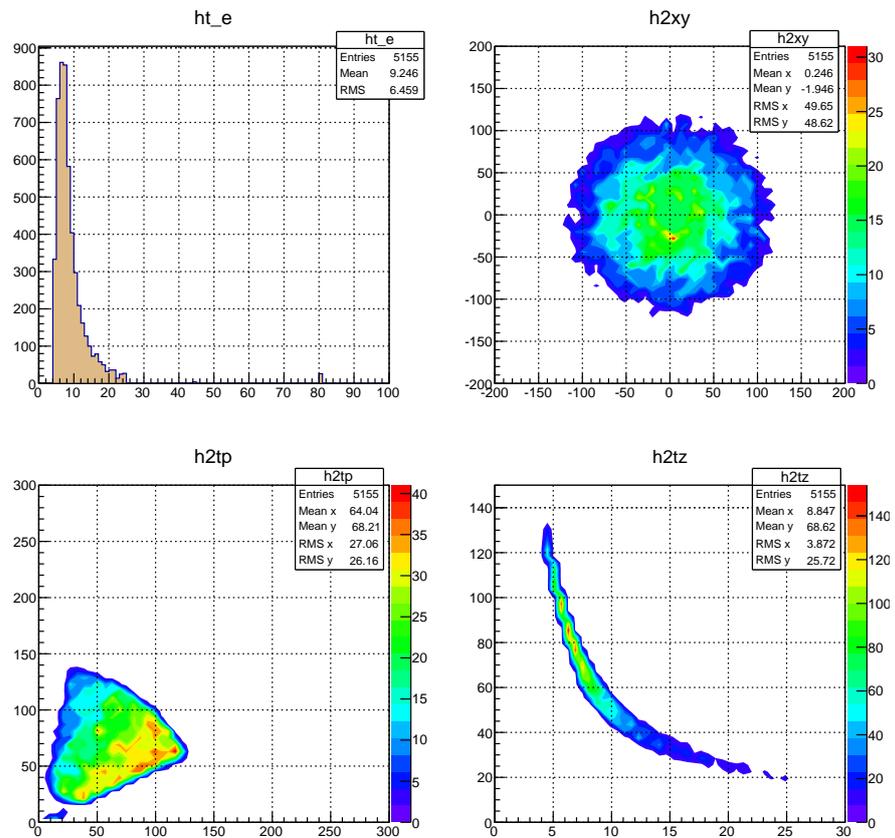


Рисунок 4.12: Параметры разлета иона: время пролета в мкс, профиль в плоскости детектирования, профиль проекции импульса в плоскости xy , зависимость проекции импульса на ось z от времени.

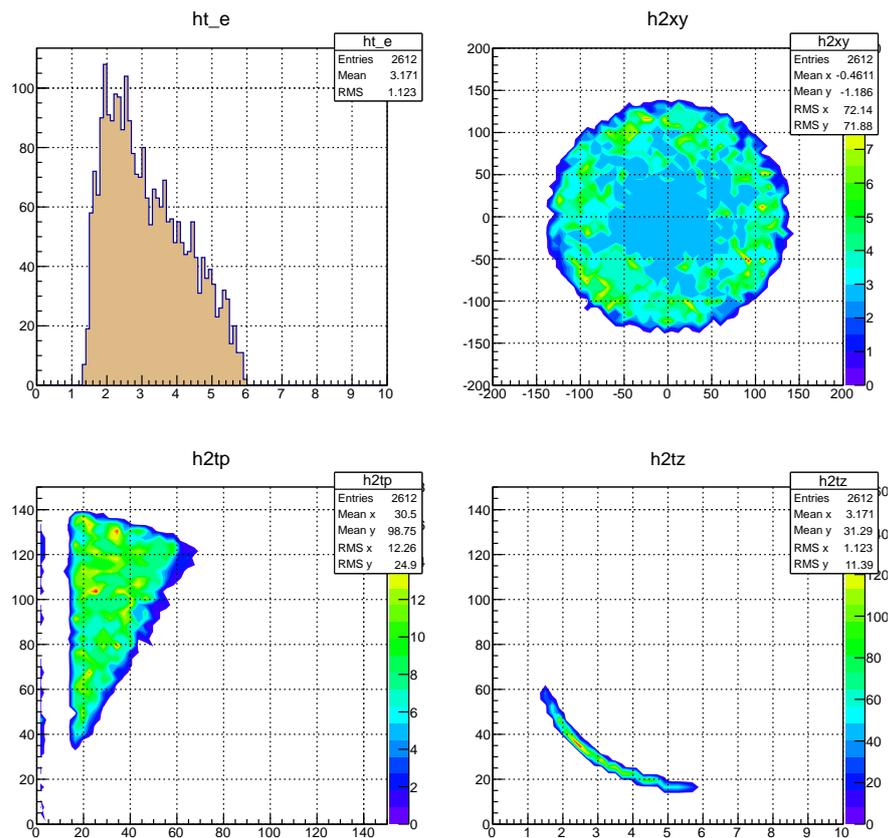


Рисунок 4.13: Параметры разлета электрона: время пролета в пкс, профиль в плоскости детектирования, профиль проекции импульса в плоскости xy , зависимость проекции импульса на ось z от времени.

Глава 5

Заключение

Итогом проделанной работы является:

- Продемонстрирована актуальность поиска новых экспериментальных подходов для обнаружения стерильных нейтрино
- Предложение газового источника со свободным истечением газа в объеме активной зоны
- Моделирование и реконструкция событий β -распада
- Показано, что экспериментальное достижение квадрата угла смешивания лучше чем 10^{-6} возможно для масс нейтрино $14 \leq m_\nu \leq 18,5$ кэВ в тритиевом эксперименте; и для $200 \leq m_\nu \leq 800$ кэВ
- Показана роль температурного фактора для возможности обнаружения примеси стерильного нейтрино. Предложена идея использования явления десорбции для уменьшения этого эффекта

Для реализации предложенной идеи требуется продолжение исследований. В первую очередь оптимизация геометрии моделируемой установки, а также подбор электромагнитных полей внутри нее. Требуется уточнить уровень радиационных эффектов и неточностей восстановления координат для области масс в "хвосте" спектра.

Автор искренне благодарит научного руководителя Р.М. Джилкибава за полезное обсуждение и рецензента А.А. Нозика за ценные замечания.

Список рисунков

2.1	Сравнение результатов LSND и MiniBooNE	6
2.2	Схема эксперимента MINOS.	6
2.3	График чувствительности массы от угла смешивания θ_{24} . Представлены результаты для нейтринной (верхний) и антинейтринной (нижней) компоненты. Зеленым обозначена область, в которой исключены исчезновению ν_μ , синим - область, в которой исключены исчезновения частиц через нейтральные токи.	7
2.4	Схема установки Троицк ν -масс.	8
2.5	Схема анализа данных на установке Троицк ν -масс.	8
2.6	Схема установки KATRIN	9
2.7	Современные экспериментальные результаты	10
3.1	Схема экспериментальной установки.	11
3.2	Схема перестройки уровней Ar: для оже-электрона с L-оболочки а), двойной Оже-эффект в); и излучения гамма-кванта б)	15
3.3	Зависимость вероятности вылета оже-электрона и радиационного гамма-кванта от зарядового номера ядра	16
3.4	Распределение зарядов ионов Cl^{37} , получившихся при K -захвате в Ar^{37}	17
3.5	Зависимость выхода электронов от мощности лазерного излучения на примере K^+ . [18]	19
4.1	Круговые траектории заряженных частиц в однородном магнитном поле.	22
4.2	Графики инвариантной массы m_ν^2 и m_ν в случае отсутствия стерильной компоненты. Тритиевый эксперимент. $T = 21K$	24
4.3	Графики инвариантной массы m_ν в линейном и логарифмическом масштабе для случае отсутствия стерильной компоненты. Эксперимент с аргоном-37. $T = 80K$	24
4.4	График восстановления инвариантной массы, для стерильного нейтрино в моделируемом тритиевом эксперименте с массой $m_\nu = 15$ кэВ, углом смешивания $U^2 = 10^{-4}$ при температуре $T = 21K$	26
4.5	График зависимости эффективного угла смешивания U^2 от инвариантной массы нейтрино m_ν в эксперименте с тритием в пересчете на число событий $N_{events} = 10^{12}$ при температуре $T = 21K$	26
4.6	График восстановления инвариантной массы в эксперименте с аргоном. Слева: $m_\nu = 300$ кэВ при угле смешивания $U^2 = 10^{-3}$; справа: $m_\nu = 500$ кэВ при угле смешивания $U^2 = 10^{-5}$ при температуре $T = 80K$	27
4.7	График зависимости эффективного угла смешивания U^2 от инвариантной массы нейтрино m_ν в эксперименте с аргоном-37 в пересчете на число событий $N_{events} = 10^{12}$ при температуре $T = 80K$	27
4.8	Схема эксперимента с десорбционным газовым источником	28
4.9	График восстановления инвариантной массы в линейных и логарифмических координатах для эксперимента с аргоном. $m_\nu = 100$ кэВ. $T = 1K$	29

4.10	Графики зависимости угла смешивания от массы нейтрино в эксперименте с тритием и аргоном при температуре $T = 1K$. При пересчете на $N_{events} = 10^{12}$ событий.	29
4.11	Розыгрыш траекторий иона в плоскости zy	31
4.12	Параметры разлета иона: время пролета в мкс, профиль в плоскости детектирования, профиль проекции импульса в плоскости xu , зависимость проекции импульса на ось z от времени.	31
4.13	Параметры разлета электрона: время пролета в пкс, профиль в плоскости детектирования, профиль проекции импульса в плоскости xu , зависимость проекции импульса на ось z от времени.	32

Литература

- [1] Куденко Ю Г "Исследование нейтринных осцилляций в ускорительных экспериментах с длинной базой" УФН 181 569–594 (2011).
- [2] Michael D G et al. (MINOS Collab.) Phys. Rev. Lett. 97 191801
- [3] K. N. Abazjiana et al., Light Sterile Neutrinos: A White Paper ; arXiv:1204.5379v1 [hep-ph].
- [4] G. Tzanakos, M. Bishai, M. Diwan et al., MINOS+ A Proposal to FNAL to run MINOS with the medium energy NuMI beam; arXiv:1404.2521.
- [5] Justin Evans for the MINOS collaboration, The MINOS experiment: results and prospects; arXiv:1307.0721.
- [6] V. N. Aseev, A. I. Belevsev et al., An upper limit on electron antineutrino mass from Troitsk experiment; arXiv:1108.5034.
- [7] K. N. Abazjiana et al., Light Sterile Neutrinos: A White Paper ; arXiv:1204.5379v1 [hep-ph].
- [8] C. Giunti, Phenomenology of Sterile Neutrinos; arXiv:1110.3914
- [9] Laurent Canetti, Marco Drewes, Tibor Frossard, Mikhail Shaposhnikov, "Dark Matter, Baryogenesis and Neutrino Oscillations from Right Handed Neutrinos; arxiv:1208.4607 [hep-ph].
- [10] Kyle Allison, Dark matter, singlet extensions of the nuMSM, and symmetries; arxiv:1210.6852.
- [11] Laurent Canetti, Mikhail Shaposhnikov, Baryon Asymmetry of the Universe in the ν MSM; arXiv:1006.0133.
- [12] Casey R. Watson, Zhiyuan Li, Nicholas K. Polley, Constraining Sterile Neutrino Warm Dark Matter with Chandra Observations of the Andromeda Galaxy; arXiv:1111.4217.
- [13] Takehiko Asaka, Steve Blanchet and Mikhail Shaposhnikov, The ν MSM, Dark Matter and Neutrino Masses; arXiv:hep-ph/0503065.
- [14] Alexey Boyarsky, Oleg Ruchayskiy and Mikhail Shaposhnikov, The Role of Sterile Neutrinos in Cosmology and Astrophysics; arXiv:09010011.
- [15] Alexey Boyarsky, Julien Lesgourgues, Oleg Ruchayskiy, Matteo Viel, Realistic sterile neutrino dark matter with keV mass does not contradict cosmological bounds; arXiv:0812.3256.
- [16] M. Shaposhnikov , I. Tkachev Phys. Lett. B 639 414 (2006); hep-ph/0604236

- [17] Arthur H. Snell and Frances Pleasonton, Spectrometry of the Neutrino Recoils of Argon-37; PhysRef:100.1396.
- [18] Н.Б. Делоне, В.Г. Крайнов, Туннельная и надбарьерная ионизация атомов и ионов в поле лазерного излучения; УФН, том 168, №5.
- [19] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, 2001.