

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

На правах рукописи

Текуева Джамиля Ануаровна

Поиск 2К-захвата ^{124}Xe

01.04.16. – физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
к.ф.-м.н. Гангапшев А.М.

Москва 2019г.

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Виды и характеристики 2β -распада.....	11
1.1 $2\beta(2\nu)$ -распад	11
1.2 $2\beta(0\nu)$ -распад	14
1.3 $2e$ -захват ^{124}Xe	17
Глава 2. Обзор экспериментов по поиску 2β -распада.....	21
2.1 ECHO.....	21
2.2 NEMO 3	24
2.3 Поиск $2K$ -захвата ^{78}Kr и 2β -распада ^{136}Xe с помощью пропорциональных счетчиков	28
2.4 XMASS-I	34
2.5 GERDA.....	36
2.6 SNO ⁺	39
2.7 KamLAND-Zen	41
2.8 AMoRE	44
2.9 XENON 1T	46
2.10 CUORE	49
Глава 3. Эксперимент по поиску $2K$ захвата ^{124}Xe	51
3.1 Теоретическое обоснование эксперимента	51
3.2 Экспериментальная установка.....	54
3.3 Калибровка ^{109}Cd	60

	3
3.4 Изучение фона МПС.....	67
3.5 Фон МПС обусловленный космогенными изотопами.....	69
3.5.1 Реакция $^{128}\text{Xe}(\mu,\gamma)^{127}\text{Xe}$	71
3.5.2 Реакция $^{126}\text{Xe}(n,\gamma)^{127}\text{Xe}$	73
3.6 Обработка экспериментальных данных.....	75
3.7 Методика эксперимента.....	78
3.8 Результаты измерений первого этапа.....	82
3.9 Результаты измерений второго этапа.....	85
Заключение.....	91
Список литературы.....	93

Введение

Впервые возможность существования двух нейтринного двойного бета распада ($2\beta(2\nu)$ -распада) была рассмотрена в работе Гепперт-Майер (Goerpert-Mayer M.) в 1935г [1]. Спустя два года в 1937 году Майорана (Majorana E.) теоретически показал, что если нейтрино и антинейтрино тождественны ($\nu \equiv \bar{\nu}$), то выводы теории β -распада не меняются [2]. В 1939 Фарри (W.H.Furry) [3] впервые рассмотрел процесс безнейтринного двойного бета распада ($2\beta(0\nu)$ -распада), когда превращение ядра (A,Z) в $(A,Z+2)$ сопровождается испусканием только двух электронов. В этом случае процесс идет в два этапа:

1. исходное ядро (A,Z) , испуская один электрон, переходит в виртуальное промежуточное состояние с испусканием виртуального антинейтрино ($\bar{\nu}$);
2. это виртуальное $\bar{\nu}$ уже в качестве ν (поскольку $\nu \equiv \bar{\nu}$) поглощается промежуточным ядром с последующим испусканием второго электрона.

Косвенное существование $2\beta(2\nu)$ -распада было подтверждено в 1950г Ингрэм (Inghram M.G) и Рейнольдс (Reynolds J.H.) геохимическим методом, который заключался в анализе относительной концентрации изотопов ^{130}Xe в порциях ксенона атмосферного происхождения и порциях ксенона извлеченного из руды теллурида висмута (Bi_2Te_3), возраст которой составлял 1.5 ± 0.5 млрд. лет. В результате анализа полученных данных период полураспада ^{130}Te был оценен на уровне $T_{1/2}(2\beta) = 1.4 \times 10^{21}$ лет [4]. Это значение было выше чувствительности прямых экспериментов на тот момент. Успешная регистрация $2\beta(2\nu)$ -распада ^{130}Te в прямом эксперименте была выполнена в 1993г. с помощью масспектрометра. Измеренный период полураспада для 2ν -моды составил $T_{1/2} = (2.7 \pm 0.1) \times 10^{21}$ лет [5]. Это был не первый эксперимент, в котором был зарегистрирован $2\beta(2\nu)$ -распад.

Первая прямая регистрация $2\beta(2\nu)$ -распада была выполнена в эксперименте М. Моу (M.K. Moe) в 1987 году, в котором для поиска $2\beta(2\nu)$ -

распада ^{82}Se в качестве детектора использовалась время-проекционная камера (ВПК). Период полураспада относительно искомого процесса по результатам эксперимента для ^{82}Se составил $T_{1/2}=1.1_{-0.3}^{+0.8}\times 10^{20}$ лет при 68% уровне достоверности (у.д.) [6].

Актуальность и степень разработанности темы исследования. Несмотря на то, что с первой регистрации двойного бета распада прошло более 30 лет, эксперименты по поиску 2β -распада остаются актуальными и в настоящее время. Наибольший интерес представляет поиск $2\beta(0\nu)$ -распада, так как существование этого процесса подтвердит Майорановскую природу нейтрино, т.е. тождественность нейтрино и антинейтрино. В стандартной модели элементарных частиц нейтрино является Дираковской частицей, нейтрино и антинейтрино не тождественны. Масштаб экспериментов по поиску 2β -распада за последние 20 лет существенно вырос и в настоящее время большинство таких экспериментов проводятся в рамках международных коллабораций.

В настоящее время наибольшее внимание уделено поиску $2\beta(0\nu)$ -распада, но экспериментальное измерение вероятности $2\beta(2\nu)$ -распада изотопов для которых это еще не измерено не теряет актуальность, так как позволяет провести прямую проверку различных моделей ядерной структуры и следовательно улучшить точность расчетов ядерных матричных элементов определяющих вероятность безнейтринной моды распада.

В отличие от $2\beta(2\nu)$ -распада, который зарегистрирован для более, чем десяти изотопов (^{136}Xe , ^{76}Ge , ^{78}Kr , ^{130}Te , ^{116}Cd , ^{48}Ca , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{150}Nd , ^{82}Se , ^{128}Te , ^{238}U) [7], двойной электронный захват (2e-захват) в прямых экспериментальных исследованиях до 2019 г. обнаружен только для одного изотопа – ^{78}Kr , в данном случае речь идет о 2К-захвате. Измеренный период полураспада ^{78}Kr равен $T_{1/2}(2\beta(2\nu))=1.9_{-0.7}^{+1.3}\times 10^{22}$ лет. (90% у.д.) [8].

Теоретические расчеты для 2e-захвата в рамках различных моделей дают возможные значения периода полураспада ^{124}Xe относительно 2К-захвата в диапазоне $10^{21}\div 10^{23}$ лет [9], [10].

Экспериментальные пределы до 2019г находился на нижней границе этих значений, и только в этом году с помощью детектора XENON1T Dark Matter, при значении сигнала 4.4σ , был измерен период полураспада на уровне $T_{1/2}(2\nu\text{ESEC})=(1.8\pm 0.5\text{стат}\pm 0.1\text{сис})\times 10^{22}$ лет [11].

На данный момент в коллаборации XMASS провели поиск одновременного захвата двух электронов с К-оболочки на ядрах ^{124}Xe и ^{126}Xe с испусканием двух нейтрино. За 800 дней измерений на установке XMASS-I, искомые процессы не были обнаружены, поэтому были установлены нижние пределы периодов полураспада на уровне 2.1×10^{22} и 1.9×10^{22} лет для ^{124}Xe и ^{126}Xe , соответственно, с уровнем достоверности 90% [12].

Цель и задачи диссертационной работы.

Целью диссертационной работы является:

- Поиск 2К-захвата ^{124}Xe с помощью медного пропорционального счетчика (МПС);
- Разработка методики разделения импульсов по параметру многоточечности и отбора событий имеющих уникальный набор признаков;

Работа проводится в филиале Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований Российской академии наук (БНО ИЯИ РАН).

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы.

В первой главе кратко представлены основы теории 2β -распада, в которой описаны $2\beta^+$ - и $2\beta^-$ -распад, электрон-позитронная конверсия ($e\beta^+$ -конверсия) и $2e$ -захват.

Во второй главе приводится краткий обзор экспериментов, проводящийся в данное время по поиску 2β -распада и последние результаты, полученные в этих экспериментах.

В третьей главе приводится описание экспериментальной установки по поиску 2К-захвата ^{124}Xe , а так же методика обработки сигналов полученных

с медного пропорционального счетчика высокого давления и экспериментальное измерение фона долгоживущих космогенных изотопов, которые могут давать вклад в фон в области поиска процесса.

В заключении подведены итоги работы, сформулированы результаты и основные выводы.

Диссертация состоит из введения, три главы, заключения и списка литературы, содержит 101 страниц текста, 50 рис., 6 табл., список цитируемой литературы из 89 названий.

Методология и методы исследования.

Экспериментальная установка расположена в низкофоновой лаборатории глубокого залегания на глубине 4900 м в.э. (НЛГЗ-4900), где поток мюонов космических лучей подавлен в 10^7 раз по сравнению с поверхностью. Экспериментальная установка представляет собой пропорциональный счетчик, окруженный низкофоновой защитой состоящей из 18 см меди, 15 см свинца и 8 см борированного полиэтилена. Для заполнения МПС используется образец ксенона, обогащенный до 21% по изотопу ^{124}Xe , что соответствует 58.6 г изотопа ^{124}Xe в рабочей области детектора.

Ксенон в данном случае является одновременно и источником, и рабочей средой детектора. Простота процесса очистки ксенона от электроотрицательных примесей позволяет проводить эту процедуру периодически в течение эксперимента. Характеристики детектора позволяют с достаточной вероятностью выделить из фона детектора сигналы от 2К-захвата ^{124}Xe ($2E_{\text{Kab}}=63.6$ кэВ). Использование в качестве детектирующей среды и исследуемого образца одного и того же материала позволяет существенно снизить фон, а используемая методика обработка сигналов многократно повышает отношение эффект/фон.

В результате искомой реакции $^{124}\text{Xe}(2e_{\text{к}}, 2\nu_e)^{124}\text{Te}$ с полной энергией перехода $Q_{2\beta}=2866$ кэВ образуется атом $^{124}\text{Te}^{**}$ с двумя вакансиями на К оболочке. Методика поиска этой реакции основана на том, что заполнение

двойной К-вакансий в дочернем атоме $^{124}\text{Te}^{**}$ в $\sim 73.4\%$ случаев сопровождается вылетом двух характеристических фотонов К-серии и оже электронов, с суммарным энерговыделением 63.6 кэВ. В случае, когда оба характеристических фотона поглощаются в рабочем объеме счетчика, то полное энерговыделение будет распределено в трех локальных областях (трех-точечное событие). Сигналы от таких событий, обладающих рядом особых характеристик, являются объектом исследования в данной работе.

Алгоритмы подавления шума и выбор необходимых сигналов для анализа выполнялись с использованием вейвлет-анализа [13]. При обработке импульсов использовался метод дискриминации событий по длине анодной нити путем сравнение амплитуд импульса и первого послеимпульса.

Положение выносимые на защиту. На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Разработана методика разделения сигналов с МПС, заполненного ксеноном, по уникальным признакам.

2. Проведены измерения с МПС заполненным ксеноном, обогащённым по изотопу ^{124}Xe :

На первом этапе эксперимента использовался образец ксенона объемом 12 л обогащенный по ^{124}Xe до 63.3% (44 г ^{124}Xe),

На втором этапе эксперимента используется (измерения продолжаются) образец Xe объемом 50 л, обогащённый по ^{124}Xe до 21% (58.6 г ^{124}Xe).

3. Получен новый (на момент опубликования результатов) предел на период полураспада ^{124}Xe относительно 2К-захвата на уровне:

$$T_{1/2} \geq 7.7 \times 10^{21} \text{ лет.}$$

4. Измерен фон МПС обусловленный космогенными изотопами. Проведены результаты измерений с целью исследования процессов образования изотопа ^{127}Xe по двум различным каналам:

- а) скалывание нейтрона мюоном из ядра ^{128}Xe ;
- б) захват нейтрона ядром ^{126}Xe .

Для первого канала получено ограничение на сечение реакции образования изотопа ^{127}Xe , на уровне $\sigma \leq 0.07 \times 10^{-24} \text{см}^2$ при 95% уровне достоверности. Для второго канала получено значение сечения реакции $\sigma = (2.74 \pm 0.4) \times 10^{-24} \text{см}^2$, которое в пределах ошибок совпадает со справочными данными [14].

Апробация результатов. Результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались на следующих конференциях и семинарах:

XI Баксанская молодёжная школа экспериментальной и теоретической физики «БМШ ЭТФ - 2010», Приэльбрусье, Кабардино-Балкария, 17-23 октября 2010 г.

XV International Baksan School "Particles and Cosmology-2011". Moscow, Shishkin Les, May 26 – June 2, 2011 y.

Сессия-конференция Секции ядерной физики Отделения физических наук Российской академии наук (СЯФ ОФН РАН), МИФИ Москва 17-21 ноября 2014 г

Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике, Государственный научный центр РФ – Институт теоретической и экспериментальной физики Национального исследовательского центра (ГНЦ РФ ИТЭФ НИЦ) «Курчатовский институт» г.Москва, 29ноября-01декабря 2016г

Международная сессия-конференция Секции ядерной физики Отделения физических наук Российской академии наук (ОФН РАН) "Физика фундаментальных взаимодействий", посвященная 50-летию Баксанской нейтринной обсерватории, 6-8 июня 2017 г. КБГУ г.Нальчик.

Также, доклады по теме диссертации были проведены на научных семинарах Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН.

Основные результаты диссертации опубликованы в 7 печатных работах, из них 5 в рецензируемых журналах: [15], [16], [17], [14], [18], [19], [20].

Часть работы выполнялась при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований РФФИ, грант № 16-32-00018.

Степень достоверности.

Все полученные данные не противоречат ни теоретическим, не другим экспериментальным данным.

Научная новизна. Все положения, выносимые на защиту, содержат новые или содержащие элементы новизны, следующие пункты:

1. Модернизирована низкофоновая установка для поиска 2К-захвата.
2. Разработана методика разделение импульсов по уникальным признакам.
3. Получен новый предел на период полураспада 2К-захвата ^{124}Xe .
4. Измерение сечения образования космогенных изотопов в образце Хе используемого в эксперименте.

Теоретическая и практическая значимость. Экспериментальное измерение вероятности двухнейтринной (2ν) моды распада позволяет провести прямую проверку различных моделей ядерной структуры и, следовательно, проверить правильность расчетов ядерных матричных элементов, определяющих вероятность безнейтринной (0ν) моды 2β -распада. В отличии от 2β -распада 2К-захват в прямых экспериментальных исследованиях до 2019 г. не был обнаружен. Имеется только указание на уровне 2.5σ в случае 2К(2ν)-моды распада в ^{78}Kr .

В процессе исследование была разработана методика очистки от шумов и разделение сигналов по уникальным признакам. Также разработан метод очистки газа от ^{85}Kr .

Личный вклад. Результаты изложение в диссертационной работе были выполнены при непосредственном участии автора. Работа автора в основном заключалась в обслуживании экспериментальной установки (калибровка, очистка газа, проведение измерений) и частично обработка данных.

Глава 1. Виды и характеристики 2β -распада

1.1 $2\beta(2\nu)$ -распад

2β -распад, как и любой β -распад является внутринуклонным процессом обусловленный слабым взаимодействием и возможен для четно-четных ядер, для которых обычный β -распад запрещен.

Определяется это следующим. Зависимость массы ядра от его заряда при фиксированном количестве нуклонов, в ядре вблизи своего минимума, достаточно хорошо описывается параболой. При этом, парабола для четно-четных (ч.-ч.) ядер будет располагаться ниже параболы соответствующей нечетно–нечетным (н.-н.) ядрам, схематически это показано на рис. 1.1. Обусловлено это тем, что силы спаривания между двумя протонами и двумя нейтронами приводят к увеличению энергии связи, что зафиксировано в формуле Вайцзеккера (1.1) [21]:

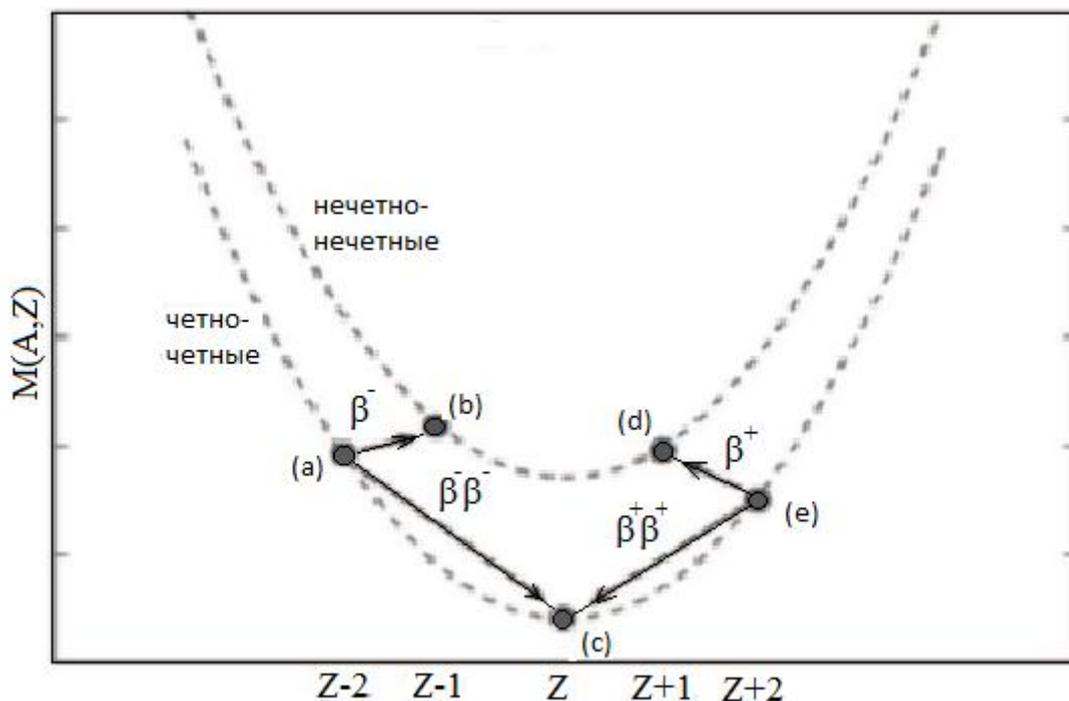


Рис. 1.1. Схематический вид зависимости массы ядер с заданным атомным номером от заряда ядра

$$W(Z, A) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \zeta A^{-3/4} \quad (1.1),$$

где $\alpha=15.6$ МэВ, $\beta=17.2$ МэВ, $\gamma=0.72$ МэВ, $\delta=23.6$ МэВ,

$\zeta=+34$ МэВ – для четно-четных ядер;

$\zeta=0$ – для нечетных ядер;

$\zeta=-34$ МэВ – для нечетно-нечетных ядер.

Согласно формуле (1.1), полная энергия связи ядра пропорциональна объемной энергии и соответствует произведению числа нуклонов A на коэффициент пропорциональности α . Далее возникают следующие поправки:

1. За счет поверхности ядра энергия связи уменьшается на величину $\beta A^{2/3}$, так как связи нуклонов вблизи поверхности ядра меньше, чем внутри.

2. Так же следует вычесть из полной энергии связи ядра кулоновскую энергию отталкивания протонов $\gamma Z(Z-1)/A^{1/3}$.

3. Полная энергия связи уменьшается за счет энергии симметрии $\delta(A-2Z)^2/A$, которая обусловлена принципом Паули (запрещает вплотную сближаться двум нуклонам одинакового сорта с одинаково ориентированными спинами). Вследствие чего взаимодействие нейтрона с протоном в ядре в среднем сильнее, чем взаимодействие между одинаковыми нуклонами, что также благоприятствует выравниванию числа нейтронов и протонов в ядре.

4. В атомных ядрах возникает дополнительная связь (силы спаривания) между двумя нуклонами одного типа, занимающими один и тот же энергетический уровень и этот факт учитывается введением в формулу члена $\zeta A^{-3/4}$.

С учетом перечисленного, возникает ситуация, когда существуют два ч.-ч. ядра с заданным атомным весом, и зарядом отличающимся на две единицы, которые стабильны по отношению к β -распаду. Это возможно, если промежуточное н.-н. ядро имеет массу больше чем масса соседних ч.-ч. ядер. Схематически это показано на рис. 1.1. В этом случае, более тяжелое ч.-ч. ядро может распадаться в более легкое только путем процесса второго

порядка по слабому взаимодействию, при котором заряд ядра изменяется сразу на две единицы. Этот процесс называется 2β -распадом.

Когда более тяжелое ч.-ч. ядро имеет меньший заряд Z , его распад на более легкое ч.-ч. ядро возможен в процессе $2\beta^-$ -распада, в результате которого заряд ядра увеличивается на 2 единицы с одновременным испусканием двух электронов и двух электронных антинейтрино:

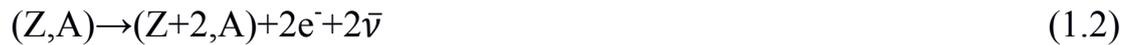


Диаграмма Фейнмана для такого процесса показана на рис.1.2.

Если же, более тяжелое ядро имеет больший заряд, возможны три моды распада с двумя электронными нейтрино в конечном состоянии, в которых заряд ядра уменьшается на две единицы, это – двойной позитронный распад ($2\beta^+$ -распад), электрон-позитронная конверсия ($e\beta^+$ -конверсия) и двойной электронный захват ($2e$ -захват):



Следует отметить, что $e\beta^+$ -конверсия и $2e$ -захват более вероятны, чем $2\beta^+$ -распад, так как энергетически более выгодны. При испускании двух позитронов необходимо учитывать их массу и массу двух избыточных электронов.

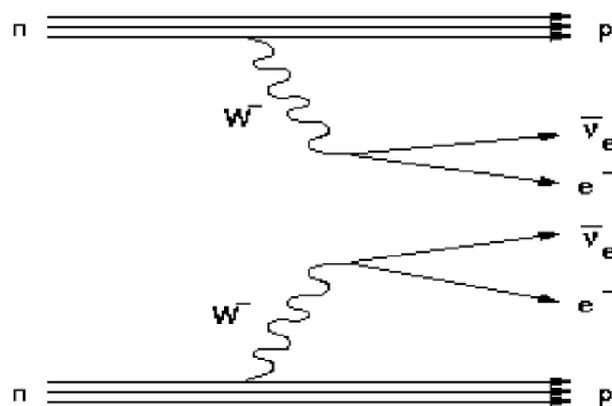


Рис. 1.2. Диаграмма Фейнмана для $2\beta(2\nu)$ -распада.

В основном состоянии все четно-четные ядра имеют спин и четность 0^+ , и поэтому практически во всех случаях ожидаются переходы $0^+ \rightarrow 0^+$. Также возможны переходы $0^+ \rightarrow 2^+$, однако они существенно менее вероятны.

$2\beta(2\nu)$ -распад представляет собой два Гамов-Теллеровских перехода. Согласно правилам отбора для Гамов-Теллеровских переходов виртуальные промежуточные состояния могут быть только в 1^+ - состоянии. Отбор по изоспину $\Delta T=0$ запрещается переходом Ферми, так как изоспины родительского и дочернего ядер в 2β -распаде отличается на две единицы. Период полураспада для этого процесса выражается формулой [22]:

$$T_{1/2}^{2\nu} = (G^{2\nu} |M_{GT}^{2\nu}|^2)^{-1} \quad (1.6)$$

где $G^{2\nu}$ - интеграл по фазовому пространству ($G^{2\nu} \sim Q_{2\beta}^{11}$),

$M_{GT}^{2\nu}$ - обозначает ядерный матричный элемент, определяющий степень внутренней перестройки ядра.

При 2β -распаде происходит перестройка ядра. Поэтому период полураспада, а также другие характеристики 2β -распада зависят от того, насколько сложна эта перестройка, следовательно периоды полураспада для различных ядер могут существенно отличаться. Всего известно 44 изотопа, для которых возможен $2\beta^-$ -распад, и еще 47 изотопов, для которых возможен $2e$ -захват (для некоторых из них так же возможны $2\beta^+$ -распад и $e\beta^+$ -конверсия).

1.2 $2\beta(0\nu)$ -распад

Помимо $2\beta(2\nu)$ -распада разрешенного в стандартной модели физики частиц, теоретически возможно существование $2\beta(0\nu)$ -распада. Эта мода распада запрещена в стандартной модели так как, при этом нарушается закон сохранения лептонного заряда. Однако в пользу его существования говорит тот факт, что нейтрино испытывают осцилляции, что возможно только при не нулевой массе нейтрино.

$2\beta(0\nu)$ -распад, может происходить при выполнении двух условий:

1. Нейтрино является Майорановской частицей, т.е. нейтрино и антинейтрино идентичны.

2. Нейтрино должны иметь ненулевую массу покоя или должна существовать первая компонента слабого лептонного тока. Второе условие необходимо, для сохранения спиральности.

При этом безнейтринная мода 2β -распада возможна только в том случае, если электронные нейтрино и антинейтрино имеют одинаковую компоненту спиральности. В этом случае лептонный сектор минимальной стандартной модели должен быть модифицирован. Т.е. нейтрино испущенное одним нуклоном в ядре поглощается другим нуклоном в виде антинейтрино.

Условие соответствия спиральностей испущенного и поглощенного нейтрино может выполняться двояким образом:

1. Если нейтрино имеют массу, то существуют "неправильная" компонента спиральности с амплитудой пропорциональной $\frac{m_\nu}{E_\nu}$. При $E_\nu \approx m_e$ вероятность 0ν -распада должна быть пропорциональна $\frac{m_\nu^2}{m_e^2}$. Массовый параметр m_ν зависит от параметров смешивания нейтрино.

2. Условие соответствия спиральностей может быть так же выполнено, если существует слабое взаимодействие обусловленное правыми токами и зависит так же от параметров смешивания нейтрино и обращается в ноль в случае не смешиваемых нейтрино.

По аналогии с двухнейтринным, возможно существование четырех каналов $2\beta(0\nu)$ -распада:

$$(Z,A) \rightarrow (Z-2,A)+2e^+ \quad (1.7)$$

$$(Z,A)+e^- \rightarrow (Z-2,A)+e^+ \quad (1.8)$$

$$(Z,A) \rightarrow (Z+2,A)+2e^- \quad (1.9)$$

$$(Z,A)+2e^- \rightarrow (Z-2,A)^* \rightarrow (Z-2,A) + \gamma + 2X \quad (1.10)$$

На диаграмме Фейнмана (рис. 1.3.) показан $2\beta(0\nu)$ -распад – с испусканием двух электронов.

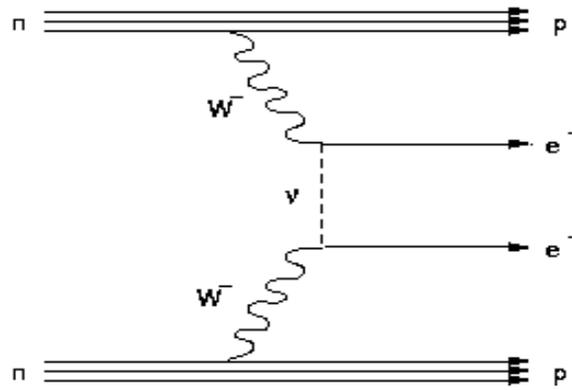


Рис. 1.3. Диаграмма Фейнмана для $2\beta(0\nu)$ -распада.

Формула для вычисления периода полураспада в случае $2\beta(0\nu)$ -распада может быть представлена по аналогии с $2\beta(2\nu)$ -распадом:

$$T_{1/2}^{0\nu} = \left(G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{2\beta} \rangle^2 \right)^{-1} \quad (1.11)$$

где $G^{0\nu}$ - интеграл по фазовому пространству ($G^{0\nu} \sim Q_{2\beta}^5$),

$M_{GT}^{0\nu}$ - обозначает ядерный матричный элемент, определяющий степень внутренней перестройки ядра.

$\langle m_{2\beta} \rangle = \frac{m_{2\beta}}{m_e} = \frac{1}{m_e} |\sum_{k=1,2,3} U_{ek}^2 m_k|$ - безразмерная функция, зависящая от массовых состояний нейтрино и матрицы углов смешивания, m_e - масса электрона [23].

Существует так же теоретические модели, в которых рассматриваются еще четыре моды $2\beta(0\nu)$ -распада (с испусканием одного или двух майоронов χ):

$$(Z,A) \rightarrow (Z-2,A)+2e^++\chi \quad (1.12)$$

$$(Z,A) \rightarrow (Z-2,A)+2e^++\chi+\chi \quad (1.13)$$

$$(Z,A) \rightarrow (Z+2,A)+2e^--\chi \quad (1.14)$$

$$(Z,A)+e^- \rightarrow (Z-2,A)+e^++\chi \quad (1.15)$$

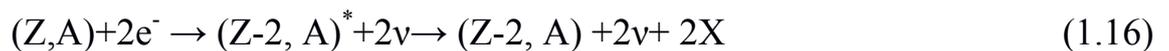
Законы сохранения барионного (B), лептонного (L) квантового числа являются эмпирическими. В теориях Великого объединения эти законы нарушаются, поэтому введение майорановского массового члена подразумевает нарушение (B-L)-симметрии при низких энергиях. Из-за

спонтанного нарушения глобальной (B–L)-симметрии эти теории ассоциируются с существованием безмассового скалярного голстоуновского бозона, который в этом случае называется майороном [3].

1.3 2e-захват ^{124}Xe

Так как энергия перехода ^{124}Xe при распаде достаточно велика ($^{124}\text{Xe} \rightarrow ^{124}\text{Te}$, $Q=2.866\text{МэВ}$), помимо 2e-захвата так же возможны еще две моды распада – $2\beta^+$ -распад, $e\beta^+$ -конверсия.

При 2e-захвате, чаще всего процесс захвата ядром орбитальных электронов происходит с K оболочки (2K-захват) реже с L и M оболочек. В результате два протона превращаются в нейтроны, при этом из ядра вылетают два нейтрино. Дочерний атом образуется в возбужденном состоянии, так как в электронной оболочке атома образуются два вакантных места, которые заполняются электронами с верхних уровней. Этот переход сопровождается испусканием характеристического излучения и Оже-электронов, либо только Ожэ-электронов, что и позволяет установить наличие 2e-захвата:



Безнейтринная мода 2e-захвата имеет особенности. В этом случае в силу закона сохранения энергии – импульса дочернее ядро (Z-2,A) образуется в возбужденном состоянии, при этом энергия возбужденного состояния должна быть равна (или очень близко) энергии распада. Переход дочернего ядра в основное состояние сопровождается вылетом из ядра одного или нескольких γ -квантов (e^+e^- -пары) или конверсионных электронов в дополнение к излучению возникающему при перестройке оболочки дочернего атома.



Периоды полураспада выражаются формулой

$$[T_{2\nu}^\alpha(I^+)]^{-1} = \frac{(Gg_A)^4 m_e^9}{32\pi^7 \ln 2} \int dE^\alpha M_\alpha(I^+) \quad (1.18)$$

где $\alpha = 2\beta^+$, $e\beta^+$ -конверсия(β^+EC), $2e$ -захват($2EC$)

$I=0, 2$ угловой момент в конечном состоянии

G - константа слабого взаимодействия

g_A - аксиальный вектор связи

m_e - масса покоя электрона

dE^α - интеграл по фазовому лептонному пространству

Вычисление интеграла в выражении 1.18 дает следующие выражения для периода полураспада ^{124}Xe относительно различных мод распада:

$$\left[T_{2\nu}^{2\beta^+}(I^+)\right]^{-1} = G_{2\nu}^{2\beta^+}(I^+) \left[M_{2\nu}^{2\beta^+}(I^+)\right]^2 \quad (1.19)$$

$$\left[T_{2\nu}^{\beta^+EC}(I^+)\right]^{-1} = G_{2\nu}^{\beta^+EC(K)}(I^+) \left[M_{2\nu}^{\beta^+EC(K)}(I^+)\right]^2 + G_{2\nu}^{\beta^+EC(L)}(I^+) \left[M_{2\nu}^{\beta^+EC(L)}(I^+)\right]^2 \quad (1.20)$$

$$\left[T_{2\nu}^{2EC}(I^+)\right]^{-1} = G_{2\nu}^{2EC(K)}(I^+) \left[M_{2\nu}^{2EC(K)}(I^+)\right]^2 + G_{2\nu}^{EC(K)} G_{2\nu}^{EC(L)}(I^+) \left[M_{2\nu}^{EC(K)} M_{2\nu}^{EC(L)}(I^+)\right]^2 \quad (1.21)$$

где K и L , означает захват электрона в атоме с K - и L -оболочки соответственно. Переход на остальные оболочки дают пренебрежимо малый вклад, поэтому их можно не учитывать. На рис. 1.4. схематически показан разброс теоретических оценок периода полураспада ^{124}Xe относительно разных мод на основной и возбужденные уровни дочернего ядра ^{124}Te . Эти данные для распадов на основной уровень ^{124}Te так же представлены в таб. 1.

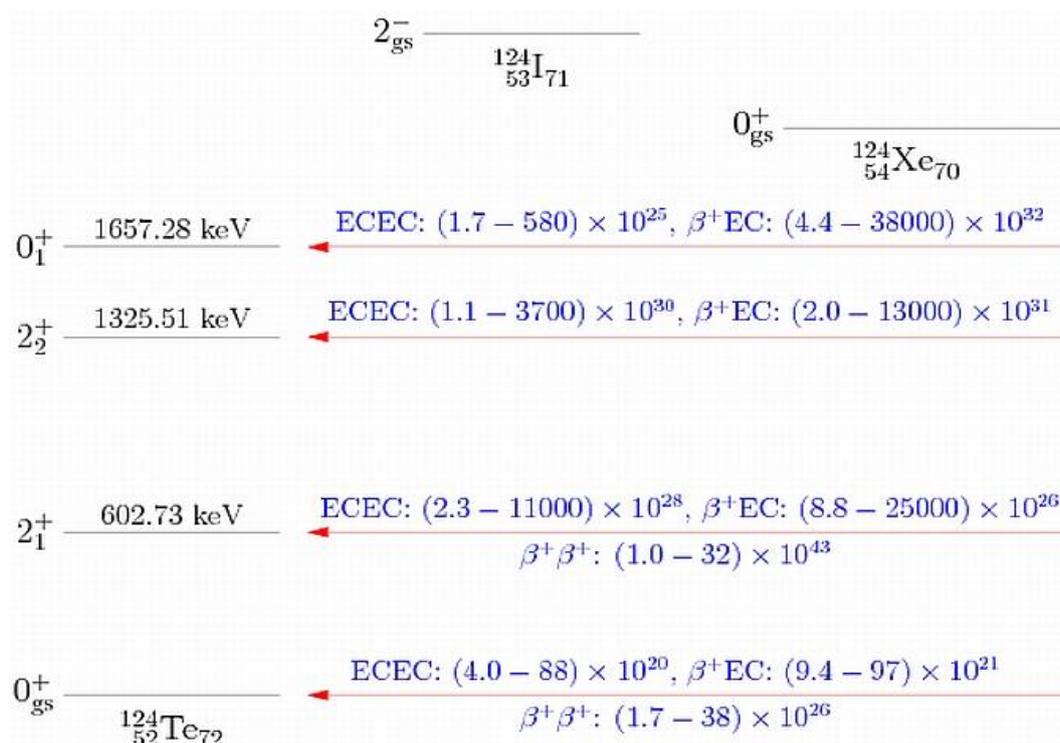


Рис. 1.4. Теоретические оценки периодов полураспада ^{124}Xe на основной и возбужденные уровни ^{124}Te .

Таблица 1. Теоретические оценки периода полураспада для трех различных мод $2\beta(2\nu)$ -распада ^{124}Xe .

$2\text{EC}(2\nu) \times 10^{21}$ лет	$\beta^+\text{EC}(2\nu) \times 10^{22}$ лет	$2\beta^+(2\nu) \times 10^{27}$ лет	Ссылка
2.9-1.7	3-7.6	1.4-3.54	[24]
390-986	230-582	-	[10]
7.0	8.2	-	[7]
61-155	72 - 182	2.6-6.6	[25]
7.1-18	8.3-21.1	3.0-7.6	[26]
0.4-8.8	0.94-9.7	0.17-3.8	[27]

Вклад захвата двух электронов с К-оболочки атома в процесс $2e$ -захвата для ^{124}Xe составляет 76.7 % [27], [28]. Образовавшийся дочерний изотоп $^{124}\text{Te}^{**}$ образует атом с дважды ионизированной К-оболочкой.

Энергию и вид излучений, сопровождающих процесс заполнения двух К-вакансий, образовавшихся в результате 2K -захвата, можно определить

исходя из предположения о том, что заполнение двойной вакансии на одной К-оболочке эквивалентно одновременному заполнению одиночных К-вакансий в двух отдельных атомах. Тогда полное энергосвечение будет равно удвоенной энергии связи электрона на К-оболочке ($2E_{Kab}$) и составит для Te^{**} - 63.62 кэВ ($K_{ab}=31.81$ кэВ).

Энергии и относительные интенсивности характеристических линий К-серий для Te составляют: $K_{\alpha 1}=27.47$ кэВ (100%), $K_{\alpha 2}=27.20$ кэВ (53%), $K_{\beta 1}=30.99$ кэВ (31%), $K_{\beta 2}=31.70$ кэВ (7.4%). Выход флуоресценции (число испущенных характеристических фотонов при заполнение одной вакансии) составляет $\omega_K(Te)=0.857$. Альтернативным является снятие возбуждения испусканием Оже-электрона.

Остаточное возбуждение оболочки снимается вылетом одного или нескольких Оже-электронов (e_a). В случае, когда оба характеристических фотона поглощаются в рабочем объеме счетчика, то полное энергосвечение будет распределено в трех локальных областях в объеме счетчика (трехточечное событие).

Теоретические расчеты для $2K$ -захвата в рамках различных моделей (QRPA, MCM) предсказывают следующие периоды полураспада ^{124}Xe : 1.08×10^{22} лет [7] и 3.9×10^{23} лет [10].

Глава 2. Обзор экспериментов по поиску 2β -распада

На данный момент в мире действуют несколько экспериментальных установок, на которых идет поиск 2β -распада. Их формально, можно разделить на те, которые напрямую связаны с поиском этого процесса, и те, которые в силу своей специфики помимо основной цели, используются для поиска двойного бета распада. К первым можно причислить: GERDA, AMORE, NEMO 3, CUORE, EXO. Ко вторым: SNO+, KamLAND-Zen, XMASS-I, XENON 1T.

2.1 EXO

EXO-200 (Enriched Xenon Observatory) является прототипом для эксперимента nEXO с большей массой ^{136}Xe и был создан для поиска $2\beta(0\nu)$ -распада. Установка расположена в соляной шахте WIPP в Нью-Мехико (США) на глубине 650 м (1585 м в.э.).

Детектор представляет собой двойную время-проекционную камеру («Time Projection Chamber» – TPC), расположенную внутри большой вакуумной камеры. TPC заполнена жидким ксеноном (LXe) обогащенным по изотопу ^{136}Xe до уровня 80.6%, который является кандидатом на $2\beta(0\nu)$ -распад ($Q=2457.8$ кэВ). Масса ксенона в TPC составляет 200 кг, из которых в рабочем объеме находится 110 кг [29].

Внутренний объем детектора имеет цилиндрическую форму диаметром 40 см и 44 см в длину и разделен на две дрейфовые области катодной сеткой расположенного посередине перпендикулярно оси детектора (см рис. 2.1). Особенности детектора позволяют использовать как электрический так и сцинтилляционный сигналы, которые связаны и изменяются в противофазе. Это позволяет, используя их комбинацию, улучшить энергетическое разрешение детектора. Сцинтилляционный сигнал снимается путем регистрации фотонов с длиной волны 178 нм с помощью 468 лавинных фотодиодов с большой рабочей площадью (LAAPDs – Large Area Avalanche PhotoDiod) расположенных на двух торцевых площадках. По сравнению с ФЭУ, LAAPD имеет существенно более низкий фон, занимают меньше

места, совместимы с криогенной средой и имеют более высокую квантовую эффективность на 178 нм. К недостаткам LAAPD можно отнести низкое усиление и высокий шум, но в пределах допустимого, при температуре жидкого ксенона (LXe). Что бы в полной мере использовать LAAPD в EXO-200 они используются в виде голых штампов, без обычной керамической инкапсуляции и непосредственно установлены на двух специально разработанных поддерживающих пластинах с помощью пружин. Поскольку катодная сетка имеет высокую (90%) оптическую прозрачность, то LAAPD установленные на торцах ТРС, регистрируют сцинтилляционный свет, излученный в любой точке рабочего объема.

Ионизационный сигнал снимается путем сбора заряда на анодных сетках, расположенных с обоих торцов ТРС. На Рис. 2.2, где представлена половина объема детектора, виден катод в виде тонких нитей из фосфористой бронзы, образующих сетку. Катоды в форме решетки позволяет определить координаты электронов в плоскости анода, образующих сигнал. Аноды в виде сетки из нитей сделаны, как и катод, из фосфористой бронзы. Для выравнивания внешнего электрического поля в рабочей области детектора используются медные кольца, установленные вдоль оси детектора.

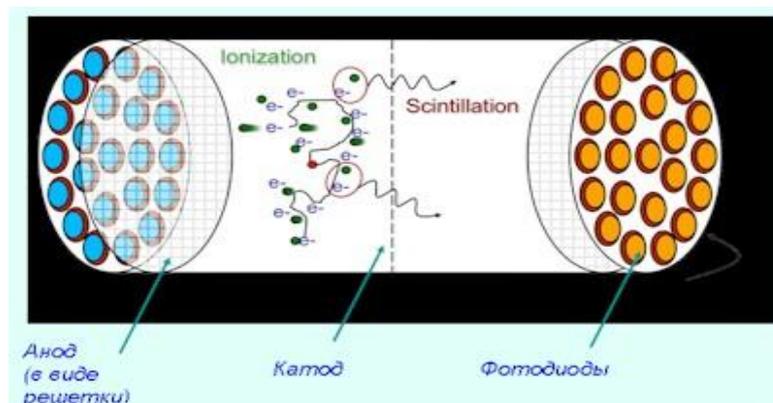


Рис. 2.1. Схематический вид рабочей области детектора EXO-200

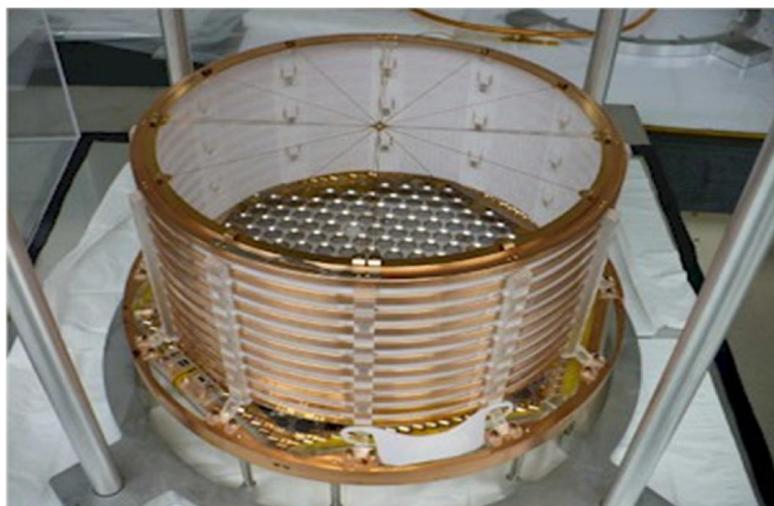


Рис. 2.2. фото половины внутренней части детектора в сборе, состоящей из торца с LAAPD, анодной сетки, катодной сетки и выравнивающих поле колец.

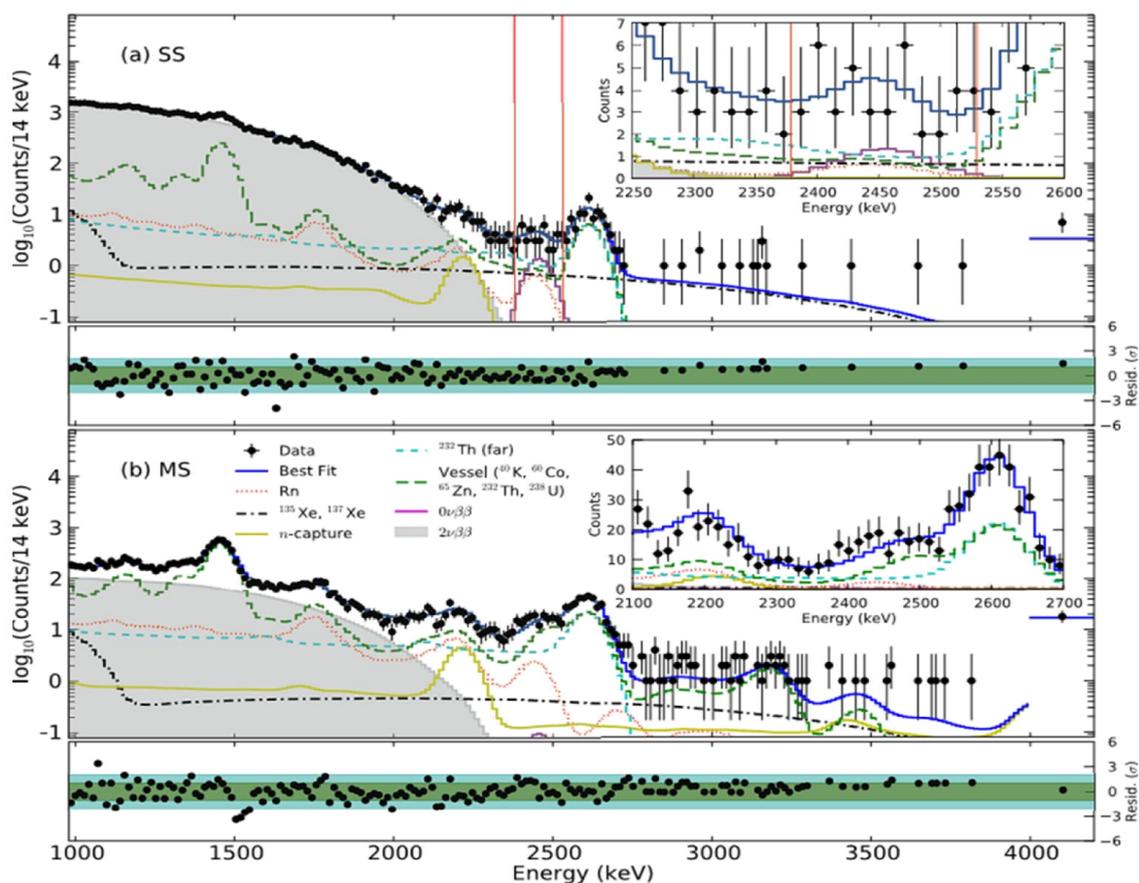


Рис. 2.3. Энергетический спектр, полученный в ЕХО за 477.6 ± 0.01 дней измерений. а: одноточечные и б: многоточечные события, а также вклады в спектр от распадов радона, ^{135}Xe и ^{137}Xe в спектр фона. Серым цветом отмечен вклад $2\beta(2\nu)$ -распада, а розовым цветом отмечена область поиска событий от $2\beta(0\nu)$ -распада [30].

На рис. 2.3. изображены данные по измерению $2\beta(2\nu)$ -распада ^{136}Xe . Очевидно, что такие события возникают с интенсивностью, на несколько порядков превышающей возможную интенсивность событий от $2\beta(0\nu)$. В результате обработки экспериментальных данных, был получен период полураспада ядра ^{136}Xe относительно двухнейтринной моды:

$$T_{1/2}(2\beta(2\nu)) = (2.165 \pm 0.016(\text{стат}) \pm 0.059(\text{сист})) \times 10^{21} \text{ лет. (90\% у.д.)} \quad (2.1)$$

Что же касается периода полураспада относительно безнейтринной моды, то для него получено ограничение снизу [31]:

$$T_{1/2}(2\beta(0\nu)) > 1.1 \times 10^{25} \text{ лет. (90\% у.д.)} \quad (2.2)$$

2.2 NEMO 3

NEMO 3 – эксперимент направленный на поиск 2β -распада нескольких изотопов (^{100}Mo , ^{82}Se , ^{130}Te , ^{116}Cd , ^{150}Nd , ^{96}Zr , ^{48}Ca) и является результатом усовершенствования двух предыдущих экспериментов – NEMO 1 и NEMO 2 [32]. Детектор NEMO 3 был расположен в подземной лаборатории Модан (Франции) на глубине 4800 м в.э. Принцип работы детектора основан на регистрации двух электронов от 2β -распада в трековой камере и в калориметре.

Детектор имеет форму вертикального цилиндра с вырезанной центральной частью с наружным диаметром 5 м и высотой 3 м (см. рис. 2.4). На внутренней стороне поверхности детектора установлен калориметр, представляющие собой сборку из сцинтилляционных детекторов – блоки пластикового сцинтиллятора толщиной 10 см и ФЭУ. На половине радиуса детектора сформирован цилиндр диаметром 3.1 м и высотой 2.5 м из тонкой фольги. Фольга изготовлена из образцов содержащих исследуемые изотопы: 12 секторов ^{100}Mo , 2 сектора - ^{130}Te , 2 сектора - ^{82}Se и по одному сектору ^{116}Cd , ^{150}Nd , ^{96}Zr , ^{48}Ca . В пространстве между образцами (фольгой) и калориметрами расположены дрейфовые камеры, представляющие собой сборку из длинных вертикально установленных открытых трубок и проволок, образующих систему катодов и анодов. Они расположены таким образом,

что формируют 6180 открытых восьмиугольных дрейфовых ячеек, работающих в гейгеровском режиме (см. рис. 2.5) [33]. Рабочей средой для дрейфовых камер служит смесь газов He (95%), Ar (1%) и C₂H₆O (4%) под давлением +7 мбар, которой заполнен весь внутренний объем детектора.

Полученные в эксперименте величины периодов полураспада относительно двухнейтринной и безнейтринной мод 2β -распада представлены в таб. 2.

На данный момент проектируется эксперимент SuperNEMO – это новый проект, который является развитием детектора NEMO 3, в котором массы исследуемых образцов будут существенно больше. Основной целью эксперимента является поиск $2\beta(0\nu)$ -распада различных изотопов [34].

В качестве основного изотопа для SuperNEMO был выбран ⁸²Se (Q=2995КэВ), обладающий относительно большим периодом полураспада относительно двухнейтринной моды. Сравнительные характеристики NEMO 3 и SuperNEMO представлены в таб. 3.

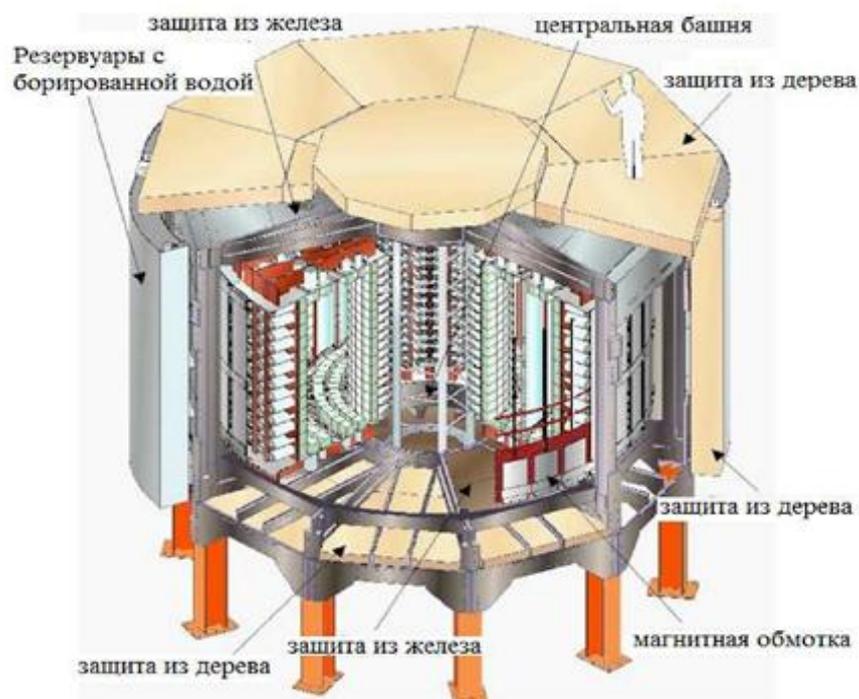


Рис. 2.4. Вид детектора NEMO 3 в разрезе. Показаны магнитная катушка, железная пассивная защита от γ -лучей и нейтронная защита.

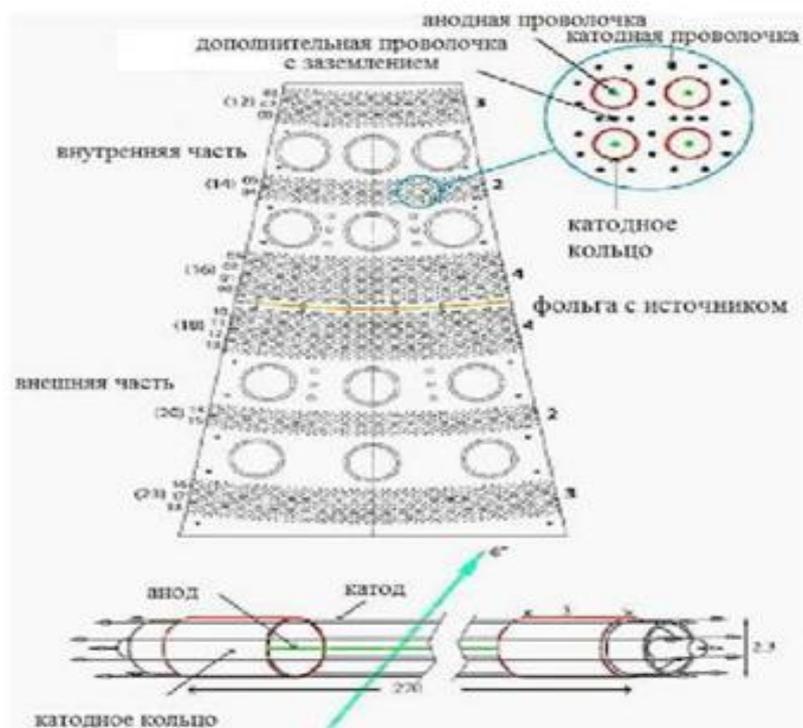


Рис. 2.5. Схематический вид одного сектора дрейфового объема в разрезе [35].

Таблица 2. Экспериментально полученные результаты $T_{1/2}(2\beta(2\nu))$ и $T_{1/2}(2\beta(0\nu))$. Показана также используемая масса и величина энергии перехода $Q_{2\beta}$ для каждого изотопа.

ИЗОТОП	Масса гр	$Q_{2\beta}$ кэВ	$T_{1/2}(2\beta(2\nu))$ $\times 10^{19}$ лет 90% у.д. (\pm стат \pm сист)	$T_{1/2}(2\beta(0\nu))$ (лет) 90%у.д.	$\langle m_{2\beta} \rangle$ (eV)	Ref.
^{100}Mo	6.914	3.035	$0.716 \pm 0.001 \pm 0.054$	$> 1.0 \times 10^{24}$	$< 0.31 - 0.96$	[36], [37]
^{82}Se	932	2.995	$9.6 \pm 0.1 \pm 1.0$	$> 3.2 \times 10^{23}$	$< 0.94 - 2.6$	[36], [37]
^{130}Te	454	2.529	$70 \pm 9 \pm 11$	$> 1.3 \times 10^{23}$	$< 1.3 - 3.6$	[38]
^{116}Cd	405	2.805	$2.88 \pm 0.04 \pm 0.16$	$> 1.3 \times 10^{23}$	$< 1.3 - 3.2$	[36], [39]
^{150}Nd	37.0	3.367	$0.911^{+0.025}_{-0.022} \pm 0.063$	$> 1.8 \times 10^{22}$	$< 1.5 - 6.8$	[40]
^{96}Zr	9.4	3.350	$2.35 \pm 0.14 \pm 0.16$	$> 9.2 \times 10^{21}$	$< 7.2 - 19.5$	[37]
^{48}Ca	7.0	4.272	$4.4^{+0.5}_{-0.4} \pm 0.4$	$> 1.3 \times 10^{22}$	< 29.6	[36]

Таблица 3. Сравнительные характеристики NEMO 3 и SuperNEMO [41]

Параметры	NEMO 3	SuperNEMO
Изотоп	^{100}Mo	^{82}Se
Масса изотопа, кг	7	100-200
Чувствительность $T_{1/2}(2\beta(0\nu))$, 10^{26} лет	0.015-0.02	1-2
Активность		
^{208}Tl в фольге, мкБк/кг	< 20	< 2
^{214}Bi в фольге, мкБк/кг	< 300	< 10
$\langle m_{\nu} \rangle$, эВ	0.3-0.7	0.04-0.14

2.3 Поиск 2К-захвата ^{78}Kr и 2 β -распада ^{136}Xe с помощью пропорциональных счетчиков

В Баксанской нейтринной обсерватории (БНО ИЯИ РАН) проводились подземные низкофоновые эксперименты по поиску 2К-захвата ^{78}Kr и 2 β -распада ^{136}Xe . Экспериментальные установки состояли из одинаковых медных пропорциональных счетчиках (МПС) объемом 9 л каждый с рабочим давлением до 14 атм и окруженных низкофоновой защитой. Низкофоновые защиты экспериментальных установок имели сходное строение, но отличались конструкционным оформлением и марками используемых металлов.

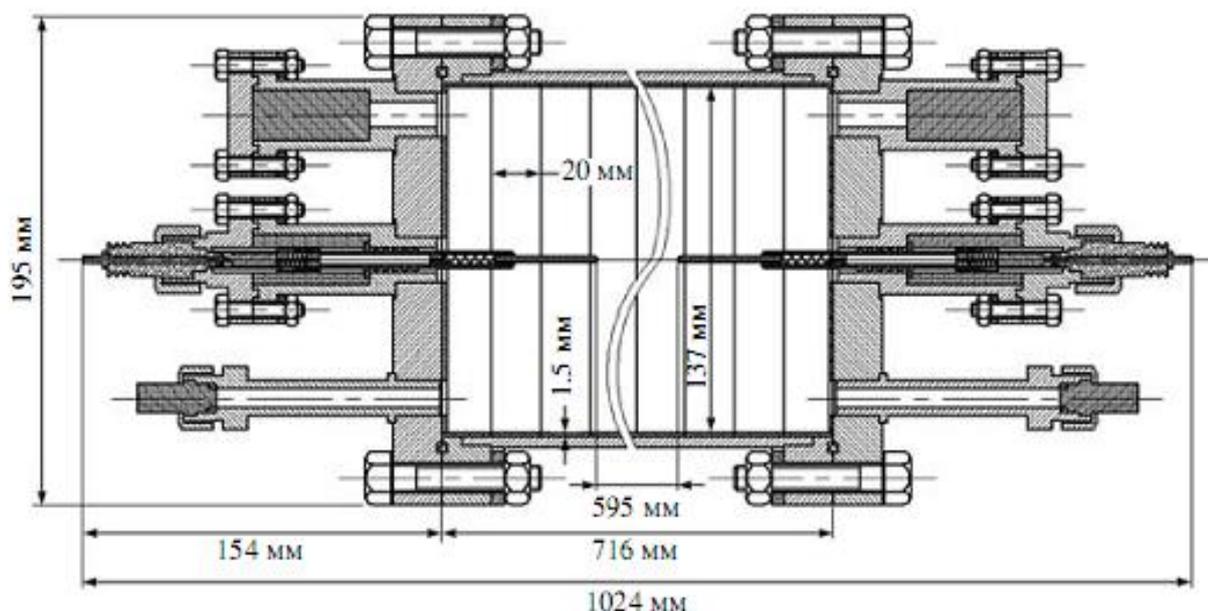


Рис.2.6. Схематический вид МПС в продольном сечении.

Схематический вид МПС в продольном сечении представлен на рис. 2.6. По конструкции счетчик соответствует классической коаксиальной схеме с одной центральной анодной нитью. Корпус МПС с наружным диаметром 150 мм, внутренним – 140 мм и расстоянием между внутренними поверхностями фланцев 716 мм изготовлен из меди марки М1. Толщина фланцев – 20 мм.

Поиск 2К-захвата ^{78}Kr . Установка по поиску 2К-захвата с одним МПС была размещена в отдельной комнате подземного комплекса галлий-германиевого нейтринного телескопа (ГГНТ). Толща горных пород над комплексом составляет 4560–4700 м в.э., что дает снижение потока космических лучей до уровня $(3.03 \pm 0.1) \times 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, это ниже в $\sim 10^7$ раз по сравнению с поверхностью [42].

Пропорциональный счетчик заполнялся криптоном до давления 4.51 кгс/см² без добавления гасящих или ускоряющих газов. В работе были использованы два образца криптона с разным содержанием изотопа ^{78}Kr :

- 1) обогащенный образец – 99.81% ^{78}Kr с экспозицией 134.6 кг·сут.;
- 2) обедненный образец - 0.002% ^{78}Kr с временем набора данных 1167сут.

В обеднённом образце после очистки природного криптона от долгоживущего радиоактивного изотопа ^{85}Kr , содержалось остаточное количество изотопа ^{81}Kr суммарной активностью в рабочей области МПС 4 распада в минуту.

С экспериментальной точки зрения сигналы от 2К(2ν) – захвата в МПС подобен отклику от релаксации двойной вакансии на К-оболочке, образованной вследствие редкого процесса встряхивания второго К-электрона при обычном К-захвате. В упрощённом виде все эти процессы можно представить в виде цепочек реакций:

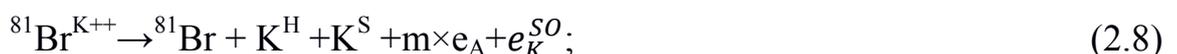
- 1) захват двух электронов



- 2) захват одного электрона



- 3) захват одного электрона с выбросом второго К-электрона



Первый фотон называется гиперсателлитом (H), второй – сателлитом (S). Причины возникновения 2K-вакансии при обычном K-захвате является внезапное изменение заряда ядра $Z_e \rightarrow (Z - 1)e$. Это изменение может возбудить переход второго K-электрона на незанятый связанный уровень (SU-процесс) или выбить его из оболочки (SO-процесс) [43]. Вклад SU-процесса в итоговый результат относительно мал.

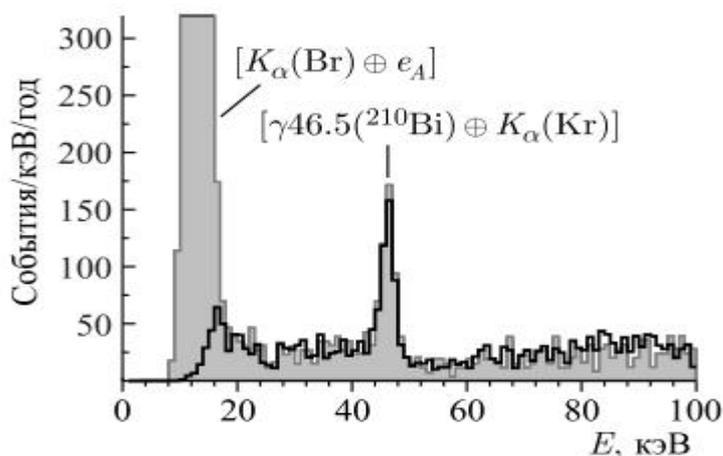


Рис. 2.7. Спектры полных энергосигналов двухточечных событий, один из субимпульсов которых находится в диапазоне энергий $E = K_{\alpha}(\text{Kr}) \pm \Delta E = (12.6 \pm 1.9)$ кэВ для двух образцов криптона: обогащённого ^{78}Kr (темная линия) и обеднённого криптона, содержащим ^{81}Kr (серая область).

На рис. 2.7 показаны спектры полных энергосигналов двухточечных событий, нормированных на один год измерений. События отобраны при условии, что один из субимпульсов попадает в диапазон энергии $E = K_{\alpha}(\text{Kr}) \pm \Delta E = (12.6 \pm 1.9)$ кэВ для двух образцов для вышеуказанных образцов криптона. Видно, что спектры совпадают в диапазоне 20-100 кэВ. Разница в спектрах в области 10-20 кэВ обусловлена наличием космогенного изотопа ^{81}Kr в обеднённом образце.

Трехточечные события образуются в результате поглощения в рабочем объеме двух характеристических фотонов, образующихся при заполнении 2K-вакансии в оболочке дочернего атома и группы оже-электронов при 2K-захвате ^{78}Kr .

Из трехточечных событий с полной энергией от 5 до 100 кэВ отбирались только те, в которых один из субимпульсов (A_1) находится в диапазоне от 0.6 до 8.5 кэВ и от 0.6 до 4.5 кэВ для обедненного и обогащённого образца криптона соответственно.

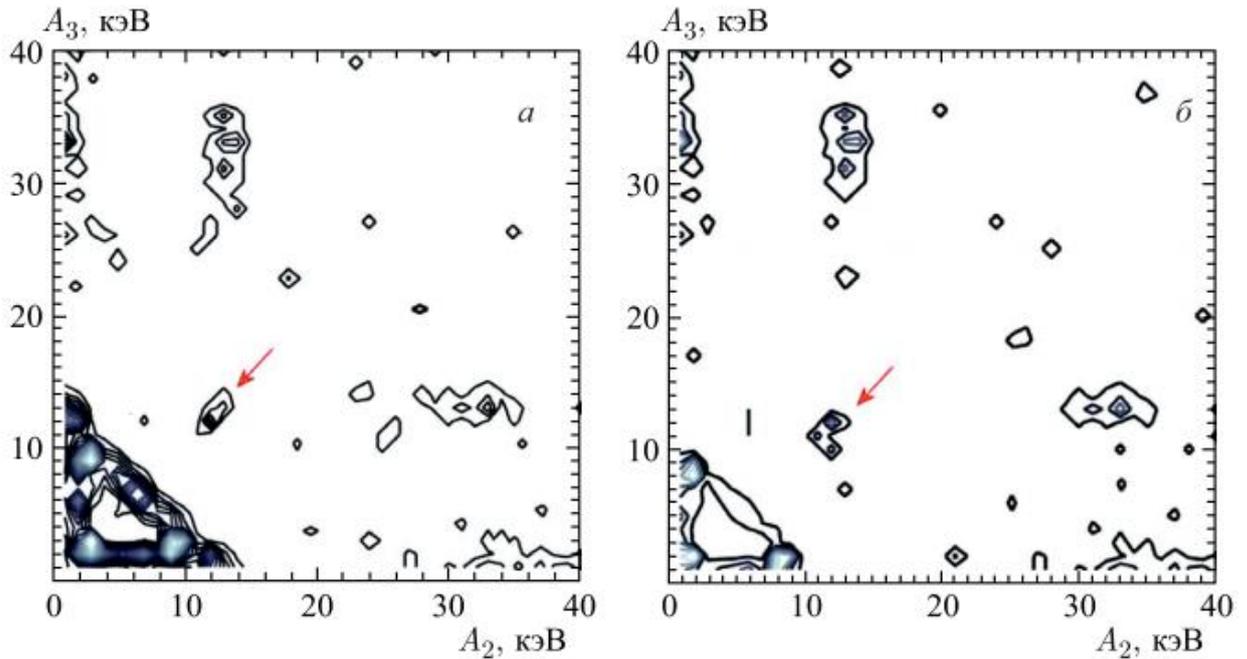


Рис 2.8. Двухмерное распределение энерговыделений оставшихся двух из трех субимпульсов с амплитудами A_2 и A_3 , при условии, что A_1 находится в диапазоне от 0.6 до 8.5 кэВ и от 0.6 до 4.5 кэВ для обедненного (*a*) и обогащённого образца криптона (*б*) соответственно. Стрелками указаны локусы от искомым эффектов.

Для таких событий двумерные распределения энерговыделений оставшихся двух из трех субимпульсов с амплитудами A_2 и A_3 показаны на рис. 2.8. Количество событий, представляющие интерес и попавших в локусы (указаны стрелками) ($(A_2 \sim 12 \text{ кэВ}) \otimes (A_3 \sim 12 \text{ кэВ})$), составило $n_{\text{КК}} = 42 \pm 7$ для обедненного образца и $n_{2\text{К}} = 16 \pm 4$ для обогащенного ^{78}Kr . Если все события, попавшие в искомый локус для двумерных распределённых в обедненном образце, приписать процессу образования двойной К-вакансии в дочернем

атоме ^{81}Br в результате К-захвата ^{78}Kr (2.7-2.8) в рабочем объеме МПС, то можно получить оценку вероятности P_{KK} образования двойной вакансии при захвате электрона из К-оболочки ^{81}Kr :

$$P_{\text{KK}}^{\text{SO}} = \frac{1}{N_{\text{K}}} \frac{n_{\text{KK}}}{\omega^{\text{H}} \omega^{\text{S}} \delta_e \eta} = (5.7 \pm 0.8(\text{стат.}) \pm 0.4(\text{сист.})) \times 10^{-5}, \quad (2.9)$$

где $N_{\text{K}} = 7.9 \times 10^6$ – полное число К-захватов в ^{81}Kr ; $\omega^{\text{H}} \omega^{\text{S}}$ – выход флуоресценции гиперсателитного и сателитного переходов, в первом приближении не отличающейся от обычной К-флуоресценции; δ_e – фракции K^{SO} – электронов, попавших в выделенный диапазон энергии, и η – полная эффективность регистрации и отбора искомым событий. Исходя из имеющегося результата, можно сделать вывод о почти нулевом вкладе таких событий в искомом локусе для обогащённого образца.

Для аналогичного локуса в данных измерениях с обогащённым образцом криптона мы имеем отношение сигнала к фону как 15:1, что позволяет получить новый результат для периода полураспада ^{78}Kr для 2К(2v) – моды с 90% уровнем достоверности:

$$T_{1/2} = (1.9_{-1.7}^{+1.3}(\text{стат.}) \pm 0.3(\text{сист.})) \times 10^{22} \text{ лет.} \quad (2.10)$$

Поиск 2К-захвата 2β-распада ^{136}Xe . Установка поиску 2β-распада ^{136}Xe размещена в Низкофоновой лаборатории глубокого заложения (НЛГЗ-4900) [42]. На рис. 2.8. показан схематический вид экспериментальной установки. В настоящее время установка включает в себя низкофоновую защиту с наружными размерами 150×150×180 см, состоящую из 24 см Pb+8 см борированного полиэтилена +20 см Cu и двух медных ПС, расположенных параллельно друг другу в горизонтальной плоскости внутри медного слоя защиты. Полная масса свинца составляет 29 т, полная масса меди 5.7 т.

Каждый счетчик заполнялся до давления 14.8 кгс/см² своим образцом ксенона – ксеноном обогащенным по изотопу ^{136}Xe 94.1%, и естественным ксеноном, в котором содержание ^{136}Xe составляло 9.2%. Было проведено четыре серии измерений длительностью 3300, 4170, 6410, 6400 ч. После

каждый серии измерений газы менялся местами для устранения из конечных суммарных спектров систематической ошибки, связанной с возможным различием уровней собственного фона счетчиков. Калибровка МПС осуществлялась γ -излучением источников ^{137}Cs (662 кэВ) и ^{22}Na (1275 кэВ). Энергетическое разрешение составило 11.3% и 8.1% соответственно [44] [45].

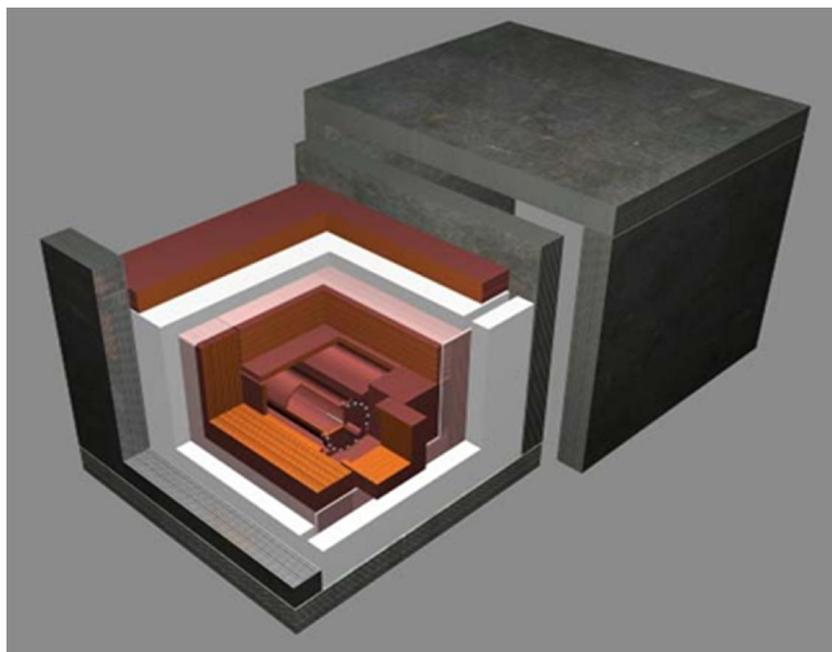


Рис. 2.9. Схематический вид экспериментальной установки по поиску двойного бета-распада ^{136}Xe .

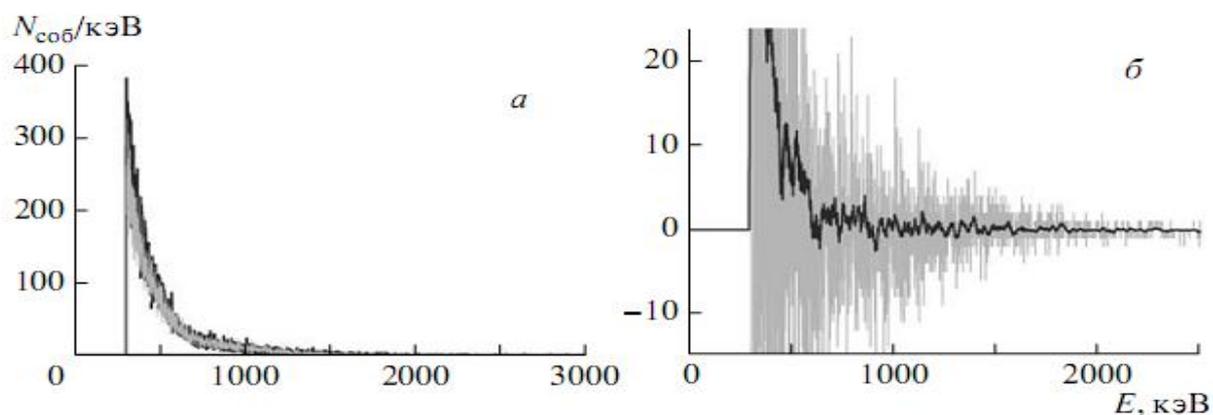


Рис. 2.10. а – Суммарные спектры фона счетчиков с обогащенным ксеноном (светлая линия) и с естественным ксеноном (темная линия) за

время набора 13200 ч; б – разностный спектр, исходный (светлая линия) и сглаженный (темная линия).

Методика поиска 2ν -моды 2β -распада $^{136}\text{Xe}(2\beta 2\nu)$ ^{136}Ba ($Q_0 = 2479.1$ кэВ) [46]) была основана на сравнении фоновых спектров полученных при заполнении МПС обогащенным и естественным ксеноном в диапазоне энерговыделений 0.7-2.4 МэВ, которые представлены на рис. 2.9.

На сглаженном спектре (рис.2.10.) можно различить два участка с положительным эффектом. Превышение при $E \leq 700$ кэВ создается в основном распадом техногенного изотопа ^{85}Kr ($T_{1/2} = 10.756$ лет, β^- -распад, $E_{\beta\text{max}} = 687.4$ кэВ [47]), присутствующего избыточно в следовых количествах в образце обогащенного ксенона. Слабое превышение при $E > 700$ кэВ можно отнести к $(2\beta 2\nu)$ -распаду ^{136}Xe . Эффект за 13200 ч составил $N_s = 309 \pm 119$ (стат.) ± 72 (сист.). Расчет значения периода полураспада был произведен по формуле:

$$T_{1/2} = (\ln 2) \times N \times t \times \varepsilon / N_s, \quad (2.11)$$

где $N = 3.06 \times 10^{24}$ – разность числа атомов ^{136}Xe в образцах ксенона в рабочем объеме счетчика; $t = 1.507$ года – время измерений; $\varepsilon = 0.535$ – эффективность регистрации полезных событий при пороге регистрации 700 кэВ. В результате было получено значение периода полураспада ^{136}Xe относительно двухнейтринной моды на уровне:

$$T_{1/2}(2\beta(2\nu)) = 5.8_{-1.8}^{+4.6} \times 10^{21} \text{ лет.} \quad (2.12)$$

Также, из разности в спектрах в области 2417-2641 кэВ был получен предел на период полураспада относительно безнейтринной моды:

$$T_{1/2}(2\beta(0\nu)) \geq 3.1 \times 10^{23} \text{ лет (90\% у.д.).} \quad (2.13)$$

2.4 XMASS-I

Основной задачей эксперимента является поиск безнейтринного двойного бета-распада ^{136}Xe . Детектор XMASS-I представляет собой криогенный сцинтилляционный детектор расположенный внутри криостата,

заполненный жидким ксеноном [48]. Криостат расположен в центре резервуара, заполненного чистой водой (рис. 2.10). Установка расположена под вершиной горы Икенояма на глубине 2700 м в.э., в обсерватории Камиока в Японии.

Сцинтилляционный детектор имеет пентакис додекаэдрическую форму (см. рис. 2.10.) и состоит из 642 ФЭУ, которые были специально спроектированы для XMASS-I фирмой Hamamatsu (низкопороговые ФЭУ, способные эффективно регистрировать свет от ксенонового сцинтиллятора). В криостате находится 800 кг жидкого ксенона при температуре -100°C . Калибровка детектора проводится источниками ^{57}Co и ^{41}Am [49] вдоль центральной вертикальной оси детектора.

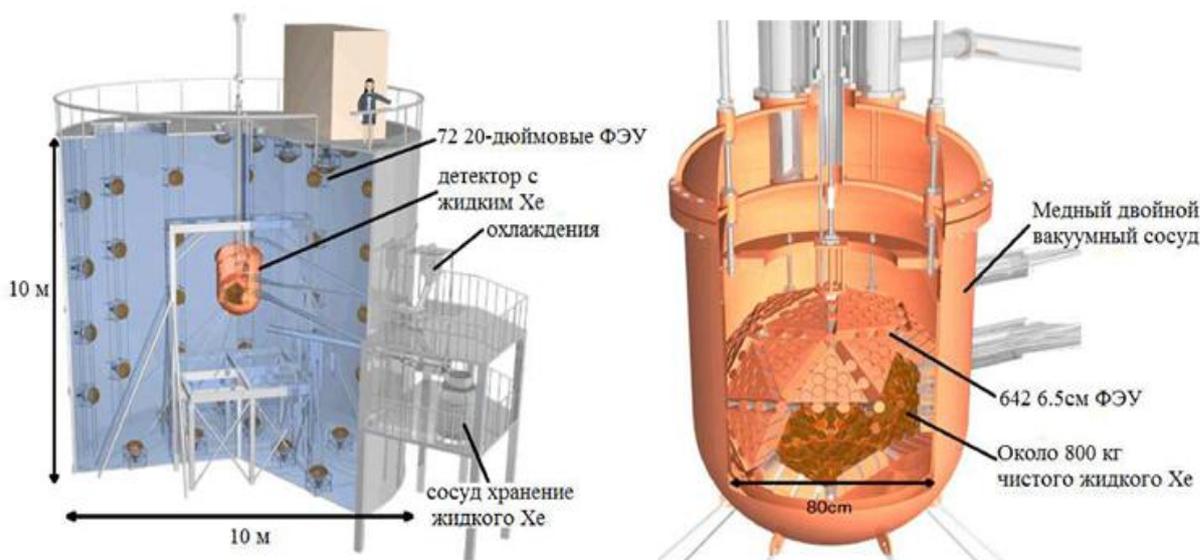


Рис. 2.11. Схема экспериментальной установки XMASS-I (слева) и криостата в частности (справа) в разрезе.

На стенках резервуара с водой расположены ФЭУ, что позволяет использовать водный резервуар в качестве детектора Черенковского излучения. Таким образом, вода служит в качестве активной защиты.

В качестве рабочего вещества в детекторе XMASS-I используется жидкий природный ксенон, в котором присутствуют изотопы, ядра которых испытывают $2e$ -захват: ^{124}Xe (0.095 %) и ^{126}Xe (0.089 %). А так же изотопы которые испытывают $2\beta^-$ -распад: ^{136}Xe (8.9 %) и ^{134}Xe (10.4 %) [50].

Из 836 кг ксенона в криостате в качестве рабочего объема использовалось 327 кг. Количество ^{124}Xe в рабочей области сцинтилляционного детектора составляет 311 г и 291 г ^{126}Xe . По данным за 800 дня живого времени измерений был получен предел на период полураспада этого изотопа ^{124}Xe относительно 2К-захвата (90% у.д.) [51]:

$$T_{1/2}(2K2\nu) \geq 2.1 \times 10^{22} \text{ лет.} \quad (2.14)$$

Так же, было получено ограничение на период полураспада ^{126}Xe относительно 2К-захвата (90% у.д.).

$$T_{1/2}(2K2\nu) \geq 1.9 \times 10^{22} \text{ лет.} \quad (2.15)$$

2.5 GERDA

Целью эксперимента GERDA является поиск $2\beta(0\nu)$ -распада ^{76}Ge [52]. Эксперимент проводится на Национальной лаборатории Гран-Сассо (LNGS) в Италии. Экспериментальная установка представляет собой криостат объемом 64 м³ заполненный жидким аргоном, в внутри которого установлена сборка из оголенных полупроводниковых детекторов на основе монокристаллов из сверхчистого германия. Общее масса детекторов составило (~18кг).

Криостат расположен внутри емкости диаметром ~10 м и высотой ~10 м. Емкость заполнена чистой водой, а на внутренней поверхности стенки емкости установлено 66 ФЭУ. Объем воды в емкости составляет 590 м³, Таким образом, резервуар с водой служит активной и пассивной защитой от нейтронов и мюонов космических лучей. По данным, полученным в первой фазе эксперимента с ноября 2011 года до мая 2013 года (экспозиция составила 21.6 кг*год) получены следующие значения на периоды полураспада ^{76}Ge :

Было получено ограничение на период полураспада ^{76}Ge относительно $2\beta(2\nu)$ и $2\beta(0\nu)$.

$$T_{1/2}(2\nu) = 1.84_{-0.1}^{+0.14} \times 10^{21} \text{ лет} \quad (2.16)$$

$$T_{1/2}(0\nu) > 2.1 \times 10^{25} \text{ лет (} m < 0.2\text{-}0.4 \text{ эВ).} \quad (2.17)$$

На данный момент идет вторая фаза эксперимента.

В конце 2015г. стартовала вторая фаза эксперимента, планировалось улучшение чувствительности экспериментальной установки по периоду полураспада в ~ 10 раз. Для этого масса кристаллов Ge была увеличена за счет новых полупроводниковых детекторов в количестве 30 штук и общей массой германиевых кристаллов ~ 10 кг. Кроме того, система поддержки детекторов, кабели и предусилители были заменены на новые, изготовленные из более чистых материалов. Сборка полупроводниковых детекторов помещена в цилиндр из медной фольги, с торцов которого установлены низкофоновые низкотемпературные ФЭУ, кроме того вокруг сборки детекторов установлены светопроводящие волокна, концы которых замкнуты на фотодиоды. Таким образом, создана система активной защиты – сцинтилляционный детектор, рабочей средой которой служит жидкий аргон, в котором находится сборка германиевых полупроводниковых детекторов.

По результатам измерений во второй фазе эксперимента, выше перечисленные изменения позволили снизить фон в области поиска $2\beta(0\nu)$ -распада ${}^{76}\text{Ge}$ до уровня $\sim 10^{-3}$ соб/кг/кэВ/год. [53]

В марте 2018г были опубликованы первые результаты второй фазы эксперимента, согласно которым, за время экспозиции 23.2 кг·лет получен предел на период полураспада ${}^{76}\text{Ge}$ относительно безнейтринной моды на уровне [56]:

$$T_{1/2}(2\beta,0\nu) > 8.0 \times 10^{25} \text{ лет при } 90\% \text{ у.д.} \quad (2.18)$$

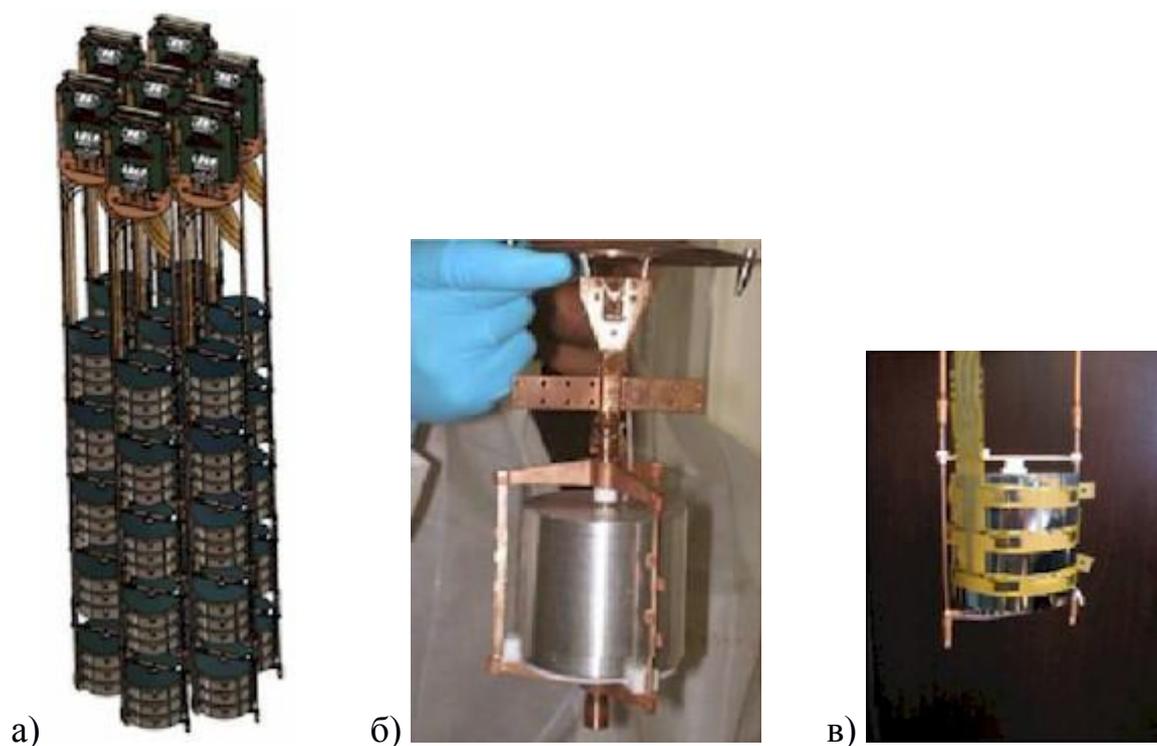


Рис. 2.12. а) сборка Ge детекторов - 7 гирлянд с пятью детекторами в каждой, б) Ge детектор р-типа для фазы I, в) сегментированный коаксиальный Ge детектор n-типа [54].

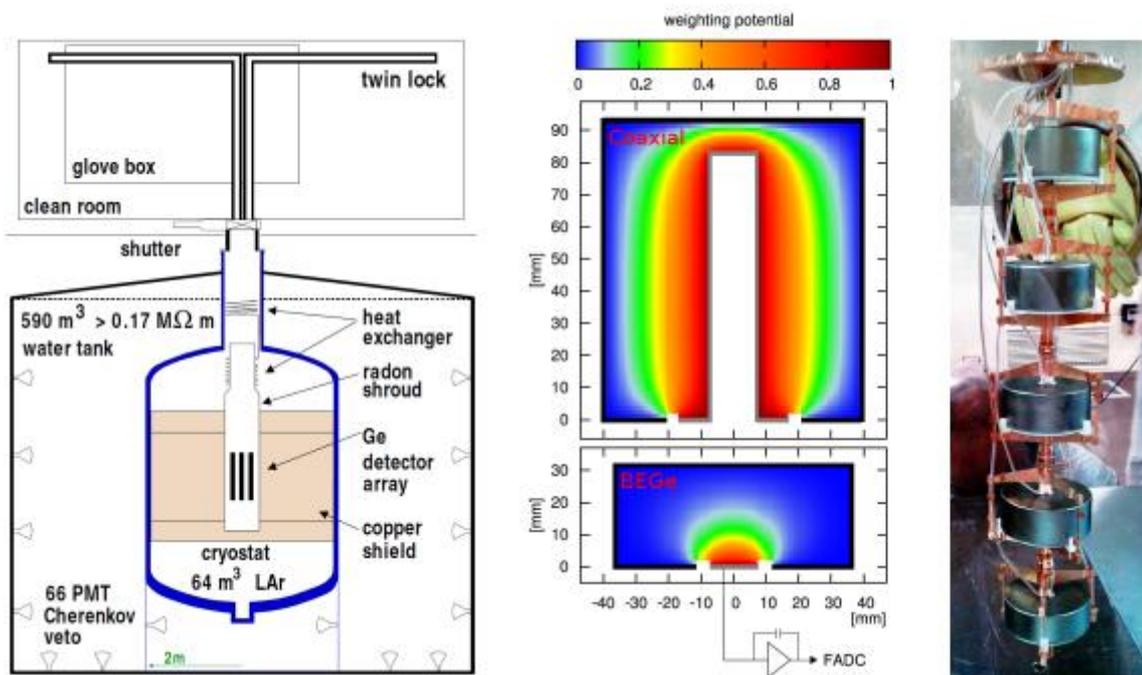


Рис. 2.13. Слева: схема экспериментальной установки Gerda. В середине: электрический потенциал в полукоаксиальных и BEGe-детекторах. Справа: сборка из 5-и BEGe-детекторов.

Коллаборация планирует увеличить время экспозиции до 100 кг·лет. После окончания эксперимента GERDA, все усилия коллектива будут направлены на проведение нового эксперимента по поиску $2\beta(0\nu)$ -распада ^{76}Ge – LEGEND. По проекту, экспериментальная установка будет основана на схожих детекторах, но, суммарная масса кристаллов Ge будет составлять ~ 1 тонну. Ожидаемая чувствительность эксперимента за 10 лет измерений составляет 10^{28} лет по периоду полураспада. Что позволит полностью перекрыть область возможных значений для инвертной иерархии масс нейтрино.

2.6 SNO⁺

SNO⁺ эксперимент [55] проводится в подземной лаборатории SNOLAB, Садбери, Канада. Экспериментальная установка представляет собой большой сосуд с жидкий сцинтиллятором расположенный на глубине в 2092 м в Крейтонской шахте, что обеспечивает эффективную защиту от космических мюонов, соответствующий 5890 ± 94 м в. э. [56]. Полученная скорость мюонов через 8.3 м радиус круговой области составляет 63 мюонов в день. SNO⁺ представляет собой модернизированную структуру детектора SNO [57], [58], состоящую из сферического акрилового сосуда (АС) от 6 м радиусом и 5.5 см толщиной, расположенную в выработке скалы. Рабочий объем, заполненный до ~ 780 тонн жидким сцинтиллятором и просматриваемый ~ 9300 ФЭУ, будет установлен на каркас из нержавеющей стали (PSUP) радиусом ~ 8.9 м. Объем между АС и PSUP, а также остальной части полости, будет заполнен около 7000 тонн сверхчистой воды, которая выступает в качестве пассивной защиты от радиоактивного излучения выходящей из породы и массива ФЗУ. Система с веревками подвешивает акриловый сосуд внутри PSUP. Кроме того, для того, чтобы сбалансировать выталкивающую силу из-за более низкой плотности жидкого сцинтиллятора по сравнению с внешней водой, новая система прижимных канатов

установлена на верхней части АС. Эскиз детектора показан на рисунке 2.13. [59].

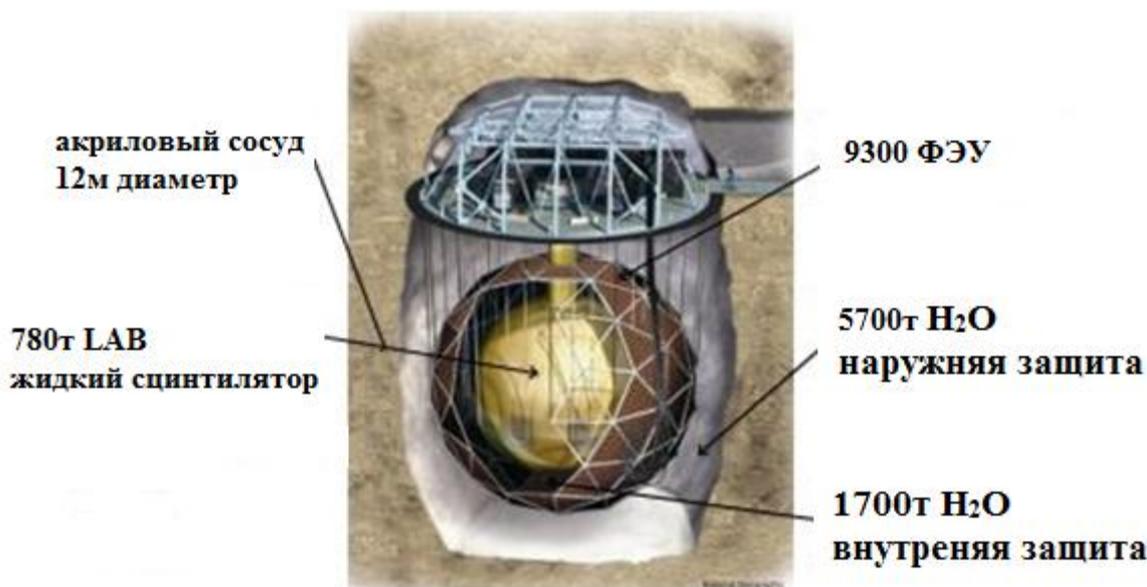


Рис. 2.14. Схематическое изображение экспериментальной установки SNO+.

Основной задачей SNO⁺ является поиск $2\beta(0\nu)$ ^{130}Te . В фазе I, детектор будет загружен с 0.3% природного теллура, что соответствует почти 800 кг ^{130}Te , с ожидаемой эффективной чувствительности масс нейтрино Майорана в области 55-133 мэВ.

Детектор даёт возможность регистрировать приходящие нейтрино по вторичным заряженным частицам, рождённым во взаимодействиях нейтрино с электронами и ядрами вещества. Главное отличие SNO⁺ от SNO в том, что последний полагался при детектировании в основном на черенковское излучение. Сцинтилляционные же эффекты позволят существенно увеличить световое излучение.

В качестве рабочего вещества детектора было выбрано LAB (linear alkyl benzene - линейный алкилбензол) – сцинтиллятор нового типа. Кроме хорошего светового выхода и высокой прозрачности, LAB очень удобен

химически, совместим с акрилом, дешёвый и доступен в больших количествах.

Все эти достоинства переоборудованного детектора позволят регистрировать природные электронные антинейтрино – геонейтрино; электронные нейтрино от удалённых реакторов, что позволит подтвердить факт нейтринных осцилляций и исследовать их параметры; низкоэнергетические солнечные нейтрино. Также жидкий сцинтиллятор сохраняет отличные возможности наблюдения нейтрино от сверхновых. Наконец, открывается возможность исследования двойного бета-распада. Одним из основных преимуществ использования LAB в качестве жидкого сцинтиллятора является возможность растворения тяжелых металлов с долговременной стабильностью и хорошими оптическими свойствами. Для $2\beta(0\nu)$ -распада фазы эксперимента, SNO⁺ загрузит теллура в жидкий сцинтиллятор.

В настоящее время детектор заполнен сверхчистым жидким сцинтиллятором. Детектор загружен натуральным теллуrom 0.5% для поиска $2\beta(0\nu)$ -распада. Ожидаемая чувствительность $2\beta(0\nu)$ -распада через 5 лет данных составляет [60]:

$$T_{1/2} > 1.9 \times 10^{26} \text{ лет, при } 90\% \text{ у.д.} \quad (2.19)$$

2.7 KamLAND-Zen

Экспериментальная установка KamLAND находится в той же шахте, что и Kamiokande. Объем детектора содержит тысячу тонн жидкого сцинтиллятора в прозрачной нейлоновой сфере диаметром 13 м.

Сцинтиллятор состоит из раствора псевдокумола в додекане в соотношении 1:4, с небольшой добавкой дифенилоксазола, который улучшает сцинтилляционные характеристики. Нейлоновая сфера со сцинтиллятором подвешена в центре стальной сферы, заполненной прозрачной смесью жидких парафинов (массой ~2 тыс. тонн). На внутренней поверхности стальной сферы расположены 1879 фотоумножителей двух размеров (диаметром 17 и 20 дюймов). Момент срабатывания каждого ФЭУ

отслеживается с точностью ~ 3.5 нс, что позволяет не только измерять энергию событий, но и восстанавливать координаты сцинтилляционной вспышки внутри нейлоновой сферы.

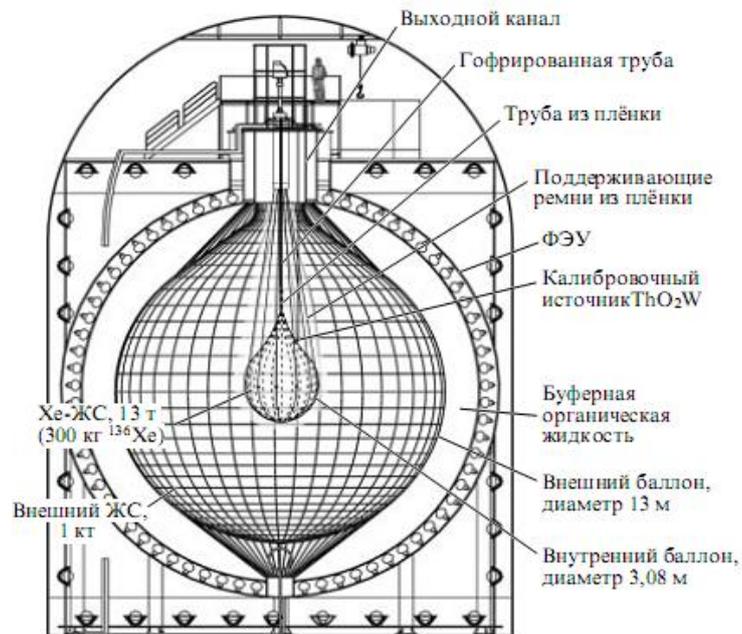


Рис. 2.15. Схематический вид установки KamLAND-Zen [61]

В свою очередь, стальная сфера расположена внутри внешнего защитного водного черенковского детектора, представляющего собой стальную цилиндрическую ёмкость диаметром 18 м, заполненную сверхчистой водой. Хотя почти все мюоны, рождающиеся в верхних слоях атмосферы, поглощаются километровой толщиной скалы над подземной лабораторией, небольшая часть их все же достигает установки, и генерируемые ими быстрые нейтроны могут вызвать ложное срабатывание основного детектора. Поэтому после регистрации мюона набор данных основным детектором временно приостанавливается [56]. Для поиска $2\beta(0\nu)$ -распада ^{136}Xe установка была изменена. В центре нейлоновой сферы была помещена внутренняя нейлоновая ёмкость (см. рис. 2.15, отмечена как внутренний баллон) диаметром ~ 3 м в которой находится 13 т сцинтиллятора с разведенным в нем ксеноном массой 300кг. Измененная установка

получила название KamLAND-Zen. Результаты измерений за 114.8 дней живого времени измерений представлены на рис. 2.16.

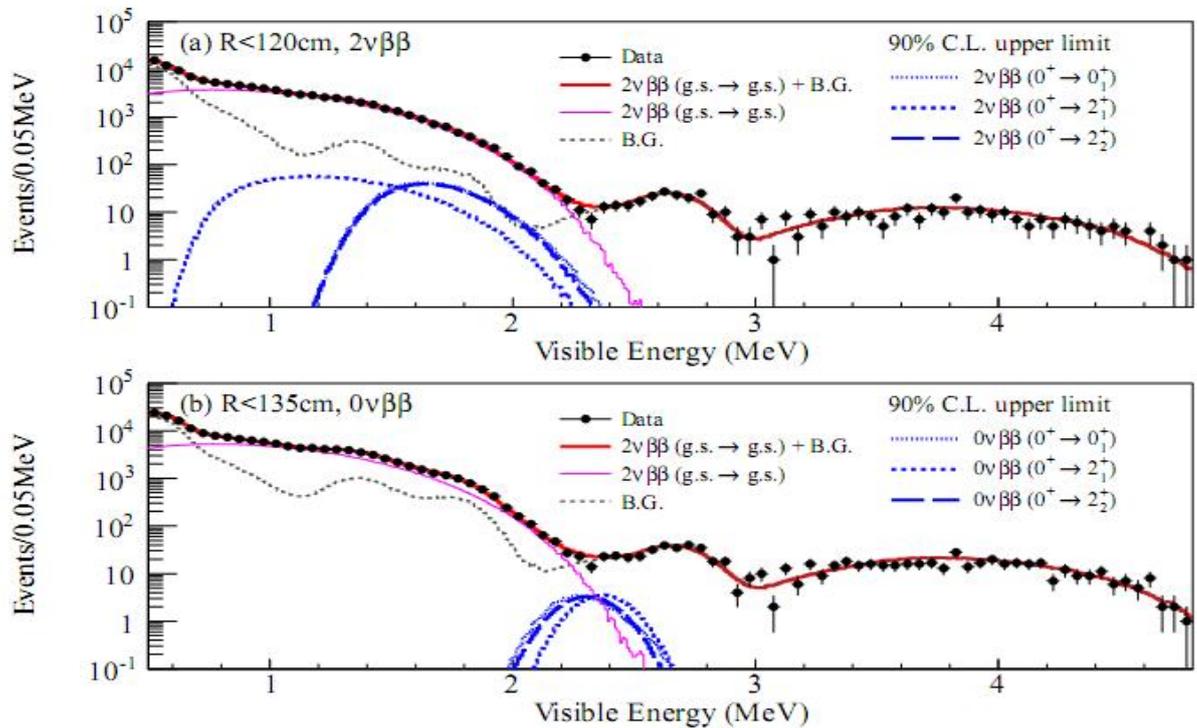


Рис. 2.16. Энергетический спектр полученный в эксперименте KamLAND-Zen.

На нём представлены спектры для двух вариантов отбора событий: (а) – расстояние от места события до центра детектора меньше 120 см, (б) – расстояние от места события до центра детектора меньше 135 см. Форма фона объясняется следующим образом: в области до 0.5 МэВ в основном обусловлен распадами ^{85}Kr и ^{137}Cs , пики в спектре фона в области 1.3 и 1.8 МэВ от распадов внешнего ^{134}Cs , подложка под пиками в области $2.0 < E < 3.0$ МэВ – $^{110\text{m}}\text{Ag}$ и ^{214}Bi , в области $3.0 < E < 4.8$ МэВ – основной вклад от распадов ^{208}Tl .

В 2015г. был опубликован предварительный результат эксперимента [62]:

$$T_{1/2}(0\nu 2\beta) > 1.3 \times 10^{25} \text{ лет} \quad (2.20)$$

$$T_{1/2}(2\nu 2\beta) = [2.32 \pm 0.05(\text{стат}) \pm 0.08(\text{сист})] \times 10^{21} \text{ лет} \quad (2.21)$$

В дальнейшем планируется перестроить внутренний баллон, чтобы увеличить количество Хе до 600 кг и уменьшить фон установки изготовив

внутренний баллон из более чистого материала. В этом случае, чувствительность установки ожидается близкой к уровню $T_{1/2}(2\beta 0\nu) = 2 \times 10^{26}$ лет за два года измерений.

2.8 AMoRE

Основной целью эксперимента AMoRE (Advanced Mo based Rare process Experiment) является поиск $2\beta(0\nu)$ -распада ^{100}Mo . Экспериментальная установка расположена в подземной лаборатории Янг-Янг (Y2L) в Южной Корее. Методика эксперимента основана на использовании монокристаллов $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ в качестве криогенного болометра и сцинтилляционного детектора одновременно. Сборки из кристаллов расположены в криостате растворения при температуре ~ 10 мК, [81, 82, 83, 84]. Кристаллы весом ~ 300 г имеют цилиндрическую форму диаметром ~ 4.5 см и высотой ~ 4.5 см.

На этапе AMORE Pilot в 2016г. использовалось 6 кристаллов $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ с общей массой ~ 1.5 кг, проводилась отработка методики эксперимента. В 2018г. начались работы по запуску этапа Amore-I. На данный момент используется 18 кристаллов $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ с общей массой ~ 6.5 кг. Они расположены в семи колоннах по пять кристаллов (6 колонн вокруг центральной). Схема системы регистрации фотонного и фононного сигналов представлена на рис. 2.17. Для улучшения светосбора, со стороны фононного сенсора расположен светоотражатель. Нижний фононный сенсор регистрирует сигнал непосредственно с кристалла. Поглотитель сцинтилляционных фотонов преобразует поглощенный свет в фононный сигнал, который регистрируется верхними фононными сенсорами.

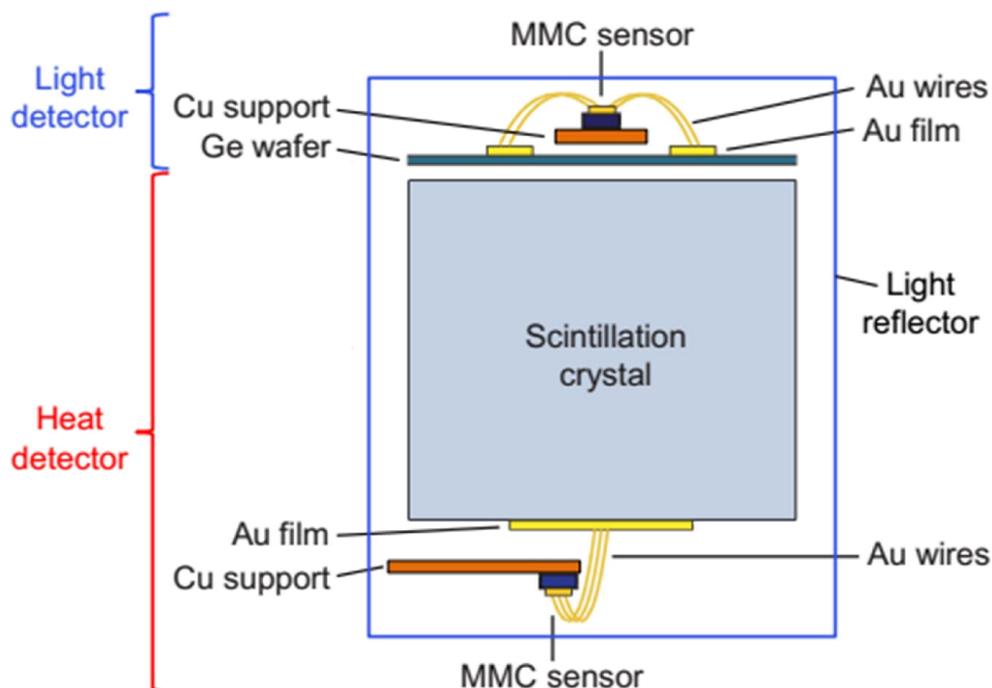


Рис. 2.17. Схема системы регистрации светового и фононного сигналов. (MMC sensor – фононный сенсор, Au film – золотое покрытие толщиной 300-400нм, Au wires – нити из золота, Ge wafer – поглотитель сцинтилляционных фотонов состоящий из многослойного германия, Scintillation crystal – кристалл $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$, Cu support – фиксатор из меди, Heat detector – калориметр, Light detector – детектор фотонов) [63].

Планируется, что за этапе AMORE-I чувствительность установки по периоду полураспада ^{100}Mo относительно $2\beta(0\nu)$ -распада будет на уровне

$$T_{1/2} \approx 3 \times 10^{25} \text{ лет } (\langle m_\nu \rangle \approx 50\text{--}160 \text{ мЭВ}) \quad (2.22)$$

При удачном завершении этого этапа планируется начать работы по запуску этапа AMORE-II с суммарной массой кристаллов ~ 200 кг. За пять лет измерений планируется достичь чувствительности по периоду полураспада ^{100}Mo относительно $2\beta(0\nu)$ -распада на уровне

$$T_{1/2} \approx 10^{27} \text{ лет } (\langle m_\nu \rangle \approx 10\text{--}30 \text{ мЭВ}) \quad (2.23)$$

2.9 XENON 1T

В национальной лаборатории Гран-Сассо (Laboratori Nazionali del Gran Sasso LNGS) расположена экспериментальная установка XENON 1T [64]. Основная цель эксперимента – поиск темной материи (WIMP). Использование ксенона природного состава позволяет так же ставить задачи по поиску $2\beta(0\nu)$ -распада ^{136}Xe и $2K$ -захвата ^{124}Xe .

Установка представляет собой большую, цилиндрической формы, стальную емкость диаметром 9.6 м и высотой 10.2 м, в которой расположен криостат цилиндрической формы. Внутри криостата, в свою очередь, расположена вертикально ориентированная двух-фазная время-проекционная камера диаметром 96 см и высотой 97 см, заполненная жидким ксеноном при температуре $\sim -95^{\circ}\text{C}$. Данный детектор является следующим этапом эксперимента после детектора XENON 100 [65].

Схематический вид время-проекционной камеры представлен на рис. 2.18. В верхней и нижней плоскости камеры расположены 127 и 121 ФЭУ Hamamatsu R11410-21 соответственно. Над нижними ФЭУ расположена катодная сетка (напряжение $\sim -12\text{kV}$), под верхними – анодная сетка ($\sim +4\text{kV}$). На расстоянии 5мм ниже анодной сетки расположена вытягивающая сетка с нулевым потенциалом. Электрическое поле внутри рабочего объема время-проекционной камеры формируется (выравнивается) с помощью системы колец-электродов вдоль оси камеры. Верхняя плоскость с ФЭУ и анод с сеткой прикреплены к подвижной крышке «Diving Bell», с помощью которой сетка с анодом выставляются так, что бы граница раздела фаз жидкость-газ находилась между ними.

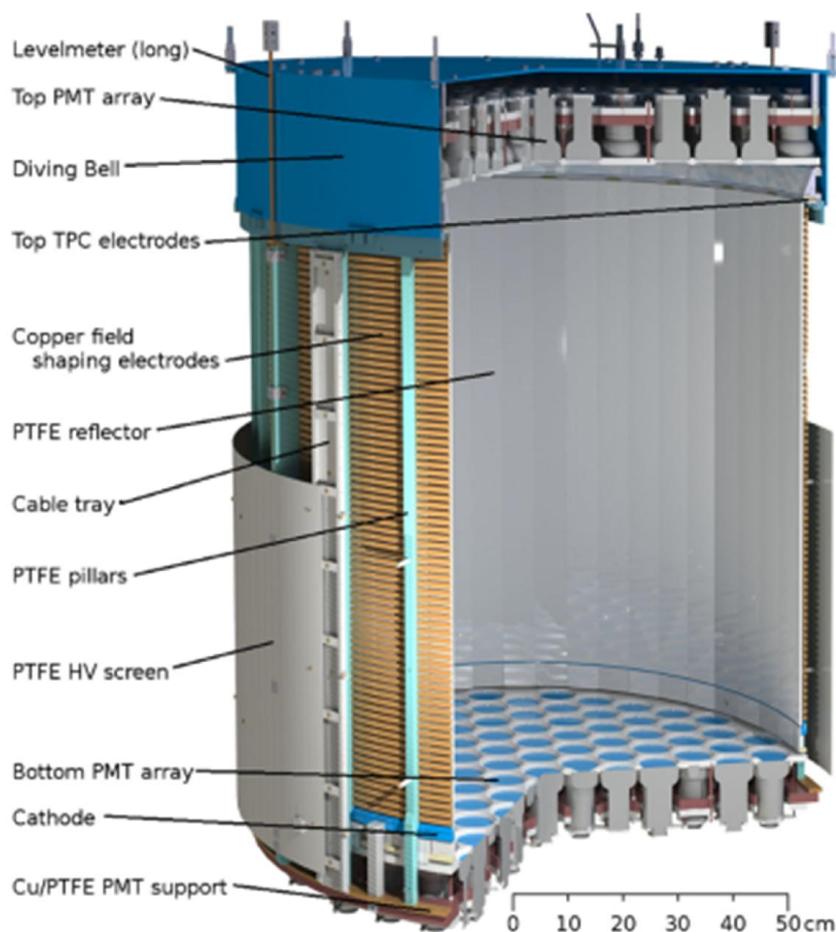


Рис. 2.18. Схематический вид время-проекционной камеры установки XENON 1T, где: Levelmeter – уровнемер, Top PMT array – верхняя плоскость с ФЭУ, Diving Bell – подвижная крышка, Top TPC electrodes – верхние электроды камеры (вытягивающая сетка и анод), Copper field shaping electrodes – медные кольца формирующие поле внутри камеры, PTFE reflector – отражатель из фторопласта, Cable tray – канал для прокладки кабелей, PTFE pillars – стойка из фторопласта, PTFE HV screen – высоковольтный экран, Bottom PMT array – нижняя плоскость с ФЭУ, Cathode – катодная сетка, Cu/PTFE PMT support – фиксатор ФЭУ [66].

При такой схеме детектора, сначала регистрируется первичный сцинтилляционный сигнал, затем, когда электроны из трека частицы достигнут газовой фазы, регистрируется вторичный сцинтилляционный сигнал. Вторичный сцинтилляционный сигнал зависит от количества электронов достигших газовой фазы. Параметры первичного и вторичного сигналов помимо амплитуды сигнала позволяют определить

пространственные координаты события. Так же, по форме и соотношению первичного и вторичного сигналов определяется тип частицы с которой связано событие: гамма/электрон, альфа-частица, нейтрон. Схематически это показано на рис. 2.19. На левой панели рис. 2.19 показана траектория частицы (пунктирная стрелка), место возникновения первичного и вторичного сцинтилляционного сигнала (S1 и S2 соответственно). На правой панели формы сигналов в зависимости от типа частицы.

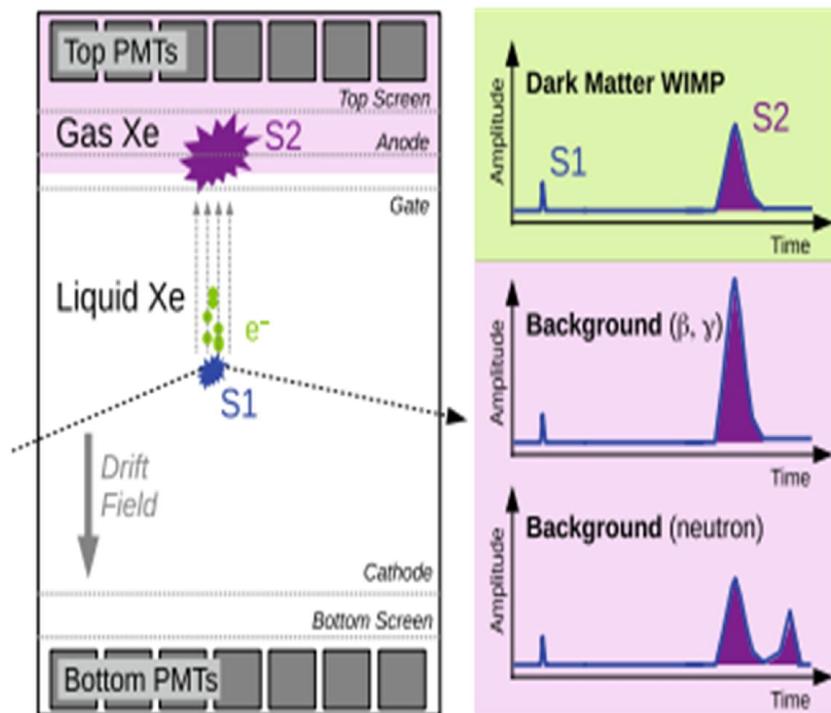


Рис. 2.19. Схема регистрации событий в время-проекционной камере установки XENON 1T, где: Gas Xe – ксенон в газовой фазе, Liquid Xe – ксенон в жидкой фазе, S1 – первичный сцинтилляционный сигнал, S2 – вторичный сцинтилляционный сигнал, Drift Field – направление силовых линий электрического поля.

С помощью детектора XENON1T Dark Matter в 2019г, при значении сигнала 4.4σ , был зафиксирован период полураспада [12] на уровне

$$T_{1/2}(2\nu\text{ESEC}) = (1.8 \pm 0.5_{\text{стат}} \pm 0.1_{\text{сис}}) \times 10^{22} \text{ лет} \quad (2.24)$$

На предыдущем этапе эксперимента XENON 100 был получен нижний предел на период полураспада на уровне:

$$T_{1/2}(2e(2\nu)) \approx 6.5 \times 10^{20} \text{ лет} \quad (2.25)$$

2.10 CUORE

Экспериментальная установка CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events), так же как и установка XENON 1T расположена в LNGS в Италии. Цель эксперимента – поиск $2\beta(0\nu)$ -распада ^{130}Te [67]. Основой детектора CUORE являются 988 оснащенных термистором кристаллов TeO_2 , с массами в среднем 750г каждый, используемых в качестве рабочего материала болометров работающих при температуре ~ 10 мК. Кристаллы имеют форму куба со стороной 5 см. Кристаллы TeO_2 изготовлены из природного теллура, в состав которого входит ^{130}Te с изотопным содержанием 34.2%. Болометры расположены в 19 башнях, каждая из которых состоит из 13борок по 4 кристалла в каждой (рис. 2.20). Общая масса кристаллов составляет 740 кг, что соответствует 206 кг ^{130}Te . По своей конструкции детектор CUORE является первым криогенным детектором для поиска распада $2\beta(0\nu)$ -распада с массой активного вещества порядка тонны.

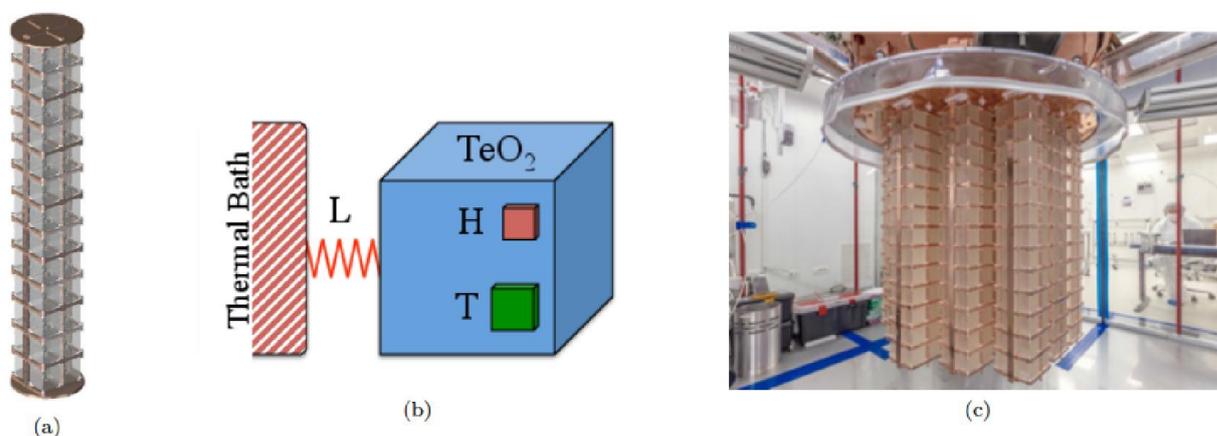


Рис. 2.20. (а) – схема отдельной башни CUORE, с 13бороками по 4 кристалла в каждой. Каждая башня вмещает 52 кристалла с общей массой ~ 39 кг TeO_2 . (б) – схема болометра. Кристалл TeO_2 действует как поглотитель и связан с термостатом через слабую тепловую связь L. Каждый болометр оснащен NTD-термистором T и калибровочным нагревателем H. (с) – полная сборка кристаллов TeO_2 .

В 2017 г. коллаборация CUORE опубликовала предварительные результаты эксперимента за две серии измерений с мая по июнь, и с августа по сентябрь 2017г. Энергетическое разрешение для линии $Q_{\beta\beta} = 2527.515 \pm 0.013$ кэВ составило 7.7 ± 0.5 кэВ, что определило диапазон поиска эффекта от 2465 до 2575 кэВ. Индекс фона в этой области составил 0.014 ± 0.002 отсч./кэВ·кг·год. Суммарная экспозиция составила 24.0 кг·год для ^{130}Te . Эффект не был обнаружен, был поставлен предел на период полураспада ^{130}Te относительно безнейтринной моды распада на уровне [68]

$$T_{1/2}(2\beta(0\nu)) > 1.3 \times 10^{25} \text{ лет (90\% у.д.)} \quad (2.26)$$

Так же, измерен период полураспада ^{130}Te [69] относительно двухнейтринной моды распада на уровне

$$T_{1/2}(2\beta(2\nu)) = [7.9 \pm 0.1 \text{ (стат.)} \pm 0.2 \text{ (сист.)}] \times 10^{20} \text{ лет} \quad (2.27)$$

Ожидаемая чувствительность экспериментальной установки к искомому процессу по периоду полураспада за 5 лет измерений оценена на уровне 4×10^{25} лет.

Глава 3. Эксперимент по поиску 2К захвата ^{124}Xe

3.1 Теоретическое обоснование эксперимента

Процессы подобные 2К-захвату трудно детектировать, поскольку в них доступны для регистрации только характеристическое излучение (суммарная энергия от $\sim 25\div 100$ кэВ). Наиболее перспективными ядрами для поиска данного процесса являются: $^{78}\text{Kr}(^{78}\text{Se})$, $^{96}\text{Ru}(^{96}\text{Mo})$, $^{106}\text{Cd}(^{106}\text{Pd})$, $^{124}\text{Xe}(^{124}\text{Te})$, $^{130}\text{Ba}(^{130}\text{Xe})$, $^{136}\text{Ce}(^{136}\text{Ba})$. Как видно из приведенного выше перечня изотопов, два из них относятся к благородным газам: ^{78}Kr и ^{124}Xe . Они имеют наибольшее значение энергии перехода среди всех указанных изотопов. На основе этих газов относительно просто может быть реализован вариант экспериментальной установки по поиску 2К-захвата «источник – детектор».

В данной работе в качестве рабочего газа был выбран ксенон (Xe), которым заполнялся большой медный пропорциональный счетчик (МПС). Выбор основывался по нескольким причинам:

- большая энергия перехода ($Q_{\beta\beta} = 2.66$ МэВ);
- отсутствие долгоживущих космогенных изотопов, которые могут давать вклад в область интересов;
- доступность изотопного обогащения.

Использование в качестве детектирующей среды и исследуемого образца одного и того же материала позволяет облегчить задачу поиска искомого процесса, а используемая методика обработки сигналов многократно повышает отношение эффект/фон.

В случае ^{124}Xe полная энергия перехода, согласно измерениям с помощью масс-спектрометра Penning-trap SHIPTRAP с неопределенностью в несколько сотен эВ, равна $2856.73(12)$ кэВ [70]. Из схемы на рис. 3.1 видно, что ядро ^{124}Xe может перейти в ядро ^{124}Te путем двойного бета распада, а переход в ядро ^{124}I путем обычного бета распада энергетически запрещен. Для данного изотопа захват двух связанных электронов ядром с испусканием двух нейтрино разрешен в стандартной модели, тогда как нарушающий

лептонное число безнейтринный переход выходит за рамки стандартной модели и привлекает особое внимание.

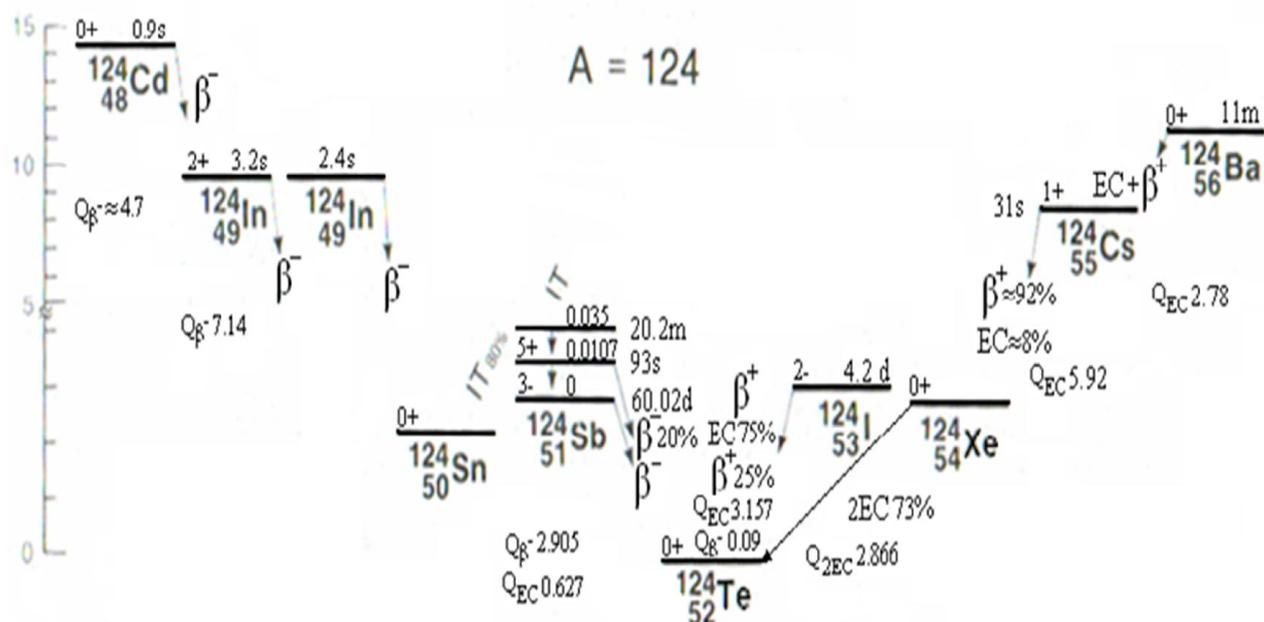


Рис 3.1. схема массы ядер с атомным номером 124 и разными зарядами.

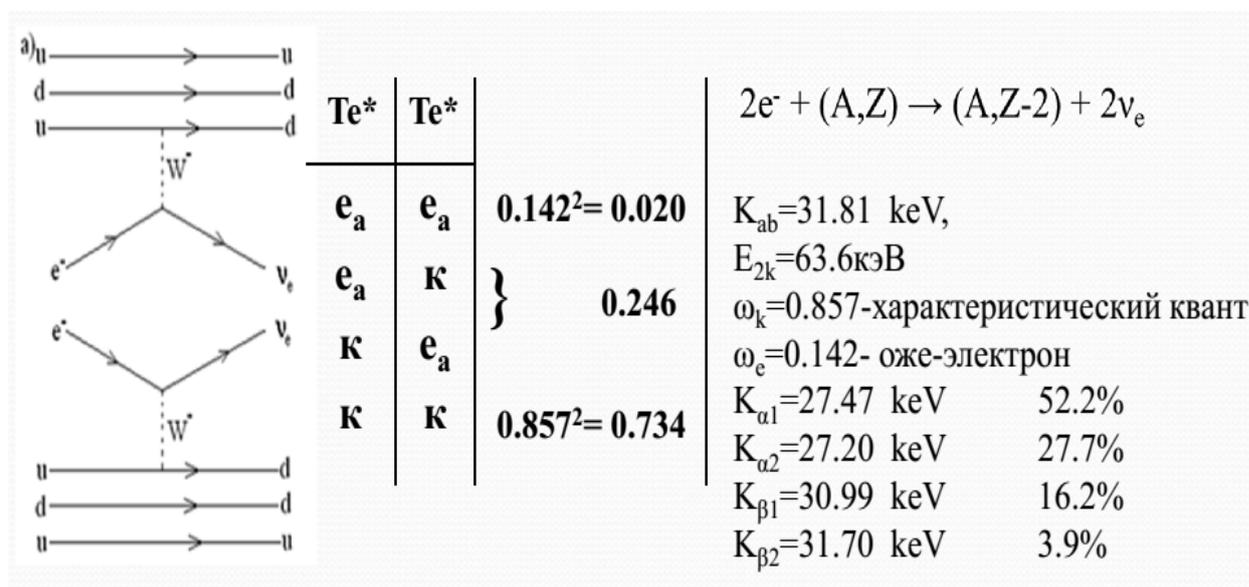


Рис 3.2. Энергии и относительные интенсивности характеристических линий K-серий для Te, рождающегося в результате 2K-захвата ^{136}Xe .

Основной вклад в процесс $2e$ -захвата дает процесс захвата двух электронов с K -оболочки атома, вероятность которого для ^{124}Xe составляет 76.7 % [27]. В результате искомой реакции $^{124}\text{Xe}(2e_{\text{к}}, 2\nu_e)^{124}\text{Te}$ образуется дочерний атом $^{124}\text{Te}^{**}$ с дважды ионизированной K -оболочкой. Процесс заполнения двух K -вакансий, образовавшихся в результате $2K$ -захвата, можно определить исходя из предположения о том, что заполнение двойной вакансии на одной K -оболочке эквивалентно одновременному заполнению одиночных K -вакансий в двух отдельных атомах. Тогда полное энерговыделение будет равно удвоенной энергии связи электрона на K -оболочке ($2E_{\text{Kab}}$) и для Te^{**} составит 63.62 кэВ ($K_{\text{ab}}=31.81$ кэВ).

Энергии и относительные интенсивности характеристических линий K -серии для Te следующие: $K_{\alpha 1}=27.47$ кэВ (100 %), $K_{\alpha 2}=27.20$ кэВ (53 %), $K_{\beta 1}=30.99$ кэВ (31 %), $K_{\beta 2}=31.70$ кэВ (7.4 %) [71]. Остаточное возбуждение оболочки, снимается вылетом одного или нескольких оже-электронов (e_a) с верхней оболочки дочернего атома. В случае двойной вакансии на K -оболочке вероятность снятия возбуждения только Оже-электронами (e_a, e_a), одним характеристическим квантом и Оже-электроном (K, e_a), двумя характеристическими квантами и Оже-электронами малой энергии (K, K, e_a) равны 0.020, 0.246 и 0.734 соответственно [72], [73]. В газе характеристические кванты могут пройти достаточно большое расстояние от точки рождения до точки поглощения. Электроны, в отличие от фотонов, остаются в области рождения и создают практически точечное энерговыделение. В случае, когда оба характеристических фотона поглощаются в рабочем объеме детектора, то полное энерговыделение будет распределено в трех локальных областях (трех-точечное событие). С экспериментальной точки зрения почти одновременный вылет двух характеристических квантов флуоресценции возникающих при заполнении двух вакансий дает существенные преимущества для регистрации подобных событий. Сигналы от таких событий обладают рядом особых характеристик и являются объектом исследования в данной работе.

В релаксацию атомной оболочки $^{124}\text{Te}^{**}$ достаточно большой вклад вносит процесс с излучением двух характеристических фотонов, что позволяет реализовать топологическую методику выделения сложного события в газовой камере, примененную ранее для поиска $2K$ -захвата в ^{78}Kr [74].

Если представить процесс в виде двух последовательных заполнений, то первый фотон излучается при переходе электрона с вышележащих оболочек (например, L -оболочки) на одну из двух K -вакансий. Вторым фотоном излучается при переходе на оставшуюся K -вакансию, например, электрона так же с L -оболочки, уже содержащей одну L -вакансию. Первый фотон обычно называют гиперсателлит, второй – сателлит [75]. Эти энергии в первом приближении равны энергиям обычных квантов K_α -флуоресценции. Более точные значения были вычислены в работе [76] методом Дирака–Фока с помощью комплекса программ RAINE. Наиболее существенно отличается по энергии от K_α первый квант флуоресценции K_α^H , энергия которого приблизительно на ~ 680 эВ больше. Вторым квантом K_α^S приблизительно на ~ 165 эВ жестче, чем квант флуоресценции при заполнении одиночной K -вакансии. Там же была определена величина выхода флуоресценции в виде вылета двух K_α^H и K_α^S фотонов, которая составила $\omega_K(\text{Te})=0.857$.

3.2 Экспериментальная установка

Эксперимент по поиску $2K$ -захвата в ^{124}Xe проводится в низкофоновой лаборатории глубокого залегания Баксанской Нейтринной обсерватории ИЯИ РАН на глубине 4900 м в.э. (НЛГЗ-4900), где поток мюонов космических лучей подавлен в 10^7 раз по сравнению с поверхностью и составляет $(3.03 \pm 0.10) \times 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [42].

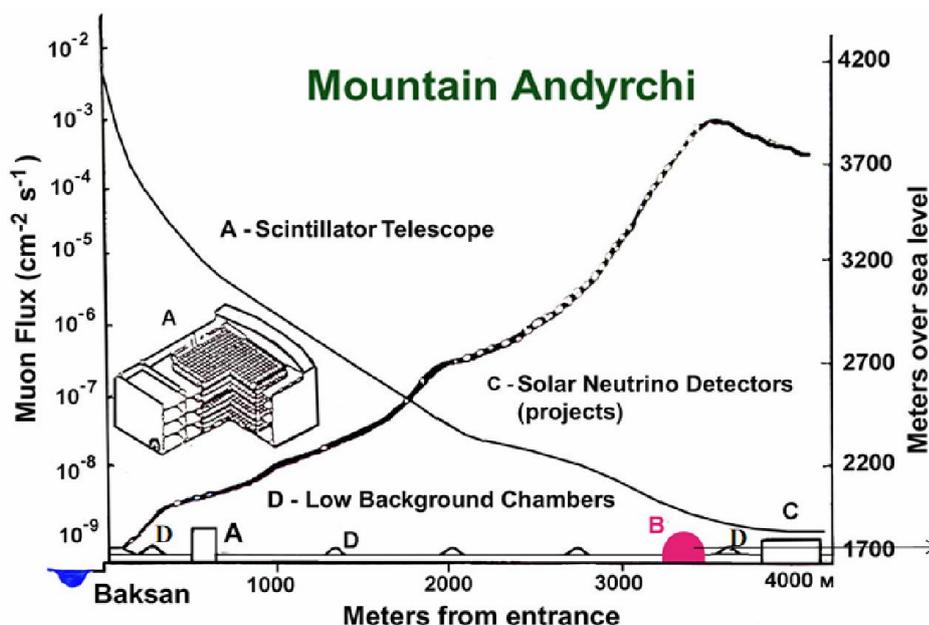


Рис. 3.3. График зависимости потока мюонов от глубины, где символом D отмечено расположение НЛГЗ-4900.

Экспериментальная установка представляет собой МПС высокого давления окруженный низкофоновой пассивной защитой. Корпус МПС изготовлен из меди марки М1 и имеет классическую цилиндрическую форму со следующими размерами (рис 3.4.): общая длина 710 мм, рабочая длина 595 мм, внешний диаметр 140 мм, внутренний диаметр 137 мм [77]. По оси цилиндра натянута анодная нить из позолоченного вольфрама диаметром 10 мкм. Анод с обеих сторон закреплён на керамических высоковольтных гермовводах (автомобильные свечи зажигания PAL), установленных на фланцах счетчика. Краевой эффект в МПС уменьшается за счет того, что торцевые участки анодной нити проходят через медную трубку, электрически соединенную с анодом, диаметром 3 мм и длиной 38.5 мм. На данных участках газовое усиление отсутствует, поэтому сбор зарядов осуществляется в ионизационном режиме. Далее, анодная нить проходит внутри фторопластовой трубки (внутренний изолятор) длиной 70мм, которая разделяет рабочую зону МПС и его фланец. На анод подается напряжение равное +3000 В. Суммарная емкость счетчика и выходного изолятора составляет ~ 30.6 пФ. Суммарное сопротивление анода и двух выходных электродов ~ 600 Ом. Внутренние изоляторы изготовлены из фторопласта с

минимальной толщиной для улучшения обезгаживания в процессе вакуумной подготовки счетчика и стабилизации рабочих характеристик в процессе измерений. Все разъемные соединения МПС герметизированы с помощью индиевой проволоки, а штуцерные соединения с помощью фторопластовых прокладок. Полный объем счетчика составляет 10.37 л, из них объем рабочей области составляет 8.77 л.

В качестве рабочего газа МПС используется ксенон обогащенный по изотопу ^{124}Xe до 21%. Давление газа в МПС составляет 4.8 ат., что определяет массу ^{124}Xe в рабочем объеме равной 57 г.

Сигнал с МПС снимается зарядочувствительным предусилителем CANBERA 2001 с одной стороны анодной нити и записывается с помощью цифрового осциллографа ЛА-н20-12РСІ. Частота оцифровки сигнала составляет 12.5 МГц. Форма импульса записывается на диск в память персонального компьютера для дальнейшей обработки. Одной из особенностей МПС является то, что, помимо основного импульса в сигналах присутствует вторичный импульс – послеимпульс. Он обусловлен тем, что фотоны рождающиеся в области газового усиления вблизи анодной нити достигают катода и выбивают фото-электроны с его поверхности. Эти электроны дрейфуют к аноду и «дают» вторичный сигнал. Величина послеимпульса при прочих равных условиях зависит от коэффициента газового усиления, который в свою очередь зависит от напряжения на аноде.

Для целей нашего эксперимента требуется стабильность спектрометрических параметров детектора. Знание поведения во времени, при длительных измерениях, таких параметров как газовое усиление, время дрейфа электрона от первичной ионизации до области газового усиления, отношение амплитуд первичного и вторичного импульсов и энергетическое разрешение в области поиска эффекта приобретает особую значимость. В тоже время, несмотря на то, что счетчик герметизирован, микроскопические примеси гасящих и ускоряющих добавок могут поступать в рабочий газ во время длительной работы счетчика, что приводит в свою очередь, к

постепенной деградации спектрометрических свойств рабочего газа. Это происходит из-за медленной сублимации многоатомных молекул газа, поступающих с поверхностей корпуса и изоляторов, кроме того, кислород постепенно диффундирует из уплотнительного кольца фланцев МПС и действует как “охлаждающая” добавка. Для того чтобы сохранить рабочие характеристики детектора, с интервалом примерно раз в два месяца производилась очистка рабочего газа от электроотрицательных примесей (O_2 и N_2) пропусканием газа через Ti-реактор при температуре $800^\circ C$.

Для фиксации спектрометрических характеристик МПС, каждые две недели проводились калибровочные измерения с использованием внешнего радиоактивного источника. Для этого МПС через стенку корпуса облучался γ -квантами от источника ^{109}Cd ($E_\gamma=88$ кэВ). Источник располагался вблизи поверхности корпуса МПС. Для этого в пассивной защите имеется специальный канал вдоль оси счетчика, в который он вставлялся.

МПС окружен пассивной защитой которая состоит из медных колец марки М1 толщиной 18 см, 15 см свинца и 8 см борированного полиэтилена (см. рис. 3.3.). Пассивная защита используется для снижения фона от окружающей установку среды, в частности, свинец и медь используются для снижения фона от ионизирующих частиц. Борированный полиэтилен используется для замедления и поглощения нейтронов. Содержание бора в борированном полиэтилене составляет 15% по массе.

Заключение о величине искомого эффекта формируется на основе результатов сравнительного анализа данных о фоне пропорционального счётчика, заполненного образцами чистого ксенона с различным содержанием исследуемого изотопа ^{124}Xe . Предельная чувствительность установки к искомому эффекту зависит, в первую очередь, от величины собственного фона детектора и качества методов выделения полезного сигнала с заданным набором признаков.

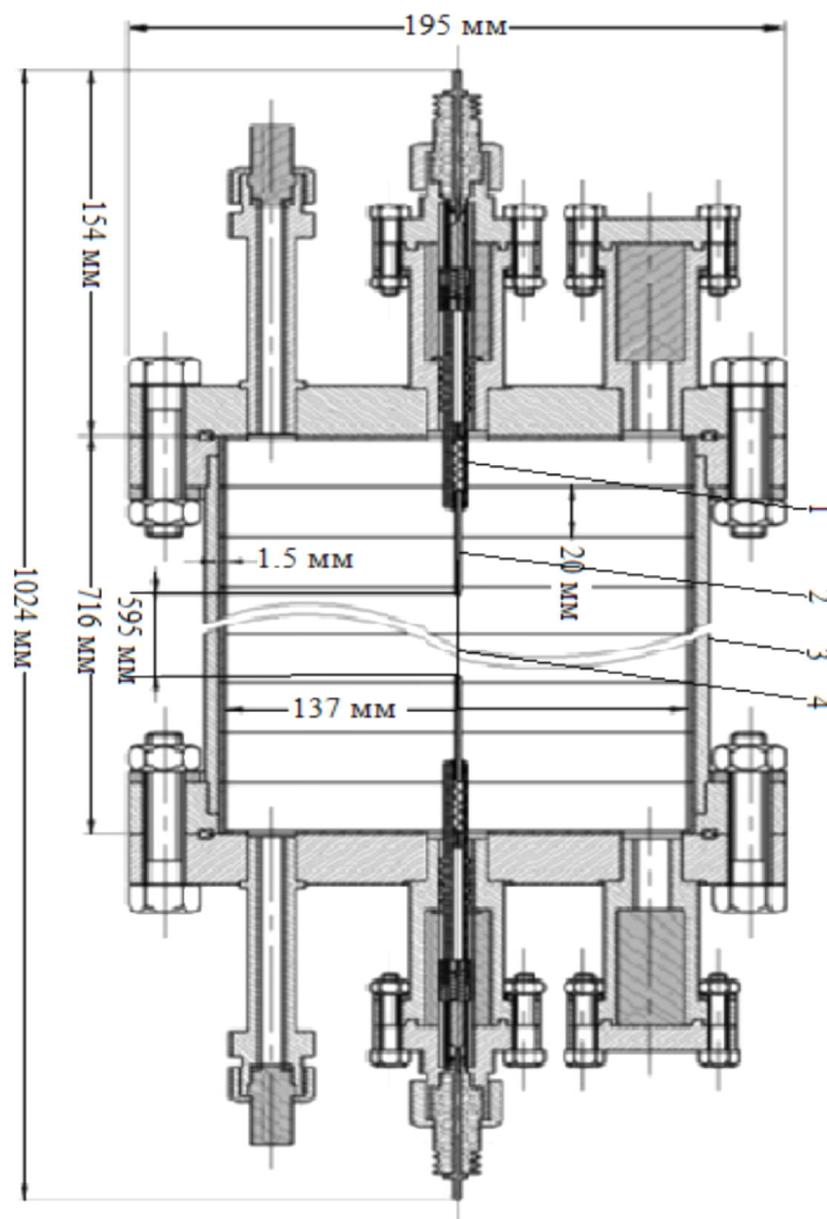


Рис. 3.4. Схематическое изображение МПС в разрезе вдоль анода. // - медь, \ - сталь, ×× - изолятор; 1 – несущий изолятор, 2 – трубчатое утолщение анода, 3 – катод, 4 – анодная нить (собирающий электрод).

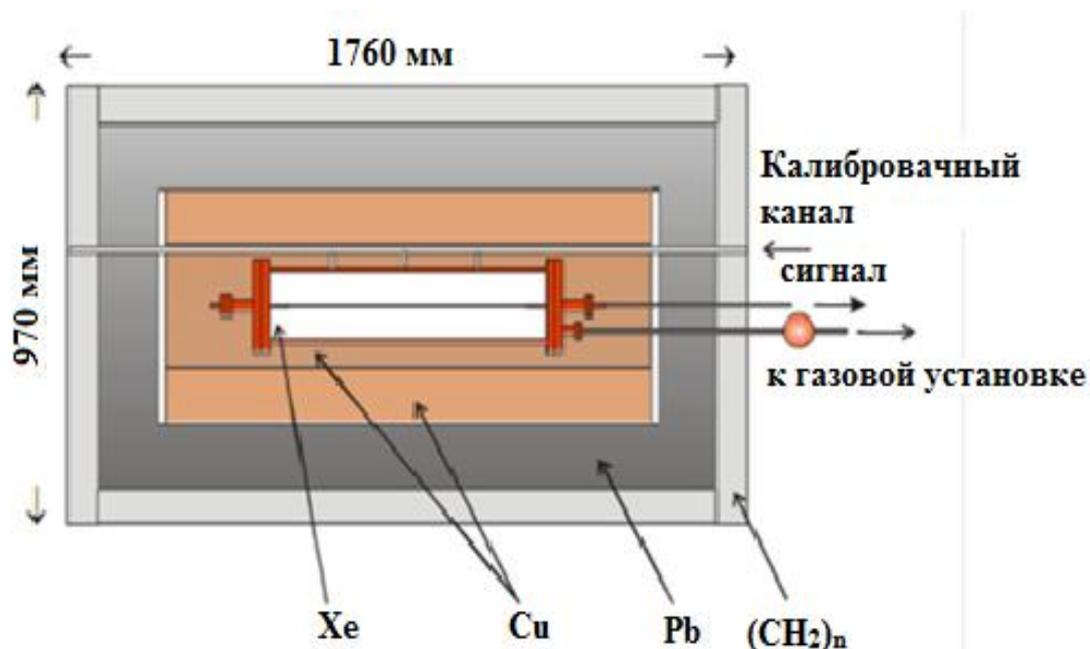


Рис. 3.5. Схематическое изображение экспериментальной установки

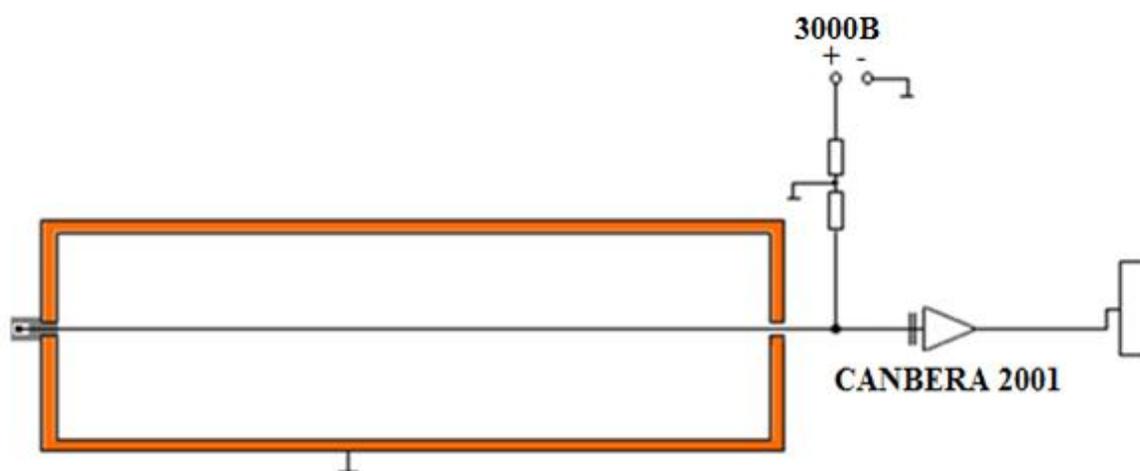


Рис. 3.6. Электрическая схема детектора: CANBERA 2001 – предусилитель, ЛА-н20-12РСІ

3.3 Калибровка ^{109}Cd

Калибровка МПС осуществляется с помощью источника ^{109}Cd с линиями 22, 88 и 203 кэВ [78]. Этот изотоп испытывает К-захват, при этом в 100% случаев распад идет на первый возбужденный уровень ^{109}Ag . Снятие возбуждения происходит двумя путями: в 3.7% случаев излучается γ -квант с энергией 88 кэВ, в остальных случаях излучается конверсионный электрон и характеристические излучения с Оже-электронами. В 99.16% распад ^{109}Cd сопровождается излучением характеристических фотонов $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$ и $K_{\beta 3}$ с энергиями 22.163 кэВ (55.7%), 21.99 кэВ (29.5%), 24.943 кэВ (9.2%), 25.455 кэВ (2.30%) и 24.912 кэВ (4.76%) кэВ соответственно.

Так как источник располагается на внешней поверхности корпуса счетчика, характеристические фотоны практически полностью поглощаются в стенке счетчика, из-за чего, на спектре пик от этих линии не виден.

В результате обработки данных накопленных в калибровочных измерениях, сигналы детектора были разделены на группы в зависимости от формы переднего фронта импульса:

1. Импульсы с гладким и без изгибов передним фронтом, дифференциал которого хорошо описывается одним Гауссианом – одноточечное событие;
2. Импульсы, дифференциал, которого хорошо описывается не менее чем двумя Гауссианами – двухточечное событие.
3. Импульсы, дифференциал, которого хорошо описывается не менее чем тремя Гауссианами – трёхточечное событие.
4. Все остальные импульсы.

В группу одноточечных событий попадают события, в которых энерговыделение в результате взаимодействия ионизирующей частицы (электрон, альфа-частица и т. д.) локализовано в одной компактной точечно-подобной области рабочего объёма детектора. Такие события образуются при поглощении α -частиц, электронов (без образования фотонов тормозного излучения) и, частично, квантов рентгеновского или γ -излучения.

Поглощение квантов приводит к появлению одно-точечных событий, например, в случаях:

- комптоновского рассеяния, при котором комптоновский фотон вылетел за пределы рабочего объёма детектора;
- фотоэффекта, сопровождающегося вылетом заряженных частиц (фотоэлектрон + Оже-электроны).

В группу двухточечных событий (сигналы состоят из двух подимпульсов) попадают события:

- от электронов с рождением тормозного фотона;
- комптоновского рассеяния γ -кванта;
- фотоэффекта, сопровождающегося рождением характеристического фотона, и т.д.

Для этого требуется, чтобы вторичные фотоны поглотились в рабочем объёме детектора с образованием второй точно-подобной области ионизации на некотором расстоянии (в проекции на радиус счётчика) от первой. В результате от каждой области ионизации образуются два подимпульса. Время задержки между ними равно разности времен дрейфа электронов из этих областей ионизации до области газового усиления. Нумерация подимпульсов изначально определяется их очередностью в форме сигнала. Область газового усиления находится в непосредственной близости от анодной нити (вокруг анодной нити) до радиуса ~ 20 мкм. Время дрейфа электрона от катода до анода, определяющее максимальную длительность интервала времени собирания первичной ионизации определяется из разности времени прихода импульса и послеимпульса, среднее значение данного времени ~ 105 мкс. В случае вылета фотона за пределы счётчика возникает однотоочечное событие, которое в калибровочном спектре образует пик вылета линии источника.

В группу трёхточечных событий (сигналы состоят из трёх подимпульсов) попадают следующие события:

- комптоновское рассеяние гамма-кванта на первом атоме и фото-эффект на втором атоме с рождением характеристического фотона;
- образование двух К-вакансий на двух атомах, при этом на о одном из двух атомов заполнение вакансии происходит с излучением только оже-электронов;
- образование двойной К-вакансии на одном атоме, когда фотоэлектрон выбивает второй электрон с К-оболочки этого же атома, заполнение которых происходит с рождением двух характеристических фотонов и излучением оже-электронов.

Все события с числом подимпульсов больше трёх отнесены к 4-й группе событий. Из-за возможного перекрытия подимпульсов или случайного возникновения дополнительного шумового импульса события могут перемещаться между группами. Эффективность отбора одноточечных и двух-точечных событий определяется путём сравнения данных с расчётами, полученными на основе справочных значений о величине коэффициента выхода флуоресценции и коэффициентов поглощения собственного характеристического излучения в исследуемом газе.

На рис. 3.7. показан один из калибровочных спектров, и спектры, полученные после разделения событий на одно-, двух- и трехточечные. Помимо пика полного поглощения на спектре присутствует пик вылета с энергией 58 кэВ. Его наличие обусловлено случаями, когда характеристический фотон с энергией ~ 30 кэВ, излучаемый после заполнения вакансии на К-оболочке (образованной в результате фото-эффекта на К-оболочке Хе), покидает рабочую область счетчика, и в рабочей области остаются только фото-электрон и Оже-электроны. Такие события являются одноточечными. Отсутствие пика вылета в спектрах многоточечных событий указывает на качество разделения событий по количеству подимпульсов (точек).

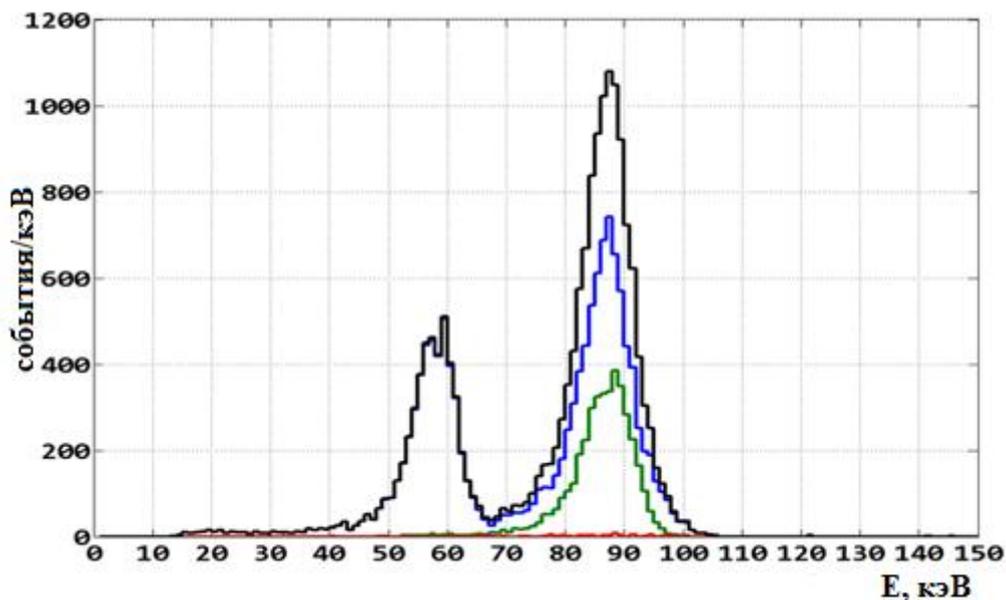


Рис. 3.7. Спектр калибровочного источника ^{109}Cd , линия 88кэВ: черный – спектр всех событий; голубой – спектр одноточечных событий; зелёный – спектр двухточечных событий; красный – спектр трехточечных событий.

Для того чтобы отобрать из всего массива данных полезные события, требуется корректировка функции отклика детектора в зависимости от времени набора данных между “чистками” газа. Для этого из калибровочных данных ^{109}Cd определялось полное энергосодержание, отношение амплитуды послеимпульса к амплитуде основного импульса (λ_c), задержка между основным импульсом и послеимпульсом ($\Delta\tau$) и энергетическое разрешение. На рис. 3.8 показано изменение во времени параметров λ_c и $\Delta\tau$ определенные в интервале энергий 88 ± 8 кэВ (давление газа в МПС составляло 4.8 атт).

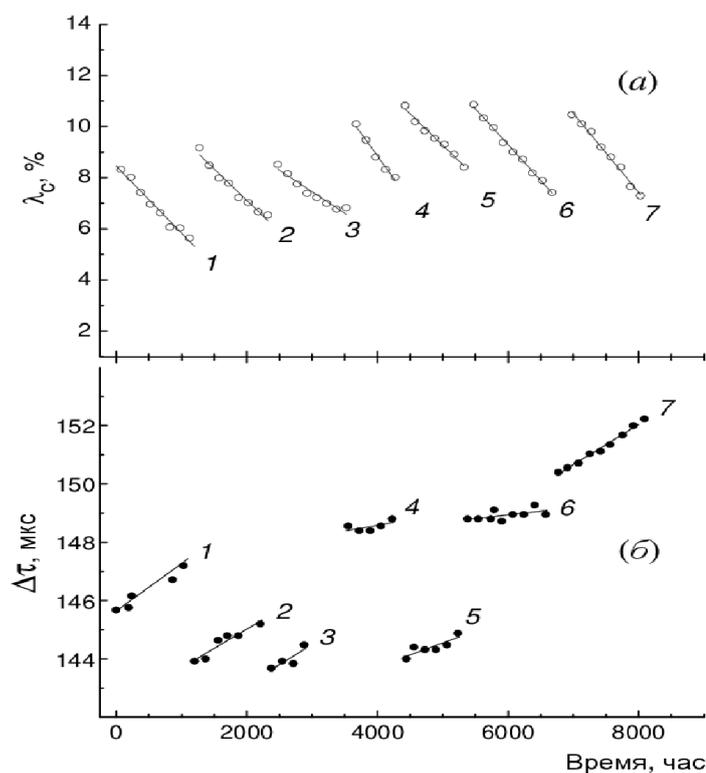


Рис.3.8. Вариации во времени параметров детектора между чистками рабочего газа для серии из семи измерений: *a* – отношение амплитуды послеимпульса к амплитуде импульса от полного поглощения фотона с энергией 88 кэВ (^{109}Cd); *б* – изменение времени дрейфа электронов от катода до анода.

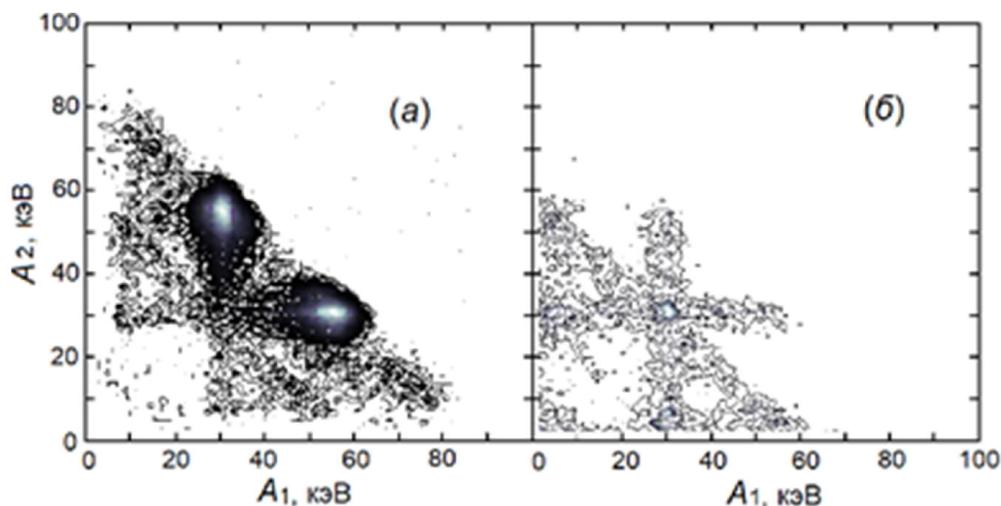


Рис. 3.9. Двумерные амплитудные распределения энергетических вкладов отдельных точечных кластеров ионизации (амплитуды подимпульсов) от внешнего источника фотонов с энергией 88 кэВ (^{109}Cd): *a* – для двух-точечных событий; *б* – для трёх-точечных событий после свёртки по амплитуде третьего подимпульса.

На рис. 3.9. *а* приведено распределение интенсивности двух-точечных событий в зависимости от амплитуды первого (A_1) и второго (A_2) подимпульсов. Максимумы интенсивности наблюдаются для комбинации амплитуд подимпульсов ($K_\alpha(\text{Xe})=29.8$ и $88-K_\alpha(\text{Xe})=58.2$ кэВ). Вертикальная и горизонтальная полосы отображают особенности характеристик событий от неполного поглощения энергии 88 кэВ и формы спектра входного излучения. Например, фотон от источника испытал комптоновское рассеяние в материале корпуса счетчика, а затем поглотился в рабочей области счетчика в результате фотоэффекта на К-оболочке ксенона. Так же просматриваются две наклонные диагональные полосы. Одна полоса включает события с полным поглощением 88 кэВ в результате комптоновского рассеяния. Вторая наклонная полоса соответствует энергии 58.2 кэВ и включает события, когда в результате фотоэффекта на К-оболочке ксенона характеристический фотон покидает рабочую область счетчика, а в треке фотоэлектрона рождается один тормозной фотон с достаточно большой энергией, что бы поглотиться на большом расстоянии от трека.

На рис. 3.9. *б* приведено двухмерное распределение интенсивности трёх-точечных событий при свёртке по амплитуде третьего подимпульса (A_3). Эти события возникают, когда калибровочный фотон испытывает комптоновское рассеяние в рабочей области счетчика, затем рассеянный фотон поглощается в рабочей области счетчика в результате фотоэффекта на К-оболочке ксенона. Вертикальная и горизонтальная полоса, при $A_1 = 29.8$ кэВ и $A_2 = 29.8$ кэВ соответственно, в распределении обусловлены событиями, когда первый (вертикальная полоса) или второй (горизонтальная полоса) подимпульсы связаны с поглощением характеристического фотона, а другой подимпульс – комптоновский электрон или фотоэлектрон. Наклонная полоса с суммарной энергией 58.2 кэВ связана с событиями, когда первый подимпульс связан с комптоновским электроном, а второй с фотоэлектроном (или наоборот), а третий подимпульс с характеристическим фотоном.

Энергетическая шкала для амплитуд определялась по трем точкам: 29.8, 58.2 и 88 кэВ. При этом, для первых двух энергий использовались амплитуды подимпульсов событий в пике полного поглощения, а для 88 кэВ использовались односточечные события в пике полного поглощения. Была обнаружена незначительная нелинейность амплитудной шкалы. Это связано с тем, что, из-за требования достаточно значимого параметра λ (относительной величины послеимпульса) в области от 20 до 80 кэВ для целей селекции многоточечных событий, режим работы счётчика по напряжению соответствовал началу области ограниченной пропорциональности.

3.4 Изучение фона МПС.

Для поведения эксперимента в лаборатории имелось несколько образцов ксенона с различным изотопным составом (содержание примесей < 0.01%):

1. Образец чистого природного ксенона с извлеченными легкими изотопами. В нем пренебрежимо малое содержание радиоактивного изотопа ^{85}Kr по сравнению с обычным природным ксеноном.
2. Образец №1, обогащенный по изотопу ^{124}Xe до 63.3% общим объемом 12.14 л (30.6% ^{126}Xe , 5.6% ^{128}Xe).
3. Образец №2, обогащенный по изотопу ^{124}Xe до 7.5% общим объемом 57.97 л (26.3 % ^{126}Xe , 41.6% ^{128}Xe). Данный образец получен после начала измерений с первым образцом.

Перед началом основных измерений из имеющихся обогащенных образцов было изготовлено два новых:

1. «Основной» образец объемом 52.14 л (20.5% ^{124}Xe , 27.3% ^{126}Xe , 33.2% ^{128}Xe), получен путем объединения 12.14 л образца №1 и 40.00 л образца №2. Этот образец использовался во втором этапе измерений.
2. «Резервный» образец, оставшиеся 18.00 л от образца №2 (7.5% ^{124}Xe , 26.3% ^{126}Xe , 41.6% ^{128}Xe). Использовался для измерения интенсивности образования изотопа ^{127}Xe в нём под воздействием мюонов космических лучей и потока тепловых нейтронов.

Перед началом первого этапа измерений были проведены предварительные измерения при заполнении МПС чистым образцом (давление газа в МПС составило 1.9 атт), а затем при заполнении образцом ксенона №1 (давление газа в МПС составило 1.1 атт). Из сравнительного анализа было получено, что фон МПС при заполнении образцом №1 был существенно выше. Предположительно, это было связано с наличием большего количества ^{85}Kr в образце №1. Исходя из того, что при температуре жидкого азота ($-195.75\text{ }^{\circ}\text{C}$) ксенон находится в твердой фазе (давление насыщенных паров $1.93 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.), а основная часть криптона остается в

газовой фазе (давления насыщенных паров ~ 1.8 мм рт. ст.), была использована следующая процедура для исключения ^{85}Kr из образца №1:

1. ксенон в баллоне замораживался при температуре жидкого азота;
2. в баллон запускалось небольшое количество гелия;
3. ксенон нагревался до комнатной температуры для смешивания газов;
4. смесь замораживалась до температуры жидкого азота;
5. гелий с криптоном и парами ксенона откачивались из баллона вакуумным насосом.
6. ксенон нагревался до комнатной температуры.

Данная процедура повторялась шесть раз. После этого, МПС заполнялся очищенным образцом №1 и повторялось измерение фона. Измеренные спектры представлены на рис. 3.10. По результатам измерений видно, что выбранная процедура оказалась удачной и позволила существенно очистить образец №1 от ^{85}Kr .

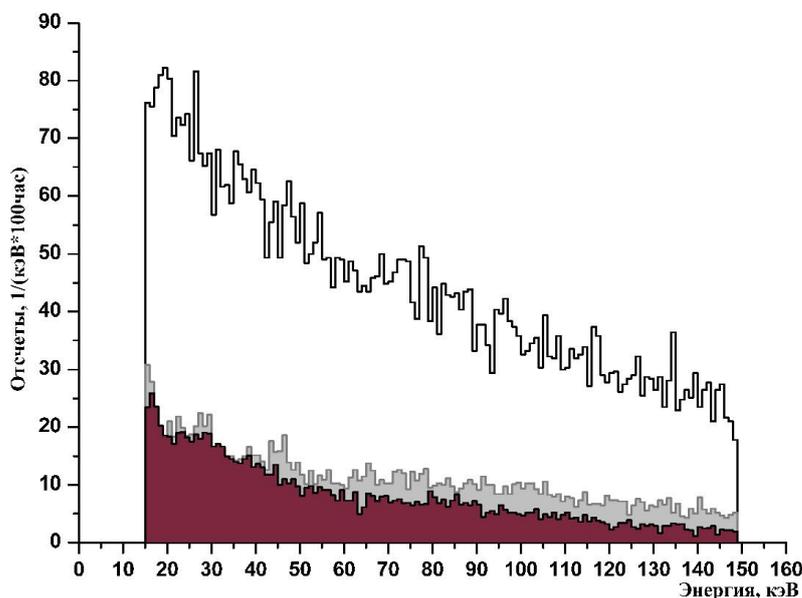


Рис. 3.10. Спектры МПС при заполнении различными образцами ксенона. Черная линия – образец обогащенного ксенона №1, серая закрашенная область – естественный чистый ксенон, бордовая закрашенная область – образец обогащенного ксенона №1 после очистки от ^{85}Kr .

3.5 Фон МПС обусловленный космогенными изотопами.

На подготовительном этапе, перед изготовлением основного рабочего образца Хе, были проведены измерения фоновых характеристик образца №2. В процессе измерений на фоновом спектре был обнаружен пик от неизвестного источника в районе ~ 33 кэВ (см. рис.3.11). Данный источник был ассоциирован с радиоактивным изотопом ^{127}Xe . Этот изотоп распадается посредством К-захвата с периодом полураспада 36.4 дня. Схема распада данного изотопа ^{127}Xe показана на рис. 3.12. При этом ядро ^{127}I образуется в возбужденном состоянии. Поэтому, полное энергосодержание состоит из вклада характеристических фотонов и оже-электронов возникающих при заполнении вакансии на К-оболочке йода, и вклада гамма-квантов и конверсионных электронов возникающих при снятии возбуждения ядра. Энергии гамма-квантов лежат в пределах 50 - 370 кэВ. Эффективность регистрации гамма-квантов с энергиями выше ~ 50 кэВ мала, поэтому в основном при распаде ^{127}I энергосодержание в МПС будет определяться заполнением К-оболочки, т. е. должен наблюдаться пик в районе 33.2 кэВ.

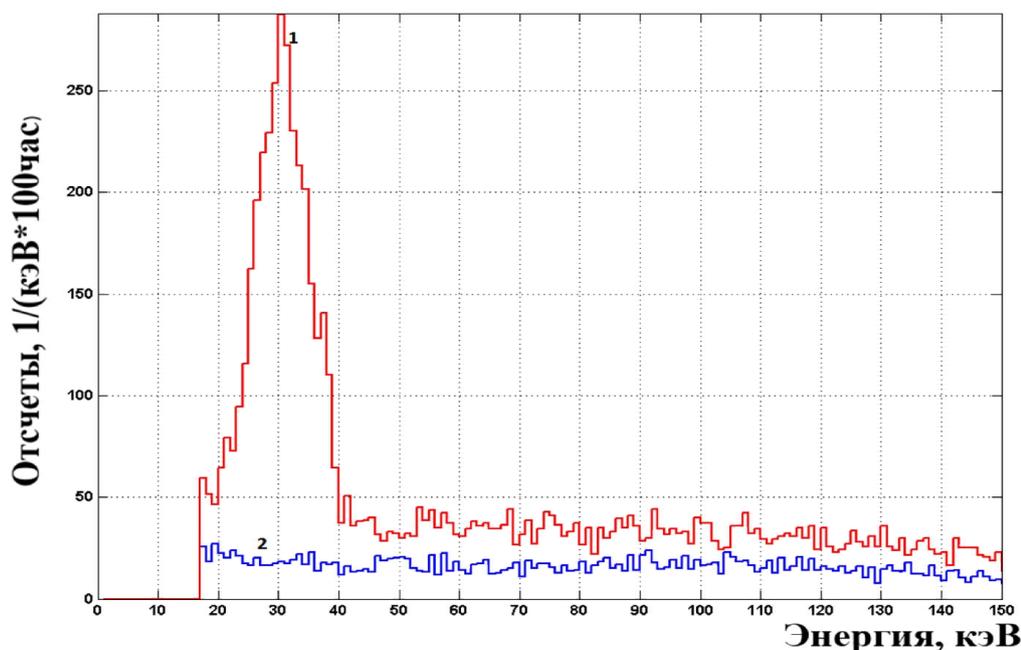


Рис. 3.11. Амплитудные спектры фона МПС при заполнении образцом ксенона №2 до 5 атт – спектр 1, и «чистым» ксеноном до 5 атт – спектр 2.

После выдерживания образца №2 в низкофоновых условиях [79] в течение трех периодов полураспада ^{127}Xe , он был использован при изготовлении основной рабочей газовой смеси для МПС. Так как природа возникновения данного изотопа в образце №2 не известна, было принято решение провести ряд измерений для проверки различных каналов его образования. Для этого использовался резервный образец (часть образца №2, оставшейся после изготовления основного образца).

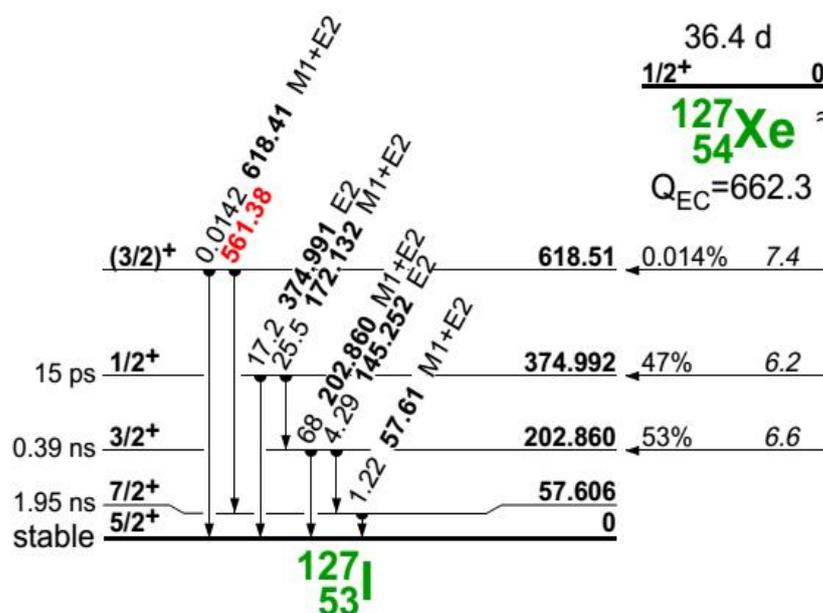


Рис. 3.12. Схема распада изотопа ^{127}Xe [80].

Были рассмотрены два канала образования изотопа ^{127}Xe . Выбор этих каналов обусловлен изотопным составом данного образца Хе. Полный изотопный состав приведен в таб. 4.

Таблица 4. Характеристика образца Хе №7 общим объемом 57.97 л (^{124}Xe – 23.97г, ^{126}Xe – 85.73 гр).

Изотоп:	^{124}Xe	^{126}Xe	^{128}Xe	^{129}Xe	^{130}Xe	^{131}Xe	^{132}Xe	^{134}Xe	^{136}Xe
Объем, л:	4.33	15.24	24.147	14.033	0.0511	0.0394	0.0168	0.0606	0.0543
Объемная доля, %:	7.47	26.28	41.63	24.19	0.09	0.07	0.03	1.04	0.09

Таблица 5. Характеристика образца №8 общим объёмом 18 л (^{124}Xe – 7.25 г, ^{126}Xe – 26.3 г).

Изотоп:	^{124}Xe	^{126}Xe	^{128}Xe	^{129}Xe	^{130}Xe	^{131}Xe	^{132}Xe	^{134}Xe	^{136}Xe
Объем, л:	1.31	4.68	7.54	4.41	0.0162	0.0126	0.0054	0.0198	0.018
Объемная доля, %:	7.3	26	42	24.5	0.0009	0.0007	0.0003	0.0011	0.001

Как видно из таблицы наиболее вероятны два канала образования изотопа ^{127}Xe . Захват нейтрона ядром ^{126}Xe или же скалывание нейтрона мюоном из ядра ^{128}Xe . Для проверки этих каналов образования ^{127}Xe были выполнены два независимых измерения. В измерениях использовался образец Xe объемом 18л оставшийся после приготовления образца для основных работ по программе поиска 2К-захвата ^{124}Xe . Изотопный состав данного образца №8 приведен в таб.5.

Перед основными измерениями с образцом №8, были проведены измерения с ксеноном естественного состава. Данный образец ксенона более 20 лет находился в подземной лаборатории и не подвергался воздействию космических лучей. Эти измерения, в дальнейшем, использовались, как фоновые, при определении вклада исследуемых реакций в образование изотопа ^{127}Xe .

3.5.1 Реакция $^{128}\text{Xe}(\mu, \gamma)^{127}\text{Xe}$

При подготовке данного измерения исследуемый образец Xe (№8) был помещен в специальный ящик, оборудованный антинейтронной защитой (1 мм кадмия, 20 см полиэтилена), и установлен в помещении установки «Ковер-2» БНО ИЯИ РАН, для облучения мюонами, рождаемыми космическими лучами. Антинейтронная защита использовалась для

исключения влияния от другого возможного канала образования исследуемого изотопа: $^{126}\text{Xe}(n,\gamma)^{127}\text{Xe}$.

Время экспозиции составило 1968 часов. После этого образец №8 был завезен в подземную низкофоновую лабораторию, после чего использовался для заполнения МПС. Рабочее давление в детекторе составило +0.3 атт. Измерение проводилось в течение 774 часов. Энергетический спектр, набранный за это время, показан на рис. 3.13.

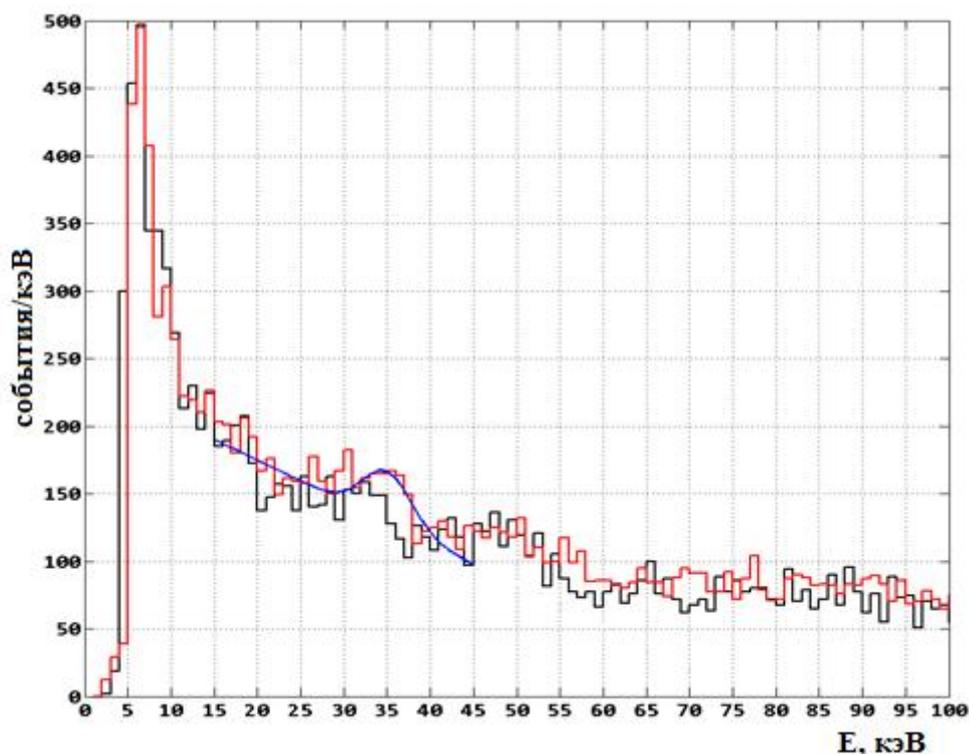


Рис. 3.13. Красный спектр – образец №8, черный спектр – Xe-ест. состава.

Поиск событий от ^{127}Xe производился в области 33.2 ± 11.5 кэВ. Количество событий от ^{127}Xe , в области интересов, определялся разностью спектров от образца №8 и «фонового образца Xe».

Поток мюонов на уровне установки «Ковер-2» составляет 72 ± 1.44 см²ч⁻¹ [81]. Используя формулу (3.1) для наработки радиоактивного изотопа [82] можно посчитать сечение канала образования изотопа ^{127}Xe из изотопа ^{128}Xe мюонами космических лучей. Число атомов ^{127}Xe , в начале измерения

находится из закона радиоактивного распада $N_0 = \frac{N}{e^{-\lambda t}}$, N-число зарегистрированных событий определяется как число событий под пиком N-число распавшихся в счетчике события равно зарегистрированных событий нормированных на эффект регистрации событий.

Эффект регистрации A событий счетчиком возможно вычислить двумя методами 1) GANT4

$$2) A = 1 - \frac{1}{\nu\omega(1-\nu)} \quad [83] \quad (3.1)$$

Где $\nu = N_t/N_e$, N_t – площадь под пиком полного поглощение, N_e – площадь под пиком вылета, ω – относительный выход флуоресценции, ν – вероятность поглощение излучение на K-оболочке.

$$\sigma = \frac{N_0}{\Phi \cdot t \cdot \nu \cdot N_A} \quad (3.2)$$

где $N_0 - 928 \pm 338$ – число атомов ^{127}Xe , в начале измерения;

$\Phi - 72 \pm 1.44 \text{ см}^{-2} \text{ ч}^{-1}$ – поток мюонов;

$t - 1968 \text{ ч}$ – время измерение образца Xe;

$\nu - 0.3366$ моль - количество ^{128}Xe ;

$N_A - 6.022 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ – число Авогадро.

Подставляя имеющиеся значения, мы получаем:

$$\sigma \leq 0.07 \times 10^{-24} \text{ см}^2 \text{ при } 95\% \text{ у.д.} \quad (3.3)$$

Такая консервативная оценка дана вследствие того, что поведение спектров от обоих образцов в области интереса одинаково, и превышение над фоном минимально.

3.5.2 Реакция $^{126}\text{Xe}(n,\gamma)^{127}\text{Xe}$

Для проверки данного канала образования изотопа ^{127}Xe баллон с исследуемым образцом был помещен в отдельной комнате лабораторного корпуса БНО ИЯИ РАН. Комната расположена на верхнем этаже здания, где поток тепловых нейтронов, генерируемых космическими лучами в бетонных перекрытиях крыши, максимален. Время облучения составило 1272 часа. Поток тепловых нейтронов измерялся отдельным нейтронным детектором, и

составил $11.23 \pm 0.54 \text{ см}^{-2} \text{ ч}^{-1}$ [84] [85]. После облучения газ был завезен в подземную низкофоновую лабораторию, для заполнения МПС. Рабочее давление в детекторе составило $+0.3$ атт. Измерение проводилось в течение 1084 часов. Энергетический спектр, набранный за это время, показан на рис. 3.14.

Поиск событий от ^{127}Xe производился в области 33.2 ± 11.5 кэВ. Методика определения полного числа атомов ^{127}Xe , которое было на начало измерений описана ранее для канала $^{128}\text{Xe}(\mu, \gamma)^{127}\text{Xe}$.

Как и в прошлый раз используется формула (3.1). Параметры для вычисления сечения: N_0 - 4922 ± 490 – число атомов ^{127}Xe в начале измерения; Φ - $11.23 \pm 0.54 \text{ см}^{-2} \text{ ч}^{-1}$ – поток нейтронов; t - 1272 ч – время измерения образца ксенона; ν - 0.2089 моль – количество ^{126}Xe ; N_a - $6.022 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ – число Авогадро.

Подставляя эти значения в формулу, мы получаем:

$$\sigma = (2.74 \pm 0.4) \times 10^{-24} \text{ см}^2$$

(3.4)

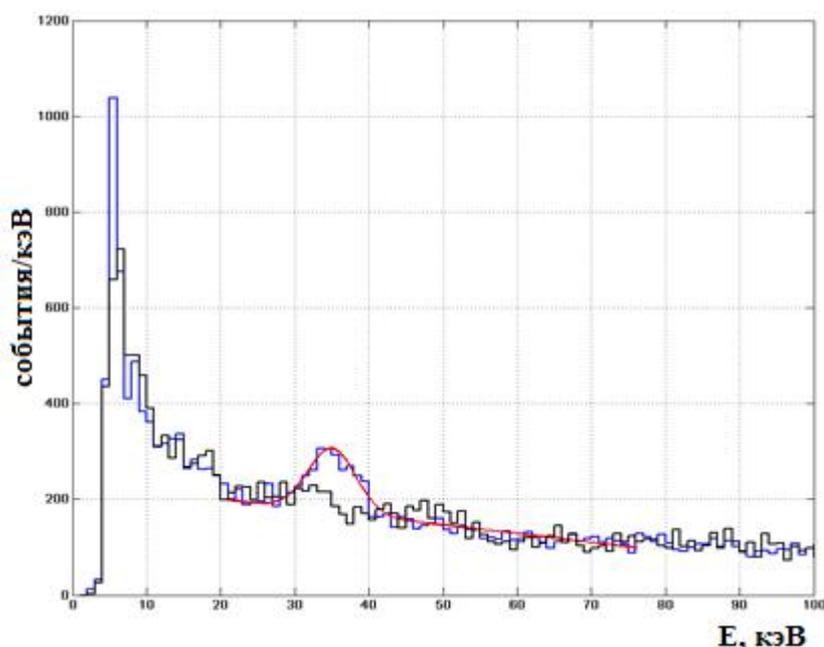


Рис. 3.14. Синий спектр – образец №2, черный спектр – Xe-ест. состава.

В справочной литературе приводится значение сечения реакции $^{126}\text{Xe}(n,\gamma)^{127}\text{Xe}$ равное $\sigma = (3.5 \pm 0.8) \times 10^{-24} \text{ см}^2$ [86]. Данная оценка дается для тепловых нейтронов с энергией $E_n=25.30$ мэВ. Из сравнения величины полученных в нашей работе со справочной видно, что они совпадают в пределах своих ошибок.

3.6 Обработка экспериментальных данных

Наличие импульсов вторичных фотоэлектронов (послеимпульс) выбитых из медной стенки корпуса МПС ультрафиолетовыми фотонами, появляющиеся в области рождения лавин при умножении электронов первичной ионизации, позволяет нам учесть геометрические особенности рабочей области детектора. Например, для селекции притоцевых событий нами используется зависимость отношения амплитуды первого послеимпульса к основному импульсу от величины расстояния вдоль анодной нити между точкой развития основного импульса и серединой длины анодной нити. От этого расстояния зависит величина телесного угла, под которым видна внутренняя поверхность корпуса детектора. Из средней точки длины анодной нити рабочая поверхность катода видна в телесном угле $\sim 3.9\pi$, из точек на краях рабочей длины анодной нити – в телесном угле $\sim 2\pi$. В соответствии с величиной телесного угла изменяется относительное количество фотоэлектронов, выбиваемых из меди фотонами, рождёнными в газовом разряде при усилении первичной ионизации. Знание аналитической зависимости отношения амплитуд первичного и вторичного импульсов позволяет внести корректировку в отклик МПС и исключить краевые события у торцов из дальнейшего анализа.

Задержка между импульсом и послеимпульсом определяется полным временем дрейфа электронов от катода до анода. Она задаёт длительность интервала времени, в котором полностью укладывается любое одиночное событие независимо от распределения первичной ионизации по объёму МПС. Искомые токовые импульсы от трехточечных событий, созданных в

результате $2K(2v)$ -захвата в МПС будут выглядеть в виде суммы различных сочетаний трех колоколообразных компонент с диффузионным размытием.

Для определения величины зарядов, выделившихся в отдельных кластерах многоточечного события, можно продифференцировать исходный зарядовый импульс и описать полученную форму набором гауссовых кривых. Расчетная площадь отдельного гауссиана будет соответствовать величине заряда (энергии) в соответствующем кластере. Как видно на рис. 3.15. прямое дифференцирование дает асимметричную колоколообразную форму (кривая b). Такая форма получается из близкого к гауссовому распределению импульса тока электронов первичной ионизации от точечного энерговыделения, приходящих на границу области газового усиления вблизи анодной нити. Она определяется пространственным распределением плотности зарядов в проекции на радиус. Параметры распределения зависят от времени дрейфа первоначального зарядового кластера до анода.

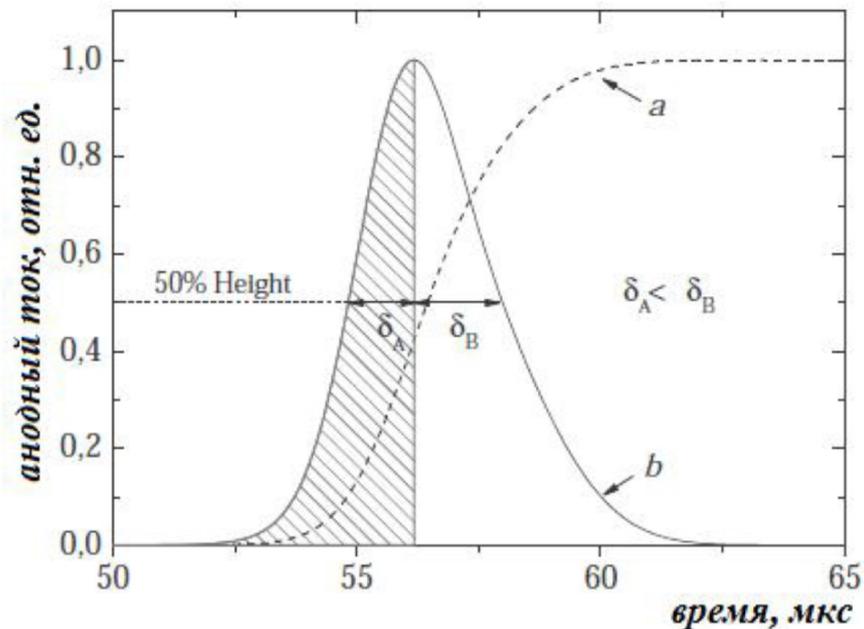


Рис. 3.15. Рисунок, иллюстрирующий идеализированное одноточечное событие. Пунктирной линией (a) показан зарядовый импульс ЗЧУ, линия b- асимметричный токовый импульс (получен путем дифференцирования зарядового импульса)

За время дрейфа зарядовый кластер расплывается в облако за счет диффузии электронов. Импульс, снимаемый с анодной нити, образуется, в основном, в результате индукции на аноде отрицательного заряда движущимися к катоду положительными ионами, образовавшимися у нити в процессе газового усиления (ионная компонента – и.к.). Расчетное полное время дрейфа ионов равно 0.447 с. Вклад равновесной с ионами электронной компоненты (э.к.) в полный наведенный заряд составляет ~7%.

Время сбора электронов равно ~1 нс. Форма выходного импульса задается суперпозицией наведенных зарядов от отдельных электронных лавин, распределенных по времени и интенсивности в соответствии с формой импульса тока электронов первичной ионизации; формой импульса от отдельной лавины ионной компоненты и конечным временем саморазряда з.ч.у. Последние два параметра определяют асимметрию выходного импульса тока. Форму выходного импульса тока можно привести к симметричному виду, учитывая аналитическую зависимость амплитуды выходного импульса напряжения, созданного точечной в проекции на радиус (на границе области газового усиления) группой электронов первичной ионизации как функции времени и постоянной разряда выходной накопительной емкости [87]:

$$V_k(t_i) = K_{u.k.} n_k \exp\left(-\frac{t_i+B}{RC}\right) \times \left\{ \ln\left(1 + \frac{t_i}{B}\right) + \frac{t_i}{RC} + \frac{t_i^2}{2 \cdot 2!(RC)^2} + \dots \right\} + K_{u.k.} n_k \exp\left(-\frac{t_i}{RC}\right) \quad (3.5)$$

где $V_k(t_i)$ – амплитуда импульса напряжения от k -ой группы электронов; n_k – число первичных электронов в k -ой группе; $t_i = t - (t_0 + t_{i0})$ – текущее время для зависимости амплитуды импульса напряжения от k -ой группы; t_0 – время начала полного импульса; t_{i0} – время начала импульса от k -ой группы;

$K_{u.k.} = MV_{(1)u.k.}$; M – коэффициент газового усиления;

$$V_{(1)u.k.} = (e/C) \ln(r_k/r_0) / \ln(r_k/r_a) \quad (3.6)$$

$V_{(1)u.k.}$ - полная амплитуда импульса напряжения, создаваемая на выходной емкости C одним ионом, родившимся в газовом разряде; e – заряд электрона; r_0 – радиус, на котором расположен центр тяжести лавины; r_a – радиус анода; r_k – радиус катода; B - временной параметр, связанный с движением положительных ионов газового разряда в конкретном газе.

$$V_{(1)э.к.} = (e/C) \ln(r_0/r_a) / \ln(r_a/r_k) \quad (3.7)$$

– полная амплитуда импульса напряжения, создаваемая на выходной емкости C одним электроном, родившимся в газовом разряде. В формуле (3.7) принято, что электронная компонента возникла мгновенно.

При $\tau_p = \infty$ выражение (3.8) принимает вид:

$$V_k(t_i) = K_{u.k.} n_k \times \ln \left(1 + \frac{t_i}{B} \right) + K_{э.к.} n_k \quad (3.8)$$

Рассмотренные условия выполняются в записанном реальном импульсе в первом временном канале от начала импульса. Полученное из реального импульса значение n_1 используется в формуле (3.3) для расчета полной формы парциального импульса на всем временном отрезке до конца кадра. Полученный импульс вычитается из реального. Теперь рассмотренное выше условие выполняется для первого интервала дискретизации остаточного импульса или для второго интервала исходного. Процедура повторяется до последнего временного канала в кадре. Последовательность значений n_k для одноточечного события имеет симметричное распределение по форме, близкое к гауссовому. Именно оно используется для дальнейшего анализа.

3.7 Методика эксперимента

Полученные импульсы разлагаются на модельные “одно-электронные” сигналы с учетом функции отклика детектора. Таким образом, получаем временной срез прихода электронов в область ударной ионизации вблизи анодной нити — электронный ток. Полученная форма электронного тока фитируется набором гауссовых кривых. Количество “гауссианов”,

необходимых для точного фитирования, определяют количество зарядовых кластеров составляющих исследуемый токовый импульс. Интегрированием электронного тока получаем восстановленный импульс, не искаженный функцией отклика детектора. Интеграл каждого гауссиана определяет амплитуду соответствующего парциального импульса (амплитуду “точки”). Пример исходного импульса, восстановленного импульса, нормированного электронного тока и результата фитирования представлены на рис.3.16. Амплитуда импульса определяется как значение зарядового импульса, восстановленного из расчетного тока электронов первичной ионизации. Методы обработки оцифрованных импульсов, применяемые в данном эксперименте, подробно изложены в работе [77].

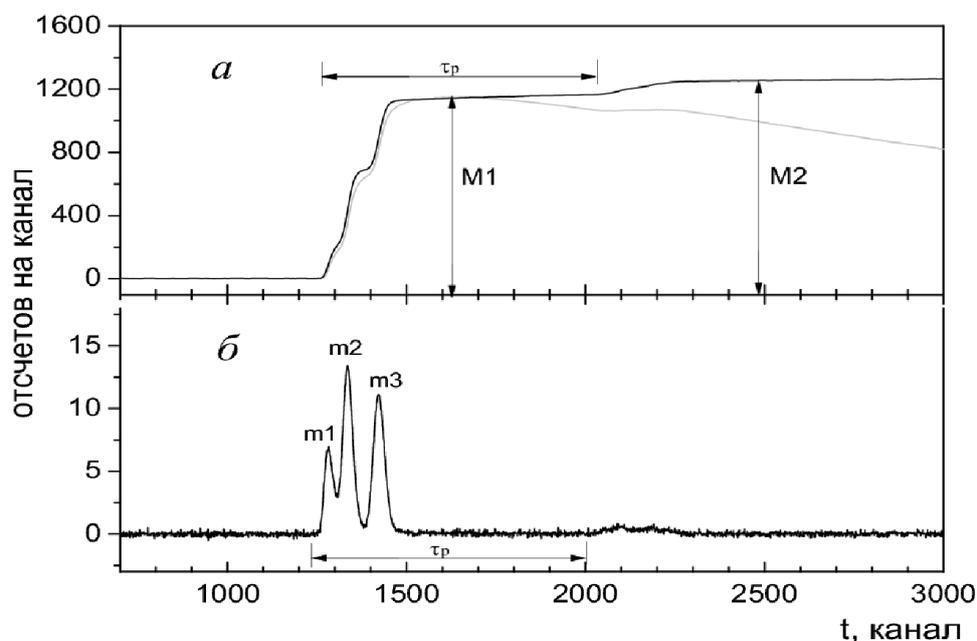


Рис. 3.16. Сигнал с ЗЧУ: *а* – серая кривая – исходный зарядовый импульс, черная кривая восстановленный сигнал в offline режиме; *б* – продифференцированный зарядовый импульс, соответствующий токовому сигналу, где m_1 , m_2 , m_3 - амплитуды парциальных импульсов (кластеров). τ_p – времени дрейфа электронов от катода к аноду.

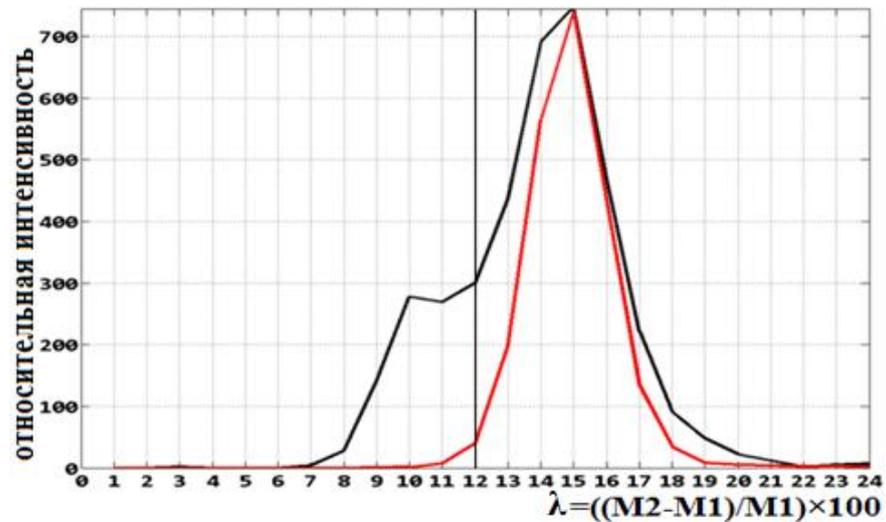


Рис. 3.17. Распределение событий по параметру λ : Черный спектр – распределение для фоновых событий Красный спектр – распределение для событий от калибровочного источника Cd^{109} (88 кэВ)

Дополнительным параметром сигналов является параметр λ , представляющий собой относительную “координату” события вдоль анодной нити. Для определения “координаты” применяется отношение амплитуд импульса ($M1$) и первого послеимпульса ($M2-M1$) [88] рис.3.17. Отбор по λ позволяет исключить приторцевые события из фонового спектра.

Снижение фона в области ожидаемого эффекта достигается наложением условий на амплитуды отдельных составляющих импульса в трех-точечном событии. Для этого амплитуда парциальных импульсов выстраиваются по мере их возрастания в последовательности $m1, m2, m3$, где амплитуда $m1$ соответствует энерговывделению от оже-электронов, а амплитуды $m2$ и $m3$ – энерговывделением от характеристических фотонов.

Количество фотоэлектронов, при прочих равных условиях, зависит от телесного угла, под которым видна внутренняя поверхность цилиндра м.п.с. из точки на анодной нити. Относительная величина телесного угла меняется от ~ 1 до ~ 0.5 при смещении точки от середины счетчика к его торцу, как показано на рис. 3.18.

На рис. 3.19. приводится график функции плотности распределения величины телесного угла, под которым видна внутренняя поверхность катода

из точек, равномерно распределённых по длине анодной нити. В идеальном случае можно ожидать, что равномерно распределённые по объёму счётчика одинаковые энерговыделения создадут похожее распределение по параметру λ , если его величина определяется только геометрическим фактором. В реальности на величину λ оказывает влияние разброс коэффициента газового усиления как в импульсе, так и в послеимпульсе. Кроме этого, на амплитуду послеимпульса влияет статистический разброс числа вторичных фотоэлектронов.

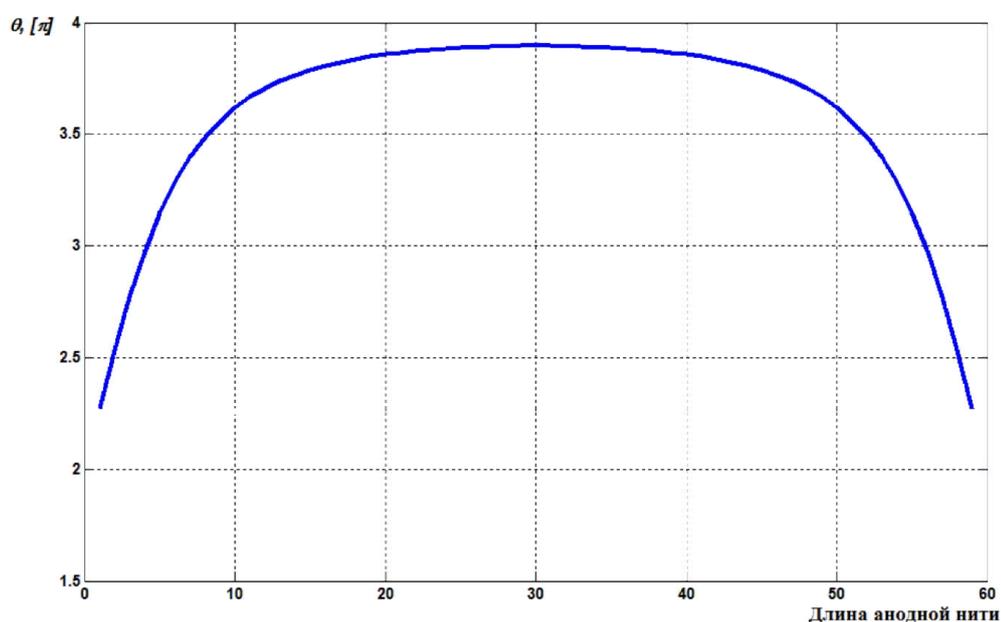


Рис. 3.18. Телесный угол, под которым видна внутренняя поверхность счётчика с разных точек анодной нити.

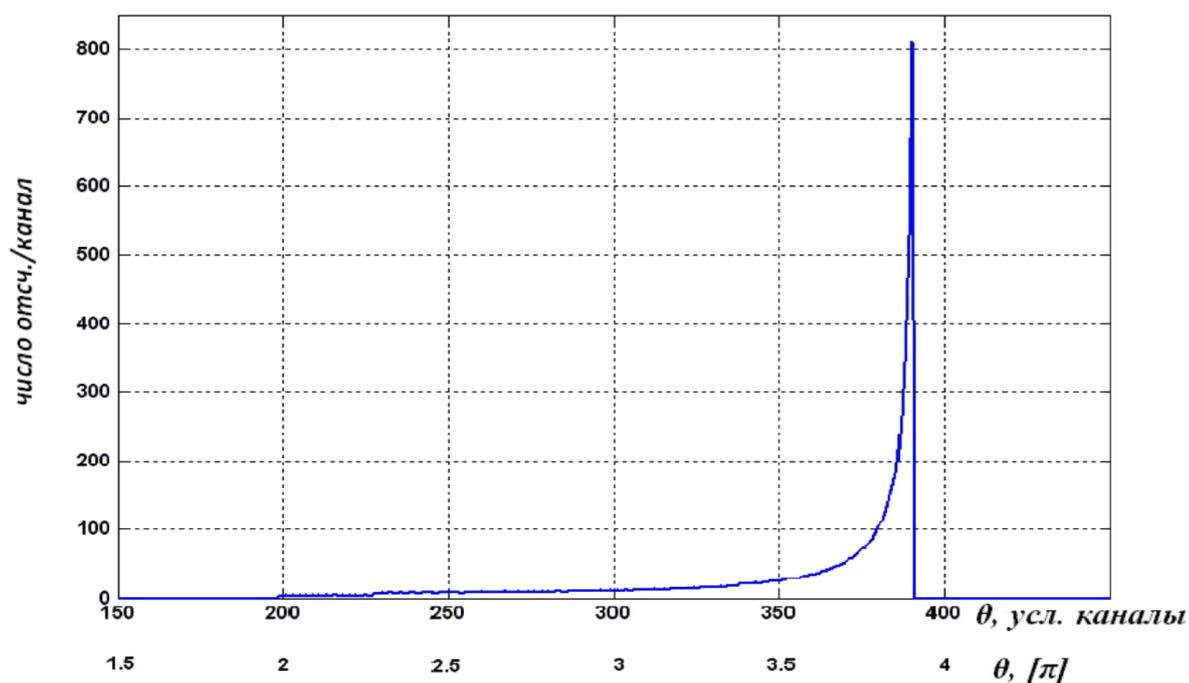


Рис. 3.19. Плотность распределения величины телесного угла, под которым видна внутренняя поверхность катода, с точек, равномерно распределенных по оси цилиндра

3.8 Результаты измерений первого этапа

Измерения с радиоактивно чистым ксеноном были выполнены на начальной стадии эксперимента для понимания фонового уровня экспериментальной установки. Давление МПС равно 1.9 атм. Время измерения составило 970 ч. Скорость счета в интервал 15-150 кэВ составила $\sim 16 \text{ ч}^{-1}$.

Таблица 6. Характеристики образцов

Образец, л	Содержание, л								
	^{124}Xe	^{126}Xe	^{128}Xe	^{129}Xe	^{130}Xe	^{131}Xe	^{132}Xe	^{134}Xe	^{136}Xe
No.1a, 1.98	1.02	$3.8e^{-1}$	$5.2e^{-1}$	$3.1e^{-4}$	$1.3e^{-4}$	$3.8e^{-5}$	$1.8e^{-5}$	$1.8e^{-5}$	$1.8e^{-5}$
No.2, 1.27	1.13	$1.3e^{-2}$	$3.4e^{-2}$	$6.1e^{-4}$	$1.2e^{-4}$	$3.6e^{-5}$	$3.6e^{-5}$	$3.5e^{-5}$	$3.5e^{-5}$
No.3, 3.56	1.60	1.93	$1.0e^{-3}$	$6.8e^{-5}$	$6.8e^{-5}$	$6.7e^{-5}$	$6.7e^{-5}$	$6.6e^{-5}$	$6.5e^{-5}$
No.4, 3.11	1.50	1.4	$1.2e^{-1}$	$6.7e^{-4}$	$6.7e^{-4}$	$5.8e^{-4}$	$5.8e^{-4}$	$5.8e^{-4}$	$5.8e^{-4}$
No.5, 1.32	1.11	$4.0e^{-3}$	$7.5e^{-5}$	$5.0e^{-5}$	$5.0e^{-5}$	$3.1e^{-4}$	$5.0e^{-5}$	$5.0e^{-5}$	$5.0e^{-5}$
No.6, 1.31	1.31	$1.6e^{-4}$	$1.3e^{-5}$	$1.3e^{-5}$	$1.3e^{-5}$	$1.3e^{-5}$	$1.2e^{-5}$	$1.2e^{-5}$	$1.2e^{-5}$

В основных измерениях с ^{124}Xe использовался образец ксенона, объемом 12 л обогащенного по изотопу ^{124}Xe до 63.3% (44 г). Этот образец объединяет в себе несколько других образцов, см. Таблицу 6. МПС был заполнен до максимального давления $P_{\text{max}} = 1.1$ атм, и первое тестовое измерение было выполнено в течение 310 часов. Скорость счета в интервале 15-150 кэВ оказалась равной 60 ч^{-1} . Избыточный фон был создан распадами ^{85}Kr . Для снижения влияния фона от распадов ^{85}Kr , была разработана легкая и качественная процедура очистки газа от остатков данного изотопа. Сравнение спектров образца ^{124}Xe до очистки (спектр 1) радиоактивно-чистого ксенона (спектр 2) и ^{124}Xe после очистки (спектр 3) показаны на рис. 3.20. МПС был заполнен до максимально возможного давления 1.1 атм для выполнения основных измерений при поиске захвата $2K$ ^{124}Xe . Эффективность регистрации двух К фотонов с энергией ~ 27 кэВ при этом давлении равна 0.09. Измерения на подземной низкофоновой установке проводились в течение 1130 часов. Собранный набор данных был обработан специальным набором программ. В результате весь набор данных был разделен на спектры: одно-, двух- и трехточечные события. Полный спектр, спектры одно-, двух- и трехточечных событий показаны на рис. 3.21(а) черной линией, серой линией, серой гистограммой и черной гистограммой. Спектр трехточечных событий более точно показан на рис. 3.21(б). Поиск искомого эффекта производится в интервале энергий (63.6 ± 3.7) кэВ. Выбранные полезные события должны удовлетворять критериям отбора $5.0 \leq m_0 \leq 13.0$ кэВ и $m_1/m_2 \geq 0.7$. События, соответствующие этим соотношениям, были выбраны из спектра трехточечных импульсов для уменьшения фона. Они представлены на рис. 3.21(в). Область ожидаемого эффекта отмечена пунктирными линиями. После выбора события в этой области не осталось событий. Таким образом, получено $N_{\text{eff}} = 2.44$ используя рекомендацию работы [89].

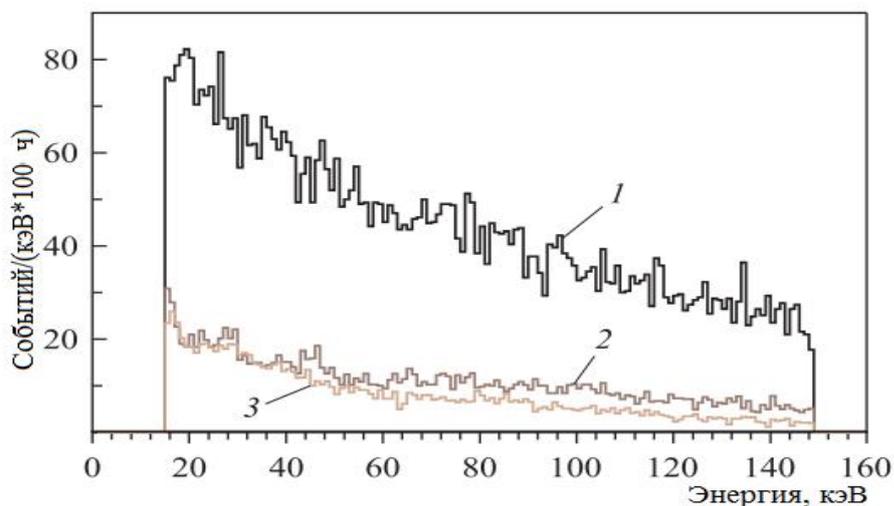


Рис. 3.20 Спектры ксенона до очистки (1 - $^{124}\text{Xe} + ^{85}\text{Kr}$, 1.1 атм), радиоактивно чистого ксенона (2 - натуральный Xe, 1.9 атм) и ксенона после очистки (3 - ^{124}Xe , 1.1 атм) нормализовали до 100 ч.

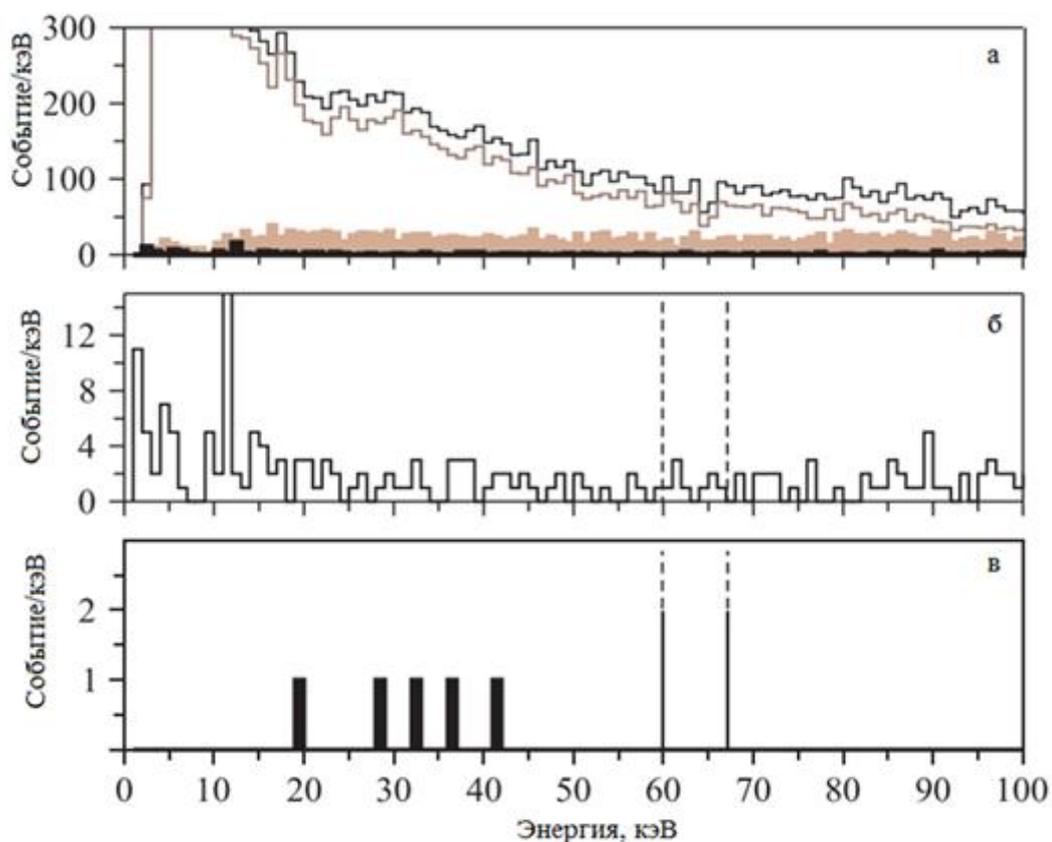


Рис. 3.21. Амплитудные спектры МПС, 1.1 атм ксенона, обогащенного изотопом ^{124}Xe до 63.3% (44 г): а) черная линия - всех событий; серая линия - одноточечные события; серая полоса график - двухточечных событий; черная гистограмма - трехточечные события; б) трехточечная спектры событий -

полные; в) трехточечные спектры событий - выбранные по критериям $5.0 \leq m_1 \leq 13.0$ кэВ и $m_2 / m_3 \geq 0.7$. Чистое время измерения составляет 1130 часов. Пунктирные линии указать границы области интереса - (63.6 ± 3.7) кэВ

Период полураспада был рассчитан по формуле:

$$\lim T_{1/2} \geq \ln 2 N \frac{p_3 \varepsilon_p \varepsilon_3}{N_{eff}} \quad (3.9)$$

где $N = 2.59 \times 10^{23}$ - число атомов ^{124}Xe в рабочем объеме счетчика,

$p_3 = 0.735$ - вероятность трех-точечных событий;

$\varepsilon_p = 0.09$ - эффективность регистрации трех-точечных событий;

$\varepsilon_3 = 0.422$ – эффективность отбора трёхточечных событий. Полученный результат [17]

$$T_{1/2} (0\nu + 2\nu, 2K) \geq 4.6 \times 10^{20} \text{ лет при } 90\% \text{ у.д.}$$

$$(3.10)$$

3.9 Результаты измерений второго этапа

Предварительно из наборов данных были устранены события неионизационного происхождения, к которым относятся наводки и микрозаряды в высоковольтных цепях. Импульсы от наводок имеют различные формы, в целом существенно отличающиеся от формы полезных импульсов. Импульсы от микрозарядов похожи на полезные импульсы, но имеют короткий фронт и в них отсутствует послеимпульс.

Для анализа используются события трёх-точечных спектров. Каждое событие из этого спектра характеризуется набором энерговывделений, распределённых по трём точно-подобным областям рабочего объёма счётчика. Рассортировав точечные энерговывделения этих событий по возрастанию, мы можем отобрать только те из них, которые содержат малую компоненту m_1 в диапазоне энерговывделения 5–13 кэВ, а отношение двух других больше 0.7 ($m_2/m_3 > 0.7$). Средняя и максимальная амплитуды создаются характеристическими K -фотонами ($K_{\alpha 1} + K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 1} + K_{\alpha 2}$, $K_{\alpha 2} + K_{\alpha 2}$, $K_{\alpha 1} + K_{\beta 1}$, $K_{\alpha 1} + K_{\beta 2}$, $K_{\alpha 2} + K_{\beta 1}$, $K_{\alpha 2} + K_{\beta 2}$) Te^{**} . Доля перечисленных комбинаций

двух квантов (α_k), регистрируемых в составе трёхточечного события, составляет величину $\alpha_k=0.985$ от полного числа возможных комбинаций. Таким образом, отбор трёх-точечных событий по этому критерию позволяет дополнительно снизить фон в области энергий ожидаемого пика и получить общее представление о форме спектра в широкой области энергий. Отобранные спектры изображены на рис. 3.25., искомый пик от $2K$ -захвата находится в пределах энергий от $64.46-13=51.46$ до $64.46+13=77.46$ кэВ.

Поскольку во время длительного набора данных в пропорциональном счетчике происходит постепенное изменение спектрометрических характеристик рабочего газа, то необходимо вносить корректировку во времени таких параметров для каждого рана (набора данных между двумя чистками газа). Для этого каждые две недели проводились калибровочные измерения с внешним источником и по их данным определялись временные зависимости параметров опорных импульсов: как энергетическая цена канала $dE(t)=f(t)$; диапазон фитирования $t_{fit}(t)=f(t)$; параметр $\lambda(t)=f(t)$.

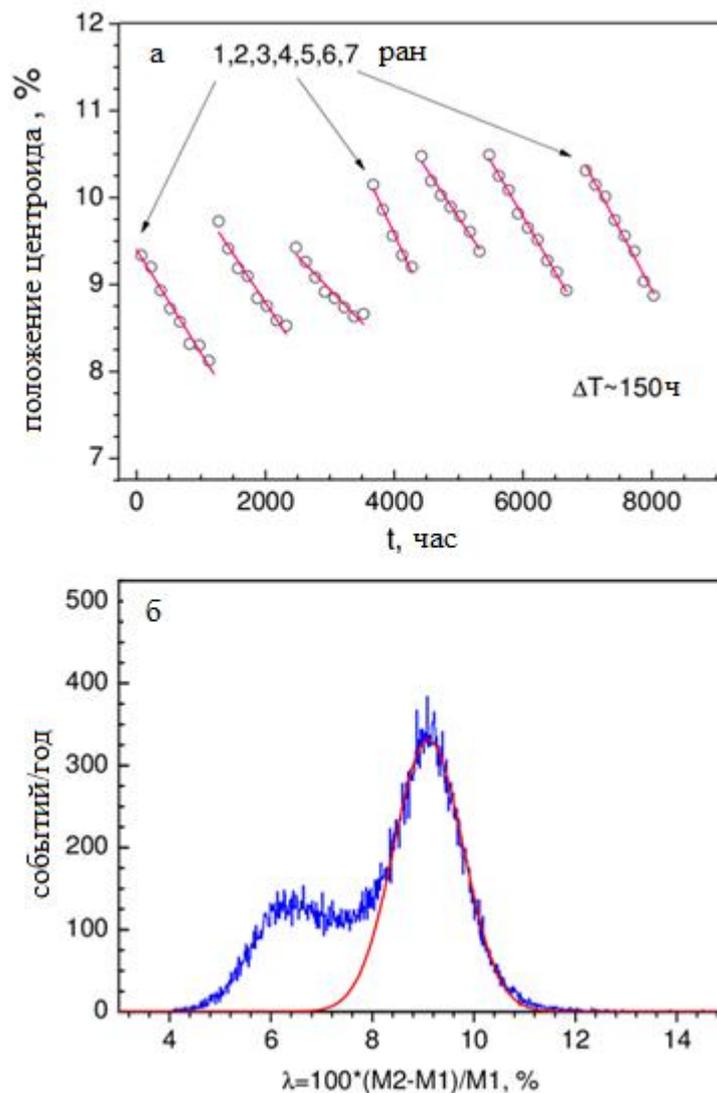


Рис. 3.22. На верхнем рисунке изображено изменение положения центра второго пика в λ -распределении для 7-ми ранов. Нижний рисунок демонстрирует его для импульсов ЗЧУ с фронтом нарастания до 12 мкс ($\tau_f = t_{90} - t_{10}$, $t_{10} - 10\%$ и $t_{90} - 90\%$ от максимальной амплитуды импульса)

На рис. 3.22 показаны изменения во времени центра второго пика в λ -распределении (а) и вариации длительности первичных импульсов тока (б) в каждом из семи ранов за 15427 часов. Из графика на рис. 3.22 можно определить коэффициент коррекции для λ -распределения в каждом ране, что позволяет нам получить реконструированное λ -распределение.

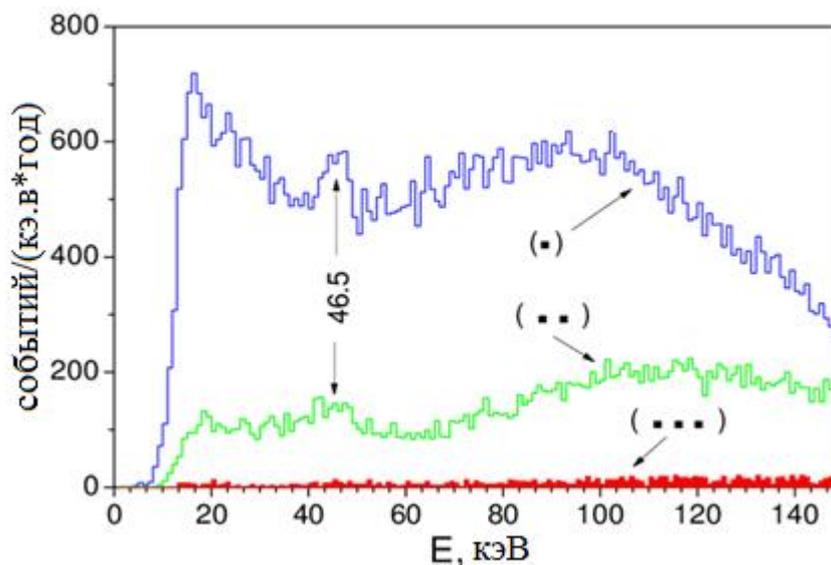


Рис. 3.23. Амплитудные спектры фона МПС за 15427 часов: (.) (..) (...) - спектры одно-, двух- и трёхточечных событий, соответственно.

После коррекции параметров импульсов во времени мы можем построить амплитудные спектры, с параметром $4 < \lambda < 12$. Это позволяет нам произвести внутреннюю энергетическую калибровку отдельно для одноточечных и двух и трехточечных событий (см. рис. 3.23.).

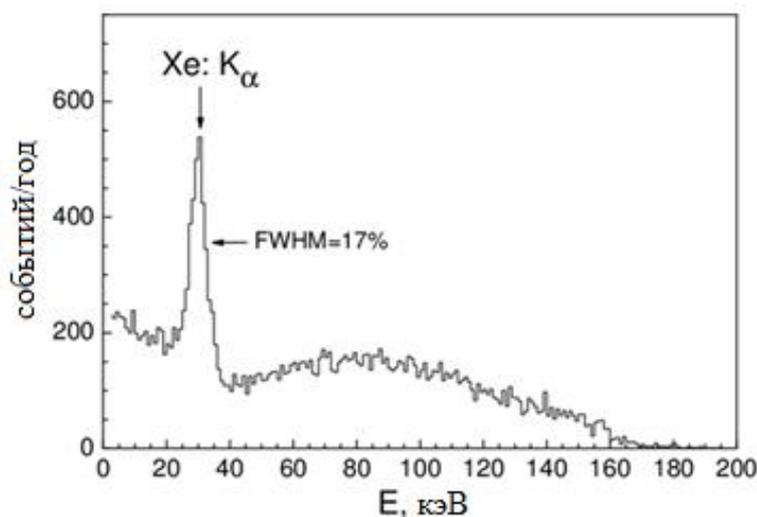


Рис. 3.24. Фоновый спектр отдельной компоненты, в двухточечных событиях нормированный на один год измерений с параметром $8 < \lambda < 12$.

На рис.3.24 хорошо видна К – линия после фотоэффекта на Хе с разрешением 17%.

В К-пик входят следующие линии: $K_{\alpha 1}=29.779$ 100%, $K_{\alpha 2}=29.458$ 54%

$$K_{\beta 3}=33.562\ 9\%,\ K_{\beta 1}=33.624\ 18\%,\ K_{\beta 2}=34.415\ 5\%$$

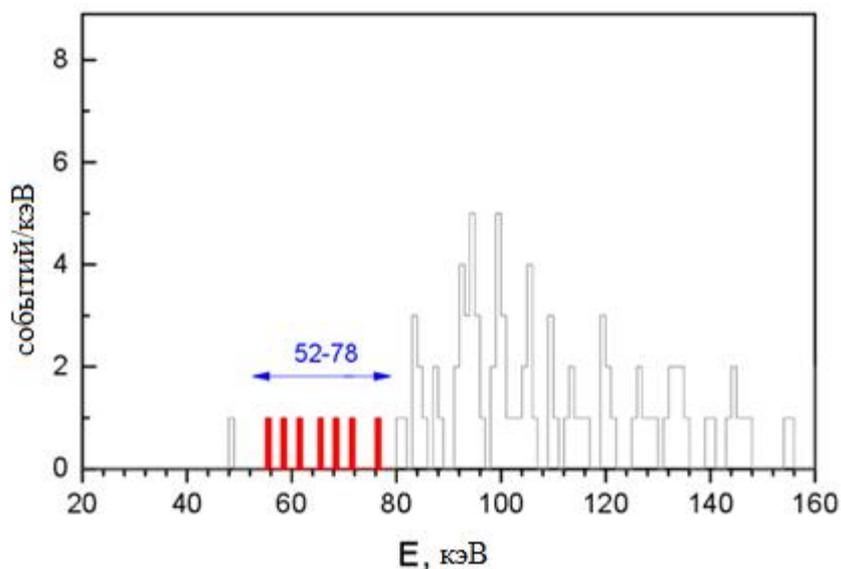


Рис. 3.25. спектры трехточечных событий нормированные на 15427 часов.

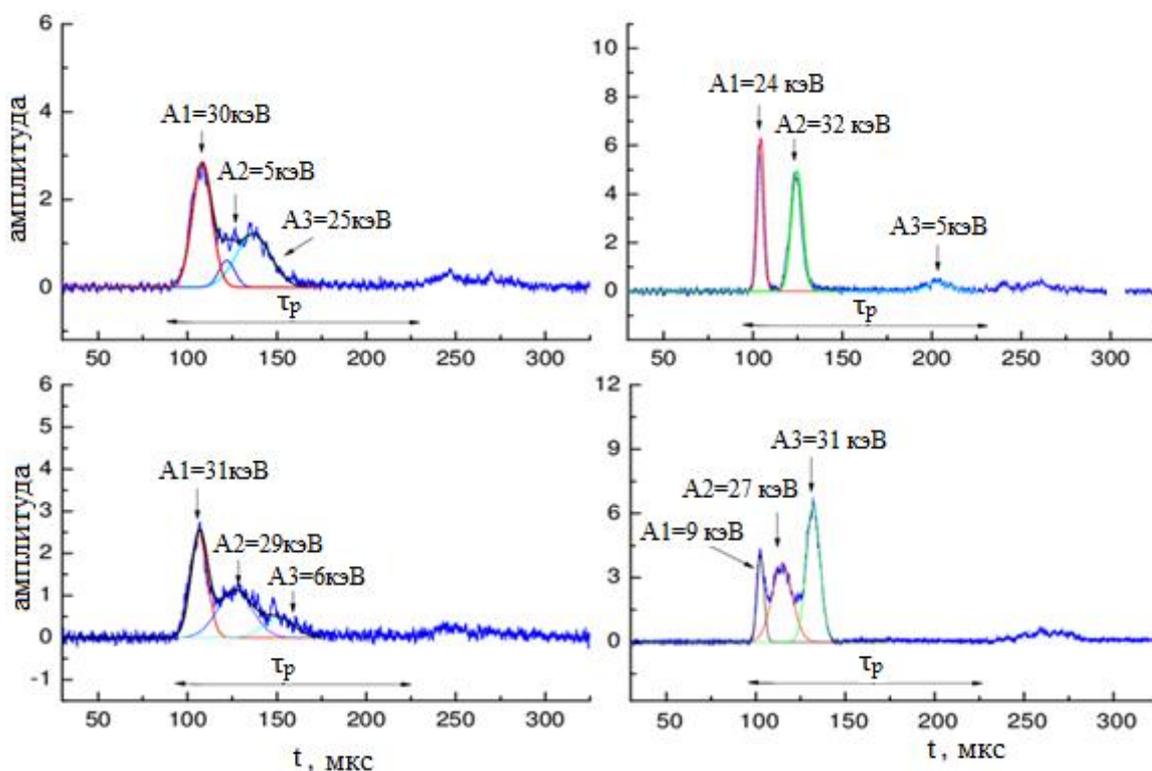


Рис. 3.26. токовые сигналы четырех полезных событий из 7 зарегистрированных за 15427 часов набора данных. τ_p – время дрейфа фотоэлектронов от стенок катода до анодной проволоочки. Одна из трех компонент должна попасть в диапазон: $5 \div 13$ кэВ, а один из двух оставшихся точечных энерговыделений имеет амплитуду в диапазоне $21 \div 35$ кэВ [20].

Ожидаемое энерговыделение, согласно работе [70], должно быть равно 64.457 кэВ. Соответственно, область интересов, в которой происходит поиск искомого процесса 2К-захвата ^{124}Xe , выбирается интервале энергий: от $64.46 - 13 = 51.46(52)$ до $64.46 + 13 = 77.46$ (78). На рис.3.25 представлен спектр трехточесных событий, «выживших» после применения процедуры отбора, со следующими параметрами: $8 < \lambda < 12$, $m2/m3 > 0.7$ и $5 \text{кэВ} < m1 < 13 \text{кэВ}$. За 15427 часов измерений в область интересов попало 7 событий (рис. 3.26).

Так как события в области интересов могут быть как от искомого эффекта, так и от источников фона, то согласно рекомендациям данным в работе [89]:

Для $n_{\text{exp}} = 7$ за $t_{\text{meas}} = 1.76$ лет (37.7 кг × дней).

$$T_{1/2} \geq \ln 2 \times N_a \times t_{\text{meas}} (\eta / n_{\text{exp}}) \geq 7.7 \times 10^{21} \text{ лет}, \quad (3.11)$$

Где $N_a = 2.85 \times 10^{23}$ полное число атомов ^{124}Xe ,

$\eta = \omega_{2K} \varepsilon_p \varepsilon_3 \alpha_k$, полная эффективность отбора искомого трехточечного события;

$\omega_{2K} = \omega_H \times \omega_S = 0.772$, выход флюоресценции при 2К-захвате;

$\varepsilon_p = 0.809$, вероятность поглощение двух К-фотонов;

$\varepsilon_3 = 0.51 \pm 0.05$, коэффициент выделения трехточечных событий;

$\alpha_k = 0.985 \pm 0.005$, коэффициент регистрации 2К-фотонов и Оже электронов как трехточечные события;

$k_\lambda = 0.89 \pm 0.01$ – коэффициент учитывающий отбор по параметру λ .

$t_e = 1.76$ лет- время экспозиции.

Заключение

В заключении подведем итоги выполненного исследования:

1. Разработана методика разделения импульсов по уникальным признакам.

2. Проведены измерения с МПС заполненным ксеноном обогащённым по изотопу ^{124}Xe :

А) На первом этапе эксперимента использовался образец Хе 12 л обогащенный по ^{124}Xe до 63.3% (44 гр).

Б) На втором этапе используется образец Хе объемом 50л, обогащённый по ^{124}Xe до 21% (58.6 гр).

3. Получен новый предел на период полураспада 2К-захвата ^{124}Xe .

$$T_{1/2} \geq 7.7 \times 10^{21} \text{ лет.}$$

4. Проведены измерения образования изотопа ^{127}Xe по двум различным каналам: а) скалывание нейтрона мюоном из ядра ^{128}Xe , б) захват нейтрона ядром ^{126}Xe . Для первого канала получено ограничение на сечение образования изотопа ^{127}Xe , на уровне $\sigma \leq 0.07 \times 10^{-24} \text{ см}^2$ при 95% уровне достоверности. Для второго канала получено значение $\sigma = (2.74 \pm 0.4) \times 10^{-24} \text{ см}^2$, которое в пределах ошибок совпадает со справочными данными.

Результаты по теме диссертации опубликованы в следующих работах: [15], [16], [17], [14], [18], [19], [20].

Работа поддержана Программой Президиума Российской академии наук «Фундаментальные свойства материи и астрофизики».

В данное время эксперимент находится на завершающей стадии и полученные данные не противоречат полученными в экспериментах XENON 1T и XMASS-I.

Часть работы была поддержана Фондом Фундаментальных Исследований РФФИ, грант №16-32-00018 в 2016 году.

В заключении хотелось бы выразить искреннюю признательность и благодарность моему научному руководителю Гангапшеву Альберту Мусаевичу за помощь на всех этапах выполнения диссертации.

Хотелось бы поблагодарить Кузьмина В.В, Казалова В.В, Гаврилюка Ю.М. и Раткевича С.С. за помощь при выполнении данной работы и написании диссертации.

Список литературы

- [1] M. Goeppert - Mayer, «Double Beta - Disintegration» *Physical Review*, № 48, p. 512, 1935.
- [2] E. Majorana, «Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone» *Nuovo Cimento*, № 14, p. 171, 1937.
- [3] W.H.Furry, «On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration» *Phys.Rev*, № 56, p. 1184, 1939.
- [4] M.G Inghram and J.H. Reynolds, «Double Beta-Decay of ^{130}Te » *Phys. Rev*, p. 822, 1950.
- [5] T. Bernatowicz, J. Brannon, R. Brazzle, R. Cowsik, C. Hohenberg, and F. Podosek, «Precise determination of relative and absolute $\beta\beta$ -decay rates of ^{128}Te and ^{130}Te » *Phys.Rev.*, p. 806, 1993.
- [6] S.R. Elliott, A.A. Hahn and M.K. Moe, «Direct evidence for two-neutrino double-beta decay in ^{82}Se » *Phys. Rev. Lett.*, № 59, p. 2020, 1987.
- [7] O.A. Rumyantsev and M.N. Urin, «The strength of the analog and Gamow-Teller giant resonances and hindrance of the $2\nu\beta\beta$ -decay rate» *Phys. Lett. B*, p. 443, 1998.
- [8] S. S. Ratkevich, A. M. Gangapshev, Yu. M. Gavriilyuk, F. F. Karpeshin, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, M. B. Trzhaskovskaya, and S. P. Yakimenko, «Comparative study of the double-K-shell-vacancy production in single- and double-electron-capture decay» *Phys.Rev.C*, p. 96, 2017.
- [9] K.A. Olive et al, «Particle Data Group,» *Chinese Physics C*, p. 38, 2014.
- [10] M. Aunola and J.Suhonen, «Systematic study of beta and double beta decay to excited final states» *Nucl. Phys. A*, V, т. 2, p. 133, 1996.
- [11] X. Collaboration, «First observation of two-neutrino double electron capture in ^{124}Xe with XENON1T» *arXiv:1904.11002v1 [nucl-ex]*, 2019 .
- [12] K. Abe, K. Hiraide, K. Ichimura et al., «Improved search for two-neutrino

double electron capture on ^{124}Xe and ^{126}Xe using particle identification in XMASS-I» *Prog. Theor. Exp. Phys.* V, p. 5, 2018.

- [13] «<http://www-stat.stanford.edu/~wavelab/>».
- [14] Yu. M. Gavriilyuk, A. M. Gangapshev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, S. S. Ratkevich, D. A. Tekueva, S. P. Yakimenko, «The origin of the background radioactive isotope ^{127}Xe in the sample of Xe enriched in ^{124}Xe » *Physics of Particles and Nucl.*, p. 48, 2017.
- [15] Ю.М. Гаврилюк, А.М. Гангапшев, В.В. Казалов, В.В. Кузьминов, С.И. Панасенко, С.С. Раткеевич, Д.А. Текуева, С.П. Якименко, «Эксперимент по поиску 2К-захвата ^{124}Xe » Труды 11-ой Баксанской молодежной школы экспериментальной и теоретической физики, Нальчик, 2011.
- [16] Ю.М. Гаврилюк, А.М. Гангапшев, В.В. Казалов, В.В. Кузьминов, С.И. Панасенко, С.С. Раткеевич, Д.А. Текуева, С.П. Якименко, «Методика поиска 2К-захвата ^{124}Xe с помощью медного пропорционального счетчика» *Ядерная физика и инженеринг*, т. 5, pp. 11-12 с., 2014.
- [17] Yu.M. Gavriilyuk, A.M. Gangapshev, V.V. Kazalov, V.V. Kuzminov, S.I. Panasenko, S.S. Ratkevich, D.A. Tekueva, S.P. Yakimenko, «First Result of the Experimental Search for the 2K-capture of ^{124}Xe with the Copper Proportional Counter» *Physics of Particles and Nuclei*, pp. 147-151, 2015.
- [18] Yu.M. Gavriilyuk, A.M. Gangapshev, V.V. Kazalov, V.V. Kuzminov, S.I. Panasenko, S.S. Ratkevich, D.A. Tekueva, S.P. Yakimenko, «Search for 2K(2ν)-capture of ^{124}Xe » *arXiv:1507.04520v1 [nucl-ex]*.
- [19] Yu.M. Gavriilyuk, A.M. Gangapshev, V.V. Kazalov, V.V. Kuzminov, S.I. Panasenko, S.S. Ratkevich, D.A. Tekueva, S.P. Yakimenko, «A technique for searching for the 2K(2ν)-capture in ^{124}Xe with the Copper Proportional Counter» *Physics of Atomic Nuclei*, p. 13, 2015.
- [20] Yu. M. Gavriljuk, A. M. Gangapshev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, S. S. Ratkevich, D. A. Tekuev, «2K-Capture in ^{124}Xe : Results of Data Processing for an Exposure of 37.7 kg day» *Physics of Particles and*

Nuclei, p. 49, 2018.

- [21] Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Частицы и атомные ядра, Москва: ЛИБРОКОМ УРСС, 2013.
- [22] Г.В. Клапдор-Клайнгротхаус, А. Штаудт, Неускорительная физика элементарных частиц, Москва: Наука. Физматлит, 1997, pp. стр 214-218, 528.
- [23] J. Maalampi, J. Suhonen, «Neutrinoless double beta decays» *High Energy Physics*, pp. 2013, 18, 2013.
- [24] M. Hirsch, K. Muto, T. Oda, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, «Nuclear structure calculation of $\beta+\beta$, $\beta+EC$ and EC/EC decay matrix elements» *Z. Phys. A*, т. 3, pp. 347, 151, 1994.
- [25] S. Singh, R. Chandra, P.K. Rath, P.K. Raina, J.G. Hirsch, «Nuclear deformation and the two-neutrino double- β decay in ^{124}Xe , ^{126}Xe , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{130}Ba , ^{132}Ba and ^{150}Nd isotopes» *Euro. Phys. J*, т. 4, pp. 375, 33, 2007.
- [26] A. Shukla, P. K. Raina, P. K. Rath, «Study of two neutrino $\beta+\beta/\beta+EC/ECEC$ decay of ^{124}Xe , ^{126}Xe and ^{130}Ba , ^{132}Ba for $0+\rightarrow 0+$ transition in PHFB model» *Journal of Physics G*, № 3, pp. 549, 34, 2007.
- [27] M. Doi, T. Kotani, «Neutrino Emitting Modes of Double Beta Decay» *Progr.Theor. Phys.*, т. 5, pp. 1207,87, 1992.
- [28] J. Suhonen, « Double beta decays of ^{124}Xe investigated in the QRPA framework» *Journal of Physics G*, № 7, p. 40, 2013.
- [29] J.B. Albert, D.J. Auty, P.S. Barbeau, E. Beauchamp, D. Beck, «Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data» *Nature*, pp. 510,229, 2014.
- [30] M. Redshaw, E. Wingfield, J. McDaniel, and E. G. Myers, «Mass and double-beta-decay Q value of ^{136}Xe » *Phys. Rev. Lett.*, p. 98, 2007.
- [31] J.B. Alber M. Auger, D.J. Auty, P.S. Barbeau, E. Beauchamp, D. Beck, V. Belov et al., «Nuclear Experiment An improved measurement of the $2\nu\beta\beta$

- half-life of ^{136}Xe with EXO-200» *Phys. Rev.* , p. 89, 2014.
- [32] D.Dassie Ph.Hubert M.C.P.Isaac C.Izac F.Leccia P.Mennrath, «Double beta decay prototype detector with multiwire drift tubes in the Geiger mode Author links open overlay panel,» *Nucl. Instrum Methods*, p. 309, 1991.
- [33] G. Knoll., *Radiation detection and measurement*, New York, USA: John Miley, 1989, p. 754.
- [34] A.S.Barabash, V.Brudanin, V.Egorov, D.Filosofov, A.Klimenko, O.Kochetov, V.Kovalenko, I.Nemchenok, A.Smolnikov, Yu.Shitov, V.Timkin, V.I.Tretyak, «Calorimeter Development for the SuperNEMO Double Beta Decay Experiment» *Nucl. Instrum. Methods*, pp. 868, 98, 2017.
- [35] R. Arnold, A. Barabash, D. Blum, V. Brudanin, J.E. Campagne, F. Danevich, D. Dassie, V. Egorov, R. Eschbach, J.L. Guyonnet, F. Hubert, «Performance of a prototype tracking detector for double beta decay measurements» *Nucl. Instrum Methods* , p. 354, 1995.
- [36] L. Simard, «TAUP 2011» В *For the NEMO Collaboration*, Munich, Germany, 2011.
- [37] R. Arnold et al., «First Results of the Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the NEMO 3 Detector» *Phys. Rev. Lett.*, p. 95, 2005.
- [38] Arnold et al., «Measurement of the $\beta\beta$ Decay Half-Life of ^{130}Te with the NEMO-3 Detector» *Phys. Rev. Lett.* , p. 107, 2011.
- [39] R. Pahlka, «Search for Neutrinoless Double Beta Decay of ^{116}Cd with the NEMO-3 Experiment» Ph.D. thesis, University of Texas at Austin, 2010.
- [40] J. Argyriades et al., «Measurement of the double- β decay half-life of ^{150}Nd and search for neutrinoless decay modes with the NEMO-3 detector» *Phys. Rev.*, p. 82, 2009.
- [41] R. Arnold, C. Augier, A.M. Bakalyarov at al, «Technical design and performance of the NEMO3 detector» *Nucl. Instrum Methods*, p. 79, 2005.
- [42] V.N. Gavrin, V.I. Gurentsov, V.N. Kornoukhov, et al., «Preprint the Institute

- for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences» Moscow, 1991.
- [43] V.I. Tretyak and Yu.G. Zdesenko, «Tables of double beta decay data - an updata» *Atomic Data and Nuclear Data* , p. 83, 2002.
- [44] Ю.М. Гаврилюк, А.М. Гангапшев, В.В. Кузьминов, Н.Я. Осетрова, С.И. Панасенко и С.С. Раткевич, «Результаты эксперимента по поиску двойного бета-распада ^{136}Xe с помощью пропорциональных счетчиков высокого давления» Препринт ИЯИ РАН № 1147, Москва, 2000.
- [45] Ju. M. Gavriljuk A. M. Gangapshev V. V. Kuzminov S. I. Panasenko S. S. Ratkevich, «Results of a search for 2β decay of ^{136}Xe with high-pressure copper proportional counters in Baksan Neutrino Observato» *Phys. Atom. Necl.*, p. 69, 2006.
- [46] «Nuclear Structure and Decay Data (NuDat 2.6)» Brookhaven National Laboratory :[http://www.nndc.bnl.gov/nudat 2/](http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/).
- [47] H. Sievers, «Nuclear data sheets update for $A = 85$ » *Nuclear Data Sheets.* , p. 271, 1991.
- [48] K. Abe et al., «XMASS detector,» *Nucl. Instrum. Meth.*, p. 716, 2013.
- [49] N.Y. Kim, K. Abe, K. Hieda, K. Hiraide, S. Hirano et al, «Micro-source development for XMASS experiment» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, p. 499, 2015.
- [50] D.-M. Mei, I. Marshall, W.-Z. Wei, and C. Zhang, «Measuring double-electron capture with liquid xenon experiments» *Phys. Rev.*, p. 89, 2014.
- [51] K. Abe, K. Hiraide, K. Ichimura, Y. Kishimoto, K. Kobayash,i at al., «Improved search for two-neutrino double electron capture on ^{124}Xe and ^{126}Xe using particle identification in XMASS-I» *Prog. Theor. Exp. Phys*, p. 15, 2018.
- [52] K.-H. Ackermann, M. Agostini, M. Allardt, M. Altmann, E. Andreotti et al., «The Gerda experiment for the search of $0\nu\beta\beta$ decay in ^{76}Ge » *The European Physical Journal* , p. 73, 2013.

- [53] M. Agostini, M. Allardt, A.M. Bakalyarov, M. Balata et al., «Background-free search for neutrinoless double- β decay of ^{76}Ge with GERDA» *Nature*, p. 47, 2017.
- [54] C. E. Aalseth, F. T. Avignone, III, R. L. Brodzinski, S. Cebrian, E. Garcia et al., «IGEX ^{76}Ge neutrinoless double-beta decay experiment: Prospects for next generation experiments» *Phys. Rev.*, p. 65, 2002.
- [55] M. C. Chen, «The SNO liquid scintillator project» *Nuclear Physics B—Proceedings Supplements*, p. 65, 2005.
- [56] B. Aharmim, S. N. Ahmed, T. C. Andersen et al., «Measurement of the cosmic ray and neutrino-induced muon flux at the Sudbury Neutrino Observatory» *Physical Review*, p. 80, 2009.
- [57] J. Boger, R. L. Hahn, J. K. Rowley et al., «The Sudbury Neutrino Observatory» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, p. 172, 2000.
- [58] N. Jelley, A. B. McDonald, and R. G. H. Robertson, «The Sudbury Neutrino Observatory» *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, p. 431, 2009.
- [59] S. Andringa, E. Arushanova, S. Asahi, M. Askins, D. J. Auty et al., «Article Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment» *Advances in High Energy Physics*, p. 21, 2016.
- [60] On behalf of the SNO+ Collaboration, «Neutrinoless Double Beta Decay in the SNO+ Experiment» *arXiv:1904.01418v1*, 2019.
- [61] K. Asakura, A. Gando, Y. Gando, T. Hachiya, S. Hayashida, H. Ikeda et al., «Search for double-beta decay of ^{136}Xe to excited states of ^{136}Ba with the KamLAND-Zen experiment» *Nuclear Physics*, p. 946, 2015.
- [62] K. Asakura, A. Gando, Y. Gando, T. Hachiya et al., «Results from KamLAND-Zen» *AIP Conference Proceedings*, p. 119, 2015.
- [63] Hyon-Suk Jo (on behalf of the AMoRE Collaboration), «Status of the AMoRE experiment» *Journal of Physics: Conf. Series*, p. 888, 2017.

- [64] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfons et al., «The XENON1T dark matter experiment» *Eur. Phys. J.*, p. 881, 2017.
- [65] E. Aprile, K. Arisaka, F. Arneodo, A. Askin et al., «The XENON100 dark matter experiment» *Astroparticle Physics*, p. 573, 2012.
- [66] M. Sirunyan, A. Tumasyan, W. Adam, F. Ambrog et al., «Search for physics beyond the standard model in events with two leptons of same sign, missing transverse momentum, and jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV» *The European Physical Journal C*, p. 77, 2017.
- [67] D. R. Artusa, F. T. Avignone, O. Azzolini, M. Balata, T. I. Banks et al., «Searching for Neutrinoless Double-Beta Decay of Te-130 with CUORE» *Advances in High Energy Physics*, p. 13, 2015.
- [68] C. Alduino et al. (CUORE Collaboration), «First Results from CUORE: A Search for Lepton Number Violation via $0\nu\beta\beta$ Decay of ^{130}Te » *Phys. Rev. Lett*, p. 120, 2018.
- [69] C. Alduino et al., «CUORE sensitivity to $0\nu\beta\beta$ decay,» *European Physical Journal*, p. 77, 2017.
- [70] D. A. Nesterenko, K. Blaum, M. Block, C. Droese et al., «Double- β transformations in isobaric triplets with mass numbers $A=124, 130,$ and $136,$ » *Phys. Rev. C.*, p. 86, 2012.
- [71] М.А. Блохин, И.П. Швейцер, Рентгеновский справочник, Наука: 1982, Москва.
- [72] W. Bambynek, B. Craseman, R. W. Fink, H. U. Freund et al., «X-Ray Fluorescence Yields, Auger, and Coster-Kronig Transition Probabilities,» *Reviews of Modern Physics*, p. 716, 1972.
- [73] Э.Сторм, Х. Израель, Сечение взаимодействия гамма излучения, Москва.: Атомиздат, 1973.
- [74] Gavriilyuk Yu.M., Gangapshv A.M., Zhantudueva Dj.A., Kazalov V.V., Kuzminov V.V., Panasenko S.I., Ratkevich S.S., K.V.Efendiev K.V.,

Yakimenko S.P., «Results of Experiments Devoted to Searches for 2K Capture on ^{78}Kr and for the Double-Beta Decay of ^{136}Xe with the Aid of Proportional Counters» *Physics of Atomic Nuclei.*, № 9, p. 76, 2013.

- [75] M. Freedman, «Atomic structure effect in nuclear events» *Annu. Rev. Nuclear Sci.*, p. 209, 1974.
- [76] S.S. Ratkevich, A.M. Gangapshev, Yu.M. Gavriilyuk, F.F. Karpeshin, V.V. Kazalov, V.V. Kuzminov, S.I. Panasenko, M.B. Trzhaskovskaya, S.P. Yakimenko, «Comparative study of the double K-shell-vacancy production in single- and double-electron capture decay» *PhysRevC*, p. 96, 2017.
- [77] Yu. M. Gavriilyuk, A. M. Gangapshev, V. V. Kazalov, V. V. Kuz'minov, S. I. Panasenko, S. S. Ratkevich, S. P. Yakimenko, «Pulse shape analysis and identification of multipoint events in a large-volume proportional counter in an experimental search for 2K capture of ^{78}Kr » *Instruments and Experimental Techniques*, p. 57, 2010.
- [78] «http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Cd-109_tables.pdf».
- [79] Gavriljuk Ju.M., Gangapshev A.M., Gezhaev A.M., et al., « Working characteristics of the New Low Background Laboratory (DULB-4900, Baksan Neutrino Observatory) . V.729. P.576,» *Nucl. Instr. Meth.*, p. V.729. P.576, 2013.
- [80] R. Firestone, «Table of Isotopes CD-ROM, 8th Ed.» Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California, 1999.
- [81] D. Djappuev, «The method of spectra of central planes to study of the characteristics of EAS with $N_e = 6 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^7$ on the altitude 1700 m above sea level,» Thesis, INR RAS, Moscow, 1988.
- [82] Abramov A.I., Kazanskii Ju.A. and Matusevich E.C., Bases of experimental methods of nuclear physics, Moscow: Atomizdat, 1970.
- [83] Гальперин М.Д., Кузьминов В.В., Стриганов П.С., «Поглощение излучения внутреннего источника цилиндрическими телами» ИЯИ АН

СССР, Москва, 1986.

- [84] Alekseenko V.V., Gavriljuk Ju.M., Kuzminov V.V. and Ratkevich S.S., «Results of measurements by the helium proportional CH-04 counter of a neutron background on objects of BNO IYaI Russian Academy of Sciences» Preprint INR RAS, Moscow, 2011.
- [85] Alekseenko V.V., Gavriljuk Ju.M., Kuzminov V.V., «Alekseenko V.V., Gavriljuk Ju.M., Kuzminov V.V., Features of characteristics of the scintillation detector of thermal neutrons [ZnS(Ag) +6LiF] in various conditions of measurements» Preprint INR RAS, Moscow, 2011.
- [86] S. Mughabghab, «Atlas of Neutron Resonances. Resonance parameters and thermal cross sections, $Z=1-100$ » *Neutron News*, № Vol.3, No.3,, 2006.
- [87] А.И. Абрамов, Ю.А. Казанский, Е.С. Матусевич, Основы экспериментальных методов ядерной физики, Москва: Энергоатомиздат, 1985.
- [88] Yu.M. Gavrilyuk, A.M. Gangapshev, V.V. Kazalov, and V.V. Kuzminov, S.I. Panasenko and S.S. Ratkevich, «Results of wavelet processing of the 2K-capture ^{78}Kr experiment statistics» *Phys. Rev. C*, p. 87, 2013.
- [89] Feldman G. J., Cousins R. D., «A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals» *Phys. Rev. D*, p. 57, 1998.