

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Розов Сергей Владимирович

**Поиск частиц тёмной материи в эксперименте
EDELWEISS**

Специальность 01.04.16 —

«физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к. ф.-м. н.

Якушев Е.А.

Дубна — 2017

Оглавление

Введение	6
Глава 1. Тёмная материя	13
1.1 Факты свидетельствующие о существовании тёмной материи	13
1.1.1 Измерение скорости галактик	13
1.1.2 Тёмная материя в скоплениях галактик	14
1.2 Свойства тёмной материи.	16
1.3 WIMP	17
1.4 Методы детектирования WIMP	18
1.5 Эксперименты по прямому поиску частиц тёмной материи	20
1.6 Эксперименты с положительными результатами детектирования WIMP	25
1.7 Выводы к Главе 1	26
Глава 2. Эксперимент EDELWEISS	28
2.1 Эксперимент EDELWEISS-I	28
2.2 Эксперимент EDELWEISS-II	30
2.2.1 Криостат охлаждения эксперимента EDELWEISS-II	30
2.2.2 Электроника и система сбора данных	33
2.3 Эксперимент EDELWEISS-III	35
2.4 Источники фона в эксперименте	36
2.4.1 Естественное радиоактивное загрязнение детекторов и окружающих его материалов	38
2.4.2 Rn-222	39
2.4.3 Фон от мюонов	39
2.4.4 Фон от нейтронов	39
2.5 Выводы к Главе 2	41
Глава 3. Детекторы эксперимента EDELWEISS	42

3.1	Детекторы эксперимента – германиевые болометры с NTD . . .	42
3.2	Принцип детектирования частиц тёмной материи в EDELWEISS	44
3.3	Детекторы с чередующимися кольцевыми электродами	49
3.4	Энергетическая калибровка и регенерация детекторов	57
3.4.1	Энергетическая калибровка при помощи радиоактивно- го γ - источника Ва-133	57
3.4.2	Калибровка с источником нейтронов	58
3.4.3	Регенерация детекторов	59
3.4.4	Определение эффективного объёма детекторов	60
3.5	Выводы к Главе 3	61
Глава 4.	Метод определения нейтронного фона	64
4.1	Детекторы нейтронов для эксперимента EDELWEISS	66
4.1.1	Детектор тепловых нейтронов	66
4.1.2	Детектор быстрых нейтронов	69
4.2	Изучение потока нейтронов в LSM	74
4.3	Измерение потока нейтронов внутри горной породы	75
4.4	Изучение временной стабильности потока нейтронов	79
4.5	Изучение эффективности пассивной нейтронной защиты уста- новки EDELWEISS	81
4.6	Выводы к Главе 4	87
Глава 5.	Фон эксперимента EDELWEISS	90
5.1	Отбор материалов по радиоактивной чистоте	90
5.2	Пассивная защита	91
5.3	Активная защита	93
5.3.1	Мюонное вето	93
5.3.2	Защита от радона	94
5.4	Оценка фона эксперимента	95
5.5	Выводы к Главе 5	104
Глава 6.	Результаты поиска WIMP в эксперименте EDELWEISS	105

6.1	Поиск частиц тёмной материи в EDELWEISS-II	105
6.1.1	Экспериментальные данные поиска тёмной материи . .	106
6.1.2	EDELWEISS-II ограничение на сечение взаимодействия WIMP-нуклон	109
6.2	Поиск частиц тёмной материи в EDELWEISS-III	111
6.2.1	Детекторы и экспериментальные данные. Период набора данных	111
6.2.2	Результаты по поиску лёгких WIMP	113
6.3	Выводы и перспективы	118
	Заключение	120
	Литература	121

Список обозначений

В работе используются следующие обозначения:

WIMP — массивная слабовзаимодействующая частица

SUSY — Суперсимметрия

ФЭУ — фотоэлектронный умножитель

LSM — подземная лаборатория в Модане

BB — усилительный модуль

м.в.э. — метров водного эквивалента

HPGe — сверхчистый германий

NTD термистор — нейтронно-легированный германиевый термистор

JFET — полевой транзистор

FWHM — полная ширина на уровне половинной амплитуды

ID детектор — детектор с чередующимися кольцевыми электродами

FID детектор — ID детектор у которого на боковой поверхности кристалла добавлены дополнительные кольцевые электроды

CL — доверительный уровень

ОИ — область интересов

ММП — метод максимального правдоподобия

BDT — метод регрессивного дерева (в английской терминологии Boosted Decision Tree)

Heat-only события — события в болометрах, без наблюдаемого ионизационного сигнала

EDELWEISS, CoGeNT, CRESST, CDMS, DAMA/LIBRA, LUX, PANDAX, ZEPLIN, XENON100 — названия экспериментов по поиску тёмной материи

Введение

Актуальность Одной из основных задач современной физики является определение природы тёмной материи. Проблема тёмной материи впервые возникла в астрофизике из анализа кинематического поведения скопления галактик и звёзд в галактиках. Существование тёмной материи нашло подтверждение из большой совокупности данных, включающих: анализ анизотропии реликтового излучения, гравитационное линзирование и других.

Согласно астрофизическим и космологическим данным Вселенная, в основном, состоит из тёмной материи и тёмной энергии, и только $\sim 5\%$ составляют известные нам частицы [1]. Неизвестные частицы, не являющиеся барионами, составляют $\sim 22\%$ от общей массы Вселенной. Из современных моделей следует, что эти частицы являются стабильными и могут взаимодействовать с обычным веществом гравитационно и, возможно, слабым образом. В последнем случае, такие частицы называются слабодействующими массивными частицами (на английском языке название – Weakly Interacting Massive Particles, сокращенно WIMP).

В тоже время, необходимо отметить тот факт, что суперсимметрия (SUSY) также предсказывает, что Вселенная заполнена слабодействующими массивными стабильными частицами. Для большого пространства параметров SUSY моделей предсказываемые свойства WIMP согласуются с требованиями астрофизики. Неудивительно, что поиск SUSY на большом адронном коллайдере является одним из основных экспериментов современной физики. Подтверждением того, что WIMP составляет основу гало тёмной материи нашей галактики, будет экспериментальное наблюдение рассеяния таких частиц на обычной материи.

Целью диссертации является прямое детектирование WIMP из галактического гало с помощью поиска их возможного рассеяния на ядрах герма-

ния в эксперименте EDELWEISS. Для регистрации WIMP, на необходимом уровне чувствительности, в работе применяются уникальные германиевые детекторы-болометры [2], позволяющие проводить мощную дискриминацию фона от редких искомых событий. Основой для этого является одновременное измерение фоновых и ионизационных сигналов.

Реализация эксперимента EDELWEISS была выполнена в три этапа. На первом этапе (EDELWEISS-I) была показана принципиальная возможность и перспективность использования германиевых болометров (масса каждого детектора ~ 320 г) для поиска WIMP. Результатом стало лучшее, в то время, ограничение на сечение рассеяния WIMP-нуклон ($1,5 \times 10^{-42}$ см² для WIMP массой 80 ГэВ/ c^2) [3].

Для улучшения фоновых характеристик и уровня чувствительности на втором этапе эксперимента (EDELWEISS-II) была создана новая установка. Для её создания были использованы три вида защиты: пассивная защита, 4π активная защита от мюонов (мюонное вето) и антирадоновая защита. При создании установки все материалы подверглись тщательному контролю на радиоактивную чистоту (для медных оправок содержание ^{60}Co на втором этапе составляло $\sim 0,05$ мБк/кг, тогда как на первом этапе составляло $\sim 0,6$ мБк/кг). На первом этапе чувствительность эксперимента была ограничена не полным сбором заряда в детекторах. Этот эффект обусловил проблему отделения поверхностных событий от событий, произошедших во внутреннем объёме. В EDELWEISS-II, нами был предложен и реализован новый метод решения данной проблемы, используя ионизационный сигнал детектора, который снимался с системы чередующихся кольцевых электродов. Масса каждого детектора составила ~ 400 г [2]. На втором этапе было получено ограничение на взаимодействие WIMP-нуклон на уровне $4,4 \times 10^{-44}$ см² для WIMP с массой 85 ГэВ/ c^2 [4].

На третьем этапе эксперимента (EDELWEISS-III) используются усовершенствованные детекторы с увеличенной массой (масса каждого детек-

тора ~ 800 г), улучшена пассивная защита, также были изготовлены новые конструкционные элементы из более низкофоновых материалов (для медных оправок содержание ^{60}Co на третьем этапе составило не более 0,02 мБк/кг) [5]. В третьей фазе эксперимента удалось значительно снизить величину фоновых событий, образованных как γ - (снижен на 15%), так и нейтронным фоном. При реализации третьей фазы эксперимента более детально исследовалась область так называемых лёгких WIMP (с массой ниже 10 ГэВ/ c^2). В 2016 году были получены ограничения на взаимодействие WIMP-нуклон $1,6 \times 10^{-39}$ см² для региона лёгких WIMP массой 4 ГэВ/ c^2 [6].

Цель и задачи работы

Целью работы является поиск WIMP путем возможного наблюдения рассеяния этих частиц с помощью германиевых детекторов-болометров в экспериментах EDELWEISS-II/III.

Для достижения указанной цели были решены следующие задачи:

1. Разработка и создание нового типа германиевых детекторов-болометров, имеющих рекордные характеристики (масса, энергетический порог, энергетическое разрешение, стабильность работы) для поиска рассеяния WIMP. Разработанные детекторы позволили отобрать фоновые события для достижения рекордных чувствительностей эксперимента EDELWEISS.
2. Разработка метода изучения нейтронного фона для эксперимента EDELWEISS. Мониторинг и создание расчётной модели фоновых условий эксперимента EDELWEISS (γ - фон, поля нейтронов, радона).
3. Проведение измерений с германиевыми детекторами-болометрами в низкофоновой установке EDELWEISS. Обработка и анализ экспериментальных данных EDELWEISS.
4. Достижение чувствительности на уровне необходимом для проверки положительных результатов, полученных в ряде других эксперимен-

тов, в области так называемых лёгких WIMP (масса WIMP порядка $10 \text{ ГэВ}/c^2$).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработка детекторов-болометров большого объёма со специальной схемой электродов — чередующейся кольцевой структурой, позволяющей отбирать фоновые события с неполным сбором заряда на поверхности детектора.
2. Метод определения нейтронного фона для установки EDELWEISS и в подземной низкофоновой лаборатории LSM. Определение стабильности нейтронного фона вокруг экспериментальной установки EDELWEISS и в подземной низкофоновой лаборатории LSM (месте проведения эксперимента), результаты получены при помощи сверхнизкофоновых нейтронных детекторов.
3. Метод улучшения пассивной защиты эксперимента EDELWEISS, позволивший уменьшить фон для поиска WIMP.
4. Ограничение на сечение рассеяния WIMP-нуклон в экспериментах EDELWEISS-II/III в диапазоне масс от 4 до $1000 \text{ ГэВ}/c^2$. Для WIMP массой равной $85 \text{ ГэВ}/c^2$ получено ограничение сечения взаимодействия WIMP-нуклон на уровне $4,4 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ (90% CL), а для WIMP с массой $4 \text{ ГэВ}/c^2$ получено ограничение на уровне $1,6 \times 10^{-39} \text{ см}^2$ (90% CL).

Научная новизна и практическая значимость:

1. Впервые с помощью сверхнизкофоновых детекторов на рекордном уровне чувствительности измерена величина и флуктуации потока нейтронов для эксперимента EDELWEISS и в лаборатории LSM. Величина потока нейтронов в LSM составляет $\sim 10^{-6}$ нейтрона/см²/с. Полученные значения позволили создать расчётную модель установки EDELWEISS и улучшить её чувствительность. Флуктуации нейтронного потока в LSM с течением времени составляют не более $\sim 5\%$. Полученные данные важны как для проводимых (TGV, SEDINE, NEMO и другие), так и для планируемых экспериментов (демонстратор SuperNEMO и другие) в подземной лаборатории LSM.
2. Создана и проверена новая пассивная нейтронная защита экспериментальной установки EDELWEISS-II/III, которая позволила в ~ 500 раз снизить поток тепловых нейтронов по сравнению с фоном лаборатории. Данное решение позволило получить для EDELWEISS-II/III новое ограничение на сечение рассеяния WIMP-нуклон, на уровне лучших мировых результатов, в диапазоне масс от 4 до 1000 ГэВ/с². Впервые было выполнено независимое измерение потока тепловых нейтронов внутри защиты установки в ходе набора данных, предназначенных для поиска WIMP. Величина измеренного потока составила $(7,3 \pm 1,8) \times 10^{-9}$ нейтрона/см²/с, что стало важным параметром для проверки расчётной модели фоновых условий эксперимента.
3. В третьей фазе эксперимента удалось снизить величину фоновых событий, образованных как γ - так и нейтронным фоном, что позволило достичь чувствительности по поиску WIMP на уровне лучших мировых результатов. Средний экспериментальный индекс γ - фона для энергии от 20 до 200 кэВ в EDELWEISS-III снижен на 15% и составил 0,39 события на кг/кэВ/день.

4. Впервые в EDELWEISS с германиевыми болометрами массой 400 г получено ограничение на сечение рассеяния WIMP-нуклон в $4,4 \times 10^{-44}$ см² для WIMP массой 85 ГэВ/с² (90% CL). Впервые с германиевыми болометрами (массой 800 г, каждый) получено ограничение на сечение рассеяния WIMP-нуклон для WIMP с массой 4 ГэВ/с² на уровне $1,6 \times 10^{-39}$ см² (90% CL). Для области лёгких WIMP полученные ограничения на взаимодействие WIMP-нуклон позволяют полностью закрыть область предположительной регистрации частиц тёмной материи в ряде других экспериментов. Что особенно важно, полностью закрыта область положительного результата эксперимента CoGeNT, полученная с тем же ядром (Ge).

Достоверность полученных результатов подтверждается согласием между экспериментальными и расчётными фоновыми спектрами от γ - и нейтронного фона. Результат ограничения на сечение рассеяния для диапазона масс WIMP от 30 до 1000 ГэВ/с² EDELWEISS-II согласуется с экспериментами CDMS [7] и XENON100 [8]. Для диапазона масс WIMP от 4 до 30 ГэВ/с² результат согласуется с экспериментами LUX [9], PANDAX [10], XENON100 [11].

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на российских и международных конференциях, рабочих совещаниях коллаборации EDELWEISS и семинарах ЛЯП ОИЯИ.

Основные результаты по теме диссертации опубликованы в виде 8 статей в ведущих российских и зарубежных физических журналах, входящих в перечень ВАК и международные базы данных Web of Science и Scopus [2, 4–6, 12–15], и в 8 тезисах докладов [16–23].

Личный вклад. Автор принял активное участие в проведении исследований и получении представленных в работе результатов. Результаты, представленные в работе, получены либо самим автором, либо при его непосредственном участии.

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 130 страниц с 57 рисунками и 10 таблицами. Список литературы содержит 96 наименований.

Глава 1. Тёмная материя

Последние астрофизические данные говорят о том, что большая часть Вселенной состоит из тёмной материи и тёмной энергии. Только $\sim 5\%$ её массы составляют известные нам частицы. Согласно астрофизике, 22% массы Вселенной составляет так называемая небарионная тёмная материя, поиск которой осуществляется всевозможными методами в целом ряде современных экспериментов.

В этой главе рассматриваются проблемы тёмной материи: экспериментальные факты, говорящие о её существовании и свойствах; частицы — кандидаты на роль тёмной материи; возможные методы детектирования.

Особенное внимание уделено классу частиц, называемых массивными слабо взаимодействующими частицами, оставшихся со времени Большого Взрыва, образующих гало тёмной материи в нашей галактике Млечный путь, детектирование которых является целью данной работы.

1.1. Факты свидетельствующие о существовании тёмной материи

Существование тёмной материи подтверждается широким спектром различных экспериментальных данных. Особую роль для понимания значимости проблемы тёмной материи сыграло изучение анизотропии реликтового излучения. Однако, наиболее иллюстративным подтверждением наличия тёмной материи является наблюдение и изучение свойств галактик, скоплений галактик и их динамики, некоторые примеры которых рассмотрены ниже.

1.1.1. Измерение скорости галактик

Наиболее очевидный и понятный аргумент в пользу существования тёмной материи дают графики скоростей вращения спиральных галактик.

На рисунке 1.1 приведена кривая вращения спиральной галактики М33 (NGC 598) [24], которая показывает зависимость скоростей вращения звёзд и газа в зависимости от их расстояния до галактического центра. Согласно теории, скорость вращения объектов должна быть пропорциональна $\sim 1/\sqrt{R}$, где R – расстояние от центра до объекта [25]. Вместо этого, как видно из рис. 1.1, наблюдаемые скорости движения звёзд могут быть объяснены только наличием дополнительной невидимой “тёмной” массы. Подобное поведение ротационных кривых обнаружено во всех исследованных спиральных галактиках, включая нашу Млечный Путь [26–28].

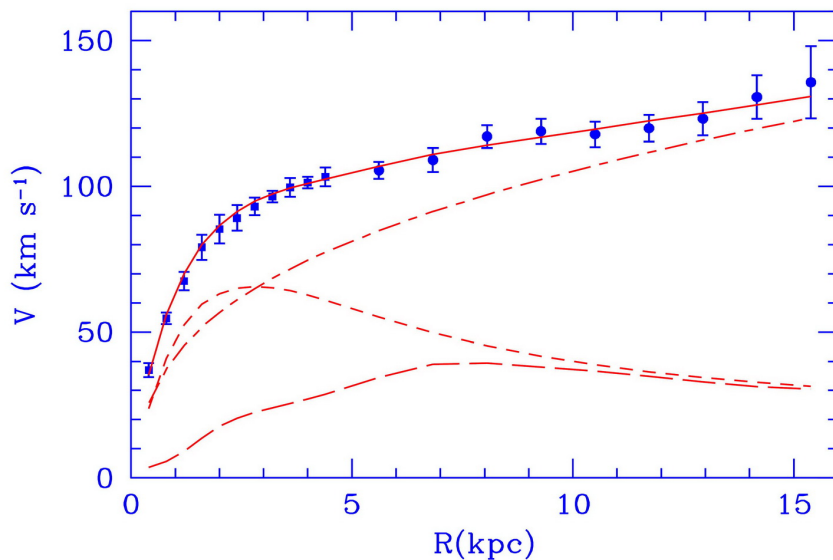


Рис. 1.1. Ротационная кривая (точки) галактики М33 (NGC 598) и наилучшее фитирование полученных данных. Различными линиями показаны: распределения содержания массы газа (длинный пунктир), видимой материи (пунктир) и тёмной материи (штрих-пунктир). Гравитационное притяжение от газа и галактического диска не может объяснить наблюдаемую кривую. Гало тёмной материи необходимо, чтобы объяснить поведение кривой. Рисунок взят из работы [24].

1.1.2. Тёмная материя в скоплениях галактик

Скопления галактик состоят из сотен или тысяч галактик, связанных гравитационно. Масса скопления галактик может быть определена несколь-

кими способами: из анализа скоростей движения галактик в гравитационно-связанной системе, рентгеновского излучения межгалактического горячего газа и гравитационного линзирования. Результаты всех этих методов дают, что в среднем, звёзды составляют $\sim 1\%$ массы скопления, горячий газ $\sim 10\%$, а остальное — тёмная материя [29–31]. Оценка массы кластера возможна при определении распределения радиальных скоростей галактик. Для скопления галактик можно применить теорему о вириале. Теорема о вириале позволяет связать скорость вращения галактик друг относительно друга с их общей массой. Квадрат средней скорости $\langle V \rangle^2 = G \frac{M_{Vir}}{R_{Vir}}$, где G — гравитационная постоянная, R_{Vir} — радиус в пределах которого измеряется скорость, M_{Vir} — масса в пределах этого радиуса. R_{Vir} может быть определен путём фотометрических измерений. Одним из первых, кто оценил массу скопления галактик с использованием теоремы о вириале, был Ф. Цвикки [32]. Он исследовал скопление галактик Кома и пришел к выводу, что необходимо наличие невидимой материи для объяснения наблюдаемых скоростей. Большую часть видимой материи скопления галактик представляет горячий газ, который может быть изучен с помощью рентгеновских спектрометров [29]. Рентгеновское излучение горячего газа внутри скопления галактик также может быть использовано для оценки массы кластеров [33]. Из измерения рентгеновского излучения можно определить температуру и плотность газа, что даёт возможность оценить массу всего скопления. Рисунок 1.2 показывает составное изображение скопления Abell 1689, где наблюдаемое рентгеновское излучение горячего газа показано фиолетовым цветом и оптически наблюдаемые объекты скопления галактик показаны жёлтым цветом. Горячий газ заполняет пространство между галактиками. По наблюдениям космической рентгеновской обсерватории “Чандра” доля горячего газа от общей массы скопления составляет $\sim 4\text{--}11\%$ [29]. Гравитационное линзирование является наиболее надежным способом оценить массу скопления галактик. Эффект линзирования зависит только от

распределения массы кластера, и не зависит от динамического состояния кластера, т.е. находится ли вся система в равновесном состоянии или нет. Изображение объекта между источником света и наблюдателем будет искажено из-за воздействия гравитационного поля массивного объекта или нескольких объектов. По причине гравитационного линзирования точечные объекты будут наблюдаться в виде дуги или кольца. Пример гравитационного линзирования показан на рисунке 1.2, где видны протяженные дуги галактик, расположенных за скоплением Abell 1689. Анализ этих искаженных объектов даёт указание на полную массу скопления, которая значительно превосходит массу звёзд и звёздного газа.

1.2. Свойства тёмной материи.

Различные экспериментальные подтверждения в пользу существования тёмной материи, также дают информацию о том какими свойствами должны обладать частицы тёмной материи:

- Могут взаимодействовать слабым образом. Частицы тёмной материи имеют массу и взаимодействуют гравитационным образом и не участвуют в сильных и электромагнитных взаимодействиях.
- Являются массивными и в основном холодными. Термин холодные означает, что частицы обладают нерелятивистскими скоростями.
- Частицы тёмной материи не являются барионами.
- Стабильные: эти частицы были образованы на ранней стадии формирования Вселенной. Продолжительность их жизни должна быть достаточно длинной, чтобы количество тёмной материи соответствовало астрофизическим данным.

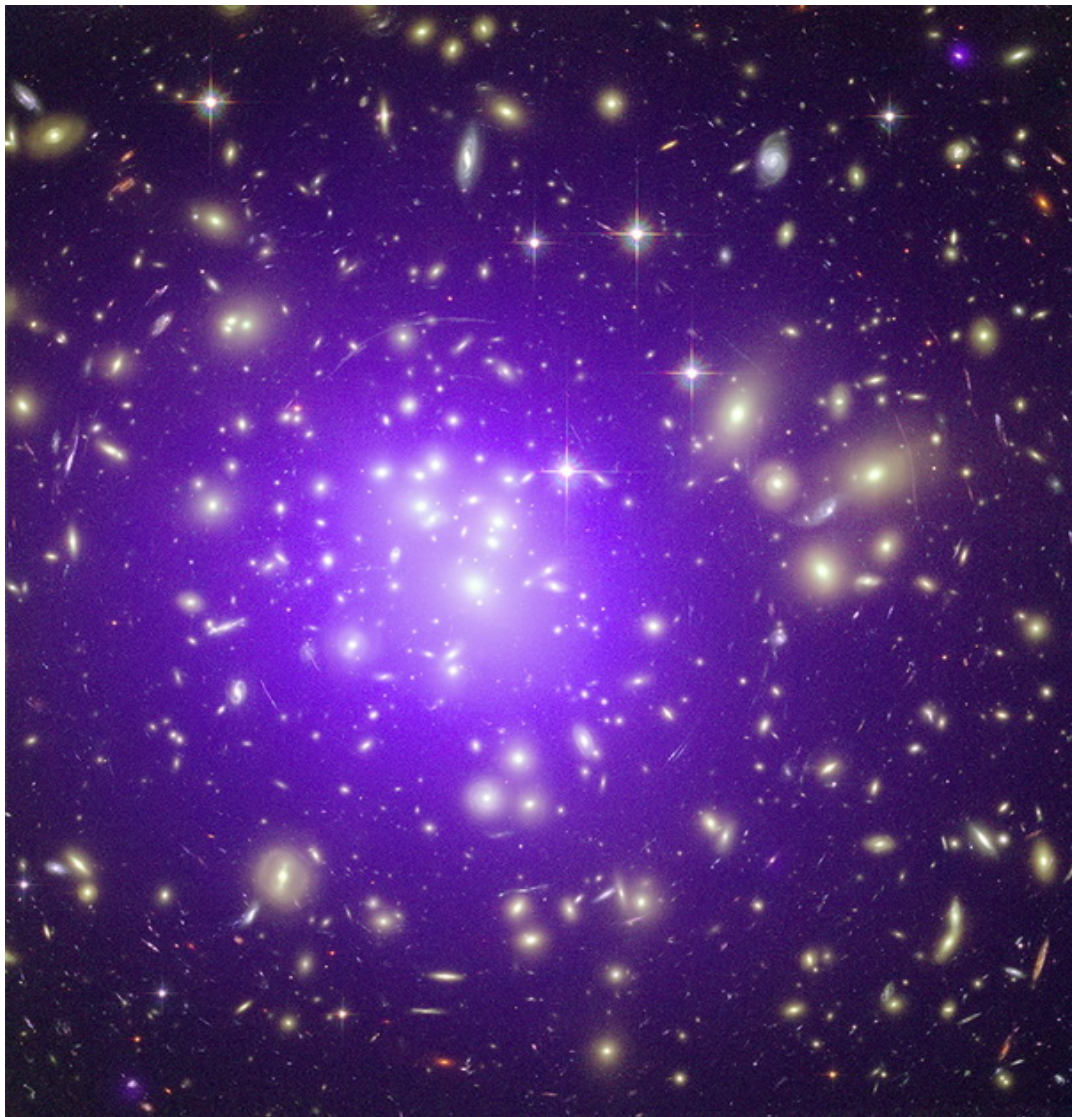


Рис. 1.2. Скопление галактик Abell 1689. Составной рисунок взят из [34]. Рентгеновское свечение горячего газа показано фиолетовым цветом, а оптически наблюдаемые галактики изображены жёлтым цветом. В Abell 1689 наблюдается сильный эффект гравитационного линзирования. Наблюдаемые протяжённые дуги на рисунке представляют собой искажённые изображения галактик, находящихся за скоплением галактик Abell 1689.

1.3. WIMP

Наиболее интересные кандидаты на роль тёмной материи подпадают под одну категорию, которая получила название: слабовзаимодействующие массивные частицы (WIMP) [35].

WIMP были образованы на ранней стадии формирования Вселенной и в настоящее время должны находиться в тепловом равновесии с осталь-

ными частицами (распределение по скоростям определяется уравнением Максвелла-Больцмана).

Массы WIMP могут лежать в широком диапазоне от $\sim 1 \text{ ГэВ}/c^2$ до $10 \text{ ТэВ}/c^2$. Некоторые, наиболее интересные частицы-кандидаты в тёмную материю, предсказанные современными теориями, показаны на рисунке 1.3. Частицы, предсказываемые предлагаемым расширением Стандартной модели, называемым Суперсимметрия, являются, по мнению научного сообщества, одними из самых перспективных кандидатов на роль тёмной материи. Несмотря на теоретические предсказания SUSY, которые дают убедительные доводы в пользу существования, и соответственно поиска WIMP, к настоящему времени не существуют экспериментальных свидетельств справедливости SUSY. Имеются и другие возможные кандидаты на роль тёмной материи. Среди них, особенно, стоит отметить аксионы [36], которые были введены для решения проблемы барионной асимметрии во Вселенной. Поиски аксионов, как и WIMP, требуют создания сверхнизкофоновых установок и, зачастую, могут осуществляться в одном и том же эксперименте (например, EDELWEISS).

Теории, сочетающие общую теорию относительности и суперсимметрию, дают предсказание на существование частицы под названием гравитино, сечение взаимодействия которых с обычным веществом находится вне диапазона поиска современных экспериментов (рис. 1.3).

1.4. Методы детектирования WIMP

Обнаружение частиц тёмной материи — одна из самых больших проблем в современной экспериментальной физике. Эксперименты, направленные на поиск WIMP, по методам обнаружения можно разделить на прямые либо косвенные. Схема на рисунке 1.4 условно демонстрирует процессы,

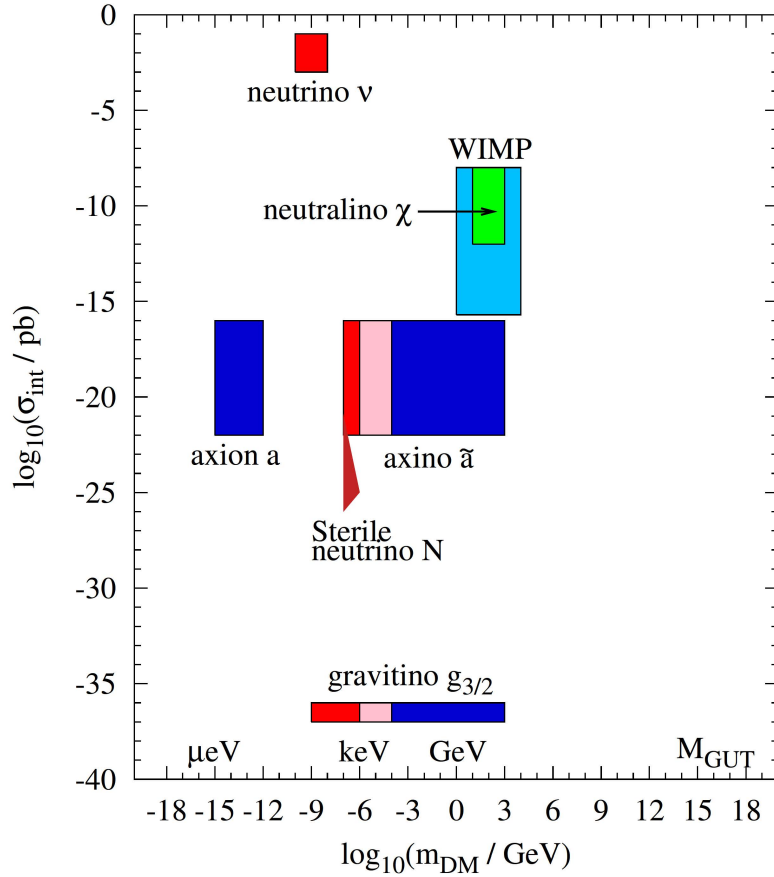


Рис. 1.3. Гипотетические частицы, предсказанные современными теориями частиц, которые могли бы составить тёмную материю [37]. График показывает диапазон возможных масс и сечений взаимодействия для каждого кандидата на роль тёмной материи. WIMP и аксионы в настоящее время считаются наиболее вероятными кандидатами на роль тёмной материи, и, следовательно, наиболее активно изучаются.

которые можно использовать для обнаружения WIMP: прямое детектирование, косвенное детектирование и образование на ускорителях.

При прямом детектировании: частицы тёмной материи взаимодействуют непосредственно с веществом детектора, который регистрирует событие рассеяния. При косвенном детектировании: осуществляется поиск продуктов аннигиляции тёмной материи: γ -лучи, нейтрино, античастицы и др. Наконец, частицы тёмной материи могут быть получены на ускорителе частиц, например на Большом адронном коллайдере. Три различных подхода

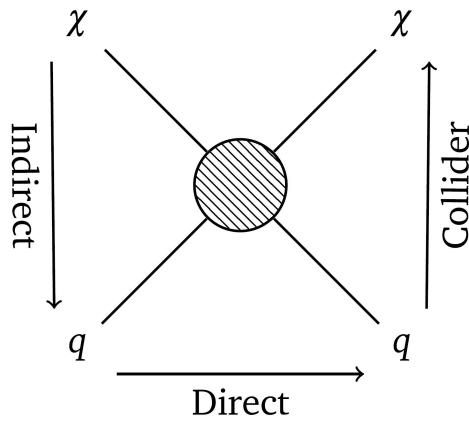


Рис. 1.4. Схемы обнаружения частиц тёмной материи. χ и q представляют тёмную материю и частицы обычного вещества, соответственно. Стрелками показан ход процесса. При прямом детектировании используется процесс $\chi q \rightarrow \chi q$. Процесс аннигиляции тёмной материи $\chi\chi \rightarrow qq$ при непрямом детектировании и процесс $qq \rightarrow \chi\chi$ при исследованиях на ускорителях.

регистрации тёмной материи дополняют друг друга и каждый эксперимент исследует свой канал реакции.

Результаты поиска тёмной материи принято отображать зависимостью сечения взаимодействия WIMP-нуклон от массы WIMP. Пример такого графика показан на рисунке 1.5. Замкнутый контур, при таком отображении, будет обозначать положительный результат эксперимента. При его отсутствии рисуются предельные кривые, где область выше кривой исключает возможность наличия частиц тёмной материи.

1.5. Эксперименты по прямому поиску частиц тёмной материи

В экспериментах по прямому поиску WIMP ищутся редкие события, связанные с рассеянием WIMP на обычной материи (как правило, в веществе детектора). Чувствительность эксперимента (потенциальная скорость счёта WIMP) зависит от:

1. локальной плотности WIMP и их распределения по скоростям;
2. сечения взаимодействия WIMP с обычным веществом;

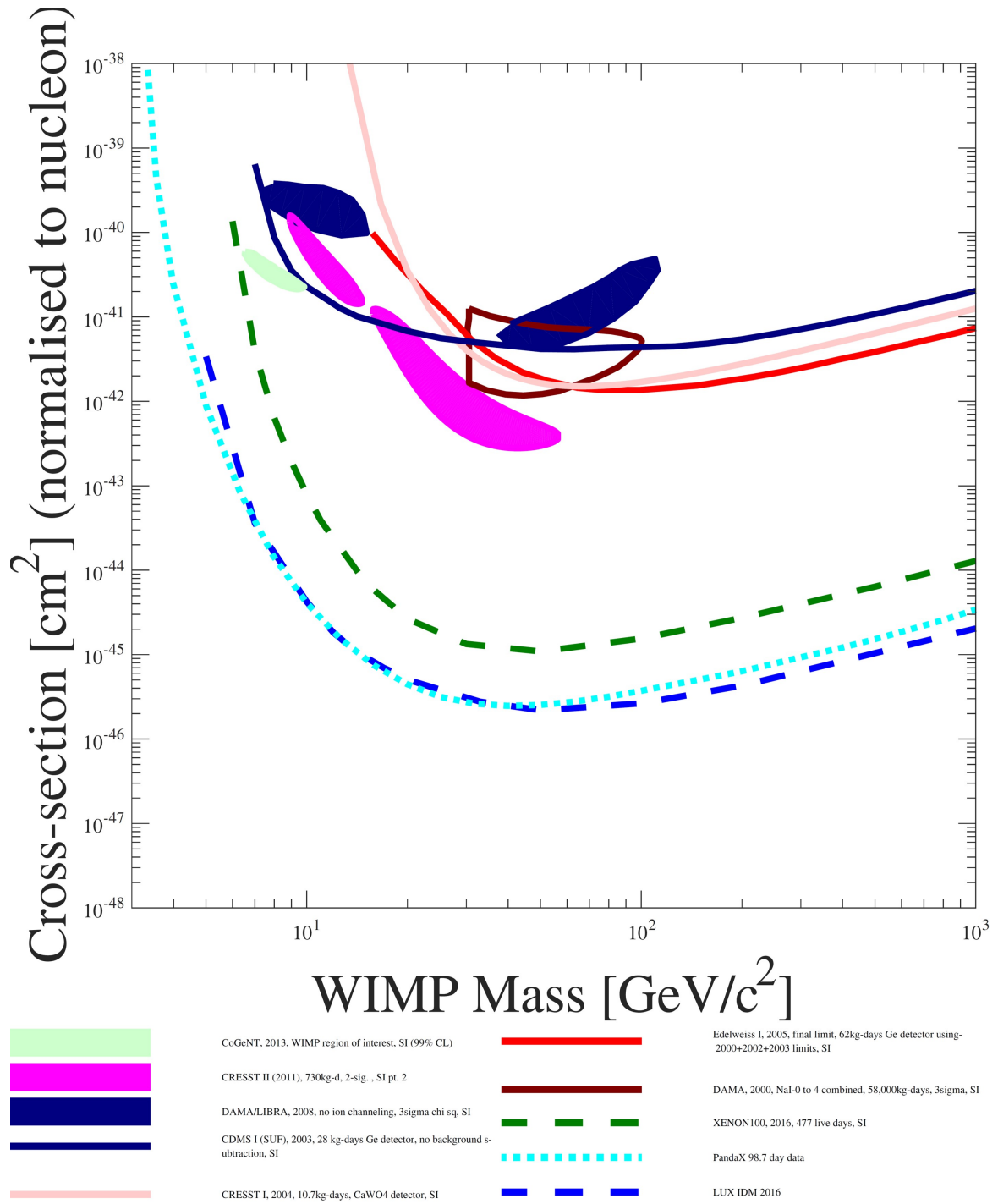


Рис. 1.5. Результат поиска тёмной материи различными экспериментами. Сплошной красной линией показано ограничение на сечение спин-независимого взаимодействия WIMP-нуклон, полученное экспериментом EDELWEISS-I [3], сплошными линиями другого цвета показаны результаты экспериментов CDMS [38] и CRESST [39]. Замкнутая не закрашенная область — положительный результат эксперимента DAMA [40]. Пунктирными линиями показаны результаты экспериментов XENON [11], LUX [9], PandaX [10]. Закрашенные области разного цвета — положительный результат поиска тёмной материи экспериментов DAMA/LIBRA (синий) [41], CoGeNT (зелёный) [42] и CRESST-II (пурпурный) [43].

3. массы вещества детекторов;
4. энергетического диапазона измерений.

Параметрами эксперимента являются пункты 3 и 4. Солнечная система, соответственно и Земля, движутся внутри гало тёмной материи в котором находится наша галактика Млечный Путь, поток WIMP, проходящий через каждое тело, постоянен. Объединяя информацию из астрофизических данных и физики элементарных частиц, ожидаемая скорость счёта ядер отдачи в результате рассеяния WIMP выглядит так [44], [45]:

$$\frac{dR}{dE_{rec}} = N_T \frac{\rho_W}{m_W} \int dv f(v) \frac{d\sigma}{dE_{rec}}(v, E_{rec}),$$

где N_T — число ядер мишеней на единицу массы, m_W и ρ_W — масса и массовая плотность WIMP, соответственно, E_{rec} — энергия ядер отдачи и $f(v)$ — распределение WIMP по скоростям. Дифференциальное сечение взаимодействия можно вычислить по формуле:

$$\frac{d\sigma}{dE_{rec}} = \frac{\sigma_0}{dE_{rec}^{max}} F^2(q),$$

где σ_0 — неизвестное сечение взаимодействия WIMP на нуклоне массой m_N , $F(q)$ — ядерный форм фактор, переданный импульс $q = \sqrt{2m_N E_{rec}}$ и E_{rec}^{max} — максимум переданной энергии.

В большинстве астрофизических моделей при определении параметров гало тёмной материи считается, что распределение по скоростям описывается распределением Максвелл-Больцмана, с параметром $V_0 \simeq 220$ км/с, а локальная плотность тёмной материи $\rho_0 = 0,3$ ГэВ/см³.

Для WIMP с массой 100 ГэВ/с² максимальная энергия E_{rec}^{max} , переданная ядру германия при рассеянии на нем WIMP, будет ~ 200 кэВ. При этом, для сечения взаимодействия WIMP-нуклон $\sim 1 \times 10^{-43}$ см² ожидаемое количество событий в детекторе будет не более одного в день при массе детектора в сотни кг [46]. Полученные цифры энергии рассеяния и скорости счёта

модельно зависимы и достаточно приближительны, но дают хорошее понятие об основных параметрах эксперимента по поиску WIMP — необходима экспериментальная установка с детекторами, способными регистрировать очень редкие события с малым энерговыделением. При этом количество фоновых событий в установке должно позволять обнаружить сигнал рассеяния WIMP. По этой причине эксперименты по прямому поиску тёмной материи обычно располагаются в глубоких подземных лабораториях для защиты детекторов от космических лучей. Используются многослойные защиты для понижения фона, образованного естественной радиоактивностью. Все материалы установки проходят тщательный отбор на радиоактивное загрязнение. Эксперименты, направленные на прямой поиск WIMP, проводятся уже относительно длительное время [47]. В них разработаны различные способы поиска сигналов WIMP. Тем не менее, можно констатировать, что контроль за различными фоновыми условиями является основной трудностью всех экспериментов по прямому поиску тёмной материи.

Методы для поиска WIMP и дискриминации фоновых событий включают: использование детекторов-мишеней с высоким A , большой массой, низким энергетическим порогом, низким фоном, с высокой способностью дискриминировать фоновые события и т.д. Одни из первых попыток обнаружения рассеяния WIMP были предприняты с германиевыми детекторами. Для их создания применяется сверхчистый германий, что позволяет создавать экспериментальные установки с низким собственным фоном. Кроме того, германиевые детекторы обладают высоким энергетическим разрешением и соответственно низким энергетическим порогом. В первых экспериментах для того чтобы зарегистрировать энергию рассеяния WIMP измерялась ионизация, произведённая при взаимодействии WIMP с ядром германия. Совместный результат экспериментов Heidelberg-Moscow [48] и IGEX [49] позволил исключить WIMP с сечением взаимодействия более 10^{-41} см² и массой 100 ГэВ/ c^2 .

В большинстве современных экспериментов для дискриминации событий рассеяния WIMP от фона используется комбинация из трёх основных методов детектирования: сцинтилляции, ионизации или тепла. Например, в эксперименте CRESST [50] с одновременным измерением сцинтилляционного производится измерение и теплового сигнала. Основой детектора эксперимента CRESST является CaWO_4 кристалл, оборудованный двумя TES (transition-edge sensor) термометрами. Измеряя отношение между сцинтилляционным и фоновым сигналом удаётся провести высокоэффективную дискриминацию электронов и ядер отдачи. С той же целью в экспериментах CDMS и EDELWEISS измеряется отношение ионизационного и фонового сигналов. В двух этих экспериментах в качестве основных мишеней-детекторов используется германий с практически идентичным подходом к детектированию сигналов WIMP. Электроды на поверхности детектора измеряют произведенную ядром отдачи ионизацию, в то время как термисторы измеряют температуру. При явном преимуществе измерения ионизационных сигналов, по сравнению со сцинтилляционными (лучшее энергетическое разрешение и порог), электроды на поверхности детекторов CDMS и EDELWEISS приводят к появлению фона поверхностных событий, имитирующих события WIMP, связанных с невозможностью сбора заряда оставленного частицей в электродах.

Для поиска тёмной материи широко используются детекторы с жидкими благородными газами (ксенон и аргон). Наилучшее ограничение на сечение взаимодействия WIMP с обычной материей получено с использованием жидкого ксенона (XENON [11], LUX [9], PandaX [10]). Ксенон имеет температуру выше температуры кипения азота, что позволяет относительно легко сохранять его в жидком состоянии. В жидком состоянии ксенон является неплохим сцинтиллятором, диапазон высвечивания которого позволяет использовать обычные ФЭУ без применения дополнительных присадок для сдвига длины волны сцинтилляционных вспышек. Кроме того, его высокая

плотность и отсутствие в составе радиоактивных долгоживущих изотопов позволяет делать компактные детекторы с очень эффективным самоэкранированием: большинство фоновых событий не может проникать более чем на несколько см в объёме детектора. Также, ксенон имеет большую атомную массу благодаря которой он имеет большее сечение взаимодействия с тёмной материей, по сравнению с германием. Существенным недостатком ксенона является его короткое время высвечивания, из-за чего применение метода анализа формы импульса сигналов с последующей дискриминацией фоновых событий является затруднительным. Из-за предела световыхода детекторы с жидкими благородными газами имеют низкую чувствительность в области лёгких WIMP. Первый результат мирового уровня по поиску тёмной материи с использованием жидкого ксенона получен в эксперименте XENON [51], использующем двухфазный (сцинтилляционный + время-проекционная камера) детектор. Первый результат был опубликован в 2007 году с использованием детектора 15 кг и набранной статистикой в 58,6 кг×суток с использованием метода дискриминации фоновых событий из комбинации измерения с двухфазным детектором. Было поставлено ограничение на сечение взаимодействия WIMP-нуклон в $8,82 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ для WIMP с массой 100 ГэВ/ c^2 . В настоящее время ксеноновые эксперименты имеют чувствительность лучше, чем 10^{-45} см^2 [9, 10, 52], рисунок 1.5.

1.6. Эксперименты с положительными результатами детектирования WIMP

В последнее время всё больше экспериментальных групп, занимающихся поиском тёмной материи, заявляют о наличии событий, превышающих ожидаемый уровень фона. Одним из первых экспериментов, заявившим о регистрации частиц тёмной материи, был DAMA/LIBRA [41]. В данном эксперименте наблюдается годовая зависимость скорости счёта событий, со-

ответствующая ожиданиям, основанным на зависимости энергии и потока WIMP от скорости движения, складывающейся из скорости движения Земли и солнечной системы. Позднее, два других эксперимента CoGeNT [42] и CRESST-II [43], также заявили о возможной интерпретации своих результатов, как наблюдение сигналов от WIMP. В коллаборации CoGeNT наблюдают годовую зависимость скорости счёта WIMP-подобных событий. На рисунке 1.5 представлены положительные результаты поиска WIMP этих экспериментов (закрашенные области). Из рисунка видно, что результаты экспериментов не согласуются друг с другом. Возможным объяснением этого может являться как несовершенство модели гало тёмной материи нашей галактики, так и модели взаимодействия между WIMP и ядрами. Имеются работы, например, [53, 54], где предлагаются модели, в которых результаты положительного детектирования WIMP различных экспериментов находятся в согласии. Стоит обратить внимание, что положительные результаты находятся в области относительно малых масс WIMP, которые получили название лёгких WIMP. Указания на возможное существование лёгких WIMP привело к смещению приоритетов многих экспериментов, в том числе и EDELWEISS, к тщательному исследованию этой области.

1.7. Выводы к Главе 1

В Главе 1 кратко рассмотрены факты, говорящие в пользу существования тёмной материи. Являясь актуальной задачей современной физики поиск WIMP затруднен, так как ожидаемая скорость счёта соответствует нескольким событиям на один килограмм мишени в год в энергетическом диапазоне ниже 250 кэВ. В настоящее время имеется довольно большое количество конкурирующих и одновременно дополняющих друг друга экспериментов, направленных на поиск тёмной материи. В некоторых из них в ходе поиска WIMP получено превышение числа наблюдаемых событий над

уровнем известного фона. Из-за разногласий полученных положительных результатов с результатами целого ряда других экспериментов, пока нельзя утверждать, что частицы тёмной материи экспериментально зарегистрированы, поэтому, их свойства остаются неизвестными.

Проведение измерений при помощи германиевых детекторов-болометров в специальных низкофонных лабораториях позволяет исследовать широкий диапазон масс WIMP, включающий область не подтвержденных положительных результатов. Необходимо подчеркнуть, что потенциал всех проводящихся экспериментов по прямому поиску небарионной тёмной материи главным образом определяется уровнем остаточного фона в области поиска. Как будет продемонстрировано в данной работе, новейшие разработки по идентификации фоновых событий в германиевых детекторах-болометрах позволят получить экспериментальные данные, которые либо подтвердят наличие лёгких WIMP, либо поставят сильные ограничения на параметры частиц тёмной материи. В совокупности с данными других экспериментов, астрофизики и ускорителей, удастся значительно улучшить наши знания о том, что представляют собой частицы тёмной материи.

Глава 2. Эксперимент EDELWEISS

В эксперименте по поиску слабо взаимодействующих массивных частиц EDELWEISS (Experience pour DEtecter Les Wimps En Site Souterrain) принимают участие учёные различных институтов и университетов из Франции, Германии, Великобритании и ОИЯИ. В EDELWEISS для поиска тёмной материи используются специальные криогенные детекторы-болометры (подробнее рассказано в главе 3). Для борьбы с фоновыми событиями применяются как традиционные подходы, так и специально разработанные детекторы, и методы (подробнее рассказано в главе 5). Местом проведения эксперимента EDELWEISS является глубокая подземная лаборатория LSM, которая находится в автомобильном туннеле Frejus, соединяющем Италию и Францию.

2.1. Эксперимент EDELWEISS-I

Проведение эксперимента EDELWEISS условно разделено на три этапа. В первой фазе эксперимента (EDELWEISS-I [55, 56]) использовалось три германиевых болометра. Для детектирования фоновых событий, образованных ядрами отдачи с энергиями от единиц кэВ, детекторы охлаждались до температуры ~ 20 мК. Охлаждение осуществлялось криостатом растворения, в котором используется смесь из двух изотопов гелия (10% ^3He и 90% ^4He) [57, 58]. В криостатах такого типа возможно достичь температуры в 2 мК. Достоинством криостатов растворения является их способность охлаждать сравнительно большие образцы до очень низких температур (~ 10 мК) в непрерывном режиме на протяжении месяцев измерений, что является необходимым для получения энергетического разрешения детекторов и порога измерений, требуемых для поиска WIMP. Для снижения внешнего фона криостат был окружен слоем меди 10 см и свинца 15 см, а для

снижения фона образованного нейтронами использовалась защита из полиэтилена толщиной 30 см. Фотография внутренней части криостата с детекторами и схема защиты показаны на рисунке 2.1. В EDELWEISS-I была продемонстрирована принципиальная возможность и перспективность использования германиевых болометров для поиска WIMP. В 2004 году после набора 62 кг×суток статистики первая фаза EDELWEISS была завершена. Результатом обработки полученных данных стало лучшее, на тот момент, ограничение на сечение WIMP-нуклон $1,5 \times 10^{-42} \text{ см}^2$ для WIMP массой 80 ГэВ/ c^2 [3, 59] (рис. 1.5).

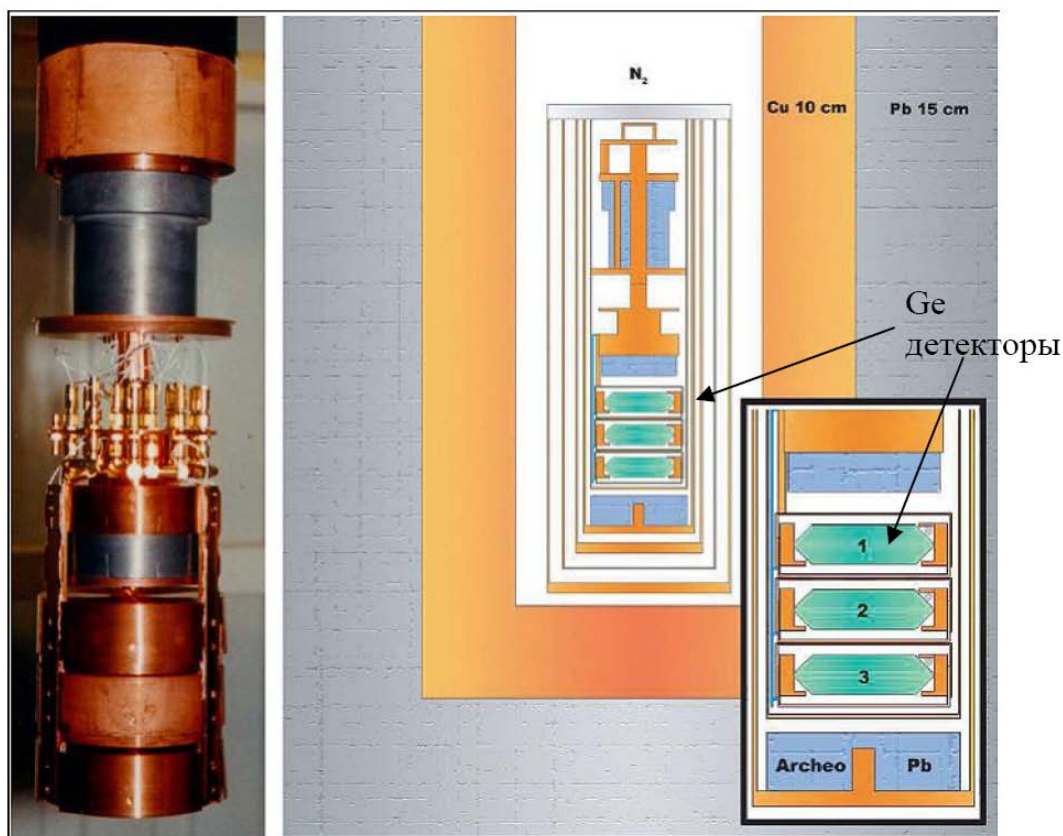


Рис. 2.1. Фотографии детекторов и части криостата растворения (слева) и схема экспериментальной установки EDELWEISS-I (справа).

Для дальнейшего увеличения чувствительности было принято решение создать новую установку с увеличенной массой германиевых детекторов-болометров в которой было необходимо улучшить отбор материалов (понижить содержание радиоактивных элементов), усовершенствовать

пассивную защиту и использовать активную защиту от мюонов (мюонное вето).

2.2. Эксперимент EDELWEISS-II

Для достижения чувствительности до $\sim 10^{-44}$ см² (для WIMP массой 100 ГэВ/c²) на втором этапе эксперимента было решено увеличить количество детекторов и их массу. Поэтому, для EDELWEISS-II был создан новый криостат, способный вместить и охладить до температуры в несколько мК до 40 кг детекторов. В свою очередь, данный криостат был помещён в новую более эффективную защиту от нейтронов и γ -фона. Добавление мюонного вето позволило производить дискриминацию событий от космических лучей и вызванных ими вторичных частиц, в особенности быстрых нейтронов. Схема защиты изображена на рисунке 2.2. Верхняя часть защиты состоит из двух подвижных частей, стоящих на рельсах и приводящихся в движение электромоторами.

Внутри защиты подается воздух, очищенный от радиоактивного ²²²Rn до уровня ниже 10 мБк/м³ [60]. На этапах производства и транспортировки детекторов приняты меры по их защите от дочерних продуктов распада радона. Верхняя часть экспериментальной установки, где находится криостат с детекторами, помещена в чистую комнату класса 1000.

2.2.1. Криостат охлаждения эксперимента EDELWEISS-II

Новый криостат растворения с большей вместимостью, разработанный для EDELWEISS-II, показан на рисунке 2.3. Для удобства работы с детекторами была использована обратная схема расположения детекторов относительно камеры растворения криостата. Кроме того, часть криосистемы была вынесена за пределы защиты, что позволило снизить уровень вибраций и облегчить заправку жидкого азота и гелия.

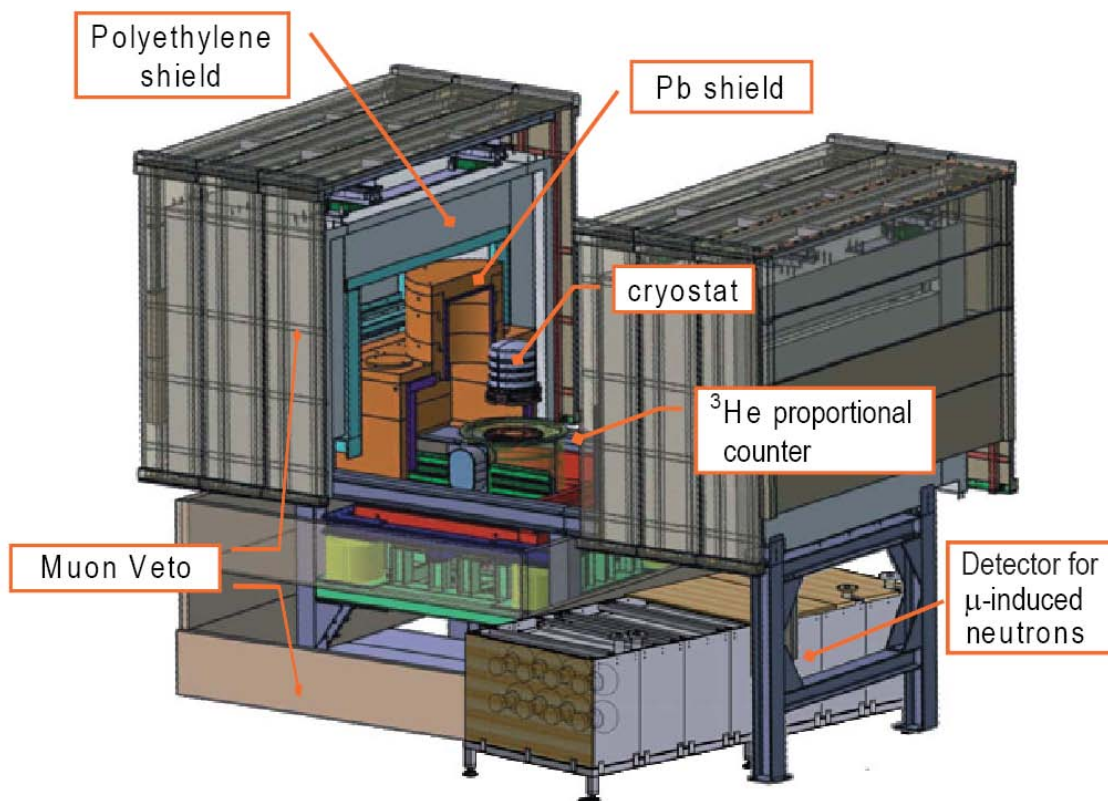


Рис. 2.2. Схема экспериментальной установки EDELWEISS-II. Показаны части установки, включая криостат растворения с детекторами, активную и пассивную защиты.

Экспериментальная камера, объёмом порядка 50 литров, позволяет установить до 40 кг детекторов при компактной расстановке, что обеспечивает дополнительную защиту при идентификации событий несколькими детекторами одновременно. Детальная схема криостата EDELWEISS-II показана на рисунке 2.4.

Криостат был разработан, сделан коллаборацией EDELWEISS и запущен в эксплуатацию в подземной лаборатории LSM в конце 2005 года. В криостате применяется ступенчатая последовательная система теплового экранирования детекторов, используются тепловые медные экраны, находящиеся на разных температурах (300 К, 100 К, 40 К, 4,2 К, 1 К и 10 мК). Криостат позволяет длительное время работать детекторам при тем-

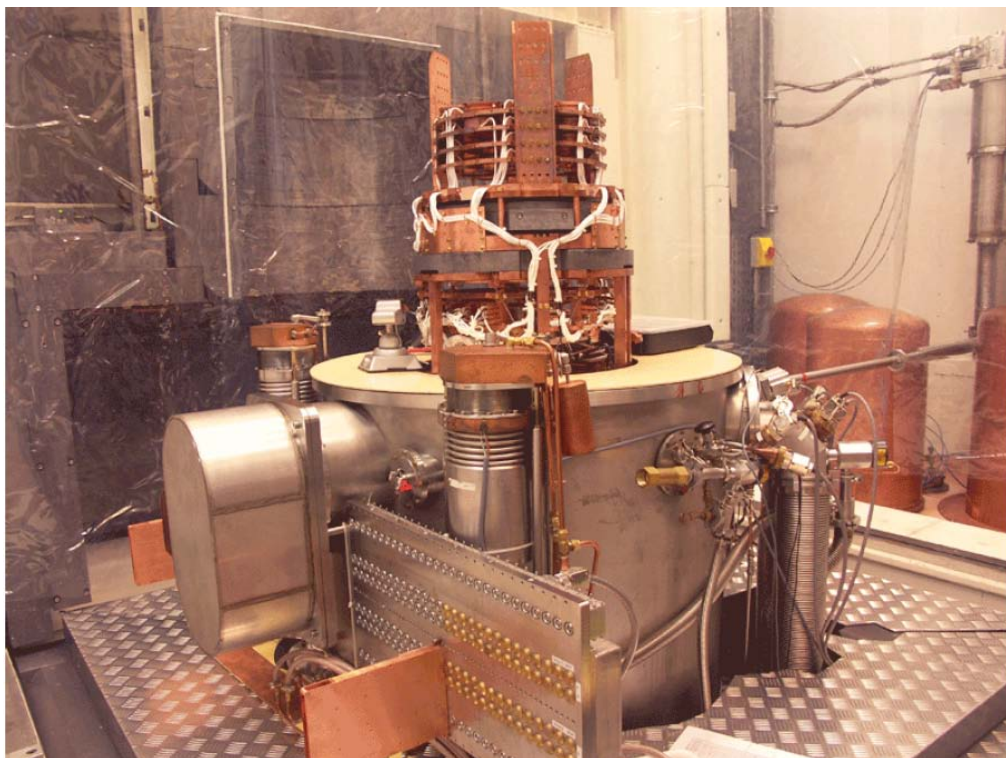


Рис. 2.3. Фотография криостата EDELWEISS-II внутри чистой комнаты при открытой пассивной защите.

пературе ~ 18 мК. Все внутренние части криостата сделаны из материалов, проверенных на их радиоактивную чистоту с помощью низкофонового HPGe-детектора. В качестве дополнительной защиты между детекторами и камерой растворения помещен диск толщиной 2 см из археологического свинца. Криогенная установка автоматизирована и полностью управляется с компьютера. Автоматизация работы криостата обеспечивается тремя контроллерами FiledPoint [61] фирмы National Instruments. Эти контроллеры могут открывать/закрывать краны, запускать и останавливать насосы, считывать показания с датчиков. Программное обеспечение, разработанное для контроля, проверки состояния криогенной установки, основано на Labview [62].

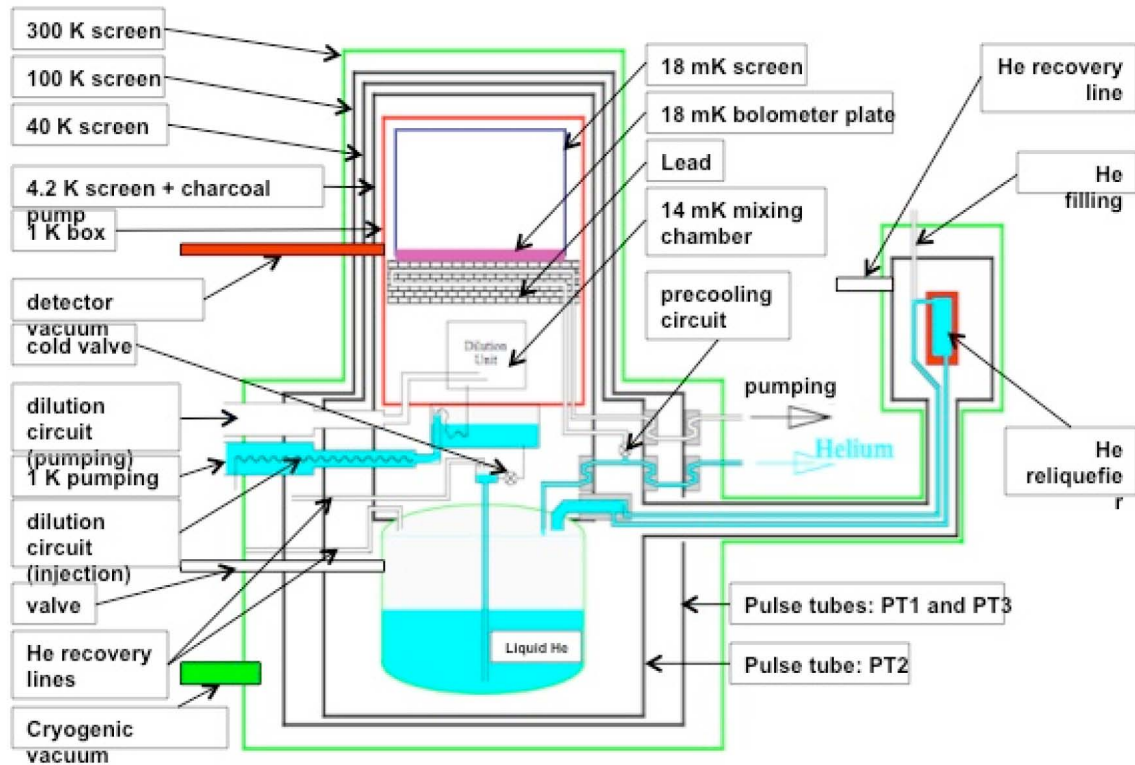


Рис. 2.4. Детальная схема криогенной установки эксперимента EDELWEISS-II.

2.2.2. Электроника и система сбора данных

В EDELWEISS-II задача используемой электроники — запись формы импульсов фононных и ионизационных сигналов. Для сбора и усиления сигнала используются охлаждаемые полевые транзисторы (JFET). Охлаждение JFET используется для уменьшения тепловых шумов. Электронные компоненты обычно являются достаточно радиоактивными, поэтому при их использовании необходимо найти компромисс. Так, например, JFET желательно расположить как можно ближе к детектору для уменьшения паразитной ёмкости и, одновременно, на достаточном удалении от детектора, чтобы не вносить дополнительного значительного радиоактивного загрязнения. Охлаждаемые JFET смонтированы отдельно друг от друга на легко разборной платформе. Температура JFET во время работы порядка 120 -

140 К. Пассивные компоненты обратной связи смонтированы на температурном уровне криостата в 1 К.

Остальная часть электроники, которая подаёт питание на детекторы, выполняет усиление, низкочастотную фильтрацию и преобразование в цифровую форму сигнала, работает при комнатной температуре и выполнена в виде отдельных усилительных модулей (имеют название ВВ), выполнены из низкорadioактивных материалов и прикручены к криостату. Все операции с модулями ВВ выполняются через оптоволоконные кабели. Оцифровка сигналов каждого канала происходит с частотой 100 кГц с использованием 14 битного цифроаналогового преобразователя. Далее оцифрованный сигнал отправляется на хранение с помощью специальных коммутационных устройств. Схема электроники, направленная на сбор данных в EDELWEISS-II, показана на рисунке 2.5. Для управления системой набора данных и контроля параметров детекторов используются персональные компьютеры, каждый из которых отвечает за несколько детекторов. Для сбора и предварительной обработки данных была написана программа на языке программирования C++, имеющая название Samba (рисунок 2.6). С её помощью можно изменять подаваемое напряжение на каждый ка-

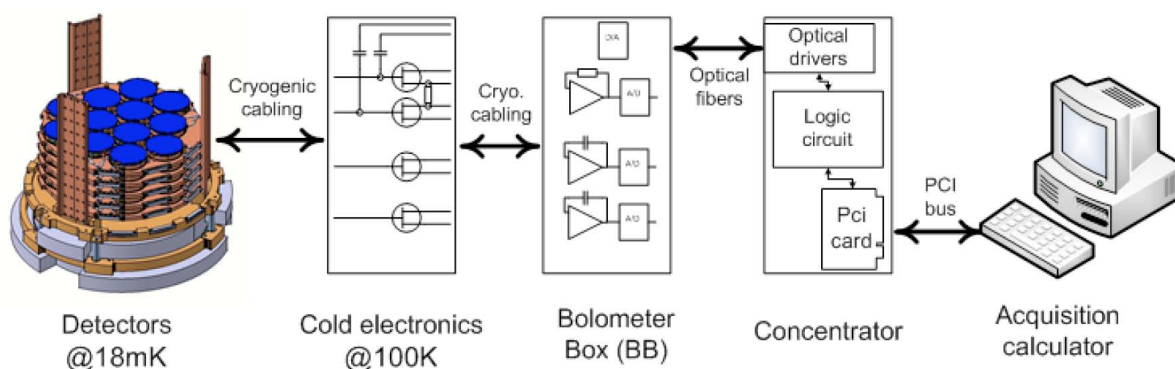


Рис. 2.5. Схема сбора, обработки и накопления данных EDELWEISS-II

нал детектора, усиление, пороги измерений и производить предварительную фильтрацию шумов. Программа позволяет настраивать различные тригге-

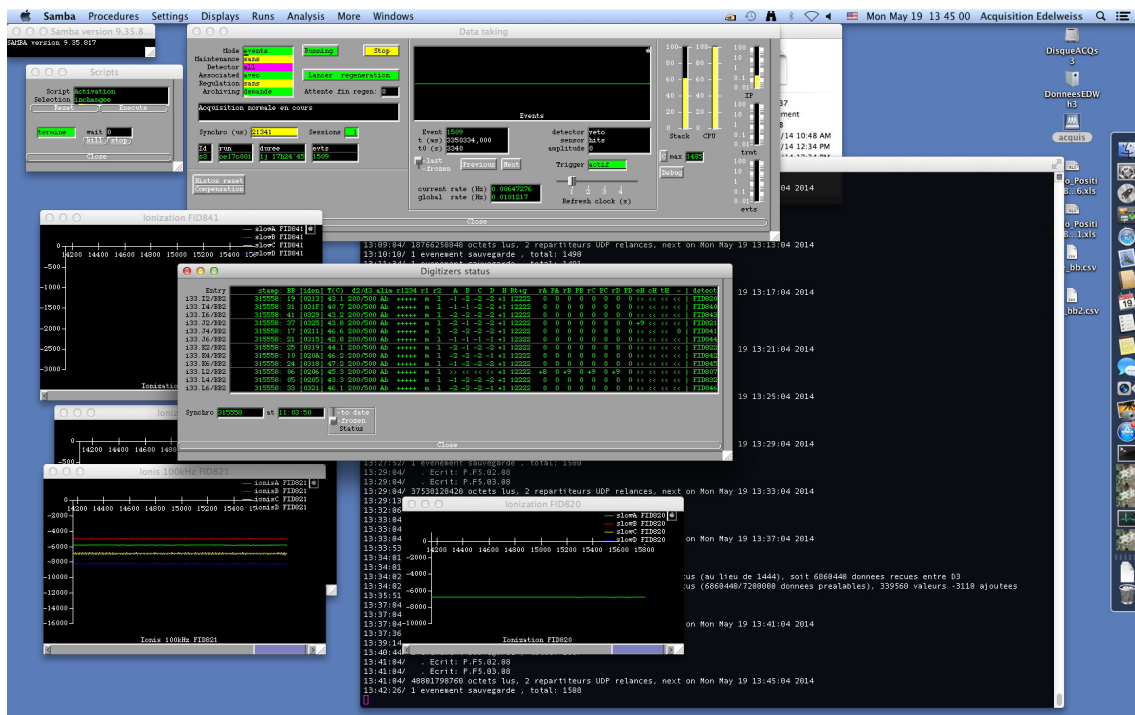


Рис. 2.6. Внешний вид программы набора данных Samba эксперимента EDELWEISS-II.

ры, срабатывающие при определённых условиях, например, при получении ионизационного сигнала выше порога. При помощи дистанционного доступа к компьютерам, на которых выполняется программа Samba, имеется возможность удалённо управлять системой набора данных из любого места в мире, где есть доступ в Интернет. Длительность записываемых импульсов составляет ~ 80 мс для ионизационного сигнала и ~ 1 с для теплового. Запись сигнала производится таким образом, чтобы импульс оказался внутри временного окна, т.е. собирается информация до начала и после сигнала. Ежедневно производится резервное копирование накопленных данных на удаленный сервер, находящийся в Лионе.

2.3. Эксперимент EDELWEISS-III

К 2012 году, не смотря на полученные результаты мирового уровня, как будет показано в главе 6, дальнейшее улучшение чувствительности эксперимента требовало как улучшения защиты, так и новых подходов к по-

давлению редких фоновых событий. Кроме того, для исследования области лёгких WIMP требовалось внести изменения в криогенную систему и систему набора данных. После завершения модификаций экспериментальной установки эксперимент перешёл на третью стадию и стал называться EDELWEISS-III. Одним из главных отличий стало использование детекторов FID типа с массой каждого порядка 800 г (подробнее рассказано в главе 3). Непосредственно внутри криостата и внутри свинцовой защиты была добавлена дополнительная нейтронная защита, изготовленная из полиэтилена. Для уменьшения вибраций и уменьшения количества материалов, являющихся источником фона, основные электро-механические части криостата (крио-кулеры) были вынесены за пределы пассивной защиты. Многие элементы электроники и конструктивные части криостата были заменены на новые, сделанные из более радиационно-чистых материалов. Особое внимание уделялось элементам, расположенным наиболее близко к детекторам. Было добавлено несколько дополнительных модулей μ -вето системы. На рисунке 2.7 показаны некоторые видимые изменения установки.

2.4. Источники фона в эксперименте

Поиск тёмной материи направлен на регистрацию очень редких событий по причине слабого взаимодействия (малого сечения) WIMP с ядрами обычной материи. Поэтому, в эксперименте EDELWEISS одной из основных задач является уменьшение числа фоновых событий, которые могут повлиять на полученный результат. Факторы, влияющие на количество фона, условно можно разделить на следующие:

- радиоактивная чистота детекторов;
- радиоактивная чистота среды, включающей все окружающие детекторы материалы (оправки детекторов, материалы криостата, материалы защиты и т.д.);

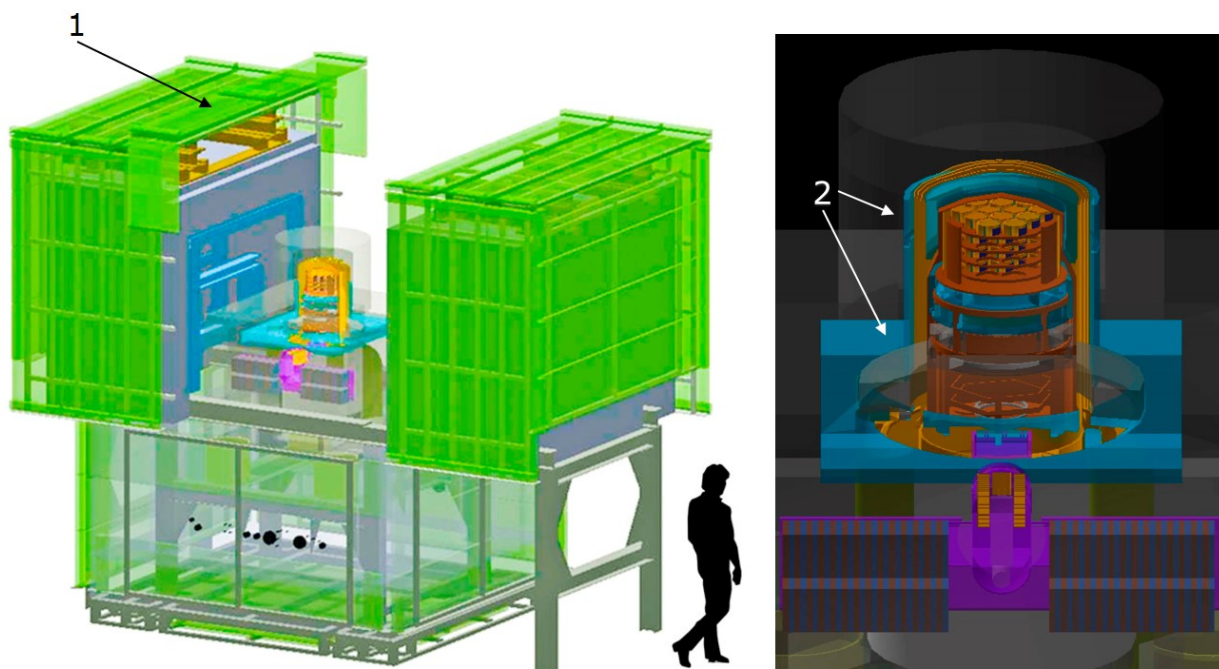


Рис. 2.7. Показан внешний вид EDELWEISS-III. Слева, цифрой 1, показаны дополнительные модули мюонного вето, справа показана часть криостата с детекторами, цифрой 2 показана дополнительная полиэтиленовая защита (голубым цветом).

- радиоактивность в атмосфере, окружающей криостат, зависящая от пыли, радона и его продуктов распада, и других радиоактивных газов;
- космические лучи;
- неэффективность защиты к нейтронному и γ -излучению.

Большинство возможных источников фона схематично показано на рисунке 2.8. Достоверность положительного результата поиска редких событий определяется тщательностью изучения и мониторинга всех возможных источников фона, минимальная величина которого достигается путём оптимизации пассивной и активной защиты экспериментальной установки. Методы подавления фона в EDELWEISS подробно рассмотрены в главе 5. Ниже кратко приведены возможные основные источники фона.

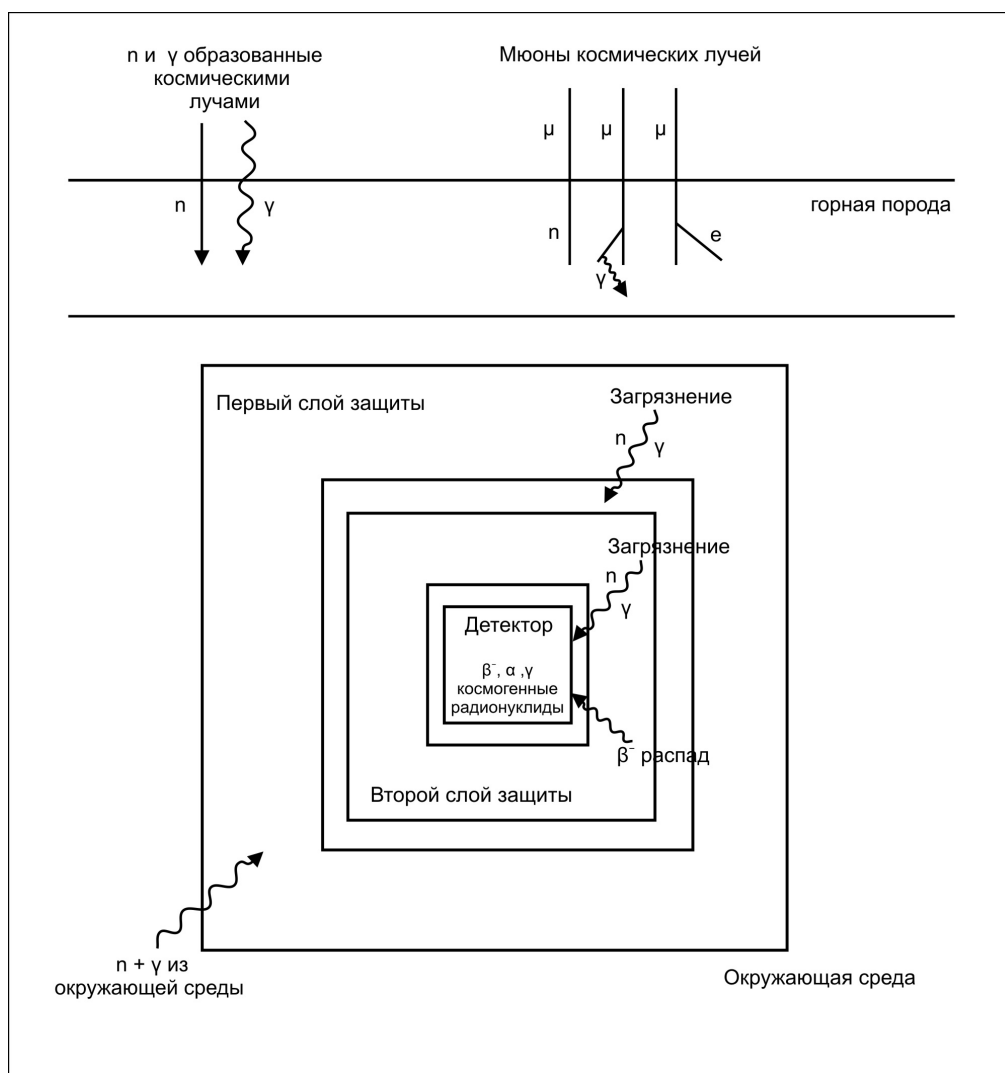


Рис. 2.8. Источники фона в подземной лаборатории.

2.4.1. Естественное радиоактивное загрязнение детекторов и окружающих его материалов

Наибольшее число событий, регистрируемых детекторами в EDELWEISS, являются фоновыми γ -событиями. Гамма фон в основном происходит от естественной радиоактивности имеющейся в детекторах и окружающих их материалах. Гамма-излучение, от которого мы должны защитить детекторы, состоит в основном из фотонов, связанных с разрядкой возбужденных уровней радиоактивных изотопов в цепочках распадов U и Th, а также распада ^{40}K . Кроме того, наличие U и Th является причиной

более высокого уровня Rn и нейтронов (образованных спонтанным делением и через (α, n) реакции).

2.4.2. Rn-222

Благородный радиоактивный газ ^{222}Rn представляет угрозу для всех низкофоновых экспериментов, в том числе и для EDELWEISS, по причине своей высокой мобильности и высокой проникающей способности. Особую опасность представляют дочерние продукты распада ^{222}Rn : долгоживущие ^{210}Pb и ^{210}Po , которые могут накапливаться на поверхностях детекторов и любых конструкционных материалов.

2.4.3. Фон от мюонов

Мюоны являются источником фона для низкофоновых экспериментов, расположенных в глубоких подземных лабораториях. Энергетический спектр мюонов в подземных лабораториях смещается в сторону более высоких энергий. В EDELWEISS особую опасность представляют быстрые нейтроны, возникающие при взаимодействии мюонов с элементами защиты и горной породой, так как их энергии могут быть достаточными для проникновения внутрь установки и генерирования событий, полностью имитирующих искомые события WIMP.

2.4.4. Фон от нейтронов

Нейтроны являются опасным источником фона для экспериментов по прямому поиску частиц тёмной материи WIMP, поскольку сигнал от нейтронов имитирует рассеяние WIMP на ядрах мишени-детектора. Изменение потока нейтронов с течением времени, которое может быть связано с изменениями условий в лаборатории (температуры, влажности, наличия воды

в горных породах стен и т.д.) будет приводить к появлению сезонных модуляций фона, которые можно ошибочно проинтерпретировать как вклад WIMP в наблюдаемый фоновый спектр. Основными источниками нейтронов в природе являются:

- (α, n) реакции,
- реакции спонтанного деления,
- (γ, n) реакции,
- нейтроны, образованные мюонами,
- нейтроны, образованные адронами космических лучей.

Первые два источника часто объединяют как нейтроны естественной радиоактивности. В зависимости от глубины различные источники нейтронного фона могут преобладать на другими. На небольшой глубине преобладает адронная составляющая потока нейтронов, в то время как на большой глубине преобладают нейтроны образованные естественной радиоактивностью. Нейтроны, образованные мюонами космических лучей, преобладают на глубине ~ 50 м.в.э.

2.5. Выводы к Главе 2

В Главе 2 дано общее описание эксперимента EDELWEISS. Чувствительность эксперимента поэтапно улучшалась при выполнении каждой его фазы от EDELWEISS-I до EDELWEISS-III. С этой целью вносились изменения в защиту установки от фоновых событий, в криостат установки, в конструкцию германиевых детекторов-болометров. Особое значение имела проблема неполного сбора заряда и, соответственно, проблема отделения поверхностных событий от событий произошедших во внутреннем объёме детектора, которая ограничивала чувствительность детекторов EDELWEISS-I. Для решения данной проблемы в EDELWEISS-II/III разработаны и применены детекторы нового типа, как будет показано в следующей главе. В главе 2 указаны возможные источники происхождения фоновых событий, которые могут повлиять на результат эксперимента.

Глава 3. Детекторы эксперимента EDELWEISS

Основная экспериментальная трудность при поиске рассеяния слабо-взаимодействующих массивных частиц на ядрах обычной материи состоит в чрезвычайно низкой ожидаемой скорости счета (не более 1 события/кг/год) и сравнительно низкой регистрируемой энергии (< 100 кэВ). Для поиска частиц WIMP в эксперименте EDELWEISS первой задачей являлось создание специальных детекторов-болометров, которые позволяли бы произвести такой поиск. В EDELWEISS для поиска рассеяния WIMP на ядрах используются специальные детекторы — криогенные болометры, сделанные из сверхчистого германия (HPGe). В данном типе детекторов применяется одновременное измерение фоновых и ионизационных сигналов. Такая методика позволяет разделять события, вызванные γ - и β - радиоактивностью, от событий, вызванных ядрами отдачи, произведённых нейтронами или WIMP.

3.1. Детекторы эксперимента — германиевые болометры с NTD

В эксперименте EDELWEISS для поиска тёмной материи используются специальные детекторы — германиевые криогенные болометры.

Измерение фоновых сигналов происходит калориметрическим образом при температуре порядка 20 мК с помощью NTD термистора, прикреплённого к германиевому болометру. NTD (Neutron Transmutation Doped) Ge резистор представляет собой нейтронно-легированный германиевый термистор, способный измерять изменение температуры на доли мК при передаче термистору энергии. NTD термистор приклеивается на позолоченную поверхность германиевого детектора (рис. 3.1). Схема самого простого германиевого болометра с NTD термистором показана на рисунке 3.2. Измерение ионизационного сигнала происходит путём сбора заряда на металлических

электродах. Electroды ионизационного канала сделаны из низкорadioактивного алюминия толщиной ~ 200 нм. Величина напряжения, подаваемого на эти электроды, не превышает нескольких десятков вольт.

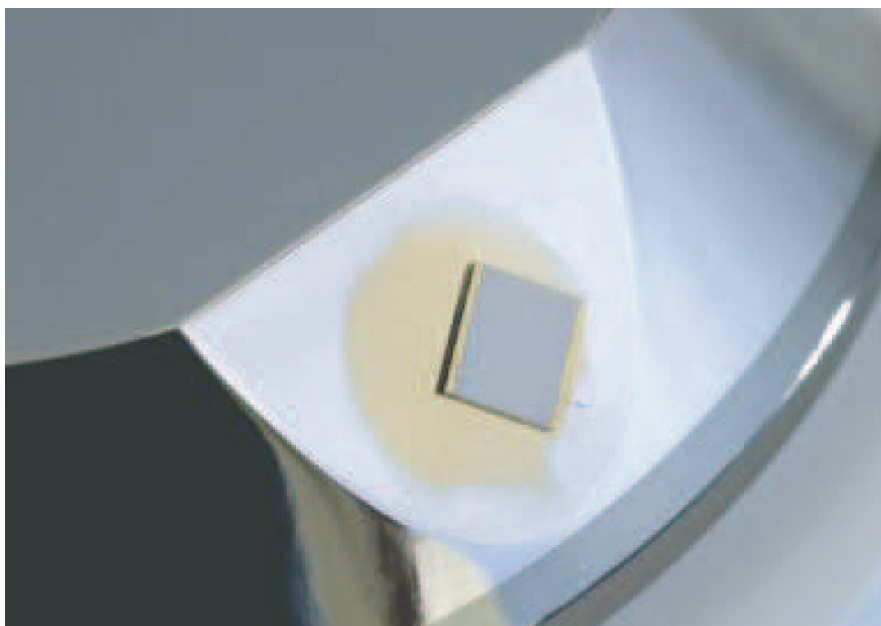


Рис. 3.1. Фотография NTD термистора, приклеенного к германиевому детектору, используемого в эксперименте EDELWEISS.

Некоторые кристаллы для EDELWEISS были закуплены еще в 2002 году и были немедленно транспортированы в специальных противоударных боксах в подземную лабораторию LSM для уменьшения активации кристаллов космическими лучами.

Основная процедура изготовления детекторов следующая: путём шлифования кристаллам Ge придается форма; производится подготовка поверхностей; после чего производится нанесение металлического покрытия (электродов методом напыления). Затем, детекторы оборудуются NTD термисторами, электрическими контактами и упаковываются в чистой комнате класса 100. На каждом этапе производства детекторов принимаются меры направленные против радиоактивного загрязнения их поверхностей, особенно продуктами распада Rn , для чего детекторы хранятся в азотной атмосфере в плексигласовых боксах.

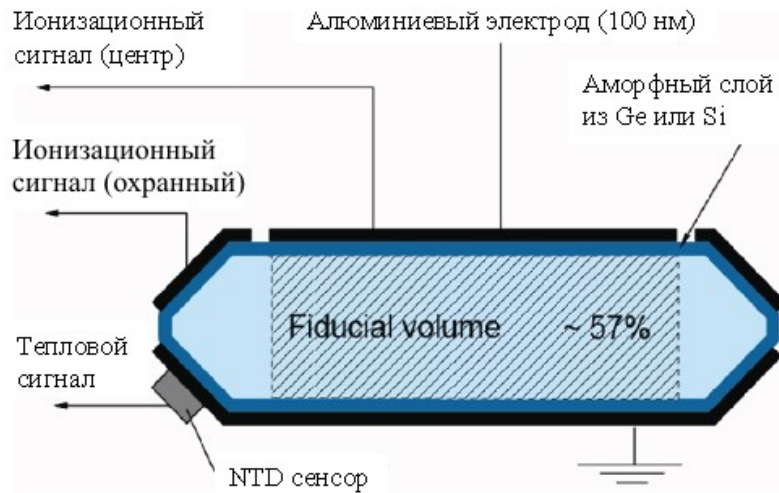


Рис. 3.2. Принципиальная схема германиевого болометра с NTD термистором, используемого в эксперименте EDELWEISS, рисунок выполнен не в масштабе.

3.2. Принцип детектирования частиц тёмной материи в EDELWEISS

Детекторы-болометры, используемые в EDELWEISS, состоят из двух частей: абсорбера (кристалл германия), где произошло взаимодействие, и теплового сенсора (NTD термистора), измеряющего изменение температуры. При рассеянии частицы WIMP на ядрах германия возникает ядро отдачи с энергией ниже 100 кэВ. Ядро отдачи при замедлении теряет часть энергии на ионизацию, а часть непосредственно на возбуждение колебаний решётки (фононы). Дополнительные фононы возникают при сборе ионизационного заряда на электродах.

В EDELWEISS используется тепловой сенсор, в котором при изменении температуры происходит изменение его сопротивления R . Размер этого NTD термистора составляет несколько мм^3 . При малых температурах ($\sim \text{мК}$) зависимость между R и температурой T можно записать в следующем виде:

$$R(T) = R_0 e^{\sqrt{T_0/T}}, \quad (3.1)$$

где R_0 — параметр термистора (обычно несколько Ом), и T_0 — характеристическая температура (порядка нескольких Кельвин). Для температуры ~ 20 мК типичное сопротивление NTD термистора составляет несколько МОм. Постоянный электрический ток i подаётся на сенсор. Изменение сопротивления, как функции температуры $R(T)$, вызовет изменение потенциала $\Delta V(T) = i \cdot \Delta R(T)$, пропорционально энергии оставленной частицей в болометре. Таким образом, тепловой сенсор переводит изменение температуры в измеряемый электрический сигнал. Обычное значение i составляет несколько нА. На рисунке 3.3 показана форма теплового сигнала. Как видно, тепловой сигнал имеет длительность порядка долей секунды.

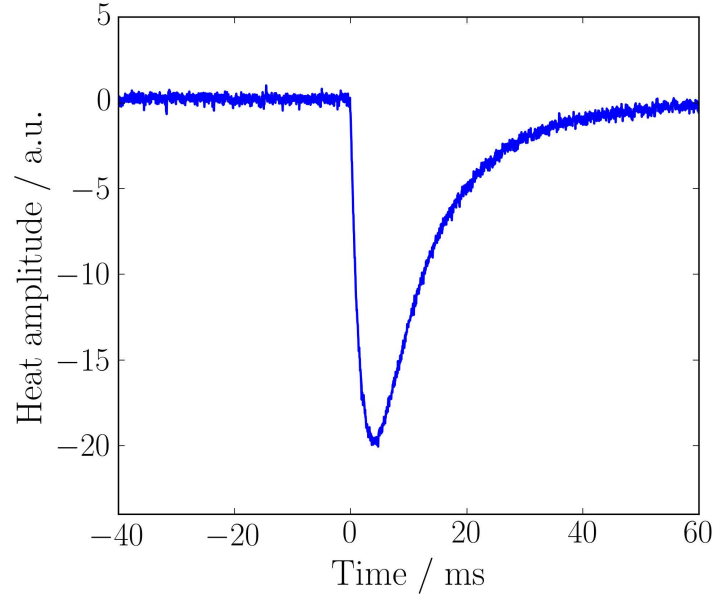


Рис. 3.3. Длительность теплового сигнала NTD термистора.

Амплитуда ионизационного сигнала в детекторе ($A_{I,\gamma}$) пропорциональна количеству собранных электрон-дырочных пар N :

$$A_{I,\gamma} \propto N_\gamma = \frac{E_{rec}}{\epsilon_\gamma}, \quad (3.2)$$

где E_{rec} — энергия, оставленная частицей в детекторе (энергия отдачи), $\epsilon_{n,\gamma}$ — средняя энергия необходимая для создания одной электрон-дырочной пары,

и зависит от типа частицы. В германиевом детекторе для сигналов от γ -квантов или электронов (электронное событие) $\epsilon_\gamma \approx 3$ эВ. Для ядер отдачи выражение для амплитуды ионизационного сигнала запишется следующим образом:

$$A_{I,n} \propto N_n = \frac{E_{rec}}{\epsilon_n} = Q \frac{E_{rec}}{\epsilon_\gamma}, \quad (3.3)$$

где $Q = \epsilon_\gamma/\epsilon_n$ — называется ионизационным выходом для германия. Ионизационный выход для событий образованных нейтронами (Q_n) значительно меньше, чем для электронных событий в области поиска WIMP. Значение Q_n в зависимости от энергии было хорошо изучено в EDELWEISS-I с использованием источника нейтронов ^{252}Cf :

$$Q_n = 0,16 E_{rec}^{0,18}. \quad (3.4)$$

В области поиска WIMP

$$Q_n \approx 0,1 \div 0,4. \quad (3.5)$$

При калибровке ионизационного канала $E_I = E_{rec}$, тогда:

$$E_{I,n} = Q_n E_{rec}. \quad (3.6)$$

Для того чтобы собрать заряд, который оставила частица в детекторе, на электроды подается напряжение. Чем выше напряжение, тем лучше сбор заряда, благодаря более сильному электрическому полю в кристалле. Однако, более высокая скорость дрейфа носителей заряда производит нагрев кристалла, что влияет на тепловой канал измерений. Этот процесс носит название эффекта Неганова-Трофимова-Люка [63]. Для него амплитуда теплового сигнала зависит от числа носителей заряда N_1 и от величины при-

ложенного к детектору напряжения V , как:

$$E_{NL} = N_1 V = \frac{V}{\epsilon_{n,\gamma}} E_{rec}. \quad (3.7)$$

Полная энергия теплового канала E_H состоит из двух компонент: E_R (энергии отдачи события) и описанной выше компоненты E_{NL} , учитывающий эффект Неганова-Трофимова-Люка:

$$E_H = \frac{E}{1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}},$$

где E — полная измеренная энергия: $E = E_\gamma + E_{NL}$. Для электронного события амплитуда в тепловом канале будет пропорциональна:

$$A_{H,\gamma} \propto E_{rec} + \frac{E_{rec}}{\epsilon_\gamma} V = E_{rec} \left(1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma} \right). \quad (3.8)$$

Для ядер отдачи:

$$A_{H,n} \propto E_{rec} + \frac{E_{rec}}{\epsilon_n} V = E_{rec} \left(1 + Q_n \frac{V}{\epsilon_\gamma} \right), \quad (3.9)$$

При калибровке теплового канала устанавливаем, что тепловая энергия электронного события $E_{H,\gamma} = E_{rec}$. Для тепловой энергии ядра отдачи получаем:

$$E_{H,n} = \frac{1 + Q \frac{V}{\epsilon_\gamma}}{1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma}} E_{rec}. \quad (3.10)$$

Используя выражения (3.6) и (3.10), получаем:

$$E_{rec} = \left(1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma} \right) E_H - \frac{V}{\epsilon_\gamma} E_I. \quad (3.11)$$

Ошибки определения ионизационного выхода Q для электронных событий (γ -квантов) и ядер отдачи будут соответственно равны:

$$\sigma_{\gamma}(E_{rec}) = \frac{1 + \frac{V}{\epsilon_{\gamma}}}{E_{rec}} \sqrt{\sigma_{ion}^2 + \sigma_{heat}^2},$$

$$\sigma_n(E_{rec}) = \frac{1}{E_{rec}} \sqrt{\left(1 + \frac{V}{\epsilon_{\gamma}} Q_n\right)^2 \sigma_{ion}^2 + \left(1 + \frac{V}{\epsilon_{\gamma}}\right)^2 Q_n^2 \sigma_{ion}^2}.$$

Зная энергию E_{rec} и соответствующее ей значение ионизационного выхода можно построить зависимость $Q(E_{rec})$. На рисунке 3.4 показаны калибровочные спектры одного из детекторов EDELWEISS. На спектрах данного типа хорошо видно различие электронных событий от событий, связанных с упругим рассеянием нейтронов на ядрах.

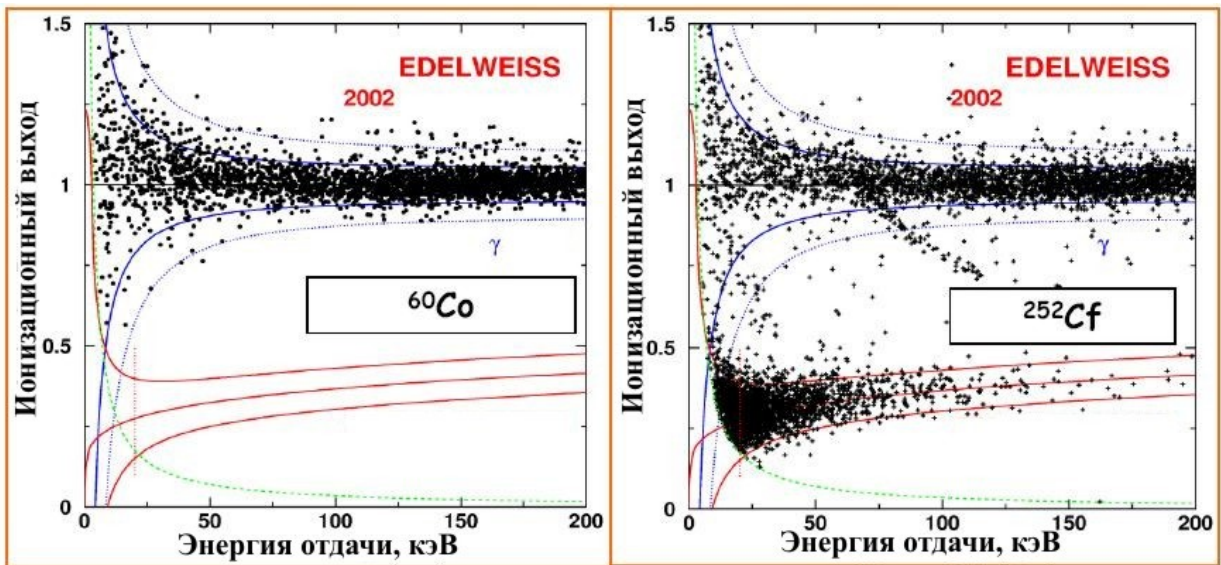


Рис. 3.4. Слева приведены калибровочные спектры, полученные в эксперименте EDELWEISS-I, с использованием γ -источника ^{60}Co . Справа — калибровочный спектр, полученный с использованием источника нейтронов ^{252}Cf . Сплошными линиями показаны погрешности ионизационного выхода для электронного и нейтронного сигнала, соответственно.

3.3. Детекторы с чередующимися кольцевыми электродами

В ходе выполнения эксперимента EDELWEISS было установлено, что в области поиска WIMP появляются фоновые электронные события, попадающие в эту область в результате неполного сбора заряда [18]. Проблема неполного сбора заряда и, соответственно, проблема отделения поверхностных событий от событий произошедших во внутреннем объёме была решена в ходе второй фазы эксперимента (EDELWEISS-II). В предложенном методе обычные электроды заменены на систему чередующихся кольцевых электродов [2]. Глубина событий, произошедших в теле детектора, может быть определена из сравнения амплитуды ионизационных сигналов на различных электродах, что дает возможность отбраковывать фоновые поверхностные события [2, 64, 65]. На рисунке 3.5 схематично показан прототип детектора (ID200) такого типа весом 200 г. Сверху и снизу кристалла электроды сформированы в форме концентрических колец шириной 200 мкм и с расстоянием между электродами 2 мм. Толщина всех напыляемых электродов ~ 250 нм. Поочерёдное соединение электродов выполнено методом ультразвуковой сварки. Таким образом, сверху и снизу детектора получается набор из чередующихся электродов (ID): a, b, c, и d. На каждый электрод подаётся соответствующее ему напряжение. На боковой поверхности детектора расположены охранные электроды g и h. Расчёт геометрии электрического поля приводит к тому, что объём детектора разделён на несколько различных областей сбора заряда, как показано пунктирными линиями на рисунке 3.5. У событий, произошедших во внутреннем объёме детектора (область 1), заряд собирается на наборах электродов b и d с обратных сторон детектора, для событий из региона охранных электродов (область 2) заряд собирается на электродах g и h, соответственно. С другой стороны, заряд образованный поверхностными и приповерхностными событиями (область 3), собирается с одной стороны детектора на электродах a или c. Путем при-

менения соответствующих выборок событий, в зависимости от амплитуды сигнала и типа электрода, объёмные события (события произошедшие во внутреннем объёме детектора – область 1) остаются, тогда как поверхностные, приповерхностные и события с охранных электродов (области 2 и 3) отбраковываются. События, происходящие вблизи пунктирных линий, производят сигнал на разных типах электродов и также могут быть определены и отделены от объёмных событий.

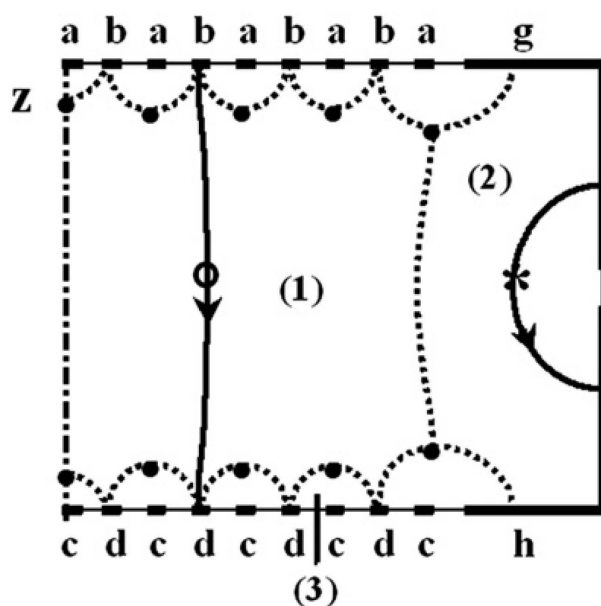


Рис. 3.5. Схема детектора с чередующимися кольцевыми электродами в поперечном сечении [2]. Схема выполнена не в масштабе, размер электродов увеличен для лучшего представления. Детектор имеет цилиндрическую форму 48 мм в диаметре и 20 мм в высоту, симметричен относительно оси z . Напряжения на электродах детектора $V_a = -0,75$ В, $V_b = -2,0$ В, $V_c = 0,75$ В, $V_d = -2,0$ В, $V_g = 0,5$ В, $V_h = -0,5$ В (индекс соответствует электроду). Пунктирные линии определяют границы сбора заряда: 1 — внутренний объём; 2 — область охранных электродов; 3 — область поверхностных событий.

Для проверки предложенной методики отбора поверхностных событий были проведены измерения с вышеописанным детектором и двумя источниками ^{210}Pb , установленными с двух плоских сторон детектора. Источники были изготовлены имплантированием дочерних продуктов распада Pb в медные пластины. Использование источников позволило провести накопле-

ние большой статистики данных с поверхностными событиями за относительно короткое время. На рисунке 3.6 показан экспериментальный спектр ионизационного выхода в зависимости от энергии, полученный до (а) и после (б) применения отбраковки поверхностных событий. Любые события с охранных электродов с энергией больше 2 кэВ отбраковывались [2]. В области важной для поиска событий WIMP (с энергией больше 15 кэВ и ионизационным выходом меньше, чем 0,6) суммарно было накоплено ~ 120000 поверхностных β -событий. После применения дискриминации поверхностных событий в этой области осталось только три события, из которых только одно попало в область ядер отдачи. Полученный фактор дискриминации (6×10^{-5}) поверхностных событий даёт возможность, для имеющегося поверхностного загрязнения детекторов (полученного экспериментально), набрать статистику в $1000 \text{ кг} \times \text{суток}$ с ожидаемым числом фоновых событий в области поиска WIMP $\sim 0,03$. Это значит, что при отсутствии других фоновых событий, использование ID детекторов позволяет достичь уровня чувствительности в $4 \times 10^{-46} \text{ см}^2$ для сечения взаимодействия WIMP-нуклон для WIMP массой $70 \text{ ГэВ}/c^2$.

Фактор отбора (подавления) электронных событий от событий ядер отдачи с использованием двух каналов измерений (фононного и ионизационного) был получен с помощью интенсивных и регулярных калибровок с γ -источником ^{133}Ba . Зависимость ионизационного выхода от энергии для всех накопленных калибровочных данных показана на рисунке 3.7. Из общего числа $\sim 3,47 \times 10^5$ событий имеют энергию больше 20 кэВ, $1,85 \times 10^5$ событий имеют энергию меньше, чем 200 кэВ. В области ядер отдачи было зарегистрировано 6 событий. Моделирование всех проведённых калибровок с использованием наихудшего энергетического разрешения любого из детекторов даёт результат, что не более 0,1 γ -события от источника ^{133}Ba могло попасть в область ядер отдачи по причине флуктуаций в тепловом или иони-

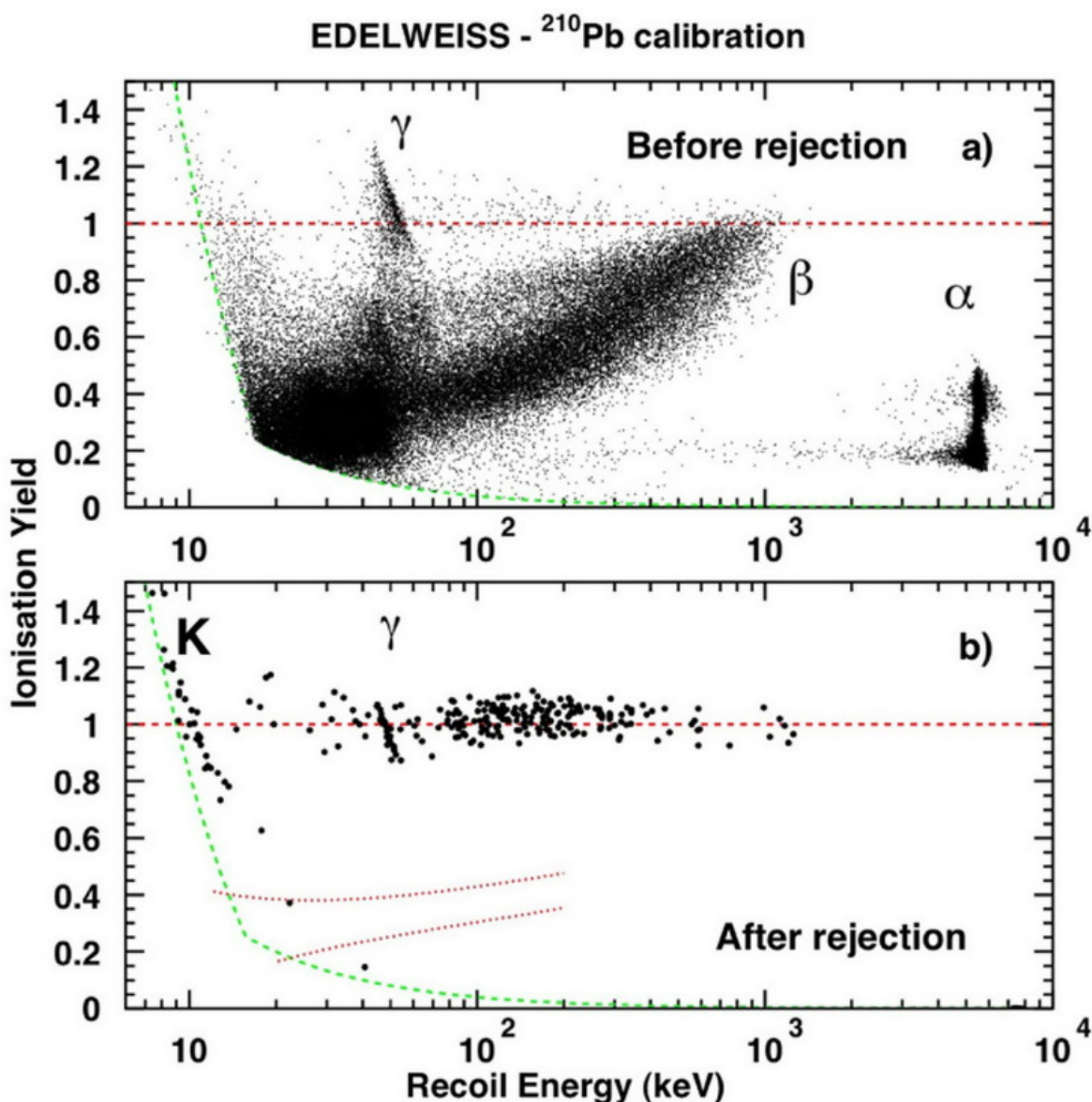


Рис. 3.6. Показана зависимость ионизационного выхода от энергии, полученная с ID детектором массой 200 г и источником ^{210}Pb : (a) — до и (b) — после применения методов дискриминации поверхностных событий. Полное число событий в спектре (a) ~ 185000 . Порядка 50000 из этого числа образованы α - частицами с энергией 5,3 МэВ (отмечены α), еще ~ 11000 образованы γ - частицами, связанными с переходом 46 кэВ в ^{210}Pb (отмечены как γ). Остальные события — составляют β - события (~ 120000). Оставшиеся после применения метода дискриминации поверхностных событий (b) — γ - фон эксперимента и собственный космогенный фон германиевых детекторов. Экспериментальный энергетический порог показан пунктирной линией. Область рассеяния ядер показана точками (b).

зационном канале. Из калибровок с источником ^{133}Ba был измерен фактор подавления для γ -событий, величина которого составила $(3 \pm 1) \times 10^{-5}$ [4].

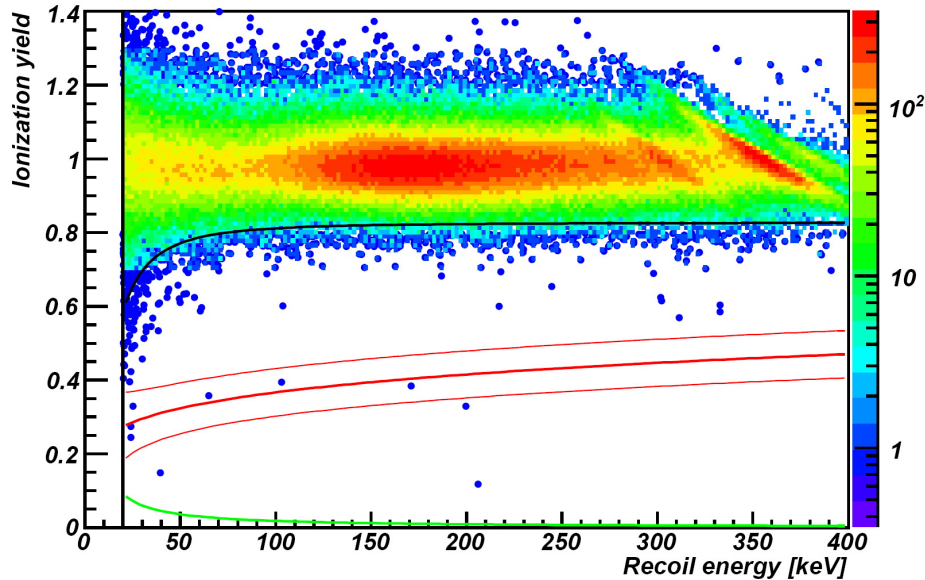


Рис. 3.7. Суммарный калибровочный спектр регулярно выполняемых γ -калибровок с радиоактивным источником ^{133}Ba . Показана зависимость ионизационного выхода от энергии отдачи событий в эффективном объёме детекторов. Применены те же самые параметры отбора событий, как и при поиске WIMP. Верхняя сплошная линия показывает нижний предел (на уровне 99,99%) для электронных событий. Нижняя сплошная (зеленая) линия показывает порог ионизации. Красным цветом показана ожидаемая область ядер отдачи, т.е. область поиска WIMP (для 90% CL).

События, попавшие в область ядер отдачи, не обладают какими-либо специфическими свойствами относительно их времени появления или характеристик какого-либо из детекторов. В частности, ни одно из шести событий, появившихся в области ядер отдачи, не было зарегистрировано детектором с проблемными ионизационными каналами. На рисунке 3.7 приведены события с энергией отдачи больше 20 кэВ, начиная с которой 99,99% всех γ -событий отделяются от событий ядер отдачи. Индивидуальные энергетические пороги детекторов в ионизационном и фоновом канале имели

значение лучше 3 кэВ (для шумных каналов разрешение могло составлять ~ 10 кэВ).

Очевидно, что сочетание технологии, применённой в ID детекторах, с новой системой чередующихся кольцевых электродов с двумя каналами измерений, очень эффективно для дискриминации событий WIMP от основных типов фоновых событий.

Поиск частиц тёмной материи в эксперименте EDELWEISS, во время второй и третьей фазы, осуществлялся с помощью трёх разных типов детекторов ID χ , ID40 χ , FID χ , где χ индивидуальный номер детектора ($\chi=1, 2, \dots$), (рис. 3.8) [66], [65], изготовленных по аналогии с детектором ID200. Все болометры сделаны из монокристалла германия цилиндрической формы. Размер детекторов равнялся ~ 7 см в диаметре и $\sim 2(4)$ см в толщину для детекторов массой 400 (800) г, соответственно. На поверхности детекторов через специальную маску напыляются алюминиевые электроды таким образом, чтобы создать систему чередующихся кольцевых электродов. Как и для ID200 ширина каждого электрода составляет 200 мкм, толщина ~ 250 нм, расстояние между электродами 2 мм. По краям детекторов ID χ и ID40 χ , выполнено напыление охранных электродов. FID χ детекторы не имеют охранных электродов: на боковой поверхности кристалла добавлены дополнительные кольцевые электроды, рисунок 3.8 (с).

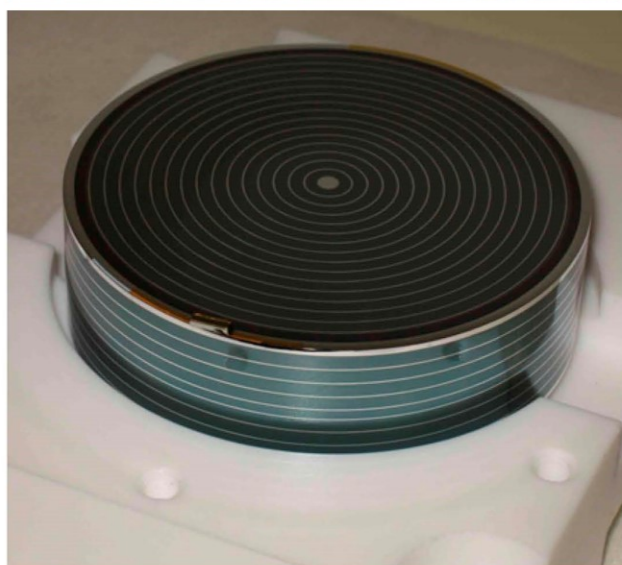
Детекторы типа ID χ массой ~ 320 г были первыми серийными детекторами с чередующимися кольцевыми электродами и имеют скошенные края для создания более однородного электрического поля внутри детектора. Для увеличения объёма (массы) ID40 χ детекторы были сделаны цилиндрической формы. Необходимые соединения электродов выполнялись золотой проволочкой методом ультразвуковой сварки. На рисунке 3.9 (а) показан ID40 χ детектор в медной оправке. Схема соединения и напряжения подаваемые на электроды FID детекторов показаны на рисунке 3.9 (б). У детекторов FID типа используется два электрода (B и D) для определения



(a)



(b)



(c)

Рис. 3.8. Три разных типа детекторов EDELWEISS: (a) — детектор $ID\chi$ массой 320 г, (b) — детектор $ID40\chi$ с массой ~ 400 г и (c) — детектор $FID\chi$ массой ~ 800 г.

событий внутри объёма детектора и два электрода (А и С) для определения поверхностных событий. Электрическое поле делит объём детектора на внутреннюю и поверхностную области. Заряд, образованный событием внутри одной из областей, собирается на соответствующих электродах. У FID детекторов, для улучшения разрешения фоновый сигнал, используется два NTD термистора, прикреплённые с двух противоположных сторон.

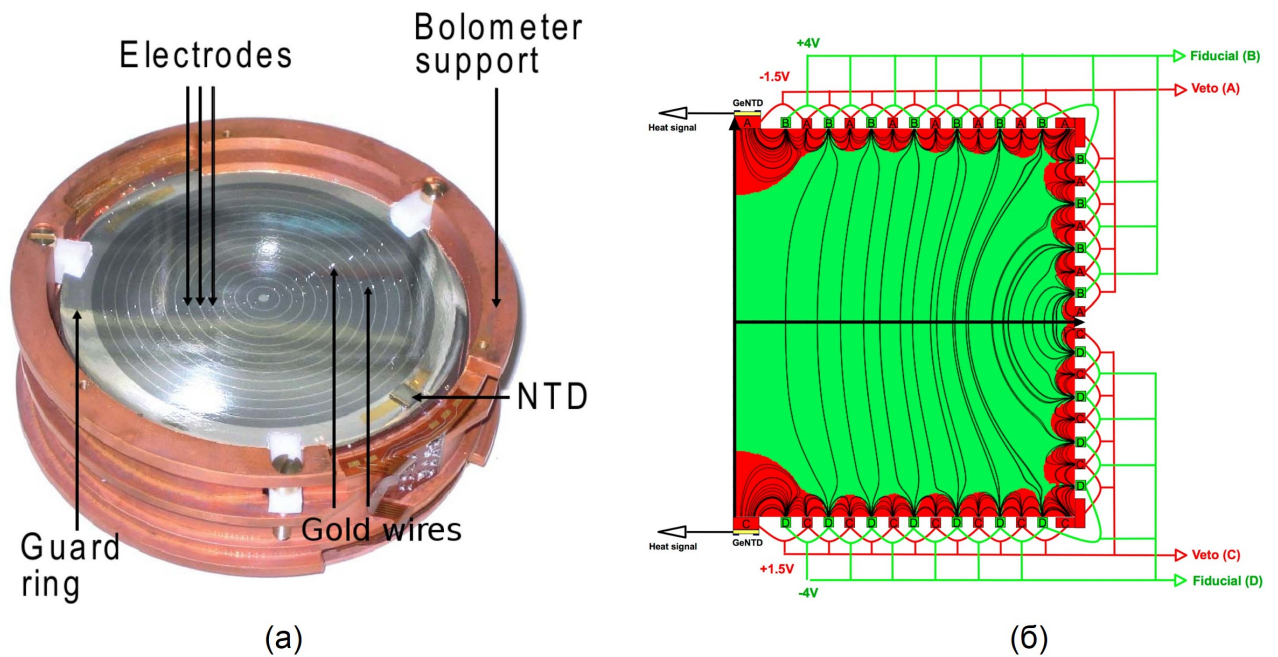


Рис. 3.9. (а) — фотография ID40 χ детектора в оправке из чистой меди (Bolometer support), показаны электроды детектора (Electrodes), один из охранных электродов (Guard ring), золотые контактные нити (Gold wires). (б) — схема соединений и напряжений, подаваемых на электроды детектора FID.

Эффективный (рабочий) объём для детекторов ID типа составляет порядка 50%, а для детекторов FID типа составляет около 80% [65]. Детекторы серии ID χ и FID χ с чередующимися кольцевыми электродами созданы, протестированы и запущены в эксплуатацию при непосредственном участии автора.

3.4. Энергетическая калибровка и регенерация детекторов

3.4.1. Энергетическая калибровка при помощи радиоактивного γ -источника Ва-133

Энергетическая калибровка производится для всех типов детекторов, используя радиоактивные источники. Для регулярных калибровок в EDELWEISS используются два радиоактивных источника ^{133}Ba . Данные источники позволяют производить калибровку в нужном для поиска WIMP энергетическом диапазоне. На рисунке 3.10 показана схема распада ^{133}Ba . При распаде ^{133}Ba в стабильный ^{133}Cs возникает несколько γ -линий в об-

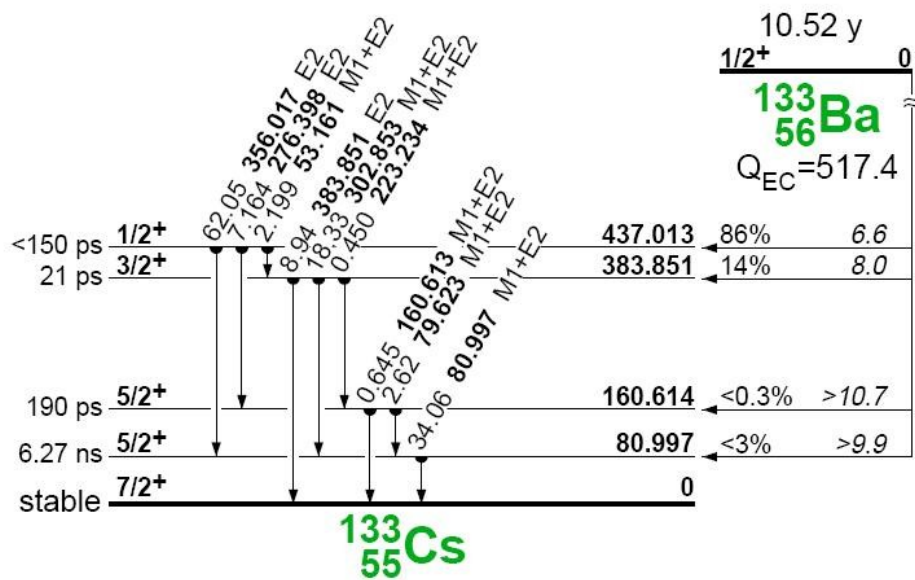


Рис. 3.10. Схема распада ^{133}Ba . Рисунок взят из [67].

ласти низких энергий. ^{133}Ba обладает удобным, сравнительно большим, периодом полураспада (10,5 лет), что дает возможность использования одних и тех же калибровочных источников в течение нескольких фаз проведения эксперимента.

Несколько радиоактивных источников ^{133}Ba с активностями ~ 900 — 5000 Бк были произведены методом имплантации в металлическую фольгу

на установке ISOLDE [68]. Фольги с имплантированным ^{133}Ba были запаяны в металлические капсулы. Две из них (с необходимыми для установленного в криостат количества детекторов активностью) монтируются на автоматической системе подачи источников EDELWEISS. Данная система позволяет поместить радиоактивный источник внутрь пассивной защиты. Система работает дистанционно, без необходимости каких-либо операций над частями защиты установки.

Полученный с источником ^{133}Ba экспериментальный калибровочный γ -спектр одного из детекторов-болометров показан на рисунке 3.11. Измерения с ^{133}Ba позволяют определять как энергетическую шкалу, так и разрешение детекторов (FWHM). Типичное разрешение базовой линии детекторов составляет 1,2 кэВ для теплового канала и 0,9 кэВ для ионизационного канала.

3.4.2. Калибровка с источником нейтронов

Калибровки с применением источника нейтронов необходимы для определения области детектирования WIMP (область ядер отдачи). Для калибровки используется два различных по активности америций-бериллий (^{214}Am и ^9Be) источника. Нейтроны с энергией до 11 МэВ образуются в реакции $^{241}\text{Am} \rightarrow \alpha + ^9\text{Be} \rightarrow n + ^{12}\text{C} + \gamma$.

Первый AmBe источник нейтронов (малой активности) используется для калибровок детекторов, которые выполняются регулярно в течении каждого набора данных. Полная измеренная активность этого источника по нейтронам составляет 21 ± 4 нейтрона/с. Источник запакован в капсулу из нержавеющей стали. При калибровках источник вручную устанавливается вблизи криостата, внутри свинцовой защиты экспериментальной установки. Калибровочные измерения с источником продолжаются от нескольких ча-

сов до нескольких дней, в зависимости от числа установленных детекторов и целей калибровок.

На рисунке 3.12 показан полученный спектр с этим источником. В течении калибровок была экспериментально измерена зависимость ионизационного выхода от энергии отдачи для событий, зарегистрированных в эффективном объёме детекторов. Из рисунка видно, что события от ядер отдачи и электронные события лежат в разных областях, и именно это позволяет производить дискриминацию фоновых электронных событий от событий ядер отдачи для энергий выше нескольких кэВ. Результатом калибровок является определение области (с 90% доверительным интервалом) ядер отдачи с погрешностями для каждого детектора. Ширина данной области, для конкретного детектора, зависит от разрешения как ионизационного, так и теплового каналов. На рисунке 3.12 показан определённый из нейтронных калибровок регион ядер (в среднем для всех детекторов). Ширина региона варьируется в диапазоне $\pm 15\%$ в зависимости от детектора на энергии в 20 кэВ, и менее $\pm 5\%$ при энергии выше 50 кэВ. Данные калибровок с источником нейтронов также использовались для проверки влияния энергетических порогов на эффективность отбора ядер отдачи.

Второй источник нейтронов, с гораздо большей активностью ($2,2 \times 10^5$ нейтрона/с), использовался для детальной проверки эффективности пассивной нейтронной защиты, изготовленной из полиэтилена, в её различных точках.

3.4.3. Регенерация детекторов

При обработке полученных данных основным фактором является отбор событий, набранных при одинаковых условиях. Однако, у детекторов-боллометров при работе, с течением времени, накапливается объёмный заряд, ухудшающий энергетическое разрешение и эффективность [69]. Для

устранения этого эффекта и восстановления характеристик детекторов проводится процедура, называемая регенерацией детекторов. Она состоит в облучении детекторов источником ионизирующего излучения при заземлении электрических контактов. Регенерация детекторов проводится ежедневно с использованием двух источников ^{60}Co с активностью каждого ~ 200 кБк. Длительность регенерации обычно составляет 1-2 часа. Источники ^{60}Co устанавливаются внутрь защиты из свинца максимально близко к криостату с использованием автоматической системы подачи источников, идентичной с системой, используемой для калибровочных источников ^{133}Ba .

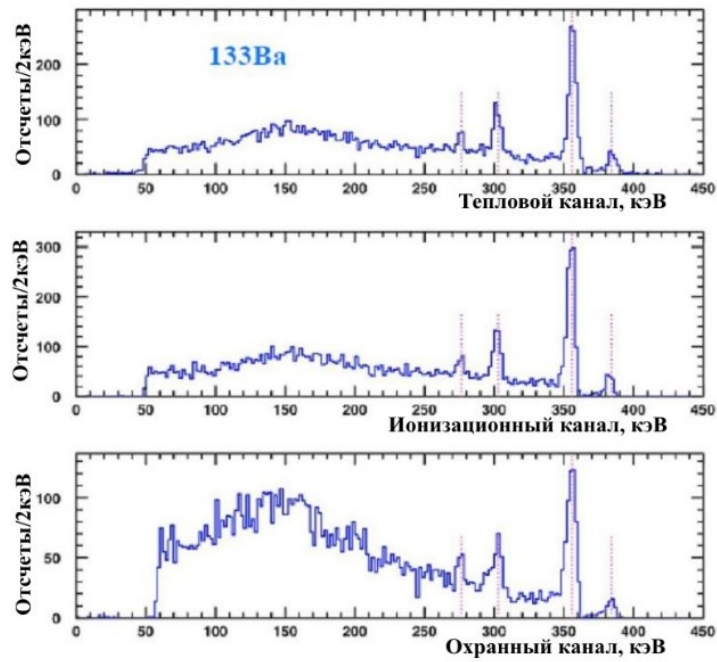
3.4.4. Определение эффективного объёма детекторов

Определение эффективного объёма детектора основано на сравнении измеренного отношения числа событий в линиях с энергиями в 9,0 и 10,4 кэВ, являющихся результатом ЕС– распада изотопов ^{65}Zn и ^{68}Ge , образованных космическими лучами [14]. Эти изотопы равномерно распределены в кристаллах германия, поэтому такие события должны быть равномерно распределены по объёму. Суммарный эффективный объём определяется суммой эффективных объёмов каждого детектора, учитывая влияние охранных и вето электродов. В среднем эффективная масса каждого детектора составила ~ 160 г [14] для ID и ~ 600 г для FID [6] детекторов.

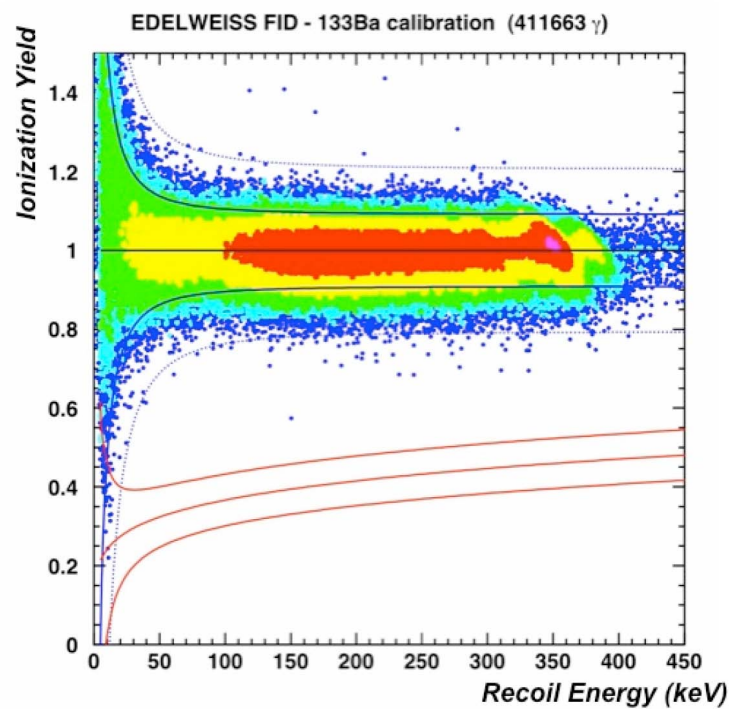
3.5. Выводы к Главе 3

Целью главы 3 являлось описание детекторов, применяющихся для поиска тёмной материи в эксперименте EDELWEISS. Для подавления фоновых событий используются специальные HPGe детекторы-болометры с возможностью одновременного измерения ионизационных и фононных сигналов, что позволяет с высокой эффективностью отделить γ -фон от событий ядер отдачи. Подробно рассмотрен принцип получения информации о событиях, произошедших в таких детекторах.

Для разделения поверхностных событий от событий произошедших во внутреннем объёме детектора в эксперименте были разработаны новые детекторы с чередующимися кольцевыми электродами ID (~ 400 г каждый) и FID (~ 800 г каждый) типа. Параметры детекторов (факторы отбора γ - и поверхностных событий, эффективный объём, энергетические калибровки и область поиска WIMP) были определены и контролировались с использованием радиоактивных источников: имплантированного источника продуктов распада Rn, γ -источников ^{60}Co и ^{133}Ba , нейтронного источника AmBe. Разработанные детекторы-болометры позволили достичь чувствительности для спин-независимого рассеяния WIMP-нуклон на уровне сечений 10^{-44} см², и, благодаря хорошему энергетическому разрешению и порогу регистрации, исследовать область лёгких WIMP (см. главу 6).



а)



б)

Рис. 3.11. Калибровочные измерения на одном из детекторов с источником ^{133}Ba . (а) — экспериментальный спектр каждого из каналов измерений. (б) — полученная зависимость ионизационного выхода от энергии отдачи.

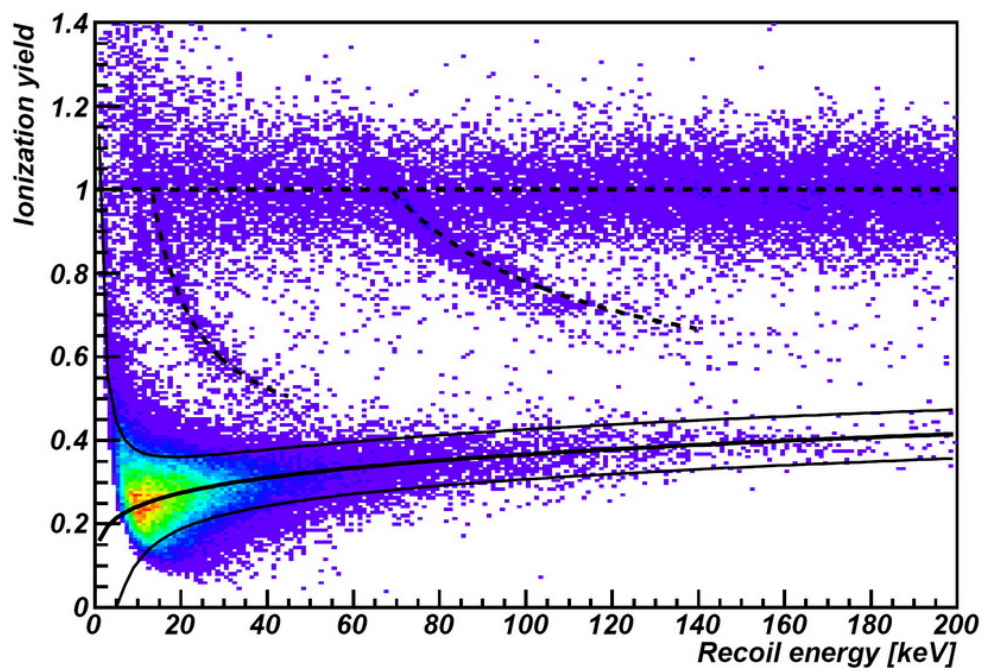


Рис. 3.12. Калибровочный спектр зависимости ионизационного выхода от энергии отдачи. Показаны все события, записанные в течении калибровок с источником нейтронов. В области, ограниченной сплошными линиями, обозначены события, лежащие в области детектирования ядер отдачи с 90% СЛ. Линии 13,36 и 68,75 кэВ являются неупругим рассеянием нейтронов на ^{73}Ge (пунктирные линии).

Глава 4. Метод определения нейтронного фона

В детекторе из германия массой в один килограмм ожидаемая скорость счёта WIMP составляет менее одного события в год. В этом же детекторе без защиты произойдет более 100 миллиона других фоновых взаимодействий, образованных космическим излучением и естественной радиоактивностью. Чтобы увидеть сигнал от WIMP необходимо принимать меры по устранению всего этого фона.

Особенно опасным фоном в экспериментах по поиску тёмной материи, включая EDELWEISS, являются нейтроны, так как при их рассеянии в детекторах возникают ядра отдачи, которые дают такой же сигнал, как при рассеянии WIMP.

Проведение эксперимента в глубокой подземной лаборатории позволяет снизить общий уровень нейтронного фона на 3 - 4 порядка. Дальнейшее понижение фона достигается использованием пассивной защиты, мюонной вето системы, мультidetекторной сборкой, контролем радиоактивности и состава конструкционных материалов. Эти меры позволяют защититься от основных источников нейтронов в подземной лаборатории — нейтроны, связанные с естественной радиоактивностью (спонтанное деление урана, реакция (α, n)) и нейтроны, рождающиеся от остаточного космического излучения (рисунок 4.1). Для правильной интерпретации получаемых экспериментальных данных, задача понимания источников фона и снижения фоновых событий является одной из самых важных в экспериментах, направленных на регистрацию редких событий.

Для того чтобы правильно предсказать и оптимизировать чувствительность эксперимента необходимо проводить измерение потока нейтронов. Это является непростой задачей, так как необходимо измерять потоки нейтронов $\sim 10^{-6}$ нейтрона/см²/с, а при использовании пассивной защиты на уровне $\sim 10^{-8}$ нейтрона/см²/с и ниже. Изучением потока нейтронов в



Рис. 4.1. Источники нейтронного фона в подземной лаборатории.

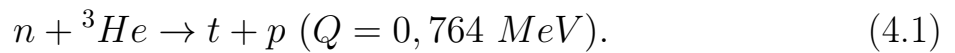
различных подземных лабораториях занималось несколько групп. Например, в лаборатории Gran Sasso [70–75], лаборатории Boulby [76, 77] и т.д. До этой работы изучение нейтронного фона в LSM проводилось только в одной точке лаборатории. Оно было выполнено с помощью детектора на основе жидкого сцинтиллятора с добавлением ^6Li и детектора на основе ^3He [78]. Проведённые измерения были относительно непродолжительными и скорость счёта нейтронов для этих детекторов не превышала нескольких штук в день.

Данная глава посвящена тщательному изучению нейтронного фона в месте проведения эксперимента EDELWEISS — подземной лаборатории LSM, включая и внутреннюю часть пассивной защиты установки. Особое внимание было направлено на изучение стабильности потока нейтронов с течением времени. Прделанная работа оказала существенное влияние на достоверность общей модели фона эксперимента (смотри главу 5).

4.1. Детекторы нейтронов для эксперимента EDELWEISS

Для определения и длительного мониторинга потока нейтронов в эксперименте EDELWEISS используются два разных детектора для изучения как быстрых, так и тепловых нейтронов. Оба детектора для регистрации нейтронов используют пропорциональные счётчики, имеющие в составе газа гелий ^3He .

Сечение взаимодействия тепловых нейтронов с ^3He составляет 5333(7) барн [79]. Нейтроны регистрируются в реакции:



Используемый нами счётчик — СНМ-57 [80] имеет рабочую длину 960 мм и внутренний диаметр 31 мм. Счетчик наполнен ^3He (400 кПа) и ^{40}Ar (500 кПа). В пропорциональных счётчиках основной фон в области энерговыделения реакции (формула 4.1) : 0,764 МэВ — это собственный α -фон материалов детектора. Для снижения данного фона внутренняя поверхность счётчика покрыта сперва слоем тефлона 50-60 мкм, а затем 1 мкм электролитической меди. На рисунке 4.2 показана схема пропорционального счётчика СНМ-57. Счетчик состоит из корпуса (нержавеющая трубка) и сигнальной нити диаметром 28 мкм.

Для изучения потока тепловых нейтронов используется один такой счётчик [13], а для изучения полного потока нейтронов используются 4 счётчика, помещённые в полиэтиленовый замедлитель.

4.1.1. Детектор тепловых нейтронов

Для измерения потока тепловых нейтронов используется один пропорциональный счётчик с ^3He . Внешний вид детектора и электроники показаны на рисунке 4.3. Для уменьшения собственных размеров детектора было

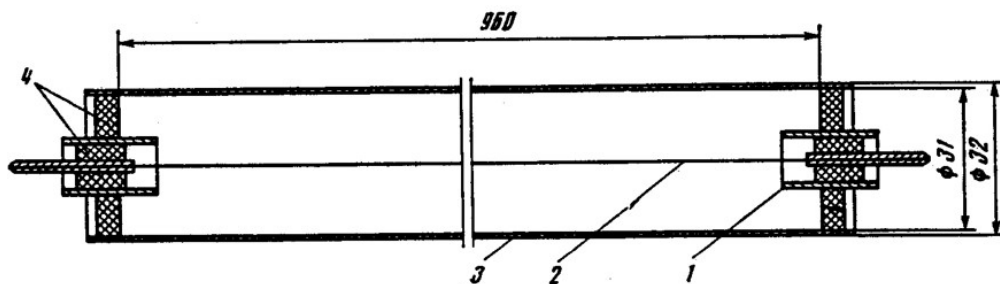


Рис. 4.2. Схема нейтронного пропорционального счётчика СНМ-57. 1 — охранные кольца, 2 — сигнальная нить, 3 — корпус, 4 — стеклянные изоляторы. Рисунок взят из [80].

решено использовать “голый” счётчик с присоединенным с одной стороны предусилителем. Высоковольтное питание было организовано без использования дополнительных элементов, организующих подачу напряжения на охранные кольца. Данная конфигурация позволила освободить одну сторону ^3He пропорционального счётчика от проводов и электрических пассивных компонентов, облегчив и уменьшив, тем самым, размер детектора. Полная длина такого детектора равна 120 см.

Сигнал, возникающий в счётчике (заряд), собирается зарядочувствительным предусилителем Cremat CR-110. Далее сигнал поступает на спектрометрический формирующий усилитель, после которого обрабатывается 12-битным аналого-цифровым преобразователем. Цифровой сигнал поступает на компьютер по последовательной шине для последующей записи. Для проверки спектрометрического тракта использовался прецизионный генератор точной амплитуды ORTEC 448. Линейность энергетической шкалы пропорционального детектора была проверена при измерениях с интенсивным PuBe источником нейтронов. Блок схема системы измерения потока тепловых нейтронов показана на рисунке 4.4.

Типичный калибровочный спектр показан на рисунке 4.5. Продукты реакции (формула 4.1): протон и тритон, могут попасть в стенки счётчика, теряя только часть своей энергии в газовом объёме (так называемый стеночный эффект). События слева от пика на рисунке 4.5 обусловлены стеночным



Рис. 4.3. Система измерения потока тепловых нейтронов в лаборатории LSM. Детектор расположен на полиэтиленовой конструкции (правая часть фотографии). Электроника, предназначенная для набора данных, расположена в компактном крейте, стоящем на столе (левая часть фотографии).

эффектом и были использованы для контроля линейности энергетической шкалы, что важно для оценки ошибки определения области интересов (ОИ) 660-830 кэВ и, соответственно, абсолютного потока нейтронов при сравнении экспериментальных данных с результатами моделирования. Для нашей установки данная систематическая ошибка составила меньше 0,5%.

В ходе измерений в подземной лаборатории LSM энергетическая шкала и стабильность работы системы контролировались с использованием слабого AmBe источника нейтронов (~ 21 нейтронов/с).

Чувствительность детектора для ОИ была определена с использованием программы для моделирования GEANT4 [81] и применением пакета для нейтронов малой энергии QGSP_BIC_HP. Для изотропного (4π) потока нейтронов в 1 нейтрон/см²/с чувствительность регистрации составила 243 отсчёта/с для случая Максвелл-Больцмановского распределения тепловых нейтронов по энергиям $f_{MB} = \frac{E}{(\kappa T_m)^2} \exp(-\frac{E}{\kappa T_m})$. Неточность определе-

ния чувствительности составляет 6,2%. Для нейтронов с энергией выше 0,3 эВ предсказываемая GEANT4 эффективность детектора составляет менее $\varepsilon=10^{-5}$.

4.1.2. Детектор быстрых нейтронов

Для детектирования быстрых нейтронов с использованием пропорциональных счётчиков на основе ${}^3\text{He}$ необходимо уменьшить энергию нейтрона.

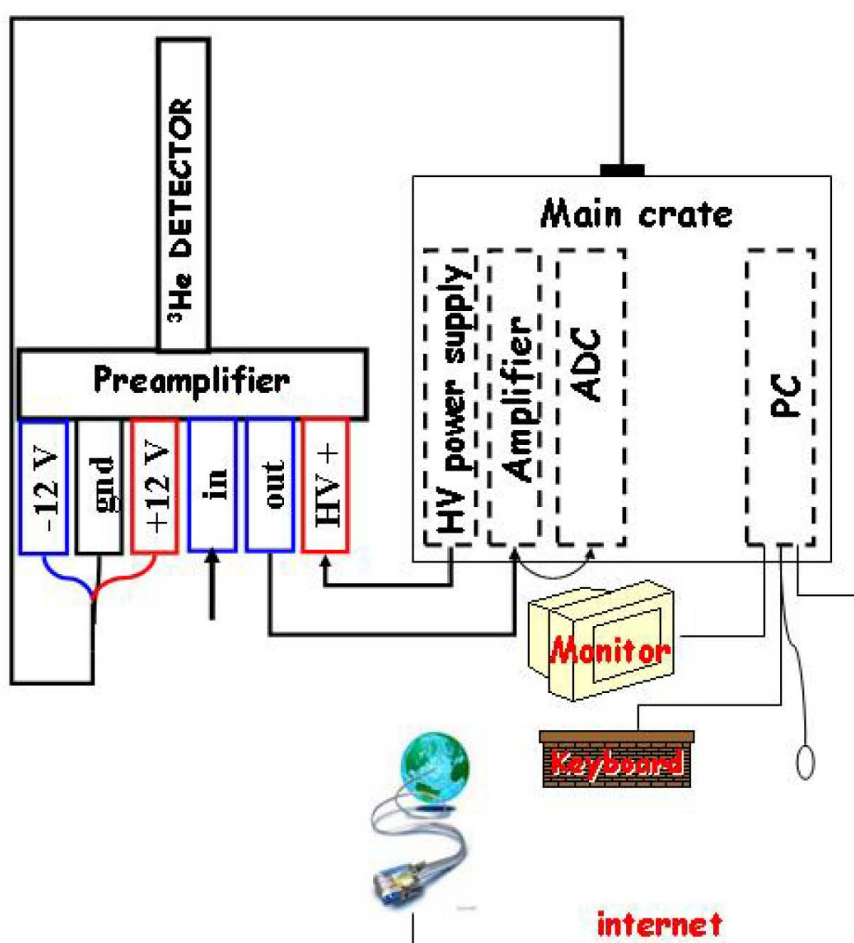


Рис. 4.4. Блок схема системы измерения потока тепловых нейтронов в лаборатории LSM. К детектору присоединён предусилитель (preamplifier). Сигнал с предусилителя поступает на формирующий усилитель (amplifier) с временем формирования $\tau=2$ мкс. Сформированный сигнал обрабатывается АЦП (ADC) и передаётся на компьютер (PC). Контроль и анализ получаемых данных можно проводить дистанционно или при подключении к компьютеру монитора (monitor) и клавиатуры (keyboard).

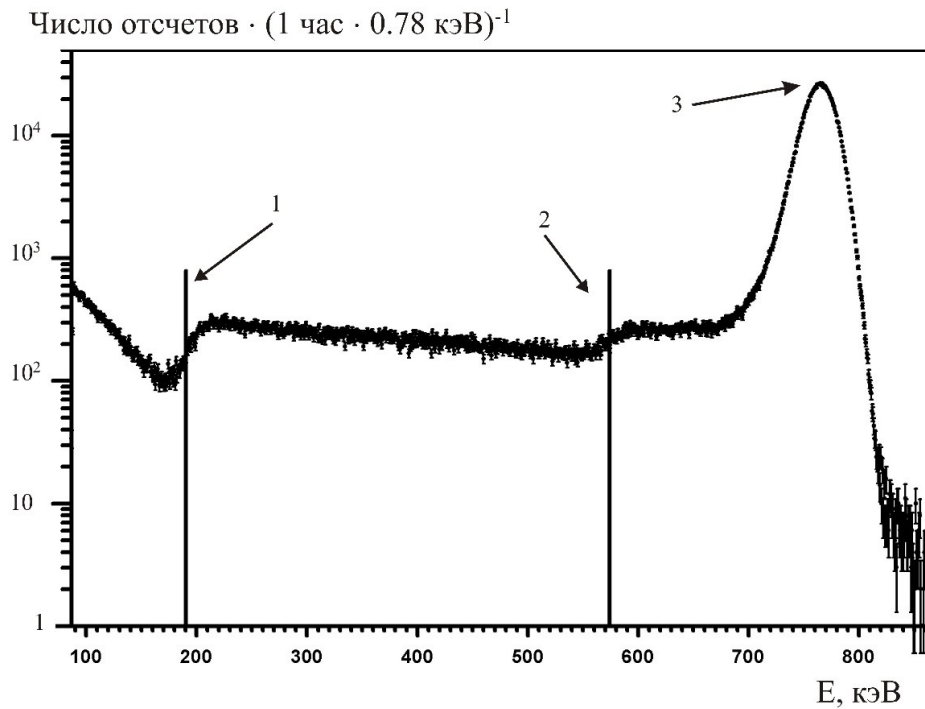


Рис. 4.5. Калибровочный спектр детектора тепловых нейтронов, полученный с использованием PuBe источника. Вертикальные линии соответствуют энергиям продуктов реакции нейтрона с ${}^3\text{He}$: 1 — $E_t = 191$ кэВ; 2 — $E_p = 573$ кэВ; 3 — суммарный пик $t+p$, равный 764 кэВ.

В детекторе быстрых нейтронов используется полиэтиленовый замедлитель, в который помещены 4 пропорциональных счётчика (рисунок 4.6). Мониторинг полного потока нейтронов в LSM осуществляется с июня 2006 года. Внешний вид детектора с электроникой в одном из мест измерения в LSM показан на рисунке 4.7.

Чувствительность детектора быстрых нейтронов была определена с использованием программы для моделирования GEANT4 [81]. Проверка достоверности результата полученной величины чувствительности была выполнена в калибровочных измерениях с источником из обеднённого ${}^{238}\text{U}$, масса которого равна 944,7 г. Источник размещался в разных местах на поверхности детектора. Число нейтронов, испускаемое 1 кг обеднённого ${}^{238}\text{U}$, составляет $14,9 \pm 0,2$ [82]. Данное значение может отличаться на величину до 20% в зависимости от размеров и формы источника урана. Энергетический спектр нейтронов деления, используемый в моделирова-

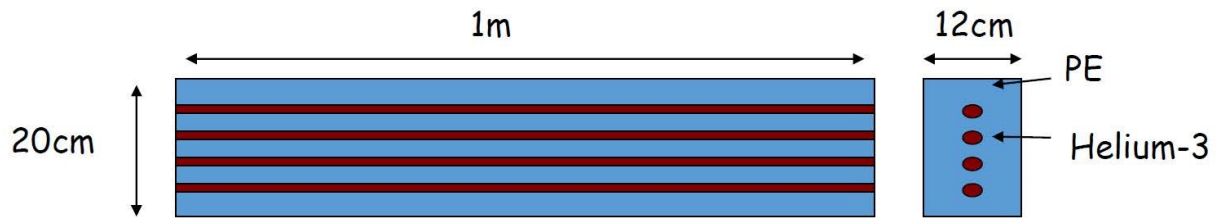


Рис. 4.6. Схема расположения пропорциональных счётчиков детектора быстрых нейтронов внутри замедлителя из полиэтилена.

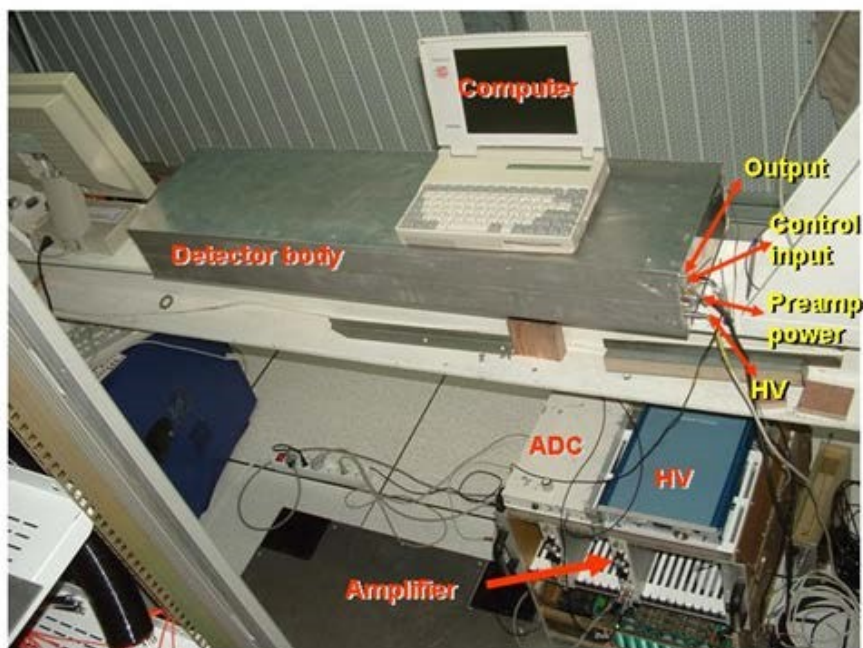


Рис. 4.7. Фотография детектора быстрых нейтронов в лаборатории LSM. Показан сам детектор (Detector body), электроника (HV, Amplifier) и система накопления данных (ADC, Computer).

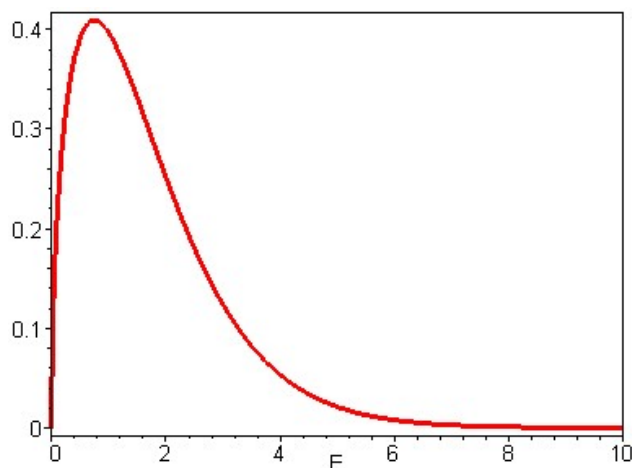


Рис. 4.8. Спектр нейтронов, использованный при моделировании в GEANT4 для определения чувствительности пропорциональных счётчиков СММ-57. По оси абсцисс — энергия нейтронов в МэВ, по оси ординат — вероятность образования нейтрона.

нии, рисунок 4.8, описывается формулой Ватта: $F(E) = C \times \exp(-a \times E) \times \sinh(\sqrt{b \times E})$, со следующими параметрами: $a = 1,54245$ 1/МэВ, $b = 6,81057$ 1/МэВ, C — нормировочная постоянная.

При проведении измерений с источником ^{238}U , для уменьшения влияния естественного нейтронного фона, детектор был окружён борированным полиэтиленом, как показано на рисунке 4.9. Содержание бора в полиэтилене составляло 5% (по массе). Точки расположения ^{238}U при измерениях схематически показаны на рисунке 4.9 (г).

Среднее значение естественного нейтронного фона в ходе измерений составило 0,56 Гц. Статистическая ошибка этого значения составила 0,02 Гц. Учитывая флуктуации естественного фона было решено принять ошибку определения фона как 0,04 Гц. В результате, скорость счёта нейтронов с источником составила $0,99 \pm 0,06$ Гц, $0,70 \pm 0,05$ Гц, $0,88 \pm 0,05$ Гц, для точек измерения 1, 2 и 3 соответственно, что находится в согласии со значениями в 1,11 Гц, 0,92 Гц, 0,93 Гц, предсказываемыми в GEANT4, учитывая обсуждавшуюся выше неопределённость в активности источника.

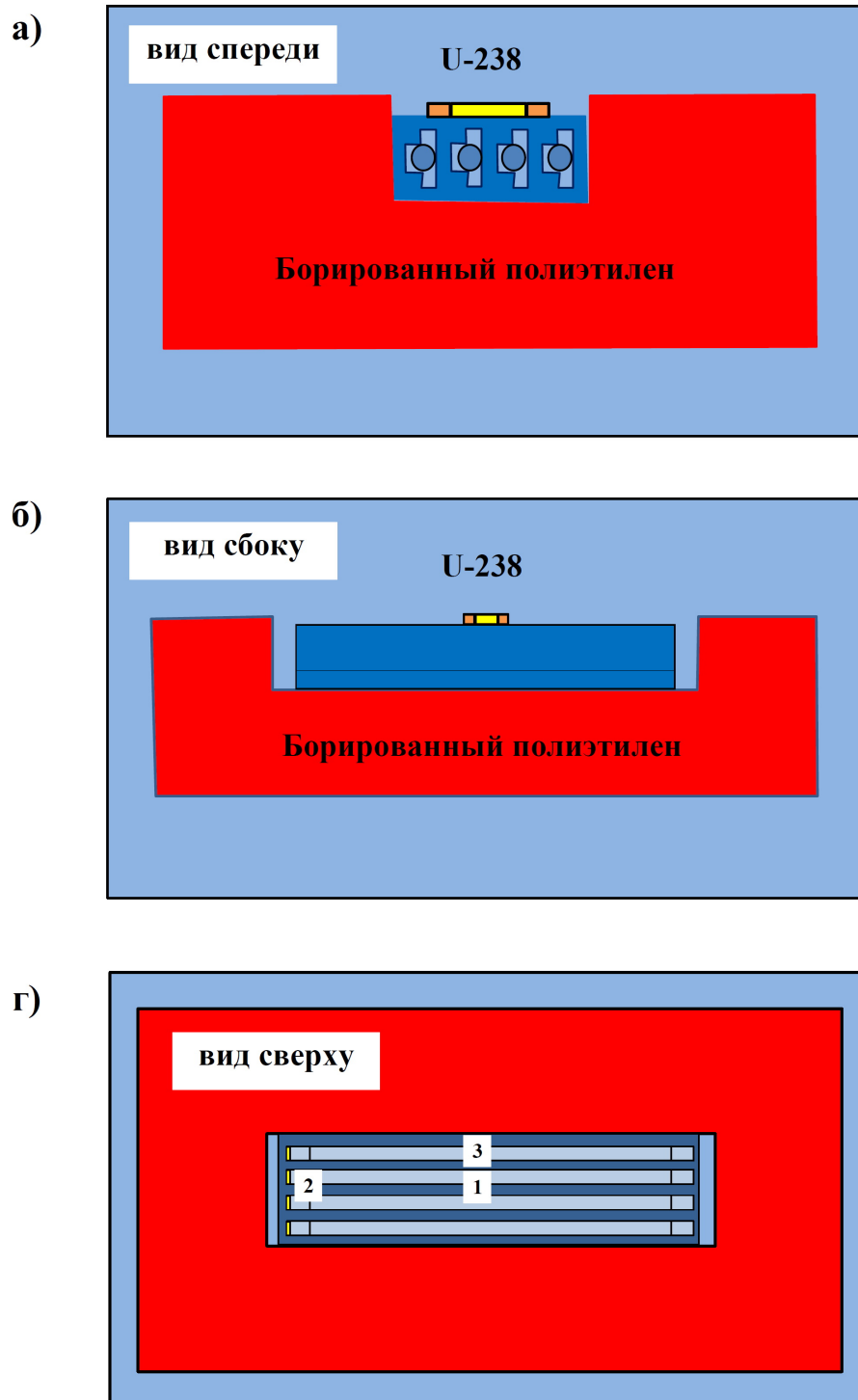


Рис. 4.9. Схема расположения борированного полиэтилена и источника ^{238}U относительно детектора быстрых нейтронов. Показано три вида и три места расположения источника (г).

Для изотропного (4π) потока нейтронов в 1 нейтрон/см²/с имеющих спектр, предсказываемый для подземной лаборатории LSM, чувствительность регистрации детектора быстрых нейтронов, согласно GEANT4, составляет 311 отсчёта/с. Указанная чувствительность дана для ОИ в 660-830 кэВ.

4.2. Изучение потока нейтронов в LSM

Оба вышеописанных детектора нейтронов были использованы для тщательного изучения нейтронного поля в LSM и его стабильности с течением времени. Для этого были проведены измерения в различных точках лаборатории. В некоторых из этих точек повторные измерения были выполнены с разницей в несколько лет. Наиболее продолжительные измерения проводились вблизи установки EDELWEISS. На рисунке 4.10 показан детектор тепловых нейтронов (а) и план лаборатории, где точками показаны места измерения потока нейтронов (б). В некоторых точках измерения проводились как с детектором тепловых, так и с детектором быстрых нейтронов.

Места измерений с детектором тепловых нейтронов более детально показаны на рисунке 4.11 и обозначены тёмными кружками с номерами с 1 по 16. Результаты измерений для соответствующих точек лаборатории показаны в таблице 4.1. В точке №10 детектор был расположен в центре большого зала лаборатории на высоте ~ 4 м (был подвешен на кране). Из таблицы видно, что в лаборатории поток нейтронов крайне неоднороден и отличается от места к месту более чем в 3 раза, что связано с составом горной породы вблизи места измерения, её влажностью, радиоактивностью цемента, используемого для отделки стен, наличием нейтронно-поглощающих материалов (элементов защиты экспериментов). Последний фактор является причиной изменения потока нейтронов, измеренного в некоторых точках ла-

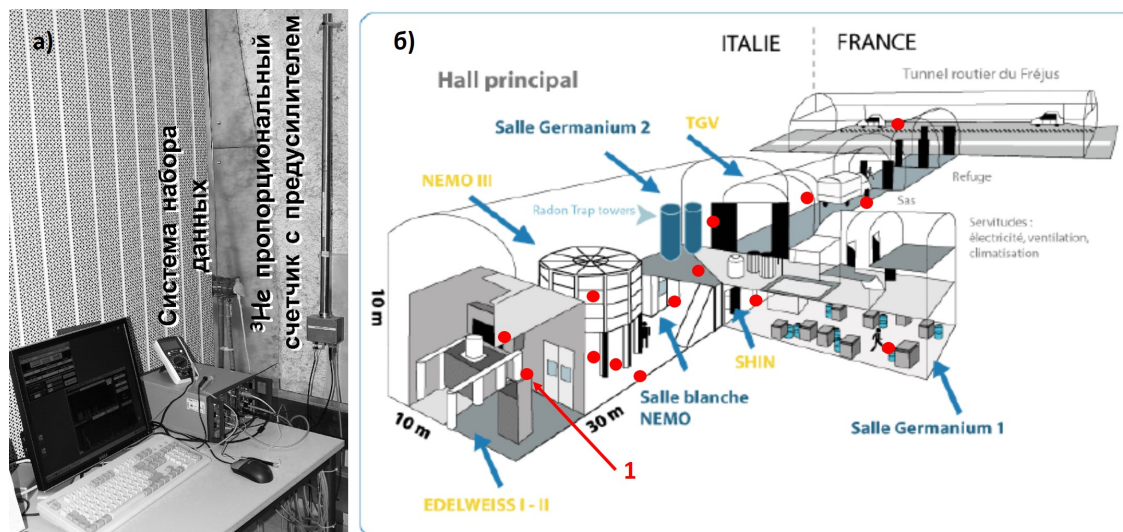


Рис. 4.10. (а) — фотография детектора тепловых нейтронов в одном из постоянных мест измерений, вблизи установки EDELWEISS: точка 1 на рисунке (б). (б) — схема лаборатории LSM, красными точками отмечены места измерения потока нейтронов.

боратории. Например, NEMO3 эксперимент был полностью демонтирован в 2011 году.

Места измерений в LSM с детектором быстрых нейтронов показаны светлыми кружками на рисунке 4.11 и обозначены номерами 1,4,6,17,18,19. Полученные результаты представлены в таблице 4.2.

4.3. Измерение потока нейтронов внутри горной породы

Специальные измерения с детектором тепловых нейтронов были выполнены в точках №12, 14 и 15 (рис. 4.11). При измерениях в этих местах детектор помещался в скважины, пробуренные в горной породе. Максимальная глубина крайней точки детектора, помещённого в скважину, для мест №14 и 15 составила ~ 1 м, а для наиболее глубокой скважины в точке №12 составила ~ 4 м.

Незначительное отличие, наблюдающееся между потоком нейтронов, измеренном в точке №3 (помещение тамбура лаборатории) и точках №14 и 15 (стены тамбура) связано с малой толщиной цементного покрытия.

Таблица 4.1

Результаты измерения потока тепловых нейтронов в разных точках лаборатории LSM. Места измерений, соответствующие цифрам в таблице, показаны на рисунке 4.11.

Место измерения	Год измерения	Число отсчётов за сутки в ОИ	Поток нейтронов, 10^{-6} нейтрона/см ² /с
1	2008	$76,8 \pm 1,5$	$3,66 \pm 0,07$
	2009	$74,3 \pm 1,2$	$3,54 \pm 0,06$
	2010	$74,0 \pm 0,8$	$3,52 \pm 0,04$
	2011	$74,4 \pm 0,6$	$3,54 \pm 0,03$
	2012	$77,5 \pm 1,2$	$3,69 \pm 0,06$
	2013	$75,2 \pm 0,9$	$3,58 \pm 0,05$
	В среднем	$74,9 \pm 0,4$	$3,57 \pm 0,02$
2	2008	$97,7 \pm 9,3$	$4,7 \pm 0,5$
	2012	$106,1 \pm 7,3$	$5,1 \pm 0,4$
3	2008	$130,7 \pm 12,2$	$6,2 \pm 0,6$
	2010	$140,3 \pm 7,4$	$6,7 \pm 0,4$
	2012	$148,2 \pm 12,3$	$7,1 \pm 0,6$
4	2008	$43,3 \pm 4,0$	$2,1 \pm 0,2$
	2012	$59,7 \pm 4,5$	$2,8 \pm 0,2$
5	2008	$94,7 \pm 9,7$	$4,5 \pm 0,5$
	2012	$112,1 \pm 7,5$	$5,3 \pm 0,4$
6	2008	$81,8 \pm 8,4$	$3,9 \pm 0,4$
	2012	$84,1 \pm 6,6$	$4,0 \pm 0,4$
7	2008	$60,4 \pm 8,2$	$2,9 \pm 0,4$
	2012	$86,2 \pm 6,7$	$4,1 \pm 0,4$
8	2008	$73,3 \pm 9,5$	$3,5 \pm 0,5$
	2012	$68,2 \pm 4,8$	$3,3 \pm 0,3$
9	2012	$93,3 \pm 5,1$	$4,4 \pm 0,3$
10	2012	$86,1 \pm 5,4$	$4,1 \pm 0,3$
11	2013	$76,1 \pm 5,0$	$3,6 \pm 0,3$
12	2013	$207,1 \pm 7,1$	$9,9 \pm 0,4$
13	2014	$179,1 \pm 1,0$	$8,5 \pm 0,1$
14	2010	$162,2 \pm 9,3$	$7,7 \pm 0,5$
15	2010	$172,5 \pm 4,2$	$8,2 \pm 0,2$
16	2011	$130,2 \pm 7,8$	$6,2 \pm 0,4$

Таблица 4.2

Результаты измерения полного потока нейтронов с детектором быстрых нейтронов в разных точках лаборатории LSM. Места измерений, соответствующие цифрам в таблице, показаны на рисунке 4.11.

Место измерения	Год измерения	Число отсчётов за сутки в ОИ	Поток нейтронов, 10^{-6} нейтрона/см ² /с
4	2006-2007	150 ± 1	$5,58 \pm 0,04$
17 (детектор расположен горизонтально)	2007	178 ± 5	$6,62 \pm 0,19$
17 (детектор расположен вертикально)	2007	193 ± 4	$7,18 \pm 0,15$
6	2007	240 ± 7	$8,93 \pm 0,27$
18	2008	450 ± 50	$16,75 \pm 1,87$
19	2008	522 ± 15	$19,43 \pm 0,56$
	2010	434 ± 7	$16,15 \pm 0,27$
1	2010	255 ± 2	$9,48 \pm 0,08$
	2011	262 ± 2	$9,75 \pm 0,08$
	2012	261 ± 2	$9,71 \pm 0,08$
	2013	246 ± 2	$9,16 \pm 0,08$
	В среднем	256 ± 1	$9,53 \pm 0,04$

Для измерений в точке №12 в горной породе была пробурена скважина глубиной более 10 метров под углом к горизонту 45° . Внутри скважины была помещена труба длиной 8 м с запаянным дном. Дополнительные измерения показали, что труба уменьшает поток тепловых нейтронов с фактором $1,16 \pm 0,15$. Измерения проводились с 6 июня по 8 сентября 2013 г.

При измерении внутри горной породы в точке №12, в среднем за всё время, было зарегистрировано $200,8 \pm 1,6$ нейтрона в день для ОИ. В предположении о Максвелл - Больцмановском распределении спектра тепловых нейтронов и учитывая влияние металлической трубы, поток тепловых нейтронов внутри горной породы составил $1,11 \pm 0,10^{stat} \pm 0,09^{syst} \times 10^{-5}$ нейтрона/см²/с. На рисунке 4.13 показано изменение потока тепловых нейтронов с течением времени в этой точке измерений. Значительная разница потока нейтронов, измеренного в основном зале лаборатории и глубокой пробуренной скважине, подтверждает эффективность подавления нейтрон-

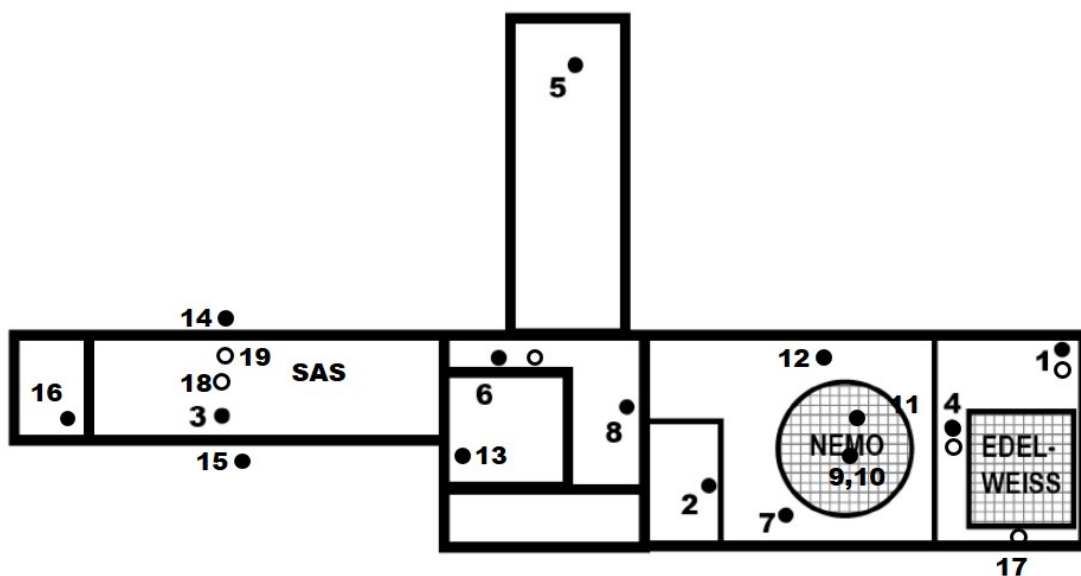


Рис. 4.11. Схема лаборатории LSM (вид сверху). Точками с номерами показаны места измерения потока нейтронов. Закрашенные кружки — измерения с детектором тепловых нейтронов, светлые кружки — измерения с детектором быстрых нейтронов.

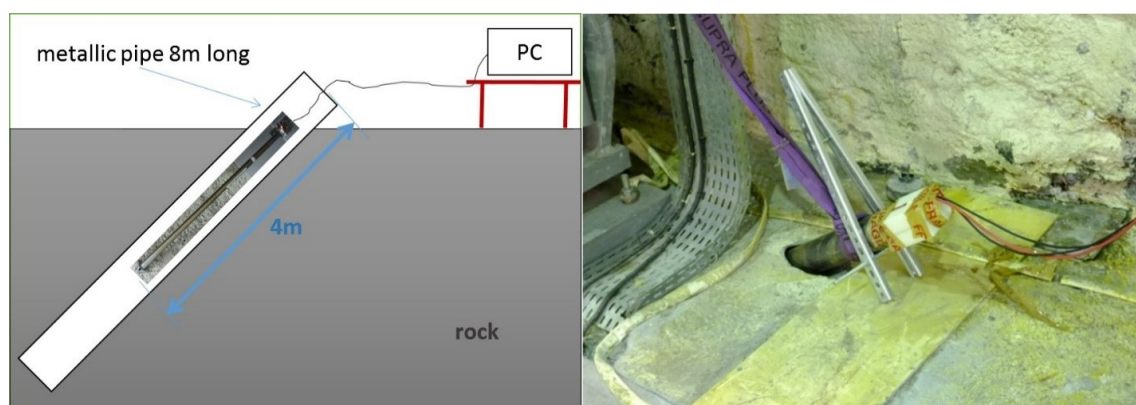


Рис. 4.12. Схема расположения детектора внутри горной породы, и фотография входного отверстия скважины. Схема выполнена не в масштабе, длина детектора с преусилителем ~ 1 м.

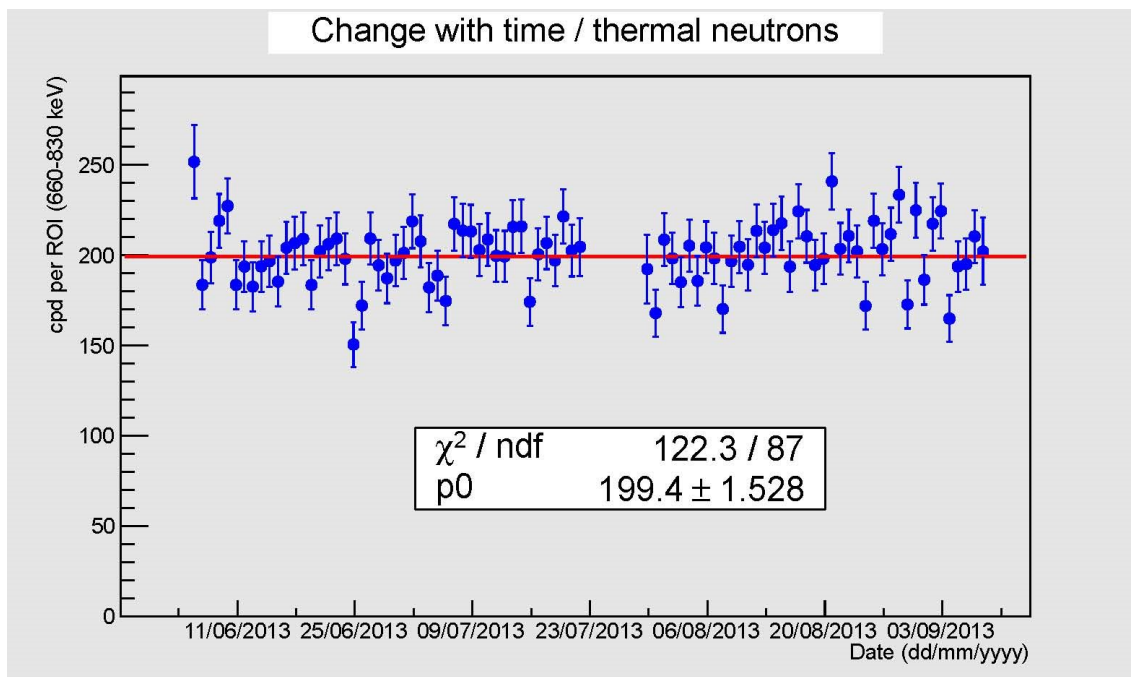


Рис. 4.13. Стабильность потока тепловых нейтронов с течением времени внутри горной породы подземной лаборатории LSM. Каждой точке соответствует один день измерений.

ного потока толстым слоем низкорadioактивного цемента, используемого для этой части лаборатории.

4.4. Изучение временной стабильности потока нейтронов

Длительный мониторинг потока нейтронов вблизи эксперимента EDELWEISS проводился в точке №1, указанной на рисунке 4.11. Для измерений использовались оба детектора нейтронов. Результаты измерений представлены в таблицах 4.3 и 4.4. При обработке данных исключены периоды, когда в лаборатории использовались источники нейтронов.

На рисунке 4.14 показано, как вёл себя поток нейтронов с течением времени. Видно, что разброс каждодневных измерений близок к нормальному распределению.

Для тепловых нейтронов средняя измеренная величина потока в точке 1 составила $3,57 \pm 0,02 \times 10^{-6}$ нейтрона/см²/с. Полный поток нейтронов, измеренный детектором быстрых нейтронов, составил $9,54 \pm 0,03 \times 10^{-6}$

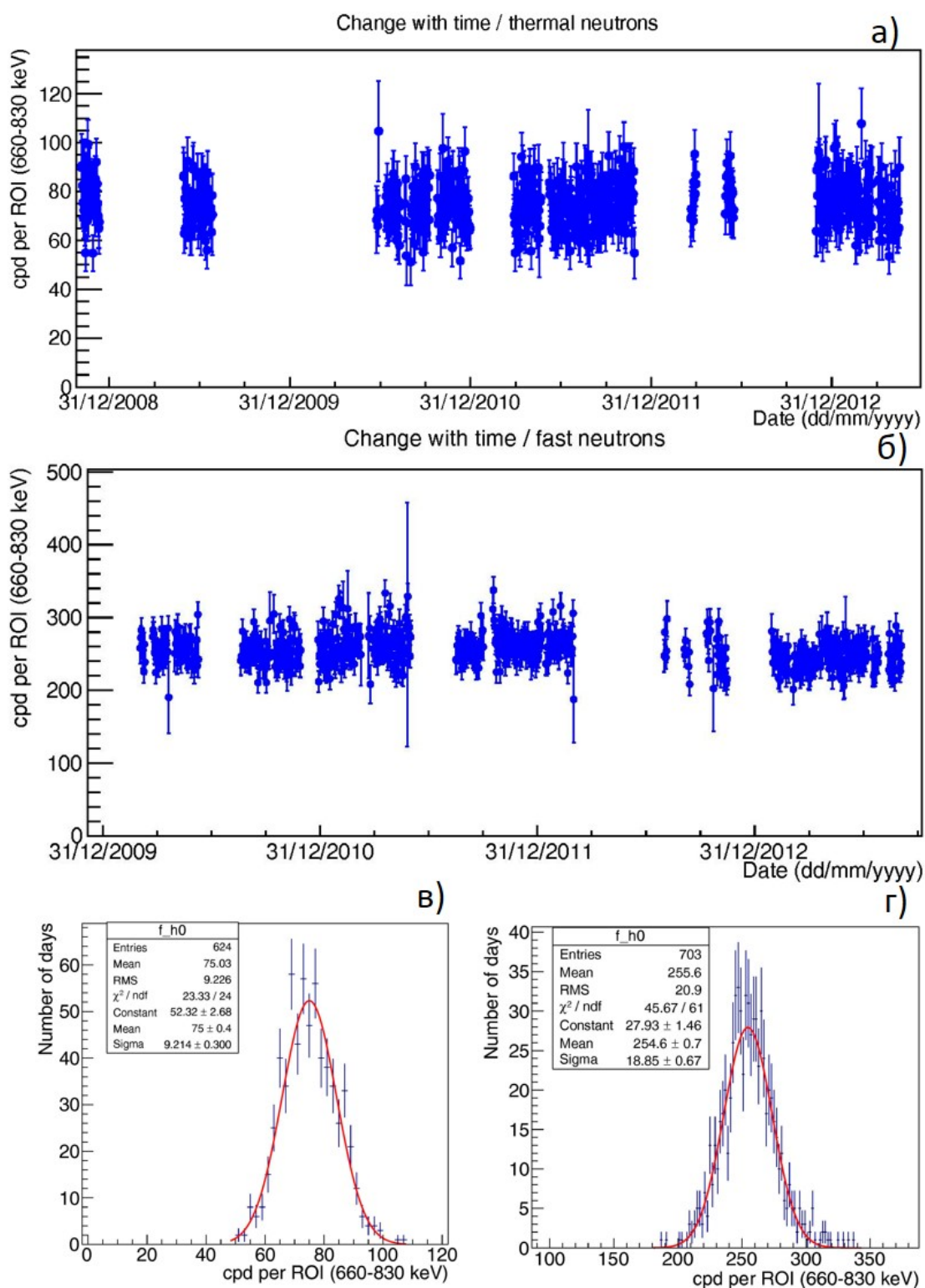


Рис. 4.14. Стабильность потока нейтронов с течением времени, измеренная с детектором тепловых (а) и быстрых (б) нейтронов. Каждой точке соответствует один день измерений. (в) и (г) — разброс каждодневного числа зарегистрированных нейтронов для каждого из детекторов, соответственно.

Таблица 4.3

Результаты длительного мониторинга потока тепловых нейтронов для одного места измерений (точка №1 рисунка 4.11).

Год измерений	Продолжительность измерений, суток	Число отсчётов за сутки в ОИ 660-830 кэВ	Поток нейтронов, $\times 10^{-6}$ нейтрона/см ² /с
2008	35,11	$76,8 \pm 1,5$	$3,66 \pm 0,07$
2009	52,67	$74,3 \pm 1,2$	$3,54 \pm 0,06$
2010	136,62	$74,0 \pm 0,8$	$3,52 \pm 0,03$
2011	209,81	$74,4 \pm 0,6$	$3,54 \pm 0,03$
2012	58,49	$78,2 \pm 2,3$	$3,72 \pm 0,11$
2013	102,30	$75,2 \pm 0,9$	$3,58 \pm 0,05$
Суммарно	595,01	$74,9 \pm 0,4$	$3,57 \pm 0,02$

Таблица 4.4

Результаты длительного измерения полного потока нейтронов (точка №1 рисунка 4.11).

Год измерений	Продолжительность измерений, суток	Число отсчётов за сутки в ОИ 660-830 кэВ	Поток нейтрон, $\times 10^{-6}$ нейтрона/см ² /с
2010	167,86	$254,64 \pm 1,24$	$9,48 \pm 0,05$
2011	234,26	$261,60 \pm 1,06$	$9,74 \pm 0,04$
2012	89,37	$260,48 \pm 1,70$	$9,69 \pm 0,07$
2013	171,83	$245,72 \pm 1,20$	$9,14 \pm 0,05$
Суммарно	663,32	$255,57 \pm 0,62$	$9,51 \pm 0,03$

нейтрона/см²/с. Из полученных данных можно сделать вывод, что флуктуации потока нейтронов в лаборатории LSM не превышают 5% от среднего значения.

4.5. Изучение эффективности пассивной нейтронной защиты установки EDELWEISS

Для защиты от нейтронов лаборатории в EDELWEISS используется полиэтилен толщиной ~ 50 см, окружающий криостат установки со всех сторон. Являясь материалом с высоким содержанием водорода, полиэтилен хорошо подходит для замедления и захвата нейтронов. Для непосредственного определения нейтронного фона внутри защиты EDELWEISS использовался детектор тепловых нейтронов. Благодаря своей форме и относительно

небольшим размерам детектор удалось разместить вблизи криостата с германиевыми детекторами (рис. 4.15).

Набор данных на детекторе осуществлялся с конца 2008 года до конца мая 2010 года (набор основных данных WIMP в EDELWEISS-II). С июня по декабрь 2009 года детектор использовался для измерений вне полиэтиленовой защиты EDELWEISS-II. Для обработки данных использовались только те периоды, которые соответствуют следующим требованиям: было проведено как минимум 2 калибровки (в начале и в конце периода), не было отключения или изменения в высоковольтном питании детектора. Некоторые периоды времени накопления данных не использовались в анализе по причине отсутствия калибровки детектора. Калибровки детектора выполнялись при использовании AmBe источника нейтронов (с интенсивностью ~ 21 нейтронов в секунду), который использовался для калибровок германиевых детекторов EDELWEISS-II, и при открытой пассивной защите. Для определения нейтронного фона использовались только те данные, которые получены при полностью закрытой защите EDELWEISS. Данные, полученные в измерениях, показаны на рисунке 4.16.

Экспериментально полученный спектр с использованием детектора тепловых нейтронов за всё время измерений внутри пассивной защиты EDELWEISS-II показан на рисунке 4.17. Оба периода продолжительного набора данных были проанализированы как независимо, так и совместно. Полученные результаты представлены в таблице 4.5.

Величина измеренного потока нейтронов составила $(7,3 \pm 1,8) \times 10^{-9}$ нейтрона/ $\text{см}^2/\text{с}$. Таким образом, пассивная защита уменьшает поток тепловых нейтронов в ~ 500 раз, по сравнению с потоком вблизи экспериментальной установки $(3,57 \pm 0,02) \times 10^{-6}$ нейтрона/ $\text{см}^2/\text{с}$. Следует отметить, что это первое независимое измерение нейтронного потока, выполненное внутри защиты эксперимента в ходе поиска WIMP.



Рис. 4.15. Фотография детектора тепловых нейтронов внутри защиты установки EDELWEISS.

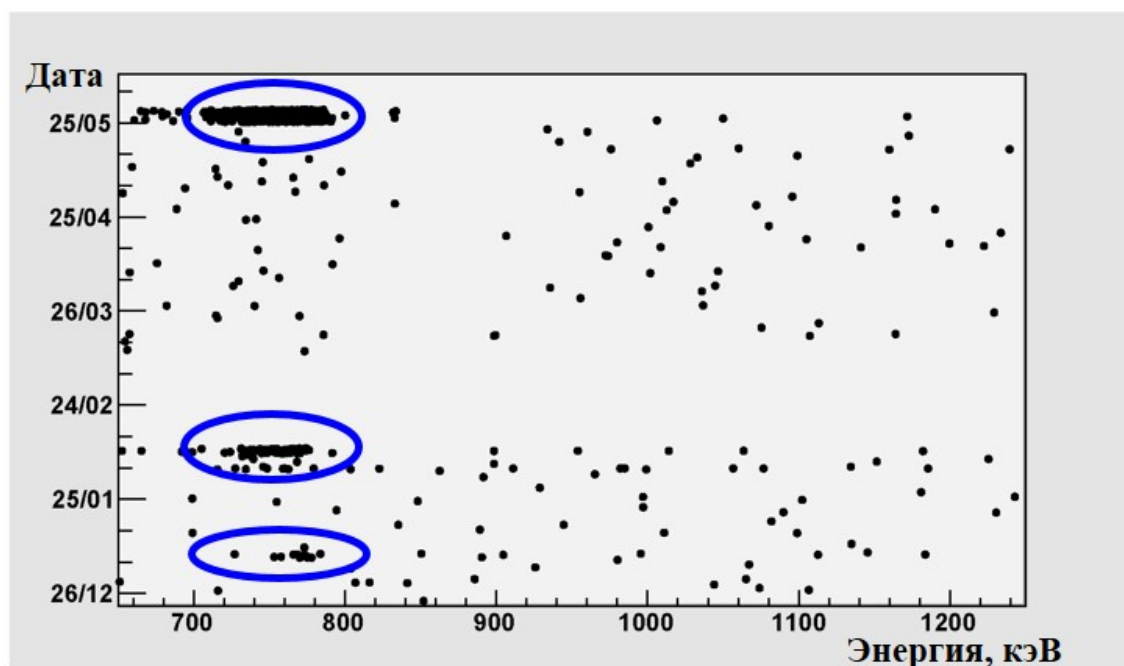


Рис. 4.16. События (энергия, время регистрации), зарегистрированные детектором тепловых нейтронов, расположенным внутри защиты установки EDELWEISS в период измерения с декабря 2008 по май 2009 года. Показаны все полученные данные, включая те периоды, когда была открыта защита EDELWEISS (выделенные области).

Детальное изучение эффективности пассивной защиты EDELWEISS-II было выполнено в марте 2010 года с использованием AmBe источника нейтронов с активностью порядка 2×10^5 нейтрона/с. Детектор тепловых нейтронов, в период нахождения источника в лаборатории LSM, был расположен внутри пассивной защиты, а детектор быстрых нейтронов был расположен вне защиты в точке с номером 1 (рис. 4.11). Таким образом, детектор быстрых нейтронов позволял регистрировать все действия и манипуляции, которые происходили с этим источником. На рисунке 4.18 показано изменение фона в лаборатории за всё время нахождения в ней сильного источника нейтронов.

На рисунке 4.19 показаны места вокруг установки EDELWEISS-II в которых была проведена проверка эффективности защиты при помощи сильного источника нейтронов. В таблице 4.6 представлены результа-

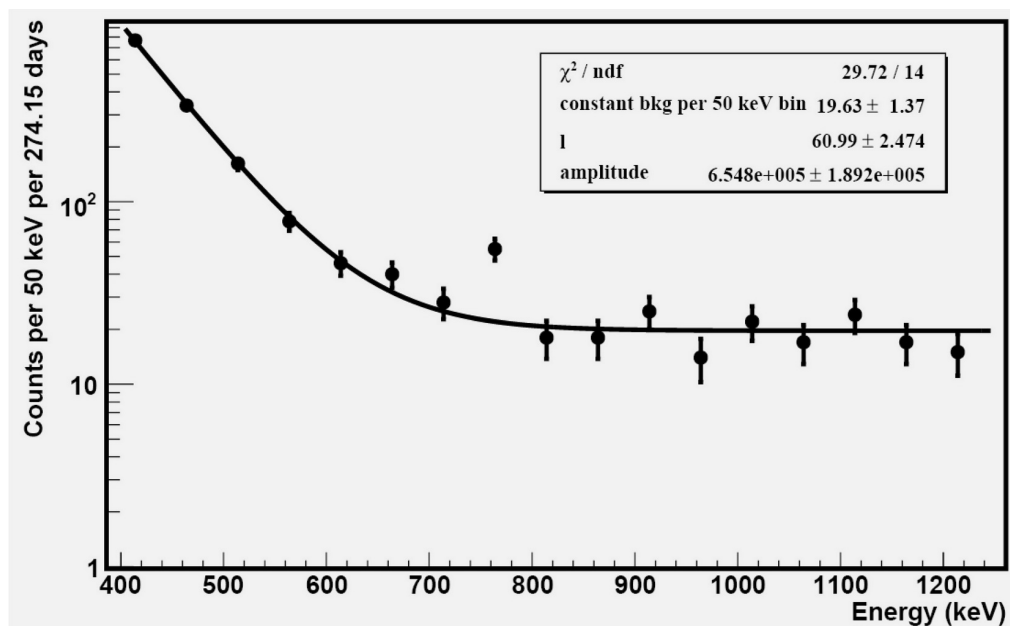


Рис. 4.17. Энергетический спектр, полученный с детектором тепловых нейтронов, расположенным внутри защиты установки EDELWEISS. Фитирование выполнено функцией: $\text{const} + \text{amplitude} \times \exp(-\text{energy}/l)$. При фитировании исключены точки 714 и 764 кэВ.

Таблица 4.5

Результаты измерения нейтронного фона внутри пассивной защиты эксперимента EDELWEISS-II, полученные при использовании детектора тепловых нейтронов. Число событий ожидаемого фона получено из результатов фитирования полученных спектров.

Период времени	Полное время измерений, сутки	Число событий в области 764 ± 25 кэВ	Число ожидаемого фона в области 764 ± 25 кэВ	Превышение над фоном	Величина потока тепловых нейтронов, $\times 10^{-9}$ нейтрона/см ² /с
12/2008-6/2009	116,8	20	$8,2 \pm 1,5$	$11,8 \pm 4,7$	$6,1 \pm 2,4$
12/2009-6/2010	115,7	35	$12,5 \pm 2,0$	$22,5 \pm 6,0$	$8,6 \pm 2,3$
Оба периода	274,15	55	$22,0 \pm 3,0$	$33,0 \pm 8,0$	$7,3 \pm 1,8$

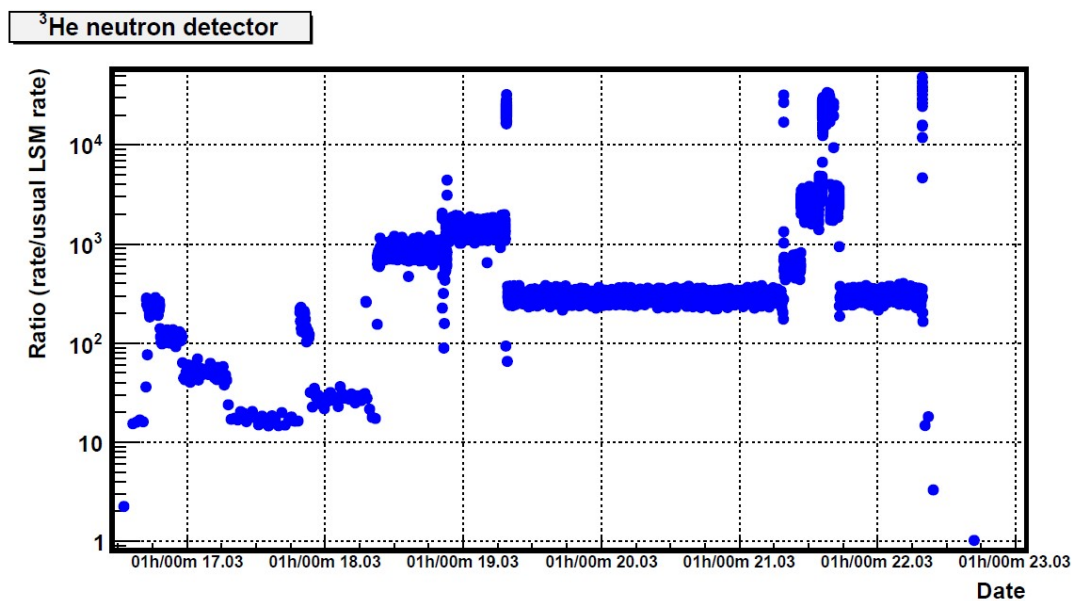


Рис. 4.18. Изменение фона нейтронов в лаборатории LSM (точка номер 1 на плане лаборатории, рисунок 4.11) с течением времени за всё время пребывания в ней сильного источника нейтронов.

ты измерения нейтронного фона внутри пассивной защиты эксперимента EDELWEISS-II, полученные с детектора тепловых нейтронов, в ходе этой проверки. На рисунке 4.20 показано соотношение счёта германиевых болометров и счёта в детекторе тепловых нейтронов при разных положениях сильного источника нейтронов, вне защиты. Сильная корреляция между этими значениями подтверждает возможность контроля нейтронного фона в EDELWEISS при помощи детектора тепловых нейтронов, расположенного внутри защиты установки.

Результаты, полученные при использовании сильного источника нейтронов, использовались для проверки модели пассивной защиты в GEANT4, т.е. оценки количества возможных фоновых событий в области поиска WIMP. Кроме того, удалось выявить слабые места пассивной защиты, которые были устранены её оптимизацией (добавление новых полиэтиленовых частей).

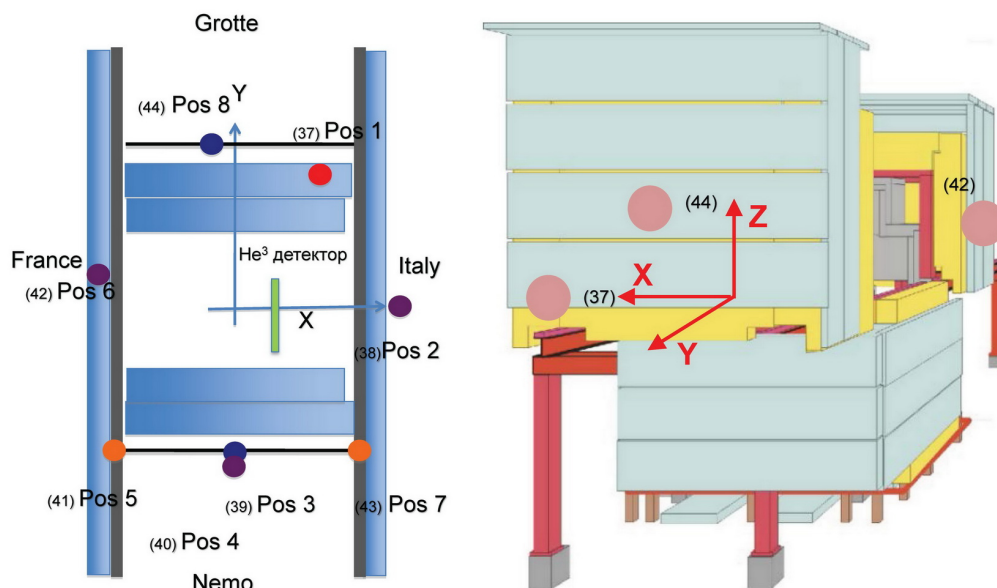


Рис. 4.19. Схема проведения измерений эффективности пассивной защиты эксперимента EDELWEISS-II с AmBe источником нейтронов с активностью $\sim 2 \times 10^5$ нейтрона/с. Расположение источника относительно пассивной защиты показано цветными кружками, номера в скобках рядом с которыми соответствуют серии измерений (таблица 4.6)

4.6. Выводы к Главе 4

В главе 4 дано описание метода изучения нейтронного фона в эксперименте EDELWEISS с использованием детекторов, наполненных ^3He . Для изучения нейтронного фона использовалось два детектора: детектор тепловых нейтронов и детектор быстрых нейтронов. Определена стабильность потока нейтронов в течение многолетних измерений. Флуктуации потока нейтронов с течением времени в лаборатории LSM не превышают 5% от среднего значения. При этом, значение потока в разных местах лаборатории может отличаться в несколько раз. Вблизи установки EDELWEISS для тепловых нейтронов средняя измеренная величина потока составляет $(3,57 \pm 0,02) \times 10^{-6}$ нейтрона/см²/с, а величина полного потока нейтронов составила $(9,54 \pm 0,03) \times 10^{-6}$ нейтрона/см²/с.

Экспериментально изучена эффективность пассивной защиты экспериментальной установки. Пассивная защита уменьшает поток тепловых

Таблица 4.6

Результаты измерения нейтронного фона с детектором тепловых нейтронов внутри пассивной защиты эксперимента EDELWEISS-II с использованием сильного источника нейтронов, расположенного вне защиты.

Номер серии измерений	Поток тепловых нейтронов, $\times 10^{-6}$ н /см ² /с	Начало измерения	Конец измерения	Положение источника относительно центра криостата (x,y,z), см
37	8699 \pm 15	19 Марта 8ч31м	21 Марта 8ч22	100.205.0
38	293 \pm 11	21 Марта 8ч52м	21 Марта 11ч39м	230.0.61
39	384 \pm 17	21 Марта 11ч43м	21 Марта 13ч19м	0.-215.0
40	652 \pm 23	21 Марта 11ч21м	21 Марта 14ч45м	0.-215.0
41	596 \pm 36	21 Марта 14ч50м	21 Марта 15ч24м	-115.-205.25
42	39 \pm 6	21 Марта 15ч26м	21 Марта 16ч46м	227.22.61
43	1600 \pm 60	21 Марта 16ч49м	21 Марта 17ч21м	115.-205.25
44	626 \pm 29	21 Марта 17ч25м	21 Марта 18ч19м	0.205.0
45	8415 \pm 26	21 Марта 18ч19м	22 Марта 8ч43м	100.205.0

нейтронов ~ 500 раз. Особенно ценными являются данные, полученные в измерениях с сильным нейтронным источником, находящимся с внешней стороны защиты, с одновременным измерением потока тепловых нейтронов внутри защиты и ядер отдачи германиевыми детекторами. В этих измерениях были проверены результаты моделирования защиты эксперимента, что позволило определить вклад нейтронов в возможное число фоновых событий при поиске WIMP (см. главу 5). Измерения проводились при различном положении источника с внешней стороны защиты эксперимента. После получения экспериментальных результатов эффективности пассивной защиты было принято решение провести её оптимизацию, путём добавления новых полиэтиленовых частей вокруг криостата.

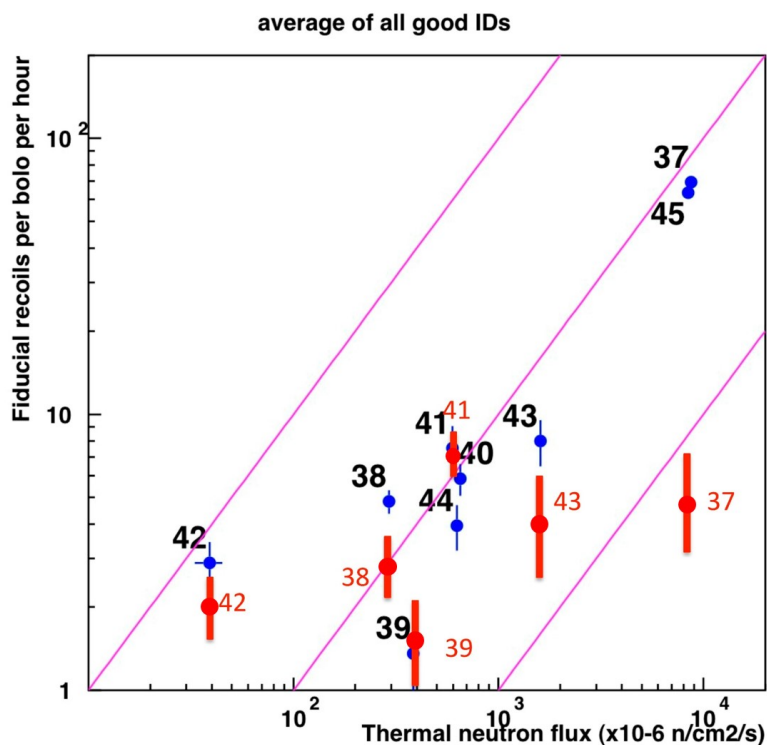


Рис. 4.20. Сравнение числа зарегистрированных событий ядер отдачи в германиевых детекторах с измеренным потоком тепловых нейтронов: синие точки, и ожидаемым из моделирования потоком нейтронов: красные точки. Номера точек соответствуют сериям измерений (таблица 4.6).

В целом, выполнены следующие работы, направленные на изучение нейтронного поля в подземной лаборатории LSM:

- измерен поток тепловых нейтронов в 16 точках лаборатории LSM, в том числе внутри горной породы;
- измерен полный поток нейтронов в 6 точках лаборатории LSM;
- впервые проведены измерения потока нейтронов внутри защиты экспериментальной установки в ходе поиска WIMP.

Полученные данные по нейтронному фону имеют большое значение не только для EDELWEISS, но и для других проводимых или планируемых экспериментов в подземной лаборатории LSM.

Глава 5. Фон эксперимента EDELWEISS

Проведение современных экспериментов, направленных на поиск тёмной материи, требует тщательного подхода к снижению фона эксперимента до необходимого уровня. Достоверность полученных результатов зачастую определяется как низким уровнем фона, так и соответствием экспериментальных данных результатам моделирования. Поэтому, для достижения положительного результата в эксперименте, направленном на поиск редких событий, необходимо: изучение и мониторинг всех возможных источников фона, использование низкорadioактивных конструкционных материалов, использование пассивной и активной защиты экспериментальной установки, проведение эксперимента в глубокой подземной лаборатории. Как указывалось в предыдущей главе, особенно опасным фоном в EDELWEISS являются нейтроны, изучению которых предоставляется высокий приоритет.

5.1. Отбор материалов по радиоактивной чистоте

Проверка радиационной чистоты материалов, используемых для экспериментальной установки, производится с помощью полупроводниковых HPGe-детекторов. В EDELWEISS применяется детектор с объёмом 210 см³. Все его конструкционные материалы были тщательно отобраны инженерами фирмы CANBERRA при участии коллаборации EDELWEISS. Входное окно детектора сделано из алюминия толщиной 0,7 мм. Детектор окружён пассивной защитой из археологического свинца, меди и обычного низкорadioактивного свинца. Камера для образцов находится сверху крышки криостата. Для уменьшения содержания радона, вблизи криостата детектора, внутрь защиты подаётся азот. Для изготовления криостата EDELWEISS было измерено более сотни различных образцов. В таблице 5.1 представлены данные по радиоактивному загрязнению некоторых материалов криостата

и пассивной защиты. Для определения уровня чистоты некоторых образцов из свинца, стали и полиэтилена использовалась масс-спектрометрия. Полученные результаты по измерению радиоактивности материалов являются входными параметрами при компьютерном моделировании фона экспериментальной установки. Полученные данные по измерению радиоактивной чистоты материалов вошли в состав базы данных, созданной в рамках проекта ILIAS (Integrated Large Infrastructures for Astroparticle Science) [83]. Важно отметить, что требуется не только тщательный отбор всех материалов на радиоактивное загрязнение, но и соответствующие хранение и обращение с ними.

Таблица 5.1

Содержание радионуклидов в некоторых материалах криостата и защиты, используемых в EDELWEISS [5]. Все данные указаны в мБк/кг.

Материал	Масса (кг)	^{226}Ra	^{228}Th	^{60}Co	^{40}K
Криостат:					
Медные тепловые экраны	320	< 3	<2	< 2	<25
Коаксиальные кабели	1,4	10 ± 7	<6	<8	120 ± 60
Разъёмы	0,32	644 ± 65	1353 ± 138	<25	1181 ± 197
Усилительные модули (ВВ)	50 штук	331 ± 17	235 ± 13		340 ± 40
Оправки детекторов (PTFE)	0,02	<7	<5	<20	<100
Электроды (Al)	$<3\times 10^{-5}$	$0,27\pm 0,19$	$1,4\pm 0,2$		$1,1^{+0,2}_{-0,1}$
Пассивная защита:					
Археологический свинец	≈ 120	<0,3	<0,3		<1,3
Свинец	30×10^3	<3	<1		
Полиэтилен	40×10^3	5 ± 1	<2	<3	16 ± 2

5.2. Пассивная защита

Эксперимент EDELWEISS расположен в подземной лаборатории LSM (рис. 5.1). Таким образом, горная порода высотой ~ 1800 м (~ 4800 м.в.э.) служит высокоэффективной пассивной защитой от космического излучения.

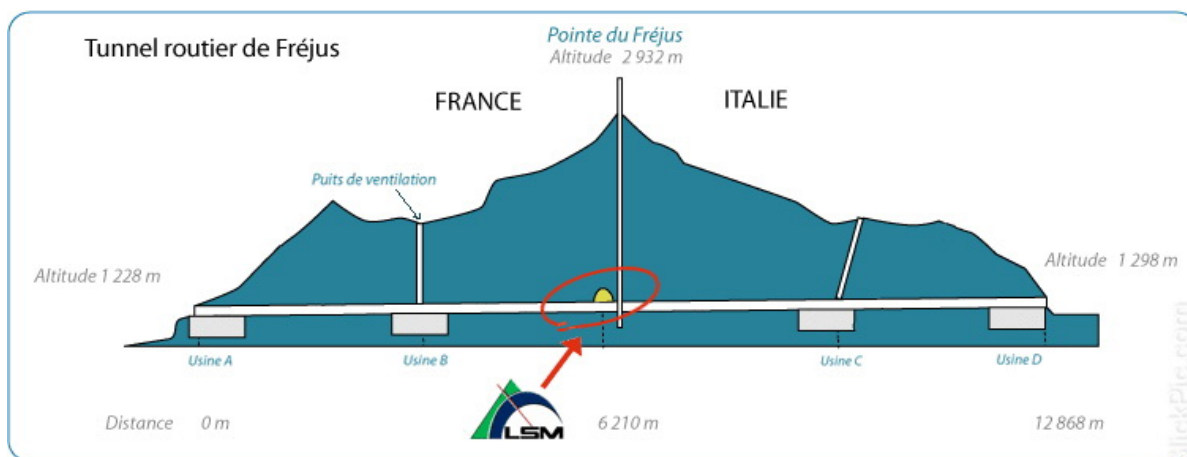


Рис. 5.1. Схема расположения лаборатории LSM в автомобильном туннеле FREJUS.

Поток мюонов в лаборатории снижен на 6 порядков, по сравнению с поверхностью Земли на уровне моря, и составляет ~ 5 мюона/($\text{м}^2 \times \text{сут}$) [15]. Благодаря столь эффективному подавлению космического излучения, поток нейтронов в лаборатории также значительно снижен, почти в 10^4 раз, по сравнению с поверхностью. Кроме естественной защиты, в EDELWEISS используется пассивная защита из свинца и полиэтилена. Криостат EDELWEISS, для снижения γ -фона естественной радиоактивности, окружён слоем свинца в 20 см (общей массой порядка 30 тонн). Ближайшая к криостату часть свинцовой защиты, толщиной 3 см, выполнена из археологического свинца. Для снижения нейтронного фона эксперимента используется полиэтиленовая защита толщиной 50 см (общей массой около 40 тонн). Для доступа к криостату верхняя часть пассивной защиты разделена на две части (рис. 2.2), смонтированные на рельсы, приводящиеся в движение электромоторами.

В EDELWEISS-III для уменьшения числа фоновых событий пассивная защита была усовершенствована путём добавления блоков полиэтилена, показанных на рисунке 2.7. Основной блок надет сверху криостата и отделяет электронику от детекторов. Дополнительные блоки полиэтилена распо-

жены в несколько слоев на медных тепловых экранах и внутри криостата под детекторами.

5.3. Активная защита

В качестве активной защиты в эксперименте EDELWEISS используется мюонное вето, регистрирующее прохождение мюонов через объём экспериментальной установки. Кроме того, к элементам активной защиты можно отнести систему подачи очищенного от Rn воздуха внутрь защиты и непрерывный мониторинг содержания Rn в воздухе вблизи криостата.

5.3.1. Мюонное вето

Несмотря на низкий поток мюонов в LSM при их прохождении через элементы установки, в особенности через свинец, могут образовываться быстрые нейтроны, которые приводят к появлению фоновых событий в области поиска WIMP. Для дискриминации таких фоновых событий в EDELWEISS используется $\sim 4\pi$ активное мюонное вето, из пластиковых сцинтилляционных модулей. Данная вето система синхронизирована с основной системой набора данных, путём применения оптоволоконной связи с точностью временной привязки 10 мкс. При проведении офлайн анализа данных исключаются все события, произошедшие одновременно с событиями в мюонном вето.

Система мюонного вето состоит из 46-ти модулей в основе которых пластический сцинтиллятор шириной 65 см, толщиной 5 см и длиной 2 м. Суммарная площадь системы равна $\sim 100 \text{ м}^2$. Общий вид мюонного вето показан на рисунке 5.2. Эффективность мюонного вето эксперимента составляет $\epsilon_{tot} = (93,6 \pm 1,5)\%$ [15]. Вето система работает и управляется полностью независимо от основной установки.

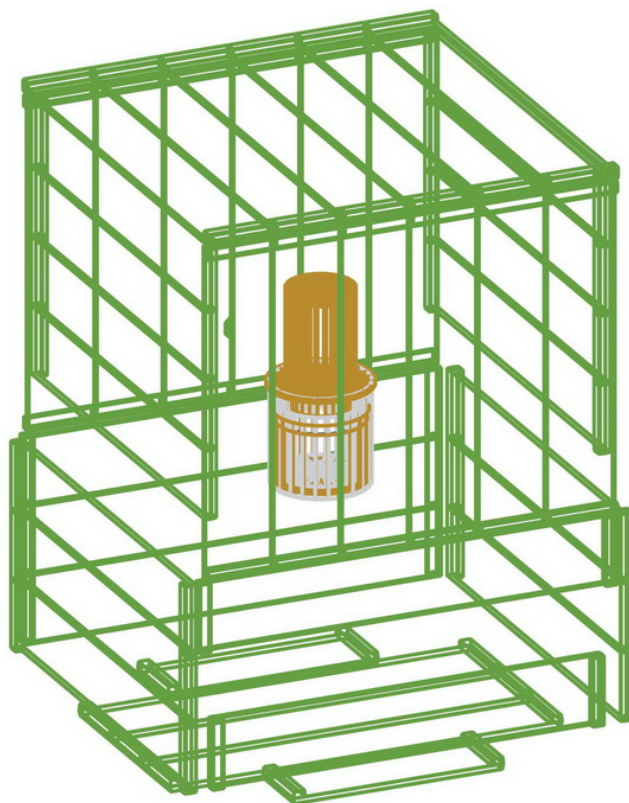


Рис. 5.2. Вид мюонного вето эксперимента EDELWEISS. Показано расположение сцинтилляционных пластин относительно криостата с болометрами.

Дополнительно, для изучения нейтронного фона, образованного мюонами в свинце, был использован детектор из жидкого сцинтиллятора с добавлением гадолиния, объемом 1 м^3 , установленный вблизи EDELWEISS [84, 85]. Для повышения эффективности регистрации мюонов в EDELWEISS-III добавлены дополнительные модули мюонного вето, как показано на рисунке 2.7.

5.3.2. Защита от радона

Из-за своей высокой проникающей способности Rn (его дочерние продукты) является опасным трудно контролируемым источником фона. В EDELWEISS после того как детекторы установлены в криостат они избавлены от контакта с воздухом, содержащим радон. Основной проблемой яв-

ляется воздушная прослойка между криостатом и защитой, объём которой составляет $\sim 0,1 \text{ м}^3$ (рис. 5.3). Для снижения и контроля уровня Rn вблизи криостата экспериментальной установки EDELWEISS применяются следующие меры:

- Защита установки выполнена из двух раздвижных частей, на поверхности которых были добавлены уплотнения, препятствующие проникновению воздуха (рис. 5.3).
- Непрерывно осуществляется продувка (со скоростью $0,5 \text{ м}^3/\text{час}$) объёма вблизи криостата воздухом, очищенным от радона до уровня $\sim 15 \text{ мБк}/\text{м}^3$ [86].
- Уровень радона вблизи криостата непрерывно контролируется с помощью высокочувствительного детектора радона, изготовленного в Дубне. В детектор непрерывно подаётся воздух в объёме $0,025 \text{ м}^3/\text{час}$. Благодаря низкому собственному фону детектор даёт возможность измерять концентрацию радона в воздухе на уровне в несколько $\text{мБк}/\text{м}^3$ [87]. Во время набора данных WIMP содержание ^{222}Rn вблизи криостата составляет менее $30 \text{ мБк}/\text{м}^3$.

5.4. Оценка фона эксперимента

Изучение потенциально возможных источников фоновых событий в области поиска WIMP происходит с использованием данных, полученных из калибровок, моделирования и измерений фона за пределами области ядер отдачи. Возможные источники фона: γ -излучение, поверхностные события и рассеяние нейтронов. Экспериментальная установка EDELWEISS-II была детально реализована (повторена) в пакете GEANT4 [81] (рис. 5.4) для дальнейшего моделирования взаимодействия детекторов с различными частицами и определения возможного числа фоновых событий.

На рисунке 5.5 показан экспериментальный γ -фон в эффективном объёме детекторов EDELWEISS-II в сравнении с результатами моделирова-

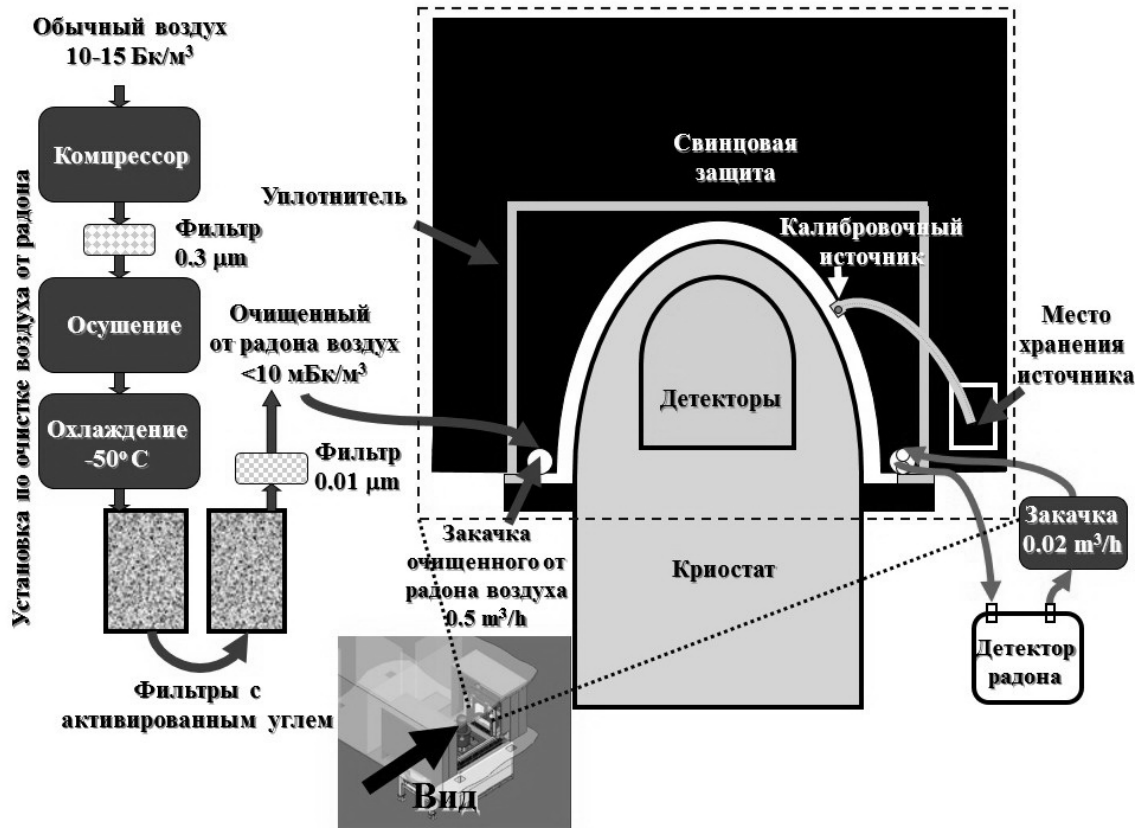


Рис. 5.3. Схема очистки от Rn воздуха вблизи криостата EDELWEISS. Показана только верхняя часть пассивной защиты.

ния [5] в GEANT4 (время набора данных составило 185 кг×сутки). Как видно из рисунка, γ -фон определяют остаточные загрязнения естественно радиоактивными U, Th, K и ^{60}Co . Следует обратить внимание на присутствие в спектре линии 46 кэВ от ^{210}Pb (поверхностные загрязнения продуктами распада Rn). Средний экспериментальный индекс γ -фона для энергии от 20 до 200 кэВ (от 20 до 100 кэВ) в EDELWEISS-II составил 0,46 (0,16) события на кг/кэВ/день [5], что находится в хорошем согласии с результатом моделирования.

Ожидаемое число фоновых событий в области поиска WIMP было получено из калибровок с источником ^{133}Ba . Учитывая полученный фактор подавления $(3 \pm 1) \times 10^{-5}$ для γ -событий (см. главу 3), число таких фоновых событий для статистики 384 кг×сутки [4] составляет не более чем 0,9 в диапазоне энергий от 20 до 200 кэВ с 90% CL. Оценка числа фоновых

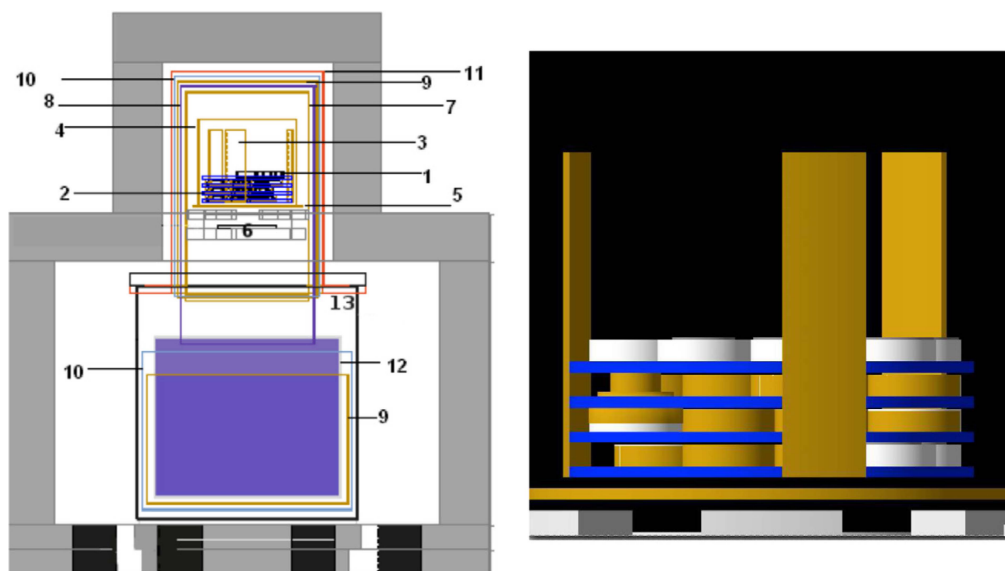


Рис. 5.4. Конфигурация экспериментальной установки EDELWEISS-II, реализованная в GEANT4 [5]. Слева показаны: 1 – детекторы в оправках, 2 – медные диски, на которые установлены оправки с Ge детекторами (температура 10 мК), 3 – вертикальные опоры дисков, 4 – медный тепловой экран 10 мК, 5 – медная база, поддерживающая все детекторы, 6 – внутренняя пассивная защита из археологического свинца, 7 – медный тепловой экран 1К, 8 – медный тепловой экран 4,2 К, 9 – медный тепловой экран 40 К, 10 – медный тепловой экран 100 К, 11 – медный тепловой экран 300 К, 12 – резервуар гелия из нержавеющей стали, 13 – корпус из нержавеющей стали. Внешняя пассивная защита, включающая в себя обычный и археологический свинец, показана серым цветом. Полиэтиленовая защита и мюонное вето не показаны. Справа показана увеличенная центральная часть с германиевыми детекторами в оправках, установленными на медных дисках (синий цвет). Вертикальные опоры (3 на левом рисунке) и медная база (5) показаны жёлтым цветом, археологический свинец показан серым цветом.

поверхностных событий для той же статистики определяется путём умножения полного числа (~ 5000) зарегистрированных поверхностных событий с низким ионизационным выходом ($< 0,6$) на определённый в главе 3 фактор подавления (6×10^{-5} при 90% CL) таких событий. Таким образом, получаем верхнюю оценку в 0,3 фоновых поверхностных события в области поиска WIMP.

Оценка фона, создаваемого нейтронами, была выполнена с помощью моделирования с использованием GEANT4. На рисунке 5.6 приведено срав-

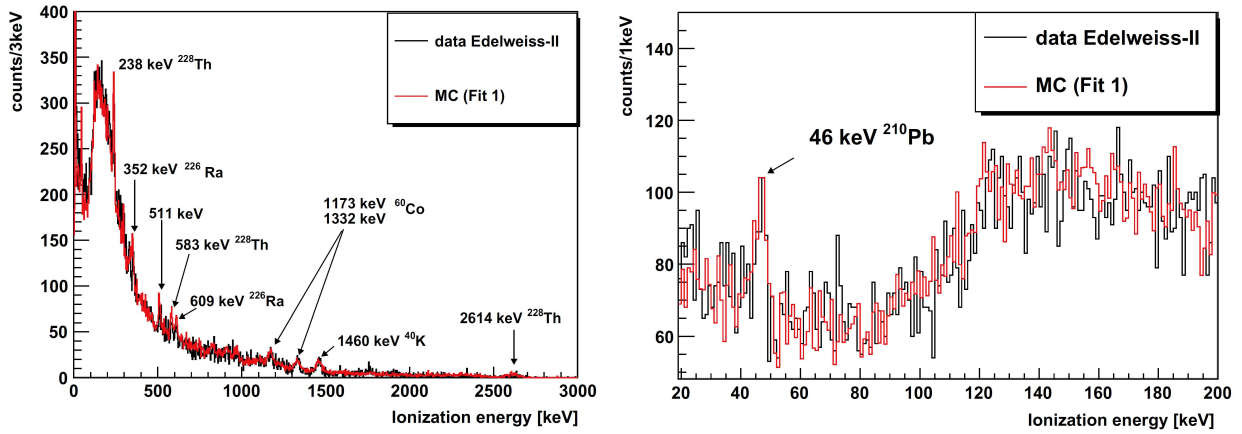


Рис. 5.5. Гамма спектр, зарегистрированных фоновых событий в эффективном объёме детекторов (чёрные линии) при накоплении 185 кг × суток данных, и результат моделирования (красные линии) [5]. Слева показан спектр в диапазоне от 0 до 3000 кэВ, а справа от 20 до 200 кэВ.

нение экспериментального энергетического спектра ядер отдачи, полученного при использовании источника нейтронов, с результатами моделирования. Отношение числа зарегистрированных событий к ожидаемому из моделирования, для энергии выше 20 кэВ, составило $1,20 \pm 0,23$. Основной вклад в величину ошибки вносит неопределённость интенсивности источника $\sim 19\%$ [5]. В рамках ошибки, отношение подтверждает созданную модель экспериментальной установки в GEANT4. Дальнейшая проверка пассивной нейтронной защиты была проведена с сильным источником нейтронов активностью $\sim 2 \times 10^5$ нейтрона/с, расположенным за пределами полиэтиленовой и свинцовой защиты (см. главу 4).

Исходя из всех полученных данных был установлен верхний предел на количество фоновых событий в ожидаемой области поиска WIMP за счёт нейтронов, проходящих через полиэтиленовую защиту, который составил 0,11 события для статистики 384 кг × суток.

Фон от нейтронов, испускаемых материалами и компонентами EDELWEISS-II, был получен путём моделирования в GEANT4 (таблица 5.2). Общее число таких фоновых событий составило величину от 1,0

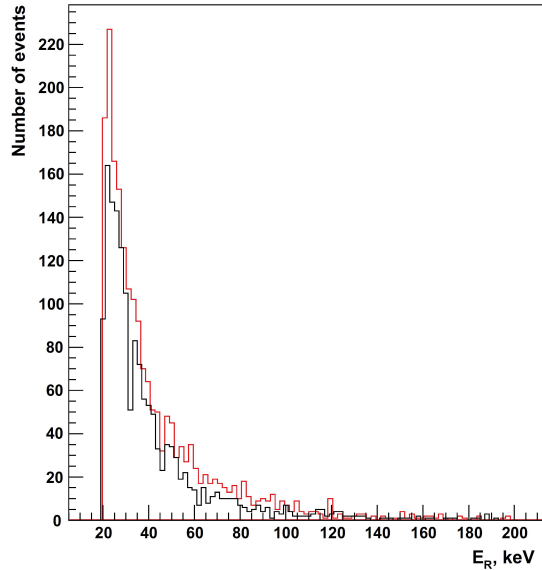


Рис. 5.6. Энергетический спектр ядер отдачи, полученный при калибровке детекторов с AmBe источником. Черный спектр – калибровочные данные с источником, красная линия – данные, полученные при моделировании в GEANT4.

до 3,1 события при 90% CL в области 20-200 кэВ для статистики в 384 кг×суток, накопленной EDELWEISS-II.

Основным определяющим фактором, влияющим на количество событий нейтронного фона от мюонов, является эффективность мюонного вето. Она была определена двумя различными методами: из анализа совпадений между разными сцинтилляционными модулями и из анализа совпадений между болометрами и вето системой, и составила 93,5% при 90% CL. Экспериментальная средняя скорость регистрации событий, вызванных мюонами, составляет $0,17 \pm 0,01$ события на 1 кг×суток статистики. Из них $0,008 \pm 0,005$ события на 1 кг×суток имеют энергию выше 20 кэВ и находятся в ожидаемой области поиска WIMP. Из-за проблем синхронизации между вето системой и основной системой набора данных, приблизительно для 10% статистики, набранной в EDELWEISS-II, эффективность вето системы составила 0%. С учетом всех приведённых данных ожидаемое число фоновых событий от мюонов в области поиска WIMP составляет менее 0,7 с 90 % CL [15].

Таблица 5.2

Число фоновых событий, образованных нейтронами в EDELWEISS-II, для экспозиции набранных данных 384 кг×суток. Результаты получены при моделировании в GEANT4 [5]. В колонке “Состав” показан химический состав материала, используемый для расчёта числа нейтронов, с содержанием элементов по числу атомов (в скобках). Показаны только те элементы содержание которых больше, чем 1%.

Источник	Материал	Состав (концентрация в %)	Число фоновых событий
Стены лаборатории	Горная порода	H(17),C (8), O (53), Mg (1), Al (3), Si (4), Ca (13), Fe (1)	< 0,01
Стены лаборатории	Бетон	H (19), C (11), O (52), Mg (1), Si (2), Ca (15)	<0,1
Защита	Полиэтилен	H (67), C (33)	<0,01
Защита	Свинец	Pb (100)	<0,08
Несущая часть установки	Нержавеющая сталь	Cr (17), Mn (0.02), Fe (69), Ni (12)	<0,01
Несущая часть установки	Малоуглеродистая сталь	Cr (17), Mn (0.02), Fe (69), Ni (12)	<0,04
Электроника	Печатные платы	H (22),B (2), C (19), N (6),O (35), Mg (1), Al (4), Si (8), Ca (3)	1,0 ± 0,5
Разъёмы	Алюминий	Al (100)	0,5 ± 0,2
Экраны криостата, оправки детекторов	Медь	Cu (100)	<0,1
Коаксиальные кабели	Тефлон	C (33), F(67)	<0,5
Части оправок детекторов	Тефлон	C (33), F(67)	<0,01
Электроды	Алюминий	Al (100)	< 0,01
Итого:			< 3,1

Суммируя все верхние пределы возможного числа фоновых событий из различных источников, получена верхняя оценка фона в 5 событий за 384 кг×суток (90% CL). Для данной статистики в EDELWEISS-II было зарегистрировано 5 событий в области поиска WIMP [4]. Совпадение экспериментально зарегистрированного числа событий с ожидаемым уровнем фона указывает на хорошее понимание модели фона эксперимента.

На третьей стадии эксперимента EDELWEISS ещё большее внимание было уделено снижению фоновых событий и, в частности, отбору новых материалов. Материалы и компоненты, которые в EDELWEISS-II давали

наибольший вклад в число фоновых событий, особенно нейтронов, были замены на аналогичные, но более радиоактивно чистые. Все медные экраны криостата (номер 7 - 11 на рисунке 5.4) и другие части на уровне охлаждения 10 мК были заменены на новые, сделанные из сверхчистой меди [5]. Все новые компоненты были проверены на радиоактивную чистоту с помощью низкофонового HPGe-детекторов в LSM. На основании полученных данных было проведено моделирование фоновых условий, т.е. числа фоновых событий для поиска WIMP, для новой конфигурации установки EDELWEISS. Результаты измерения материалов и результат моделирования количества фоновых событий приведены в таблице 5.3.

Таблица 5.3

Содержание радиоактивных элементов в материалах EDELWEISS-III. Данные по радиоактивности материалов и компонентов были получены в LSM с использованием HPGe γ -спектрометра. В двух последних столбцах таблицы показано ожидаемое число фоновых событий, образованных γ -фоном и нейтронами. В первых пяти строчках представлены данные по материалам, находящимся в непосредственной близости от детекторов. Следующие три строчки показывают материалы, находящиеся за свинцовой пластиной и полиэтиленом. «Тёплая» электроника, несмотря на большое содержание радиоактивных материалов, даёт незначительный вклад в γ -фон, так как находится за дополнительным слоем свинцовой и полиэтиленовой защиты [5].

Компоненты	Материал	Масса, кг	Радиоактивность (мБк/кг)					Гамма фон (кг \times суток) ⁻¹	Нейтронный фон (8760 кг \times суток)
			²²⁶ Ra	²²⁸ Th	²¹⁰ Pb	⁴⁰ K	⁶⁰ Co		
Кабели	Cu	0,2	26 \pm 15	<50	346 \pm 110	167 \pm 126	<25	5-11	0,03-0,07
Разъёмы	Делрин, латунь	0,056	32 \pm 20	<53	11000 \pm 1000	680 \pm 220	<36	1-8	0,02-0,06
Винты	Латунь	0,1	4,9 \pm 1,3	<3	<100	<40	<3	<1	<0.003
Медные экраны	Cu	~500	<0,016	<0,012	-	<0,011	< 0,018	< 7	< 0,01
Защита	CH ₂	~90	0,65 \pm 0,08	0,30 \pm 0,07	<3	<1	<0,06	7-14	0,03-0,06
Разъёмы	Al, резина	1,6	80 \pm 9	158 \pm 6	743 \pm 48	129 \pm 23	<4	0,2-0,3	0,3-0,5
Кабели	PTFE	~1	<35	<28	190 \pm 40	440 \pm 110	<19	<1	<0,1
Холодная электроника	PCB	0,23	7800 \pm 500	12600 \pm 1200	4500 \pm 400	6500 \pm 1200	<120	1-2	0,04-0,06
Тёплая электроника*	PCB	-	26500 \pm 1500	19300 \pm 1100	4500 \pm 400	6500 \pm 1200	<120	1-2	0,3-0,5
Итого:								14-44	0,7-1,4

* Величины радиоактивности для тёплой электроники приведены для всего набора (не в мБк/кг).

Представлены данные только для компонентов, дающих основной вклад в образование фоновых событий. Существенный вклад в снижение ожидаемого количества фоновых событий достигается применением дополнительной полиэтиленовой защиты. Ожидаемое число γ -фона составляет 14-44 события/кг/день в диапазоне от 20 до 200 кэВ [5].

Для оценки числа нейтронных событий в EDELWEISS-III к данным, приведённым в таблице 5.3, необходимо добавить 0,3 нейтронных события из-за использования конструкционных материалов, которые не заменялись. Таким образом, ожидаемое число фоновых событий, образованных нейтронами, составит 0,7-1,7 при набранной статистике, равной 8760 кг \times суток [5].

5.5. Выводы к Главе 5

Для реализации эксперимента EDELWEISS-II/III с необходимым уровнем чувствительности необходимо было как уменьшить число фоновых событий, так и создать реалистичную модель фона в эксперименте. В Главе 5 описаны используемые в эксперименте различные методы борьбы с фоновыми событиями. Наиболее опасным источником фона для эксперимента по прямому поиску частиц тёмной материи (WIMP) являются нейтроны, поскольку сигнал от нейтронов имитирует рассеяние WIMP на ядрах мишени-детектора. Детальное изучение конструкционных материалов на содержание радиоактивных веществ и окружающего фона позволило создать адекватную модель фона эксперимента. Представлены результаты изучения фоновых условий для второй и третьей фазы эксперимента EDELWEISS. Результаты моделирования количества фоновых условий находятся в согласии с экспериментальными данными [5]. В третьей фазе эксперимента удалось снизить величину фоновых событий, образованных как γ – так и нейтронным фоном, что, как будет показано в следующей главе, позволило достичь чувствительности по поиску WIMP на уровне лучших мировых результатов.

Глава 6. Результаты поиска WIMP в эксперименте EDELWEISS

В эксперименте EDELWEISS-II в течение 2008-2010 гг. и EDELWEISS-III в течение 2014-2015 гг. был произведен непрерывный набор экспериментальных физических данных, направленный на детектирование WIMP. Используемые в этих фазах эксперимента германиевые детекторы-болометры отличались по форме, размеру и типу (см. главу 3). В экспериментальной установке EDELWEISS-II использовалось 10 ID детекторов с массой около 400 г, каждый. В EDELWEISS-III использовались детекторы FID типа с массой каждого ~ 800 г. Применённые в EDELWEISS-II/III инновационные решения по подавлению фоновых событий позволили получить ограничения на сечение рассеяния WIMP-нуклон на уровне лучших мировых результатов, в том числе для лёгких WIMP (масса WIMP порядка $10 \text{ ГэВ}/c^2$).

6.1. Поиск частиц тёмной материи в EDELWEISS-II

В эксперименте для поиска частиц тёмной материи использовалось два типа ID детекторов. Пять детекторов имели скошенные края и массу, в среднем, ~ 370 г, пять других имели цилиндрическую форму и массу ~ 410 г. Эффективная масса детекторов после выделения внутреннего объёма составляет ~ 160 г. Живое время набора данных составило $\sim 85\%$ от всего времени работы установки, остальное время распределено между регулярными операциями по техническому обслуживанию (регенерация детекторов, заправка установки криогенными жидкостями) и незапланированными остановками. Суммарная накопленная статистика данных поиска WIMP составила $384 \text{ кг} \times \text{суток}$, что почти в 6 раз больше, чем в EDELWEISS-I [3]. Из 452,9 дней, в течении которых проводился набор данных, 26,4 дня выполнялись γ -калибровки и 9,5 дня нейтронные калибровки.

6.1.1. Экспериментальные данные поиска тёмной материи

Набор данных состоит из оцифрованных форм импульсов всех каналов детекторов. Событие регистрируется каждый раз, когда тепловой сигнал превышает уровень триггера. Этот уровень непрерывно и автоматически регулируется до минимально возможной величины, которая позволяет удерживать скорость счета ниже $\sim 0,5$ Гц, что определяется длиной теплового импульса.

Для поиска WIMP была проведена выборка данных из анализа шумов базовой линии (пороговое разрешение) теплового и ионизационного сигналов. Для конкретного детектора для обработки берутся периоды данных у которых измеренное разрешение (FWHM) составляло менее 2,0 кэВ для ионизационного канала и менее чем 2,5 кэВ для теплового и вето каналов. Такой отбор событий на 17% снижает суммарную статистику полученных данных. Среднее по всем детекторам значение FWHM базовой линии составляет 1,2 кэВ для теплового сигнала (от 0,6 до 2,0 кэВ, в зависимости от детектора) и 0,9 кэВ для ионизационного сигнала (от 0,7 до 1,1 кэВ, в зависимости от детектора). Для анализа формы импульсов, восстановления энергетической шкалы, определения области поиска WIMP использовались данные регулярных калибровок. При реконструкции событий для сортировки использовался метод χ^2 сравнения формы импульса с известными образцами, полученными во время калибровок, что позволяет отбраковывать шумы, pile-up события, события образованные взаимодействиями внутри Ge-NTD термисторов. Эффективность такого отбора определена с использованием γ -фона, измеренного в течение набора данных WIMP, а именно линий 9,0 и 10,4 кэВ (^{65}Zn и ^{68}Ge). В целом, с применением χ^2 , теряется 2,4% накопленной статистики.

Полученные данные проверялись на совпадение событий между двумя детекторами-болометрами или с мюонным вето. Подобные события исклю-

чались из обработки (мёртвое время из-за таких событий пренебрежительно мало). Дополнительные потери в статистике, которые составили 3,2%, связаны с мёртвым временем электроники. Получение физических результатов было выполнено с помощью офлайн программ, использующих пакет ROOT [88]. Зона поиска WIMP определялась как 90% области ядер отдачи. С учетом всех выше приведённых данных, суммарная экспозиция поиска WIMP составила 384 кг×суток из 427 кг×суток полного живого времени набора данных. На рисунке 6.1 показан экспериментальный спектр зависимости ионизационного выхода от энергии отдачи для полученных данных по поиску WIMP.

В диапазоне энергий от 20 до 200 кэВ, в эффективном объёме детекторов было зарегистрировано $1,8 \times 10^4$ событий. Скорость счёта в области от 20 до 50 кэВ составила 0,14 события/кэВ/кг/суток. Из всего набора событий 99,99% имеют ионизационный выход, соответствующий электронным событиям. Среди оставшихся событий:

- 11 лежат ниже ожидаемой области наблюдения WIMP и находятся в диапазоне энергий от 20 до 80 кэВ. Стоит отметить, что четыре наиболее энергетических события были зарегистрированы детектором в оправке которого было обнаружено загрязнение ^{210}Po . [89]. Это говорит о том, что часть событий вдали от порога могут быть вызваны низко-энергетичными α - частицами.
- 4 лежат выше ожидаемой области наблюдения WIMP и находятся в диапазоне от 40 до 80 кэВ. Их ионизационный выход меньше, чем 0,65. Появление такого рода событий вблизи ожидаемой области наблюдения WIMP связано с неполным сбором заряда у приповерхностных событий. Технология использования чередующихся кольцевых электродов позволила существенно (\sim в 100 раз) уменьшить число таких событий, по сравнению с предыдущей конструкцией [3]. Однако, наблюдаемое число событий превышает предсказанное ($< 1,5$ при 90%

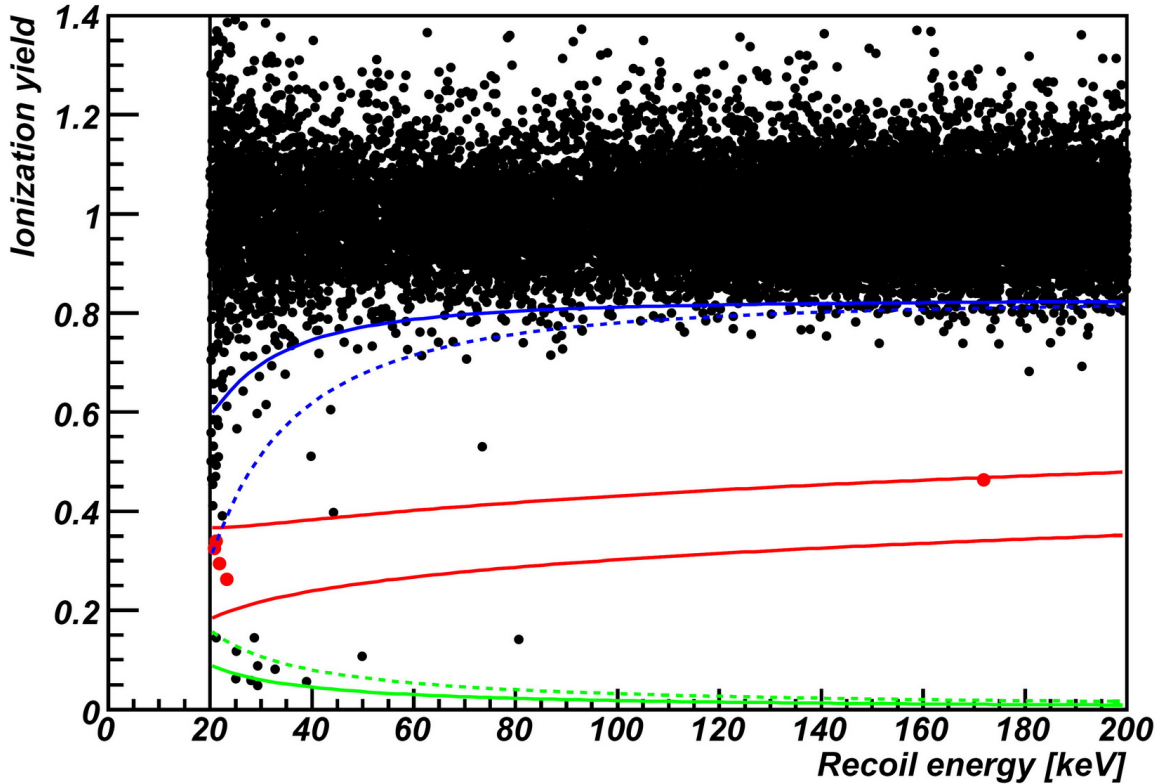


Рис. 6.1. Экспериментальный спектр зависимости ионизационного выхода от энергии отдачи событий, зарегистрированных в ходе поиска WIMP в EDELWEISS-II. Суммарная накопленная статистика составляет 427 кг×суток. Ожидаемая область поиска WIMP в диапазоне от 20 до 200 кэВ с 90% CL выделена красными линиями, что соответствует 384 кг×суток эффективной статистики. Кандидаты в WIMP показаны красными точками. Верхние синие линии показывают нижний предел на уровне 99,99% для электронных событий. Сплошная синяя линия соответствует среднему разрешению, а пунктирная наихудшему. Зелёные линии показывают порог ионизационного канала. Сплошная зелёная линия соответствующую среднему порогу для ионизационных каналов, а пунктирная зелёная линия соответствует наихудшему порогу ионизационного канала.

CL), полученное из калибровок с γ - и β - источниками. Уменьшение числа таких событий являлось основной задачей EDELWEISS-III.

- 5 лежат в области наблюдения WIMP. 4 события имеют энергии вблизи порога (от 20,8 до 23,3 кэВ). Энергия одного события составила 172 кэВ.

6.1.2. EDELWEISS-II ограничение на сечение взаимодействия WIMP-нуклон

Полученные экспериментальные данные были использованы для определения верхнего ограничения на сечение рассеяния WIMP-нуклон. Расчёт ограничения проводился с помощью метода оптимальных интервалов [90, 91]. При обработке данных учитывался эффект ограниченности энергетического разрешения детекторов, которое в среднем составило 1,5 кэВ. При расчётах использовалась общепринятая модель гало тёмной материи нашей галактики [92]

На рисунке 6.2 представлен результат анализа данных, полученных в эксперименте EDELWEISS-II. Показано верхнее ограничение на сечение упругого рассеяния WIMP-нуклон с 90% CL. Для массы WIMP равной 85 ГэВ/ c^2 , величина ограничения имеет значение $4,4 \times 10^{-44}$ см², что на два порядка лучше, чем в EDELWEISS-I [3].

Полученное ограничение находится на уровне чувствительности конкурирующего эксперимента CDMS [7], использующего полупроводниковые детекторы-болометры. На момент опубликования, для WIMP с массой более 50 ГэВ/ c^2 результат был лучше, чем в эксперименте ZEPLIN [93], а для WIMP с массой более 110 ГэВ/ c^2 лучше, чем в эксперименте XENON100 [8]. Для малых масс WIMP результат по ограничению на сечение рассеяния WIMP-нуклон ухудшается по причине наличия в спектре 4-х событий в диапазоне энергий от 20,8 до 23,3 кэВ.

В главе 5 были подробно изучены возможные источники фоновых событий в EDELWEISS-II. Оценка фона для 384 кг×суток статистики составляет ~ 5 событий. Сравнивая результаты поиска WIMP с ожидаемым фоном, можно сделать однозначный вывод об отсутствии достоверных сигналов WIMP в данных EDELWEISS-II.

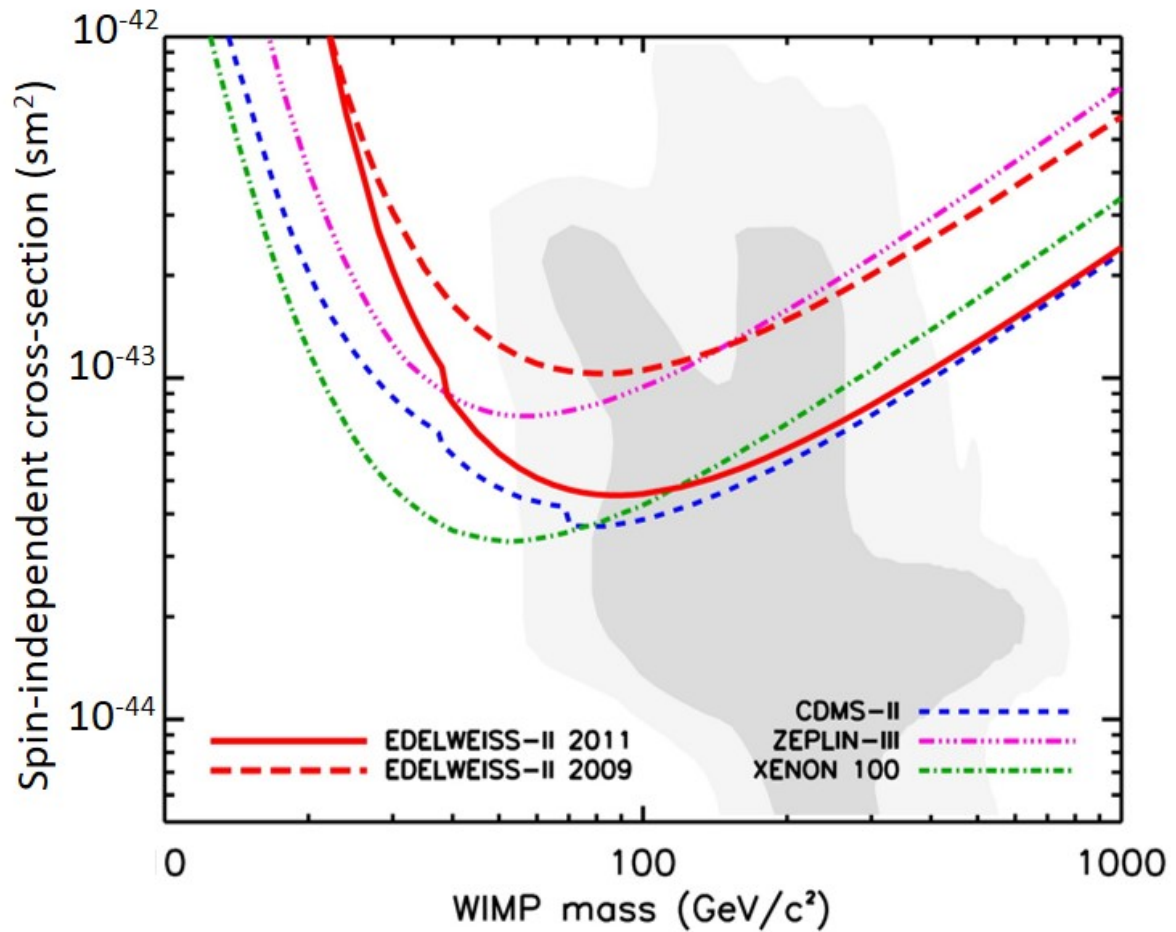


Рис. 6.2. Результат поиска WIMP в EDELWEISS-II. Показано ограничение на сечение спин-независимого рассеяния WIMP-нуклон. Сплошная линия — результат, полученный при использовании детекторов с чередующейся кольцевой конфигурацией электродов. Приведено сравнение с лучшими результатами других экспериментов (на момент публикации результатов EDELWEISS-II): CDMS [7], ZEPLIN [93] и XENON100 [8].

6.2. Поиск частиц тёмной материи в EDELWEISS-III

Для поиска WIMP на третьем этапе эксперимента EDELWEISS используются FID детекторы. По сравнению с ранее используемыми ID детекторами, масса детекторов FID увеличена в 2 раза (до 820-890 г), что вместе с новой схемой электродов привело к увеличению массы чувствительного объёма с ~ 160 г до ~ 600 г. Кроме этого, лучшее отношение поверхности к объёму дало понижение индекса фона поверхностных событий. Более того, новые детекторы исключают похожие на WIMP события, которые возникают из-за многократного рассеяния в детекторе, частично произошедшего в области детектора, где на электрическое поле велико влияние охранного электрода.

К моменту реализации EDELWEISS-III рядом экспериментов были получены противоречивые результаты в области лёгких WIMP. Учитывая высокое энергетическое разрешение германиевых детекторов-боллометров основной целью эксперимента стало получение результата именно для этой области.

6.2.1. Детекторы и экспериментальные данные. Период набора данных

Набор экспериментальных данных для поиска лёгких WIMP осуществлялся в период с июля 2014 по апрель 2015 года. На всем протяжении этого десятимесячного периода криостат установки находился в стабильном состоянии при температуре 18 мК. При наборе данных 25 дней было выделено на проведение различных калибровок. Всего в криостат было установлено 24 FID детектора. Детекторы были установлены в оправки из сверхчистой меди и сгруппированы в 4 ряда по 6 штук в каждом. Для поиска лёгких WIMP были выбраны 8 детекторов с лучшими характеристиками (низкими шумами и низкими энергетическими порогами регистрации) [12]. Как и для

EDELWEISS-II, первоначальный отбор данных осуществлялся на основе измерения разрешения базовой линии теплового (< 1 кэВ) и ионизационного ($< 0,7$ кэВ) сигналов, но с гораздо более строгими критериями. Этот отбор сократил набранную статистику до 95 дней живого времени. Энергетическая область интересов выбиралась таким образом, чтобы эффективность поиска WIMP с массой до ~ 30 ГэВ/ c^2 составляла не менее 60%. Для ионизационного канала диапазон энергий составил $0 \leq E_{ion} \leq 15$ кэВ и для теплового канала измерений — ниже 15 кэВ. Минимальный энергетический порог для лучшего детектора составил 0,9 кэВ, а для самого худшего 1,5 кэВ.

При обработке накопленных экспериментальных данных было применено два отличающихся метода анализа: метод максимального правдоподобия (ММП) [6] и метод регрессивного дерева (в английской терминологии Boosted Decision Tree (BDT)) [12]. Основой для анализа являлась модель фона, при этом её подгонка к экспериментальным данным осуществлялась при закрытом для анализа регионе поиска WIMP. Данные калибровок использовались для окончательной проверки моделей.

Фоны, учтённые в модели: γ –, поверхностные события (в основном β – и ядра отдачи ^{206}Pb из распада ^{210}Pb , β – из распада ^{14}C и трития), нейтроны, и, так называемые, эксклюзивно-фононные (heat-only) события (события в болометрах, без наблюдаемого ионизационного сигнала). В таблице 6.1 приведено ожидаемое число таких фоновых событий как для одного из детекторов, так и для всех детекторов. Средний экспериментальный индекс γ – фона для энергии от 20 до 200 кэВ в EDELWEISS-III составил 0,39 события на кэВ/кг/день [94]. Число фоновых событий, образованных нейтронами, составило 9 для статистики 1309 кг \times суток в диапазоне энергий от 10 до 100 кэВ. Отдельно стоит отметить, что в EDELWEISS-III основной вклад в фон стали вносить heat-only события, доминирующие в области энергий, которая ранее в эксперименте не исследовалась [6]. Выявление ис-

точников этих событий является приоритетом для будущего развития эксперимента.

Таблица 6.1

Ожидаемое число фоновых событий, как для одного (FID824), так и для всего набора детекторов.

Компоненты фона	Детектор FID824	Сумма для всех детекторов
heat-only (эксперимент)	5386 ± 804	44122 ± 1356
Космогенные γ - события	176 ± 14	4358 ± 77
Комптоновское рассеяние	41 ± 6	554 ± 26
β от трития	43 ± 14	624 ± 77
Поверхностные β	$8,5 \pm 2,4$	$21,0 \pm 3,6$
Поверхностные от ^{206}Pb	$6,2 \pm 0,8$	$35,5 \pm 1,6$
Нейтроны	$0,19 \pm 0,09$	$1,60 \pm 0,72$
Суммарно (модель фона + heat-only)	5661 ± 805	49655 ± 1361
Эксперимент	5685	50715

Сравнение экспериментального спектра и модели приведено на рисунке 6.3. Из рисунка видно, что модель фона хорошо согласуется с реальными данными.

После применения всех сортировок и отбраковок событий (аналогичных EDELWEISS-II) суммарная экспозиция поиска WIMP составила $496 \text{ кг} \times \text{суток}$. Дискриминация WIMP событий от фона, при одновременном измерении ионизационного и фоновых сигналов, демонстрируется на рисунке 6.4. На рисунке можно видеть различные группы событий, которые легко различимы при высоких энергиях в зависимости от величины ионизационного выхода (смотри подпись к рисунку).

6.2.2. Результаты по поиску лёгких WIMP

Анализ EDELWEISS-III событий методом BDT [12] выполнялся при закрытом для анализа регионе поиска WIMP в диапазоне масс $4\text{--}30 \text{ ГэВ}/c^2$. Распределение событий, полученное после применения BDT анализа, демонстрируется на рисунке 6.5. Необходимо отметить большое количество

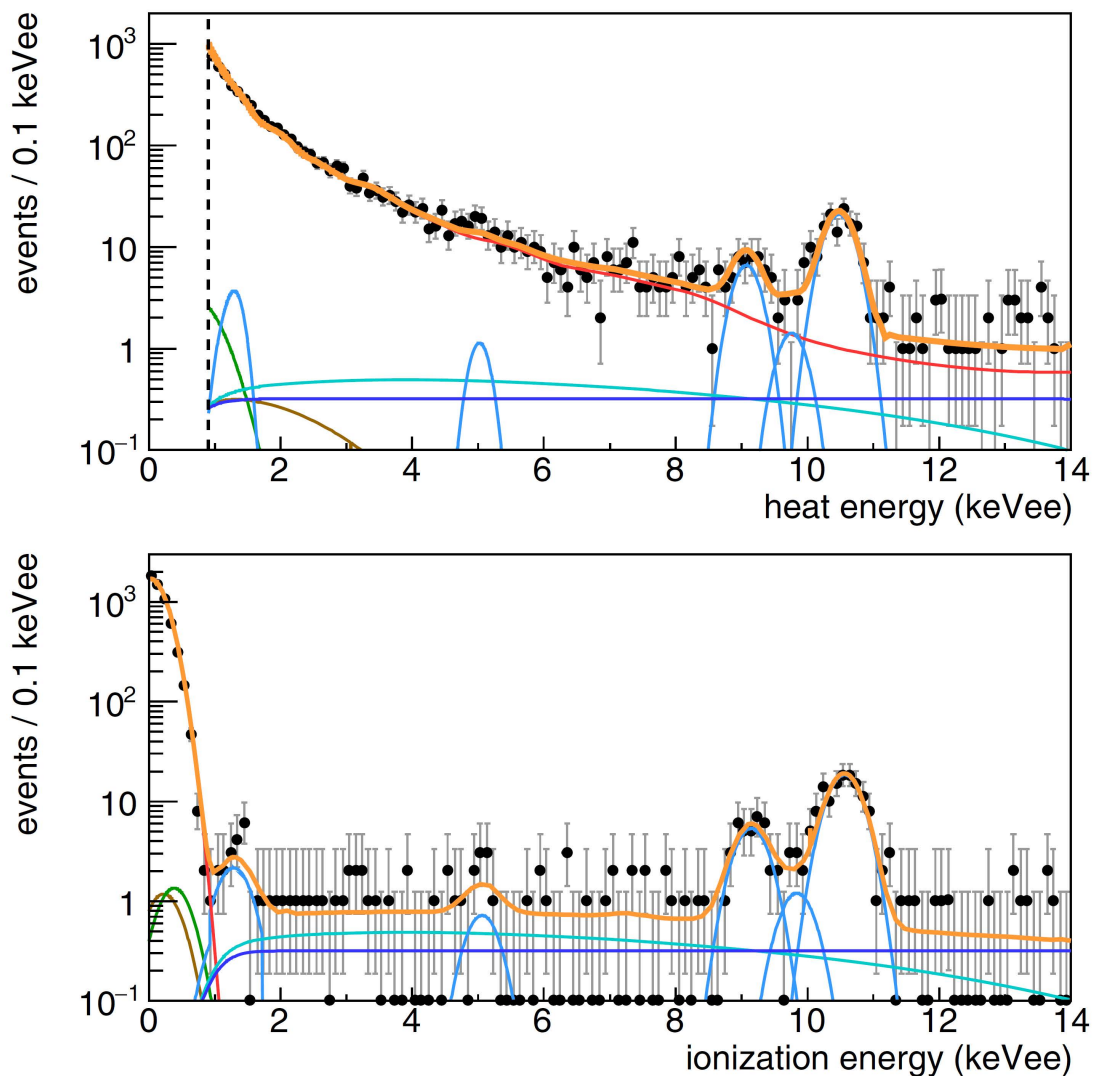


Рис. 6.3. Энергетические спектры фоновых (вверху) и ионизационных (внизу) каналов для одного из детекторов EDELWEISS-III. Результат фитирования модели фона к данным показан оранжевой линией. Компоненты фона: эксклюзивно-фоновые (heat-only) события — красная линия (доминируют для малых энергий в фоновом канале); комптоновское рассеяние — тёмно-синяя линия; тритиевый бета спектр — бирюзовая линия; космические К- и L- пики — голубая линия, β - события — зелёная линия; ядра отдачи ^{206}Pb — коричневая линия.

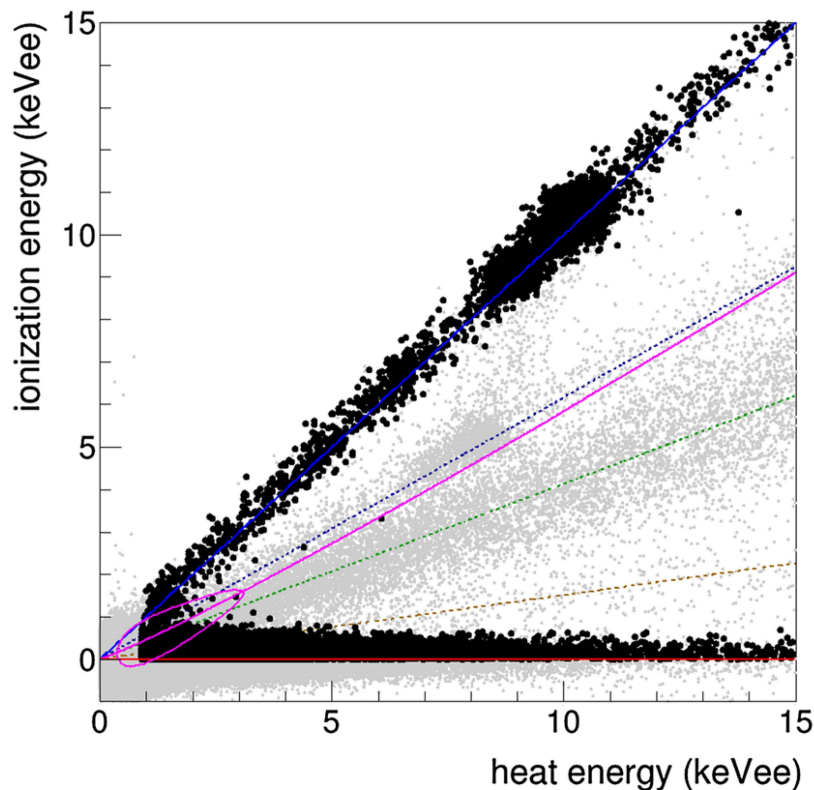


Рис. 6.4. Зарегистрированные EDELWEISS-III события, соответствующие 496 кг×сутки, в координатах ионизационная : тепловая энергия. События в чувствительном объёме показаны чёрными точками. Отсеянные события, как результат выборки чувствительного объёма, показаны серыми точками. Область, замкнутая розовой линией, соответствует региону ожидаемых событий WIMP с массой $10 \text{ ГэВ}/c^2$. Цветные линии соответствуют ожидаемому среднему для разных типов фоновых событий, в зависимости от величины ионизационного выхода. Синяя сплошная линия — γ — события, зарегистрированные в чувствительном объёме детектора. Синяя пунктирная — поверхностные γ — события. Розовая линия — ядра отдачи (нейтроны или WIMP). Зелёная пунктирная — поверхностные β , коричневая пунктирная — ядра отдачи ^{206}Pb . У эксклюзивно-фонных событий присутствует только шум в ионизационном канале (красная линия).

heat-only событий. На рисунке отмечены возможные WIMP события. В результате анализа было установлено ограничение на сечение взаимодействия WIMP-нуклон, как показано на рисунке 6.6. Для WIMP с массой 5 и 20 ГэВ/с² получены ограничения на спин-независимое взаимодействие WIMP-нуклон на уровне $4,3 \times 10^{-40}$ см² и $9,4 \times 10^{-44}$ см², соответственно (90% CL). Для WIMP массой 7 ГэВ/с² полученное ограничение в 40 раз превосходит результат EDELWEISS-II [95].

Полученные экспериментальные данные также были обработаны с использованием ММП [6]. Данные обрабатывались для каждого из детекторов независимо, а затем были объединены [6]. Результат поиска WIMP, полученный при использовании ММП, показан на рисунке 6.6 красной сплошной линией. Ограничение на сечение спин-независимого взаимодействия WIMP-нуклон, полученное с использованием ММП, в 7 раз превосходит результат BDT анализа для массы WIMP равной 4 ГэВ/с², и составило $1,6 \times 10^{-39}$ см². Данное отличие можно объяснить тем, что при BDT анализе теряется часть статистики при малых энергиях (вблизи энергетического порога регистрации).

ММП, позволяя сохранять больше экспериментально полученных данных для малых масс WIMP, даёт практически идентичные с BDT результаты для WIMP с массой более 15 ГэВ/с². Результаты, полученные EDELWEISS-III к 2016 году, полностью закрывают области предположительной регистрации частиц тёмной материи в ряде других экспериментов: DAMA/LIBRA, CoGeNT, CRESST. Что особенно важно, поставленное ограничение на сечение взаимодействия WIMP-нуклон, позволило проверить положительные результаты, полученные с тем же ядром (Ge), в эксперименте CoGeNT.

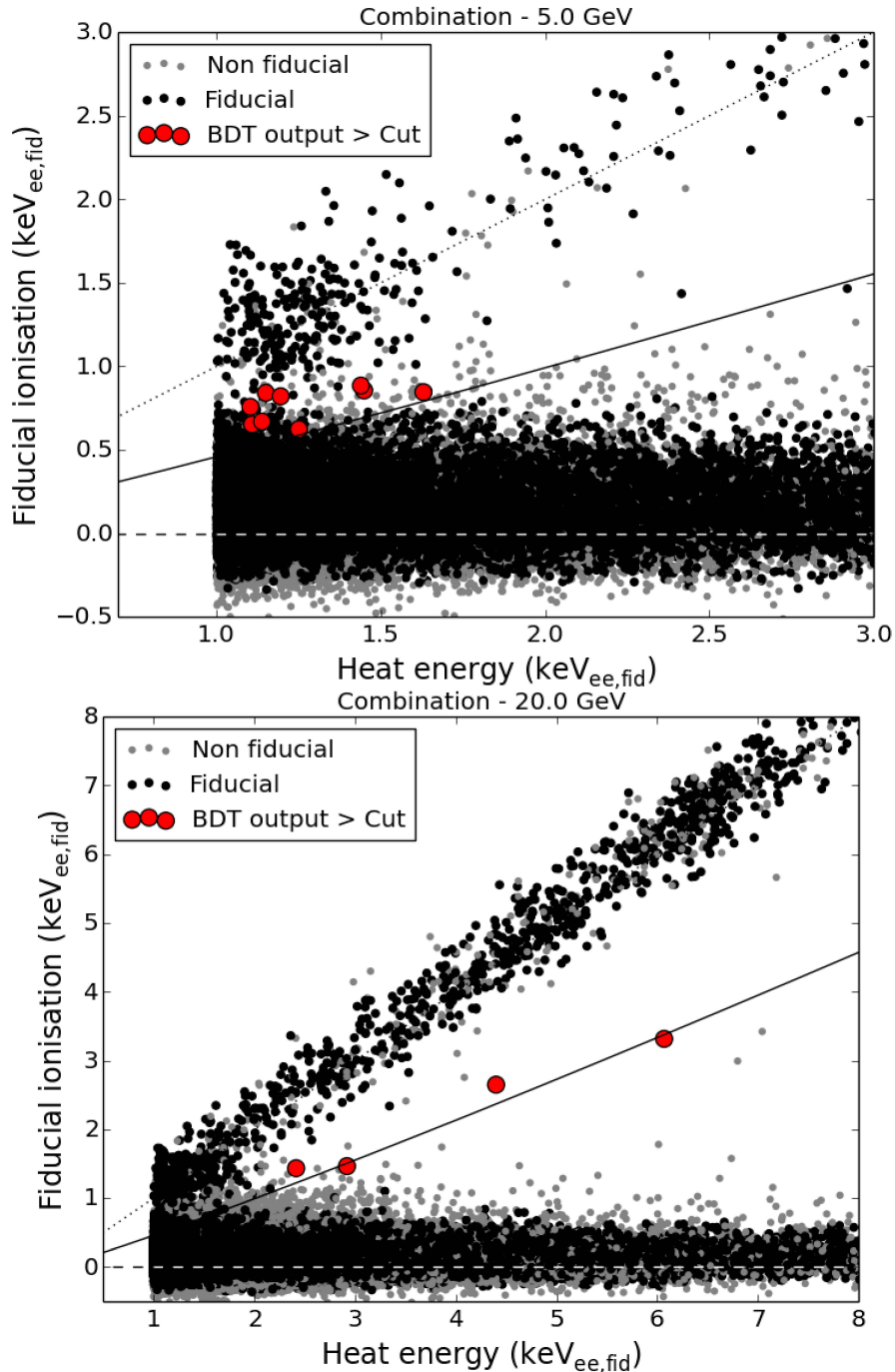


Рис. 6.5. События, зарегистрированные экспериментом EDELWEISS-III, в координатах ионизационная : тепловая энергия. Вверху показана область поиска WIMP с массой 5 ГэВ/ c^2 , на нижнем — область поиска WIMP с массой 20 ГэВ/ c^2 . События в эффективном объёме — чёрные точки. Отсеянные события — серые точки. Большими точками красного цвета показаны события, идентифицированные BDT анализом, как возможные кандидаты в WIMP. Сплошной линией показан средний ионизационный выход для ядер отдачи. Верхняя пунктирная линия показывает средний ионизационный выход для γ -событий. Нижняя пунктирная линия — heat-only события.

6.3. Выводы и перспективы

В эксперименте EDELWEISS-II проведен поиск WIMP с использованием десяти ID детекторов-болометров с массой ~ 400 г, каждый. Благодаря специальной конфигурации электродов впервые удалось эффективно дискриминировать поверхностные события от событий, произошедших в эффективном объёме детекторов. В EDELWEISS-II суммарное время экспозиции составило ~ 384 кг \times суток. Получено ограничение на сечение спин-независимого рассеяния WIMP-нуклон в $4,4 \times 10^{-44}$ см² для WIMP массой 85 ГэВ/ c^2 [4]. В EDELWEISS-III для поиска лёгких WIMP использовались восемь FID детекторов с массой ~ 800 г, каждый. Накопленная статистика

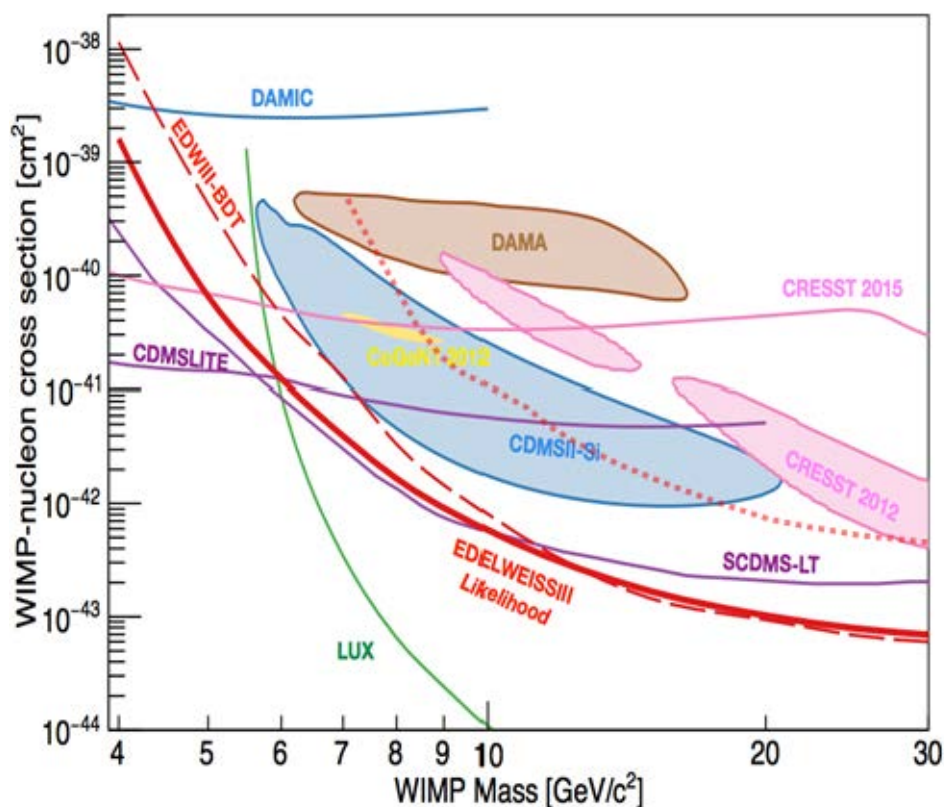


Рис. 6.6. Результаты, полученные экспериментом EDELWEISS-III в 2016 году. EDW III BDT — результат анализа методом регрессивного дерева, EDELWEISSIII Likelihood — методом максимального правдоподобия. Даётся сравнение с наилучшими результатами других экспериментов.

EDELWEISS-III к 2016 году составила ~ 496 кг \times сутки. Получены ограничения на сечение спин-независимого рассеяния WIMP-нуклон в $1,6 \times 10^{-39}$ и $6,9 \times 10^{-44}$ см² для WIMP массой 4 и 30 ГэВ/ c^2 , соответственно [6]. Вышеуказанных уровней чувствительности удалось достичь только благодаря применению разработанных в EDELWEISS детекторов ID и FID типа.

Результаты, полученные в данной работе, находятся среди лучших мировых значений. Некоторые эксперименты (CoGeNT [96], CRESST [43], DAMA/LIBRA [41]) интерпретируют свои данные, как положительный результат детектирования WIMP. Результаты, полученные EDELWEISS-III в 2016 году, исключают существование частиц тёмной материи с параметрами, указанными в этих экспериментах.

FID детекторы показали перспективность их использования для поиска лёгких WIMP. Фактором, ограничивающим чувствительность, являются эксклюзивно-фононные события, которые являются основным фоном в области низких энергий. Устранение таких событий и увеличение числа стабильно работающих детекторов позволит за несколько лет достичь уровня чувствительности на спин-независимое рассеяние WIMP-нуклон $\sim 10^{-45}$ см² для области лёгких WIMP.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. В эксперименте EDELWEISS-II получено ограничение на сечение спин-независимого рассеяния WIMP-нуклон в $4,4 \times 10^{-44}$ см² для WIMP массой 85 ГэВ/c² (90% CL). В эксперименте EDELWEISS-III для WIMP с массой 4 ГэВ/c² получено ограничение на сечение спин-независимого взаимодействия WIMP-нуклон на уровне $1,6 \times 10^{-39}$ см² (90% CL).
2. Разработан новый метод изготовления детекторов-болометров большого объема со специальной схемой электродов (чередующейся кольцевой структурой), позволяющих проводить высокоэффективный отбор фоновых событий (~ 1000 кг \times суток без фона).
3. Разработан метод всестороннего изучения фона для эксперимента EDELWEISS. Проведен мониторинг и создана расчётная модель фоновых условий эксперимента EDELWEISS (γ -фон, поля нейтронов, радона). Измеренная величина потока нейтронов в LSM составляет $\sim 10^{-6}$ нейтрона/см²/с. Флуктуации нейтронного потока в LSM составляют не более 5%.
4. Разработан метод улучшения пассивной защиты эксперимента EDELWEISS. В третьей фазе эксперимента удалось снизить величину фоновых событий, образованных как γ - так и нейтронным фоном, что позволило достичь чувствительности по поиску WIMP на уровне лучших мировых результатов. Средний экспериментальный индекс γ -фона для энергии от 20 до 200 кэВ в EDELWEISS-III снижен на 15% и составил 0,39 события на кг/кэВ/день.

Литература

1. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) website. URL: <http://map.gsfc.nasa.gov/> (дата обращения: 22.01.2016).
2. Broniatowski A. et al. A new high-background-rejection dark matter Ge cryogenic detector // *Phys. Lett.* 2009. Vol. B681. P. 305–309.
3. Sanglard V. et al. Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors // *Phys. Rev.* 2005. Vol. D71. P. 122002.
4. Armengaud E. et al. Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes // *Phys. Lett.* 2011. Vol. B702. P. 329–335.
5. Armengaud E. et al. Background studies for the EDELWEISS dark matter experiment // *Astropart. Phys.* 2013. Vol. 47. P. 1–9.
6. Hehn L. et al. Improved EDELWEISS-III sensitivity for low-mass WIMPs using a profile likelihood approach // *Eur. Phys. J.* 2016. Vol. C76, no. 10. P. 548.
7. Ahmed Z. et al. Search for Weakly Interacting Massive Particles with the First Five-Tower Data from the Cryogenic Dark Matter Search at the Soudan Underground Laboratory // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102. P. 011301.
8. Aprile E. et al. First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 105. P. 131302.
9. Akerib D. S. et al. Improved Limits on Scattering of Weakly Interacting Massive Particles from Reanalysis of 2013 LUX Data // *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 116, no. 16. P. 161301.
10. Tan A. et al. Dark Matter Results from First 98.7 Days of Data from the PandaX-II Experiment // *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 117, no. 12. P. 121303.

11. Aprile E. et al. XENON100 Dark Matter Results from a Combination of 477 Live Days // Phys. Rev. 2016. Vol. D94, no. 12. P. 122001.
12. Armengaud E. et al. Constraints on low-mass WIMPs from the EDELWEISS-III dark matter search // JCAP. 2016. Vol. 1605, no. 05. P. 019.
13. Розов С.В. и другие. Система мониторинга потока тепловых нейтронов в эксперименте по поиску тёмной материи EDELWEISS II // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74, N4. С. 502–504.
14. Armengaud E. et al. First results of the EDELWEISS-II WIMP search using Ge cryogenic detectors with interleaved electrodes // Phys. Lett. 2010. Vol. B687. P. 294–298.
15. Schmidt B. et al. Muon-induced background in the EDELWEISS dark matter search // Astropart.Phys. 2013. Vol. 44. P. 28–39.
16. Лубашевский А.В., Якушев Е.А., Розов С.В. и другие. Измерение потока тепловых нейтронов в подземной лаборатории LSM // Тезисы докладов, Ядро 2009, Чебоксары. 2009.
17. Rozov S.V. et al. Neutron flux in EDELWEISS-II experiment // Book of Abstracts, LLX International Conference on Nuclear Physics NUCLEUS 2010 “Methods of Nuclear Physics for Femto- and Nanotechnologies”, July 6 – 9, 2010, Saint-Petersburg, Russia. 2010.
18. Лубашевский А.В., Якушев Е.А., Розов С.В. и другие. Фон в эксперименте по поиску тёмной материи EDELWEISS, вызванный дочерними продуктами распада ^{222}Rn // Труды конференции, Десятая научная конференция молодых учёных и специалистов (ОМУС-2006), Дубна. 2006.
19. Лубашевский А.В., Якушев Е.А., Розов С.В. и другие. Измерение потока нейтронов внутри горной породы в подземной лаборатории LSM // Труды конференции, XVIII Научная конференция молодых учёных и специалистов (ОМУС-2014), Дубна. 2014.

20. Лубашевский А.В., Якушев Е.А. , Розов С.В. и другие. Эксперимент по поиску тёмной материи EDELWEISS-2 // Труды конференции, Пятнадцатая научная конференция молодых учёных и специалистов ОИЯИ, Дубна. 2011.
21. Лубашевский А.В., Якушев Е.А. , Розов С.В. и другие. Independent measurement of neutron flux in EDELWEISS-2 dark matter search experiment // Труды конференции, Пятнадцатая научная конференция молодых учёных и специалистов ОИЯИ, Дубна. 2011.
22. Лубашевский А.В., Якушев Е.А. , Розов С.В. и другие. Фон нейтронов в эксперименте по прямому поиску тёмной материи EDELWEISS-II // Труды конференции, Четырнадцатая научная конференция молодых учёных и специалистов ОИЯИ, Дубна. 2010.
23. Лубашевский А.В., Якушев Е.А. , Розов С.В. и другие. Измерение потока нейтронов в подземной лаборатории LSM // Труды конференции, Тринадцатая научная конференция молодых учёных и специалистов ОИЯИ, Дубна. 2009.
24. Corbelli E., Salucci P. The Extended Rotation Curve and the Dark Matter Halo of M33 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2000. Vol. 311. P. 441–447.
25. Battaner E., Florido E. The Rotation curve of spiral galaxies and its cosmological implications // *Fund. Cosmic Phys.* 2000. Vol. 21. P. 1–154.
26. Begeman K. G., Broeils A. H., Sanders R. H. Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1991. Vol. 249. P. 523.
27. Persic M., Salucci P., Stel F. The Universal rotation curve of spiral galaxies: 1. The Dark matter connection // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1996. Vol. 281. P. 27.
28. Sofue Y., Rubin V. Rotation curves of spiral galaxies // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2001. Vol. 39. P. 137–174.

29. Vikhlinin A., Kravtsov A., Forman W. et al. Chandra sample of nearby relaxed galaxy clusters: Mass, gas fraction, and mass-temperature relation // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 640. P. 691–709.
30. Clowe D., Bradac M., Gonzalez A. H. et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 648. P. L109–L113.
31. Bradac M., Allen S. W., Treu T. et al. Revealing the properties of dark matter in the merging cluster MACSJ0025.4-1222 // *Astrophys. J.* 2008. Vol. 687. P. 959.
32. Zwicky F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae // *Astrophys. J.* 1937. Vol. 86. P. 217–246.
33. Evrard A. E., Metzler C. A., Navarro J. F. Mass estimates of X-ray clusters // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 469. P. 494.
34. Космическая рентгеновская обсерватория «Чандра», "Abell 1689: A galaxy cluster makes its mark"(2008). URL: <http://chandra.harvard.edu/photo/2008/a1689/> (дата обращения: 22.01.2016).
35. Lee B. W., Weinberg S. Cosmological Lower Bound on Heavy Neutrino Masses // *Phys. Rev. Lett.* 1977. Vol. 39. P. 165–168.
36. Peccei R. D., Quinn H. R. CP Conservation in the Presence of Instantons // *Phys. Rev. Lett.* 1977. Vol. 38. P. 1440–1443.
37. Choi K.-Y., Kim J. E., Roszkowski L. Review of axino dark matter // *J. Korean Phys. Soc.* 2013. Vol. 63. P. 1685–1695.
38. Akerib D. S. et al. New results from the cryogenic dark matter search experiment // *Phys. Rev.* 2003. Vol. D68. P. 082002.
39. Angloher G. et al. Limits on WIMP dark matter using scintillating CaWO_4 cryogenic detectors with active background suppression // *Astropart. Phys.* 2005. Vol. 23. P. 325–339.

40. Bernabei R. et al. Search for WIMP annual modulation signature: Results from DAMA / NaI-3 and DAMA / NaI-4 and the global combined analysis // *Phys. Lett.* 2000. Vol. B480. P. 23–31.
41. Savage C., Gelmini G., Gondolo P., Freese K. Compatibility of DAMA/LIBRA dark matter detection with other searches // *JCAP.* 2009. Vol. 0904. P. 010.
42. Aalseth C. E. et al. Search for an Annual Modulation in a P-type Point Contact Germanium Dark Matter Detector // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 107. P. 141301.
43. Angloher G., Bauer M., Bavykina I. et al. Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter search // *The European Physical Journal C.* 2012. Vol. 72, no. 4. P. 1971. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1971-8>.
44. Lewin J. D., Smith P. F. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil // *Astropart. Phys.* 1996. Vol. 6. P. 87–112.
45. Donato F., Fornengo N., Scopel S. Effects of galactic dark halo rotation on WIMP direct detection // *Astropart. Phys.* 1998. Vol. 9. P. 247–260.
46. Jungman G., Kamionkowski M., Griest K. Supersymmetric dark matter // *Phys. Rept.* 1996. Vol. 267. P. 195–373.
47. Ahlen S. P., Avignone F. T., Brodzinski R. L. et al. Limits on Cold Dark Matter Candidates from an Ultralow Background Germanium Spectrometer // *Phys. Lett.* 1987. Vol. B195. P. 603–608.
48. Baudis L. et al. New limits on dark matter WIMPs from the Heidelberg - Moscow experiment // *Phys. Rev.* 1999. Vol. D59. P. 022001.
49. Morales A. et al. New constraints on WIMPs from the Canfranc IGEX dark matter search // *Phys. Lett.* 2000. Vol. B489. P. 268–272.

50. Lang R. F., Seidel W. Search for Dark Matter with CRESST // New J. Phys. 2009. Vol. 11. P. 105017.
51. Angle J. et al. First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. P. 021303.
52. Aprile E. et al. Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 131302.
53. Kelso C., Hooper D., Buckley M. R. Toward A Consistent Picture For CRESST, CoGeNT and DAMA // Phys. Rev. 2012. Vol. D85. P. 043515.
54. Foot R. Hidden sector dark matter explains the DAMA, CoGeNT, CRESST-II and CDMS/Si experiments // Phys. Rev. 2013. Vol. D88, no. 2. P. 025032.
55. Benoit A. et al. First results of the EDELWEISS WIMP search using a 320-g heat-and-ionization Ge detector // Phys.Lett. 2001. Vol. B513. P. 15–22.
56. Martineau O. et al. Calibration of the EDELWEISS cryogenic heat-and-ionisation germanium detectors for dark matter search // Nucl.Instrum.Meth. 2004. Vol. A530. P. 426–439.
57. NEGANOV B., BORISOV N., LIBURGU M. A method of producing very low temperatures by dissolving He^3 in He^4 // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1966. Vol. 23, no. 6. P. 959 – 1151. URL: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/50/6/p1445?a=list>.
58. Hall H., Ford P., Thompson K. A helium-3 dilution refrigerator // Cryogenics. 1966. Vol. 6, no. 2. P. 80 – 88. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0011227566900348>.
59. Benoit A., Berge L., Broniatowski A. et al. Improved exclusion limits from the edelweiss wimp search // Phys.Lett. 2002. Vol. B545. P. 43–49.
60. Лубашевский А.В., Якушев Е.А. от коллаборации EDELWEISS. Эксперимент EDELWEISS. Прямой поиск тёмной материи // Ядерная Физика. 2008. Т. 71. С. 1324–1327.

61. National Instruments Corporation, web site. URL: <http://www.ni.com/compactfieldpoint/> (дата обращения: 22.01.2016).
62. National Instruments Corporation, web site. URL: <http://www.ni.com/labview/> (дата обращения: 22.01.2016).
63. Chapellier M., Chardin L., G. Lino Miramonti, Navick X.F. Physical interpretation of the Neganov–Luke and related effects // *Physica B: Condensed Matter*. 2000. Vol. 284-288. P. 2135–2136.
64. Broniatowski A., Defay X., Juillard A. et al. Cryogenic Ge Detectors with Interleaved Electrodes: Design and Modeling // *J. Low. Temp. Phys.* 2008. Vol. 151, no. 3-4. P. 830–834.
65. Defay X., Broniatowski A., Juillard A. o. Cryogenic Ge Detectors for Dark Matter Search: Surface Event Rejection with Ionization Signals // *Journal of Low Temperature Physics*. 2008. Vol. 151. P. 896–901.
66. Broniatowski A., Censier B., Juillard A., Berge L. Cryogenic germanium detectors for dark matter search: Surface events rejection by charge measurements // *Nucl.Instrum.Meth.* 2006. Vol. A559. P. 378–380.
67. Firestone R. *Table of Isotopes*, Ed. by V. Shirley. New York: Wiley, 1996.
68. Установка ISOLDE, CERN. URL: <http://isolde.web.cern.ch/> (дата обращения: 22.01.2016).
69. Censier B., Broniatowski A., Juillard A. et al. Surface trapping and detector degradation in Ge bolometers for the EDELWEISS Dark Matter search: experiment and simulation // *Nucl.Instrum.Meth.* 2004. Vol. A520. P. 156–158.
70. Rindi A., Celani F., Lindozzi M., Miozzi S. UNDERGROUND NEUTRON FLUX MEASUREMENT // *Nucl. Instrum. Meth.* 1988. Vol. A272. P. 871.
71. Debicki Z., Jedrzejczak K., Karczmarczyk J. et al. Thermal neutrons at Gran Sasso // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2009. Vol. 196. P. 429–432.

72. Belli P., Bernabei R., D'Angelo S. et al. Deep Underground Neutron Flux Measurement With Large Bf-3 Counters // *Nuovo Cim.* 1989. Vol. A101. P. 959–966.
73. Aleksan R., Bouchez J., Cribier M. et al. Measurement of fast neutrons in the Gran Sasso laboratory using a ^6Li doped liquid scintillator // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* 1989. Vol. 274, no. 1. P. 203 – 206. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890028990380X>.
74. Arneodo F., Borio di Tigliole A., Cavanna F. et al. Neutron background measurements in the Hall C of the Gran Sasso Laboratory // *Nuovo Cimento A Serie.* 1999. — aug. Vol. 112. P. 819.
75. Cribier M., Pichard B., Soirat J. P. et al. The Neutron induced background in GALLEX // *Astropart. Phys.* 1995. Vol. 4. P. 23–32.
76. Tziaferi E., Carson M. J., Kudryavtsev V. A. et al. First measurement of low intensity fast neutron background from rock at the Boulby Underground Laboratory // *Astropart. Phys.* 2007. Vol. 27. P. 326–338.
77. Alner G. J. et al. First limits on WIMP nuclear recoil signals in ZEPLIN-II: A two phase xenon detector for dark matter detection // *Astropart. Phys.* 2007. Vol. 28. P. 287–302.
78. Chazal V., Chambon B., De Jesus M. et al. Neutron background measurements in the underground laboratory of Modane // *Astropart. Phys.* 1998. Vol. 9. P. 163–172.
79. Firestone R., et al. *Table of isotopes.* 8th edition. New York: Wiley, 1998.
80. Видякин Г. С. и другие. Нейтронный пропорциональный счетчик с пониженным уровнем собственного фона // *Приборы и техника эксперимента.* 198. Т. №4. С. 70–73.
81. Agostinelli S. et al. GEANT4: A Simulation toolkit // *Nucl. Instrum. Meth.* 2003. Vol. A506. P. 250–303.

82. Richmond R., Gardner B. Calibration of spontaneous fission neutron sources. 1957. — Mar.
83. ILIAS база данных по радиоактивной чистоте материалов. URL: <http://radiopurity.in2p3.fr/> (дата обращения: 22.01.2016).
84. Kozlov V. Yu. et al. A detection system to measure muon-induced neutrons for direct Dark Matter searches // *Astropart. Phys.* 2010. Vol. 34. P. 97–105.
85. Kluck H. Production Yield of Muon-Induced Neutrons in Lead. Springer International Publishing, 2015.
86. Arnold R., Augier C., Bakalyarov A. et al. Technical design and performance of the NEMO 3 detector // *Nucl.Instrum.Meth.* 2005. Vol. A536. P. 79–122.
87. Лубашевский А.В., Перевоицков Л.Л., Розов С.В. и другие. Высокочувствительный детектор радона и исследование содержания ^{222}Rn в эксперименте по поиску тёмной материи EDELWEISS-II // Тезисы докладов ОМУС. 2008.
88. Brun R., Rademakers F. ROOT — An object oriented data analysis framework // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* 1997. Vol. 389, no. 1. P. 81 – 86. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029700048X>.
89. Pattavina L. Radon-induced surface contaminations in neutrinoless double beta decay and dark matter experiments. 2011. — Jan. Thèse en co-tutelle. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00640789>.
90. Yellin S. Finding an upper limit in the presence of unknown background // *Phys. Rev.* 2002. Vol. D66. P. 032005.
91. Lewin J. D., Smith P. F. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil // *Astropart. Phys.* 1996. Vol. 6. P. 87–112.

92. Smith M. C. et al. The RAVE Survey: Constraining the Local Galactic Escape Speed // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2007. Vol. 379. P. 755–772.
93. Lebedenko V. N. et al. Result from the First Science Run of the ZEPLIN-III Dark Matter Search Experiment // Phys. Rev. 2009. Vol. D80. P. 052010.
94. Scorza S. Background investigation in EDELWEISS-III // AIP Conf. Proc. 2015. Vol. 1672. P. 100002.
95. Armengaud E. et al. A search for low-mass WIMPs with EDELWEISS-II heat-and-ionization detectors // Phys. Rev. 2012. Vol. D86. P. 051701.
96. Aalseth C. E., Barbeau P. S., Colaresi J. et al. Search for an Annual Modulation in a *p*-Type Point Contact Germanium Dark Matter Detector // Phys. Rev. Lett. 2011.—Sep. Vol. 107. P. 141301. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.141301>.