

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ им. В.П.ДЖЕЛЕПОВА**

На правах рукописи

УДК 539.1

Лубашевский

Алексей Владимирович

Результаты поиска WIMP в эксперименте EDELWEISS

Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель – канд. физ.-мат. наук Е.А. Якушев

Дубна 2010

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	- 4 -
1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПОИСКА СЛАБОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МАССИВНЫХ ЧАСТИЦ	- 7 -
1.1. АРГУМЕНТЫ В ПОЛЬЗУ СУЩЕСТВОВАНИЯ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ	- 9 -
1.1.1 <i>Исследование кинематики движения звезд в галактиках</i>	<i>- 10 -</i>
1.1.2 <i>Исследование кластеров галактик.....</i>	<i>- 17 -</i>
1.1.3 <i>Первичный нуклеосинтез и крупномасштабная структура Вселенной.....</i>	<i>- 20 -</i>
1.1.4 <i>Стандартные свечи</i>	<i>- 23 -</i>
1.1.5 <i>Измерение анизотропии реликтового излучения.....</i>	<i>- 24 -</i>
1.2. КАНДИДАТЫ НА РОЛЬ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ	- 25 -
1.2.1 <i>Нейтрино.....</i>	<i>- 26 -</i>
1.2.2 <i>Аксионы</i>	<i>- 27 -</i>
1.2.3 <i>WIMP.....</i>	<i>- 28 -</i>
1.3. ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СЛАБОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МАССИВНЫХ ЧАСТИЦ	- 31 -
1.4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПРЯМОМУ ДЕТЕКТИРОВАНИЮ WIMP	- 35 -
1.5. АНАЛИЗ И ВЫВОДЫ	- 41 -
2. ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПОИСКУ СЛАБОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МАССИВНЫХ ЧАСТИЦ EDELWEISS.....	- 46 -
2.1. ЭКСПЕРИМЕНТ EDELWEISS-I	- 47 -
2.2. ЭКСПЕРИМЕНТ EDELWEISS-II.....	- 49 -
2.3. КРИОГЕННЫЕ ГЕРМАНИЕВЫЕ БОЛОМЕТРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ	- 49 -
2.4. ЗАЩИТА ОТ ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ	- 54 -
2.5. ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ	- 56 -
2.5.1 <i>Получение и интерпретация сигналов от детекторов</i>	<i>- 56 -</i>
2.5.2 <i>Деградация и регенерация детекторов.....</i>	<i>- 60 -</i>
2.5.3 <i>Энергетическая калибровка детекторов</i>	<i>- 62 -</i>
2.6. ВЫВОДЫ.....	- 65 -
3. ИЗУЧЕНИЕ ФОНА ОТ ²²²RN И ЕГО ДОЧЕРНИХ ПРОДУКТОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ EDELWEISS.....	- 66 -
3.1. ИССЛЕДОВАНИЯ ФОНА ОТ РАДОНА С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО РАДОНОВОГО ДЕТЕКТОРА	- 66 -

3.2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОНА ОТ РАСПАДА ^{210}Pb	- 73 -
3.2.1. Создание генератора частиц ^{210}Pb	- 74 -
3.2.2. Инструменты для моделирования прохождения частиц в веществе	- 80 -
3.2.3. Моделирование результатов эксперимента EDELWEISS-I	- 83 -
3.2.4. Исследование NTD детектора с помощью источника ^{210}Pb	- 85 -
3.2.5. Построение геометрии эксперимента	- 86 -
3.2.6. Получение параметров моделирования	- 88 -
3.2.7. Получение функции эффективности сбора заряда	- 88 -
3.2.8. Прохождение альфа частиц	- 91 -
3.2.9. Сравнение экспериментальных и смоделированных данных	- 93 -
3.2.10. Анализ месторасположения событий	- 97 -
3.3. ДРУГИЕ ИСТОЧНИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОБЫТИЙ	- 100 -
3.4. ВЫВОДЫ	- 102 -
4. ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА EDELWEISS-II	- 104 -
4.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СПЕКТР И ЕГО АНАЛИЗ	- 104 -
4.2. РЕЗУЛЬТАТЫ С NTD ДЕТЕКТОРАМИ	- 109 -
4.3. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И МОДЕЛИ	- 110 -
4.4. РЕЗУЛЬТАТЫ С ID ДЕТЕКТОРАМИ	- 112 -
4.5. ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ	- 115 -
5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.	- 119 -
ЛИТЕРАТУРА	- 121 -

Введение

Одним из наиболее важных вопросов в современной физике является проблема существования скрытой массы во Вселенной. Большое количество различных экспериментальных данных свидетельствует о наличии холодной небарионной темной материи. Возможным объяснением данного факта является существование во Вселенной неизвестных слабо взаимодействующих массивных частиц (WIMP). Прямое наблюдение таких частиц в лаборатории является ключевым элементом для подтверждения их существования и понимания их свойств, и поэтому имеет первостепенную важность и для астрофизики, и для физики частиц. WIMPs можно обнаружить при их упругом рассеянии на ядрах вещества, в частности, по регистрации ядер отдачи, образующихся при таком рассеянии в германиевом детекторе. Так как WIMP взаимодействует с нуклонами слабым образом, то рассеяние WIMP на обычной материи является редким событием (менее десяти событий на килограмм материи в год). Этот факт, а также низкая энергия отдачи, являются основными трудностями для прямого детектирования WIMP. Один из возможных путей решения данной проблемы – проведение экспериментов с использованием новой генерации криогенных детекторов, сочетающих низкий энергетический порог, высокое инструментальное разрешение и мощную возможность выделения фоновых событий.

Данная экспериментальная техника используется во француско-немецко-российском эксперименте EDELWEISS. Регистрация ядер отдачи в эксперименте осуществляется с помощью криогенных германиевых болометров, способных одновременно регистрировать ионизационный и тепловой сигналы в области поиска WIMP. Сравнение двух сигналов обеспечивает возможность эффективного отбора редких искоемых событий, в которых начальное рассеяние происходит на ядре, от тех фоновых событий, в которых рассеяние происходит на электронах (результат, производимый β - или γ - излучением). Это позволяет подавить доминирующий фон в 10^4 раз. До недавнего времени чувствительность этого метода была ограничена фоновыми событиями в поверхностном слое детекторов, для которых неполный сбор заряда имитирует сигнатуру WIMP. В EDELWEISS решение этой проблемы осуществляется с использованием позиционно чувствительных детекторов с копланарными кольцевыми электродами. Для снижения фона от космических лучей и естественной радиоактивности эксперимент расположен в подземной лаборатории LSM в туннеле Frejus на границе Франции и Италии. Общая высота скальной породы над лабораторией составляет 1700 м (4800

метров водного эквивалента), что существенным образом подавляет космогенную составляющую фона (поток мюонов на 6 порядков и поток нейтронов на 4 порядка). Для защиты от естественной радиоактивности в эксперименте используется как пассивная, так и активная системы защиты. Она окружает детекторы со всех сторон и состоит из 20 см свинца (частично сверхнизкофонового, археологического), 50 см полиэтилена и μ -вето системы. Одним из наиболее опасных источников фона в эксперименте является ^{222}Rn . Представляя собой благородный радиоактивный газ, он может проникать внутрь защиты установки, что приводит к увеличению количества фоновых событий. Для контроля содержания радона внутри защиты был создан высокочувствительный детектор, позволяющий производить измерения на уровне десятков мБк/м³. С его помощью удалось произвести оптимизацию антирадонового барьера, существенно снизив содержание радона внутри установки.

Основной проблемой, связанной с радоном, является наличие в его цепочке распада долгоживущего изотопа ^{210}Pb , следовые количества которого на детекторах приводят к возникновению трудноустраняемых поверхностных событий. Другим источником таких событий может являться углерод-14, бета-радиоактивный изотоп с граничной энергией в 156 кэВ, входящий в состав природных углеродных соединений. В отсутствие дискриминации поверхностных событий, этот вид фона будет главным фактором, снижающим чувствительность эксперимента. Поэтому задача по его детальному изучению является ключевой при проведении эксперимента. В частности, необходимо определить какие именно поверхности, и в каком количестве загрязнены ^{210}Pb и ^{14}C , ожидаемый от них аппаратный спектр, глубину проникновения частиц внутрь детектора. Для получения данной информации были проведены детальное моделирование и калибровки в условиях реального эксперимента. Это позволило показать, что загрязнение ^{210}Pb действительно является основным неустранимым источником фона в EDELWEISS. Для его подавления были разработаны позиционно-чувствительные детекторы, параметры которых выбирались с учетом моделирования.

Реализация эксперимента EDELWEISS разделена на два основных этапа с постепенным увеличением чувствительности к измерениям WIMP. На первом этапе, EDELWEISS-I, были использованы три германиевых детектора с массой в 320 г, каждый. Удалось установить основные источники фона и разработать методы их подавления. В EDELWEISS-II используется 28 детекторов с общей массой около 10 кг. Интенсивные калибровочные измерения позволили определить параметры детекторов и оптимизировать их работу. В результате всего комплекса исследований нами было получено ограничение на сечение спин-независимого рассеяния WIMP-нуклон на мировом уровне.

Экспериментально было показано, что при использовании криогенных позиционно-чувствительных детекторов, можно полностью подавить фоновые события, что является потенциалом для достижения чувствительности к сечению рассеяния частиц темной материи в области возможного обнаружения WIMP, согласно некоторым теоретическим предсказаниям SUSY.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В первой главе дается обзор современного состояния поиска рассеяния WIMP. Показываются очевидность существования темной материи, вытекающая из анализа многих астрофизических данных. Описываются современные эксперименты по поиску WIMP.

Во второй главе приводится обзор экспериментальной техники и методов, используемых в эксперименте EDELWEISS. Описывается метод получения данных, конфигурация защиты установки и приводится описание процедур калибровки детекторов.

Третья глава посвящена изучению фоновых условий в эксперименте. Описывается алгоритм процедуры расчета фона от дочерних продуктов распада радона и углерода-14. Проводится сравнение экспериментальных калибровочных данных и результатов моделирования. На основании этого предсказывается количество фоновых событий в области поиска WIMP. Часть этой главы посвящена созданному нами высокочувствительному радоновому детектору, с помощью которого удалось произвести оптимизацию антирадонового барьера, существенно снизив содержание радона внутри установки.

В четвертой главе представлены первые результаты, полученные в эксперименте. Приводится анализ полученных результатов на основании которого дается ограничение на сечение рассеяния WIMP-нуклон с учетом фоновых условий эксперимента. Рассматриваются дальнейшие перспективы измерений.

В заключении сформулированы общие выводы из работы.

1. Современное состояние поиска слабовзаимодействующих массивных частиц

Существуют неоспоримые экспериментальные факты, которые будут изложены ниже, в пользу того, что значительная часть вещества во Вселенной не излучает электромагнитное излучение, и поэтому невидима. Однако эта материя взаимодействует с помощью гравитации с обычным веществом. Такую материю и называют «темной материей». Безусловно, понимание природы темной материи является важнейшей задачей современного естествознания. Ниже будет представлено краткое введение в стандартную космологическую модель, более подробно о которой изложено в [Pea99], [Kla97] и [Hlo04]. В этом разделе дано определение некоторых констант и переменных, которые будут использоваться ниже.

Современные представления о развитии Вселенной нашли свое воплощение в теории Большого Взрыва. Согласно этой модели Вселенная возникла из сингулярности пространства-времени и перешла из такого начального состояния сверхсильного сжатия в фазу взрывоподобного расширения, которое продолжается и в настоящее время. Эффект расширения Вселенной был экспериментально открыт в 1929 году Хабблом, нашедшем корреляцию между расстоянием от галактики и ее разбеганием. В стандартной космологической модели считается, что Вселенная пространственно однородна и изотропна. С учетом этого предположения, в общей теории гравитации, для описания такой Вселенной используется метрика Роберсона-Уолкера. В ней линейный элемент пространственно-временной кривой ds дается выражением:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right), \quad (1.1)$$

где r , θ и φ – полярные координаты точки на пространственно-временной кривой. Метрический коэффициент k принимает значения 0, +1 и -1 для евклидовой, сферической и гиперболических метрик, соответственно. Функция $R(t)$ есть мера расширения Вселенной. Эта функция удовлетворяет уравнениям Эйнштейна-Фридмана-Леметра:

$$\left(\frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho(t) - \frac{kc^2}{R^2(t)} + \frac{1}{3} \Lambda c^2. \quad (1.2)$$

$$\frac{\ddot{R}(t)}{R(t)} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho(t) + \frac{3p(t)}{c^2} \right) + \frac{1}{3} \Lambda c^2. \quad (1.3)$$

$\rho(t)$ и $p(t)$ – плотность и давление, соответственно, Λ – космологическая постоянная. Скорость расширения Вселенной описывается постоянной Хаббла $H(t)$, которая определяет относительное расширение Вселенной за единицу времени.

$$H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}. \quad (1.4)$$

Кроме этой величины, часто используется параметр h , связанный с $H(t)$ следующим образом:

$$h = \frac{H_0}{100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}}, \quad (1.5)$$

где $H_0 \equiv H(t_0)$ – значение постоянной Хаббла в настоящее время. Значение этой постоянной определяется с помощью красного смещения z удаленных объектов:

$$1 + z = \frac{R_0}{R}. \quad (1.6)$$

На рисунке 1.1 представлены результаты измерений красных смещений галактик и сверхновых с использованием орбитального телескопа Хаббла [Fre01]. Из этих измерений было получено следующее значение для константы Хаббла:

$$H_0 = 72 \pm 2 \pm 7 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1} \quad (1.7)$$

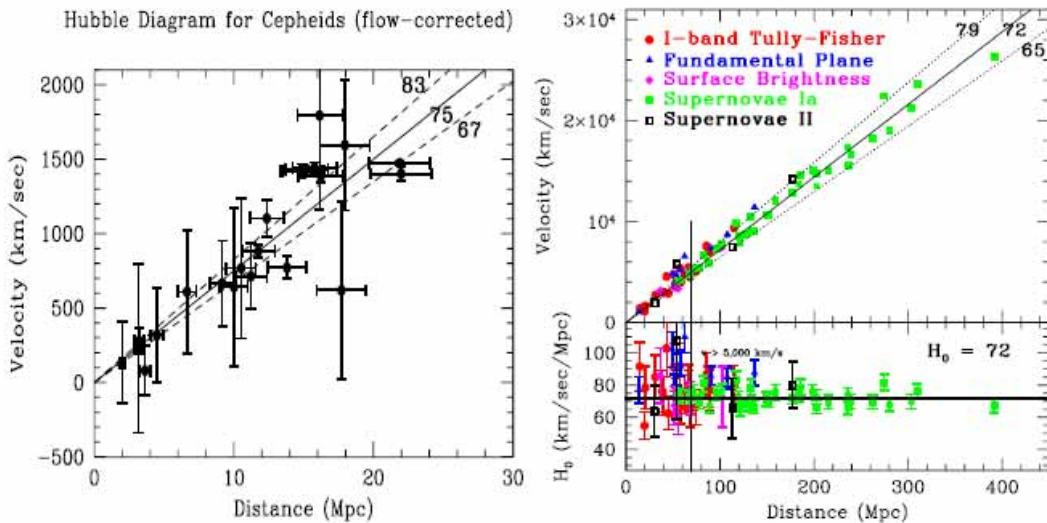


Рис. 1.1. Слева: зависимость скорости разбега от расстояния до галактики для цефеид. Справа: результаты измерений красного смещения для сверхновых [Fre01].

Также определим величины Ω_M , Ω_k и Ω_Λ , которые называются космологическими плотностями материи, кривизны и вакуума:

$$\Omega_M \equiv \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_0 = \frac{\rho_0}{\rho_c}, \quad (1.8)$$

$$\Omega_k \equiv -\frac{k}{R_0^2 H_0^2}, \quad (1.9)$$

$$\Omega_\Lambda \equiv \frac{\Lambda}{3H_0^2}, \quad (1.10)$$

индекс 0 означает значение величины в настоящее время. Используя эти величины можно переписать уравнение (1.2) в виде:

$$\frac{H^2(t)}{H_0^2} = \Omega_M \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^3 + \Omega_k \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^2 + \Omega_\Lambda. \quad (1.11)$$

Уравнение (1.11) описывает изменение энергии во Вселенной в каждый момент времени: кинетическая энергия равна потенциальной энергии от гравитационного взаимодействия материи, кривизне и энергии вакуума. В настоящее время $R(t) = R_0$, и поэтому:

$$1 = \Omega_M + \Omega_k + \Omega_\Lambda. \quad (1.12)$$

Согласно последним измерениям [Spre07] значение Ω_k близко к нулю, что соответствует плоской Вселенной. Если $\Omega_k = 0$, то $\Omega_{tot} = \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$, а уравнение (1.3) можно записать как:

$$\frac{\dot{R}(t)}{R(t)H_0^2} = -\frac{1}{2}\Omega_M \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^3 + \Omega_\Lambda. \quad (1.13)$$

Как видно из уравнений (1.11) и (1.13) поведение Вселенной определяется двумя параметрами Ω_M и Ω_Λ . Поэтому знание этих параметров имеет такое большое значение в космологии. Значение параметров Ω_M и Ω_Λ , можно определить экспериментально. Из приведенных ниже экспериментальных данных следует, что плотность материи Ω_M значительно выше, чем это можно было бы ожидать из оценки массы наблюдаемой Вселенной $\Omega_{свет}$. Это несоответствие объясняется наличием скрытой массой во Вселенной или темной материей.

1.1. Аргументы в пользу существования темной материи

Впервые проблема существования скрытой материи во Вселенной, получила известность еще более 70 лет назад при исследовании движения звезд в галактиках [Ort32], [Zwy33]. В начале 30 годов прошлого столетия голландский астроном Ян Оорт начал систематически изучать движение близлежащих звезд в нашей галактике. Измеряя величину красного смещения, Оорт определял скорость движения звезд в галактическом диске. При этом оказалось, что измеренная скорость движения звезд в группе, настолько

высока, что следовало ожидать их вылета из галактики. Для гравитационного удержания наблюдаемых звезд вместе необходимо, по крайней мере, в 3 раза больше материи, чем оцениваемая из оптических наблюдений масса звезд и газа. Это несоответствие Оорт предложил объяснить наличием массивного облака из комет, планет и газа окружающих звезды. Однако поиски по наличию так называемого “облака Оорта” больших успехов не принесли.

Впервые же термин “темная материя” был введен швейцарским астрономом Фрицем Цвикки. Почти одновременно с Оортом он обнаруживает наличие скрытой массы во Вселенной, но уже на совсем других масштабах. Цвикки исследовал кинематику движения галактик, связанных гравитационно в Кома кластере, находящемся на расстоянии 300 млн. световых лет от Земли. Скорость движения отдельного объекта в системе он определял с помощью доплеровского сдвига, как и Оорт. В своей статье Цвикки приходит к обескураживающему выводу: галактики в кластере движутся настолько быстро относительно друг друга, что они уже давно должны были разлететься. Видимой массы в кластере было в 10 раз меньше необходимой. Несмотря на полученные интересные и неожиданные результаты, пионерские работы Оорта и Цвикки получили развитие только по прошествии многих лет.

1.1.1 Исследование кинематики движения звезд в галактиках

В 70 годах прошлого столетия появляется интерес к исследованию ротационных кривых спиральных галактик, то есть исследованию распределения скоростей движения звезд в галактике в зависимости от галактического радиуса. Из исследований становится ясно, что все они вращаются слишком быстро, чтобы находиться вместе. В работе [Rub70] детально исследуется ротационная кривая ближайшей к нам галактики М31 (Туманность Андромеды). Туманность Андромеды имеет типичную структуру, характерную для большинства спиральных галактик: плоского диска и большого светящегося уплотнения из большого количества звезд в центре галактики (bulge). До этого считалось, что большая часть массы галактики содержится в центральной области, и лишь небольшая часть массы содержится в диске на периферии. Однако когда динамика движения звезд в Туманности Андромеды была посчитана, выяснилось, что, во-первых, Туманность Андромеды содержит только около 10 процентов количества звезд, необходимого для создания гравитационного равновесия, и, во-вторых, что 90 процентов скрытой массы вещества должно находиться в невидимом гало, а не в центре галактики, как считалось до тех пор. Дальнейшие исследования показали, что такое поведение характерно для всех спиральных

галактик. На рисунке 1.2 изображен экспериментальный график распределения скоростей в типичной спиральной галактике NGC 6503 [Beg91].

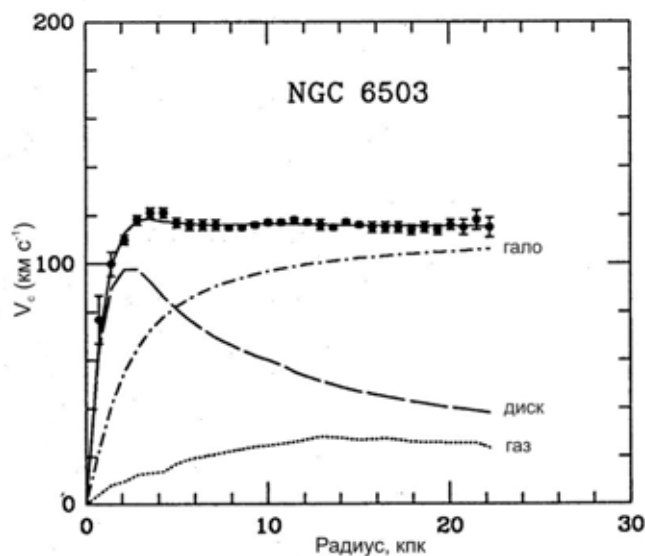


Рис. 1.2. Ротационная кривая галактики NGC 6503. Пунктирными линиями обозначены распределения содержания массы газа, видимой и темной материи. Рисунок взят из работы [Beg91].

В рамках ньютоновской динамики, скорость движения объекта в галактике в зависимости от его расстояния до центра галактики, под действием гравитационного взаимодействия, будет равна:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}, \quad (1.14)$$

здесь $M(r) \equiv 4\pi \int \rho(r) r^2 dr$, где $\rho(r)$ - функция распределения плотности вещества.

Поэтому из графика 1.2 видно, что поведение ротационной кривой можно объяснить наличием невидимого гало, которое гравитационно взаимодействует с системой, однако не излучает электромагнитное излучение.

На сегодняшний момент хорошо исследованы ротационные кривые большого количества галактик. В работе [Per96], например, исследованы ротационные кривые около 1100 галактик с различными размерами и светимостью (рис. 1.3).

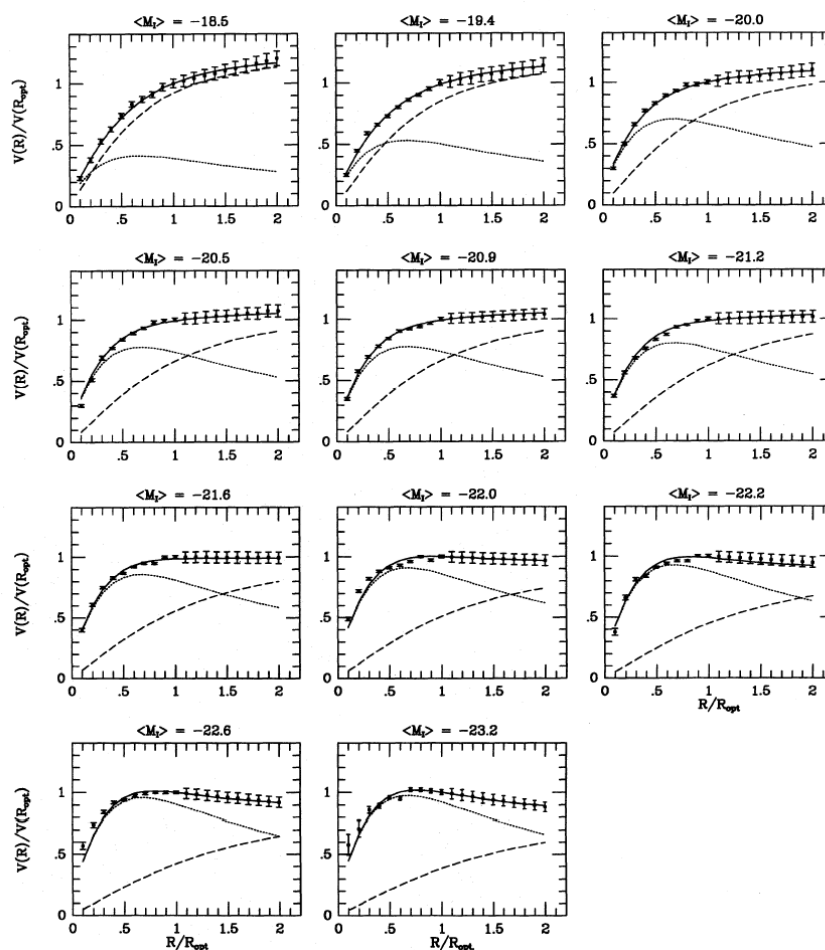


Рис. 1.3. Усредненные ротационные кривые и их фитирование универсальной кривой. Галактики разбиты на 11 типов по светимости. Каждый рисунок содержит усредненную ротационную кривую 50-100 галактик. Точечная линия показывает распределение, связанное с массой галактического диска, пунктирная линия показывает наличие “темного” гало, сплошная – сумму двух компонент. Рисунок из [Per96].

Для исследования галактик с различными размерами и светимостью в работе используется параметр R_{orb} равный оптическому радиусу сферы, содержащей 83% светимости. На рисунке 1.3 видно, что для расстояний $R > R_{opt}$ различие становится очевидным для всех типов галактик. Кроме того, видно, что распределение “темной” компоненты отлично от распределения видимой материи и простирается за пределы видимого диска. Важно, что все ротационные кривые имеют подобную структуру и могут быть описаны с помощью “Единой Ротационной Кривой”, которая зависит только от одного параметра: светимости галактики. Дальнейшие детальные исследования структуры составляющей “темной материи” такие как [Vor01] показали, что гало темной материи имеет примерно постоянную плотность в центральной части галактики и простирается за ее пределы.

Из исследований кинематики галактик можно получить информацию о значении космологических параметров. Так в работе [Fel03] получено следующее значение космологической плотности:

$$\Omega_M = 0.30_{-0.07}^{+0.17}. \quad (1.15)$$

Наша галактика, Млечный Путь, также принадлежит к классу спиральных галактик и имеет типичную для этого класса структуру. Исследование нашей галактики важно для получения данных по плотности темной материи в районе солнечной системы. Эти данные имеют важнейшее значение для экспериментов по поиску темной материи. Однако исследование нашей галактики затруднено из-за нашего расположения в ней. Трудность в получении ее ротационной кривой заключается в нахождении галактического радиуса объекта. Для решения этой проблемы используются звезды с известной светимостью, так называемые «стандартные свечи», и таким образом удается оценить расстояние до галактического центра [Oll99]. На рисунке 1.4 показана ротационная кривая нашей галактики.

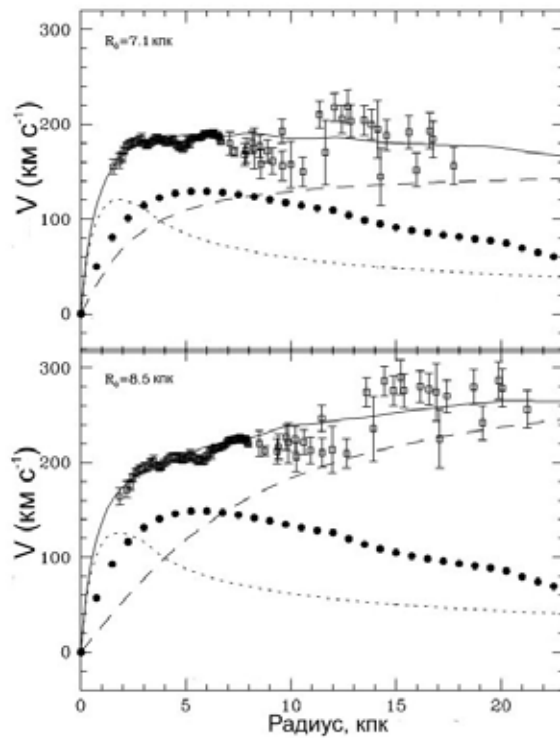


Рис. 1.4. Ротационные кривые галактики Млечный Путь для $R_0 = 7.1$ кпк, $V_0 = 185$ км/с и $R_0 = 8.5$ кпк, $V_0 = 220$ км/с, где R_0 – расстояние от центра галактики до Солнца, V_0 – скорость его движения вокруг галактики. Пунктирной линией показан вклад темной материи. Рисунок взят из работы [Oll99].

Полученное значение плотности темного гало в солнечной системе по различным данным имеет значение $0.2 \sim 0.8$ ГэВ/см³ (см. рисунок 1.5).

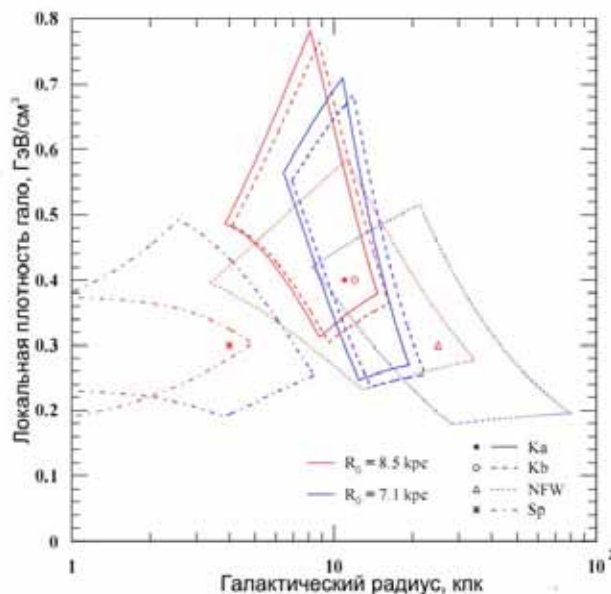


Рис. 1.5. Вероятная плотность темной материи в солнечной системе в зависимости от различных космологических параметров. Рисунок взят из [Ber98].

В работе [Lew96] значение плотности темной материи оценивается равным $0.2 - 0.4 \text{ ГэВ/см}^3$, с центральным значением 0.3 ГэВ/см^3 . Измерение сечения рассеяния частиц темной материи и их массы в лаборатории позволит напрямую определить космологическую плотность материи.

Наличие скрытой материи наблюдается не только в спиральных галактиках. Изучение эллиптических галактик также дает информацию о существовании темной материи. Структура эллиптических галактик отличается от спиральных и подобна газу, находящемуся в термическом равновесии. В предположении равновесной системы считается, что давление газа противодействует гравитационному коллапсу, и поэтому можно записать следующее выражение:

$$\frac{dp(r)}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}, \quad (1.16)$$

где $M(r)$ – масса вещества заключенного в сфере радиуса r от центра галактики, $\rho(r)$ – плотность вещества на расстоянии r . В случае идеального газа давление и температура газа связаны соотношением $p = \rho k_B T / \mu m_p$, где m_p – масса протона, а μ – среднее массовое число ионов газа. Подставляя выражение для p в (1.16) получаем:

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{\rho(r) k_B T}{\mu m_p} \right) = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}. \quad (1.17)$$

В отсутствии темной материи, $M(r)$ определяется массой звезд (масса газа вносит незначительный вклад). Показать наличие скрытой материи в системе возможно с

использованием теоремы вириала, связывающей среднюю кинетическую энергию $\langle E_{kin} \rangle$ со средней полной потенциальной энергией $\langle V_{tot} \rangle$:

$$2\langle E_{kin} \rangle = \langle V_{tot} \rangle. \quad (1.18)$$

Средняя полная потенциальная энергия в эллиптической галактике равна:

$$\langle V_{tot} \rangle = \int_0^R \frac{GM(r)\rho(r)}{r^2} dr. \quad (1.19)$$

Учитывая соотношения (1.17), (1.18) и (1.19) можно найти квадрат средней скорости движения звезды в галактике:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{k_B T}{\mu m_p}. \quad (1.20)$$

Так как дисперсия скорости движения равна $\sigma^2 = \langle v^2 \rangle$, то

$$\sigma^2 = \frac{k_B T}{\mu m_p}. \quad (1.21)$$

Таким образом, наличие скрытой материи определяется по тому, удовлетворяет ли соотношению (1.21) данная галактика.

Эллиптические галактики содержат газ, излучающий в рентгеновском диапазоне. На рисунке 1.6 показаны рентгеновские спектры галактической плазмы при температурах $kT = 1, 2$ и 8 кэВ, соответствующие различным эллиптическим галактикам.

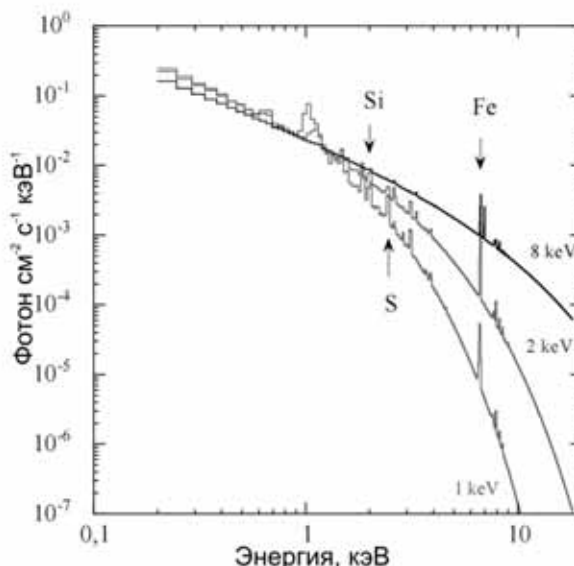


Рис. 1.6. Рентгеновский спектр галактической плазмы при температурах $kT = 1, 2$ и 8 кэВ. Рисунок взят из работы [Arn05].

Как видно из рисунка, изучение спектра позволяет измерить температуру плазмы галактики.

Зная температуру, с помощью формулы (1.21) анализируется зависимость между температурой и дисперсией скорости. На рисунке 1.7 показаны результаты измерений этих параметров у около 30 эллиптических галактик. Из анализа этих данных следует, что $T \sim \sigma^{1.45}$, а не $T \sim \sigma^2$, что следовало ожидать в случае отсутствия темной материи. Этот факт убедительно свидетельствует о наличии скрытой массы в системе.

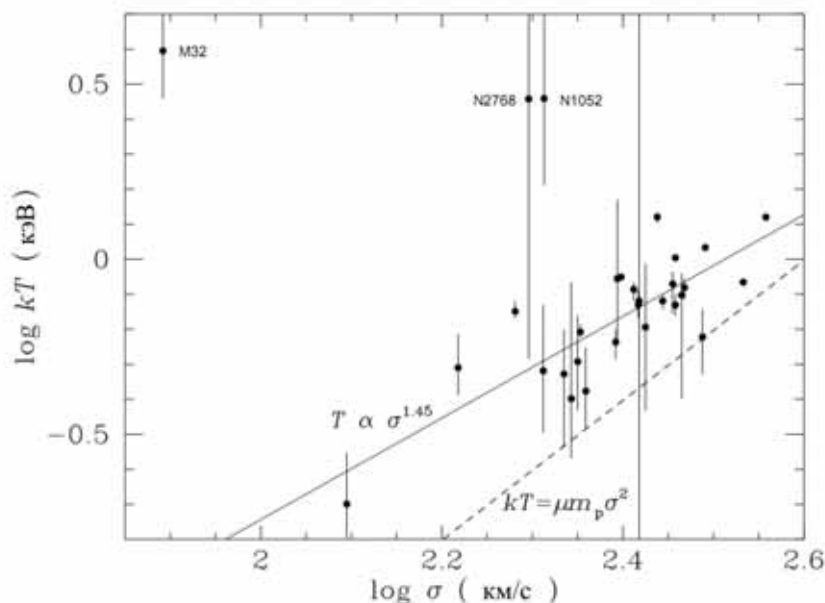


Рис. 1.7. Температура и дисперсия скорости движения эллиптических галактик. Прерывистой линией обозначен случай, когда нет темной материи, сплошной – результат фитирования. Рисунок взят из [Dav96].

Дальнейшими исследованиями, с использованием рентгеновских телескопов Chandra и XMM, эти результаты были подтверждены. А возросшая точность измерений позволила провести качественное сравнение с различными моделями распределения темной материи в галактике [Loe03]. В работах [Mat03], [Kee01] была показана очевидность существования скрытой материи в эллиптических галактиках с большой светимостью. Такой же вывод можно сделать из анализа близлежащих карликовых эллиптических галактик [Mat98]. Исследование же большинства эллиптических галактик затруднено, так как они обычно имеют недостаток светимости на периферии, т.е. на расстояниях, где ожидается доминирование темной материи. В работах [Men01], [Rom03] было показано, что кинематику таких галактик можно описать без введения темной материи, что вступает в противоречие со стандартной теорией формирования галактик. Но в дальнейших исследованиях [Dek05] было показано, что присутствие темной материи не будет противоречить наблюдаемым данным. В итоге можно сделать следующий вывод: темная материя обнаруживается в эллиптических галактиках, однако это не всегда очевидно из-за

особенностей их строения. Наличие скрытой материи в эллиптических галактиках также подтверждается и с помощью гравитационного линзирования (см. параграф 1.1.2).

1.1.2. Исследование кластеров галактик

Кластеры галактик являются одними из крупнейших объектов во Вселенной. Обычно их масса составляет от 10^{13} до 10^{15} масс Солнца. Исследование кластеров галактик, как было отмечено выше, дало одно из первых указаний на существование темной материи [Zwu33]. Обнаружить наличие скрытой массы в кластере можно с использованием вышеупомянутой теоремы вириала (уравнение 1.18). В работах [Gir98], [Gir00] было проанализировано около 170 кластеров, каждый из которых содержал более 30 галактик с известными красными смещениями. Определяемой характеристикой кластера является отношение массы к светимости системы Υ в солнечных единицах. Было получено среднее отношение масса-светимость $\Upsilon \approx 250h$. Это значение дает нижний предел на космологическую плотность материи $\Omega_M > 0.09$, тогда как масса светящейся материи оценивается равной $\Omega_{\text{свят}} = 0.004$ [Wma08].

Кроме теоремы вириала, массу можно определить из изучения температуры газа, излучающего в рентгеновском диапазоне (как и для эллиптических галактик, см. параграф 1.1.1). С использованием орбитальных телескопов Chandra и XMM этим методом было исследовано большое количество галактических кластеров. Используя предположение о том, что отношение плотности барионов к темной материи постоянно, и то, что Вселенная плоская, в работе [All04] были поставлены следующие ограничения на космологические параметры (рис. 1.8).

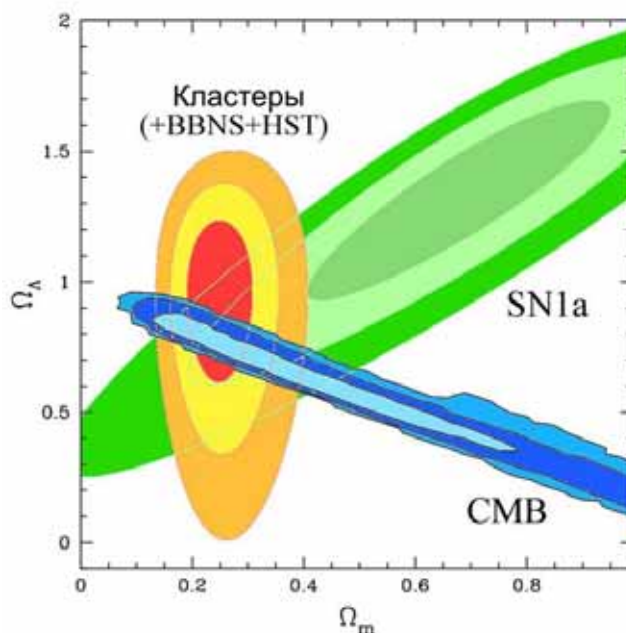


Рис. 1.8. Ограничения на космологические параметры, полученные из анализа кластеров. Дополнительно показаны ограничения, полученные из анализа разбегания сверхновых и анализа реликтового излучения [Aln04] (разделы 1.1.4 и 1.1.5).

Оценка значения космологической плотности материи составила:

$$\Omega_M = 0.24 \pm 0.04 \tag{1.22}$$

Альтернативным методом, позволяющим оценить массу такого космического объекта, как кластер или галактика является гравитационное линзирование. Преимуществом этого метода, является то, что при определении массы космического объекта не нужно делать предположение о равновесии системы (которое может не выполняться), что позволяет избавиться от модельных зависимостей. Суть метода гравитационного линзирования основана на наблюдении отклонения света, проходящего вблизи массивного объекта. При этом возникают мнимые изображения источника света (рисунок 1.9).

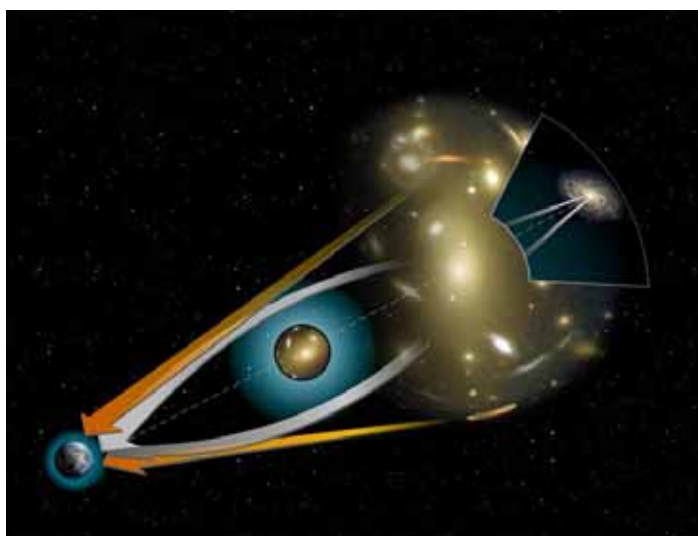


Рис. 1.9. Искривление света проходящего вблизи массивного объекта. Оранжевые стрелки показывают свет от мнимых источников, светлые от истинного источника. Рисунок из [Hub07].

Исследуя структуру этих мнимых источников можно оценить массу линзы. В работе [Cha02], с использованием данного метода было получено значение величины космологической плотности материи:

$$\Omega_M = 0.31^{+0.27}_{-0.14}. \quad (1.23)$$

На рисунке 1.10 графически представлено полученное ограничение на величины космологических плотностей материи и вакуума.

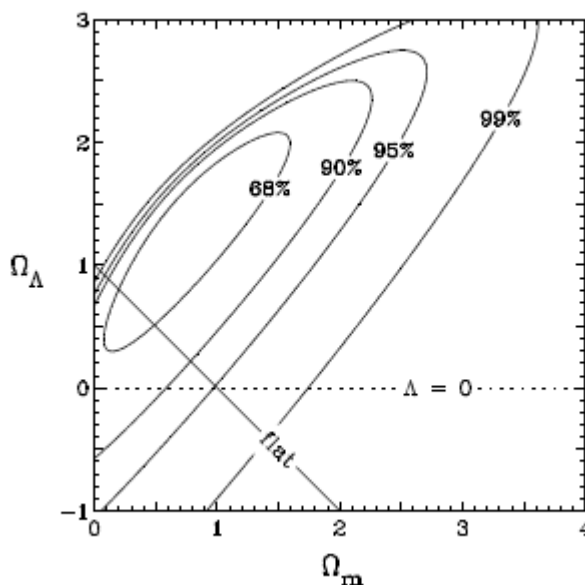


Рис. 1.10. Ограничение на космологические параметры, полученное методом гравитационного линзирования в работе [Cha02].

Другим способом оценить скрытую массу кластера галактик можно с помощью эффекта Сюняева-Зельдовича, предсказанного в 1970 году [Sun70]. Этот эффект заключается в том, что электроны, входящие в состав межгалактического газа, подвергаются обратному комптоновскому рассеянию на фотонах реликтового излучения. В результате этого часть фотонов реликтового излучения превращаются в рентгеновские кванты, что приводит к снижению температуры реликтового излучения (рис. 1.11).

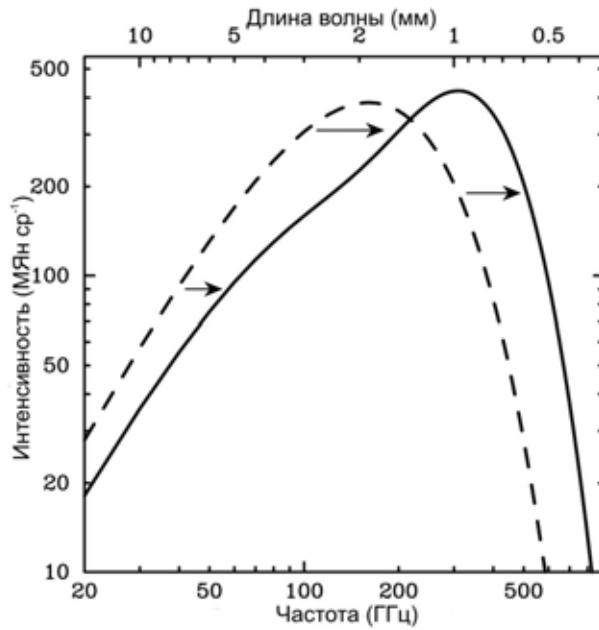


Рис.1.11. Изменение микроволнового фона вследствие эффекта Сюняева-Зельдовича [Car02].

Используя тот факт, что барионная масса кластера в основном (на 90%) находится в форме межгалактического газа, и сопоставляя измеренную методом Сюняева-Зельдовича массу газа с полной массой кластера, полученной другими методами (такими как гравитационное линзирование или измерения температуры с помощью рентгеновского газа), можно определить Ω_M . В работе [Gre01] значение космологической плотности материи полученное с использованием эффекта Сюняева-Зельдовича, оценивается как $\Omega_M \approx 0.25$.

Как видим, многообразие методов изучения кластеров галактик приводит к одному и тому же выводу о существовании в них скрытой массы.

1.1.3. Первичный нуклеосинтез и крупномасштабная структура Вселенной

Существующая в настоящее время теория первичного нуклеосинтеза, произошедшего в результате Большого Взрыва, основывается на пионерских работах Гамова [Gam48]. Согласно теории Большого Взрыва, в первые минуты существования Вселенной были синтезированы легкие элементы нашей Вселенной это: D, ³H, ³He, ⁴He, ⁷Li и ⁷Be. На рисунке 1.12 показана эволюция распространенности легких элементов, предсказываемая моделью первичного нуклеосинтеза.

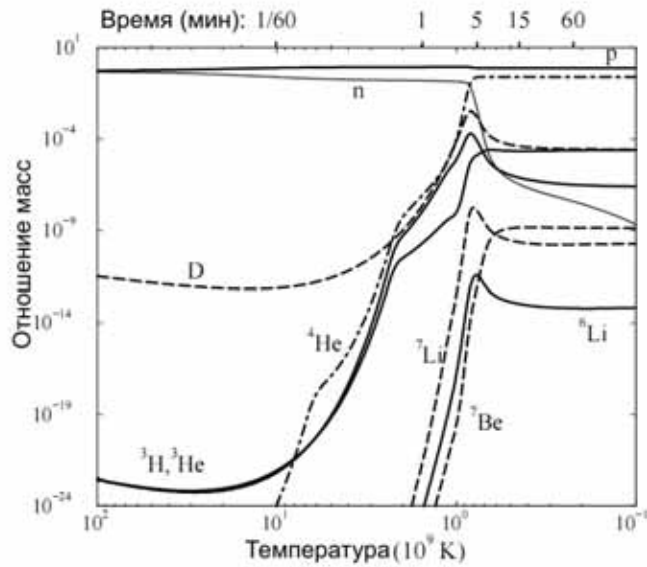


Рис. 1.12. Изменение распространенности легких элементов на первых этапах Большого Взрыва [Tyt00].

На содержание легких элементов в сегодняшней Вселенной оказывают влияние два космологических параметра. Первый параметр – это расширение Вселенной, этот параметр определяет отношение n/p . Вторым – это барионная плотность: ρ_b , если она больше, то нуклеосинтез начинается раньше. Это приводит к тому, что образуется большее число ядер стабильного ^4He и, соответственно, меньшее количество дейтерия и гелия-3. Зная содержание легких элементов в современной Вселенной, используя моделирование процесса нуклеосинтеза и данные по измерению микроволнового фона, можно получить ограничение на барионную плотность. На рисунке 1.13 показана зависимость распространенности легких элементов от барионной плотности.

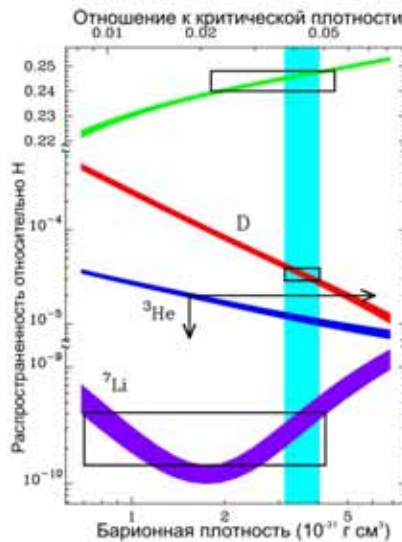


Рис. 1.13. Предсказываемое содержание легких элементов и барионная плотность. Вертикальная область обозначает ограничение на барионную плотность, полученную из измерений содержания дейтерия. Прямоугольники (в случае ^3He – стрелки) показывают ограничение на барионную плотность (по горизонтали) от концентрации легких элементов (по вертикали). Рисунок взят из работы [Tyt00].

Из измерений распространенности легких элементов, наиболее строгим является ограничение, полученное на основе распространенности дейтерия [Tyt00]. Из этих измерений, получается следующее значение барионной плотности материи:

$$\Omega_b h^2 = 0.019 \pm 0.0012 \quad (1.24)$$

Значение данной величины говорит о том, что подавляющая часть темной материи должна быть небарионной (см. главу 1.5).

Другим методом исследования структуры материи, является моделирование эволюции крупномасштабных структур во Вселенной. На рисунке 1.14 изображен небольшой участок трехмерной карты звездного неба, содержащий порядка 80000 галактик.

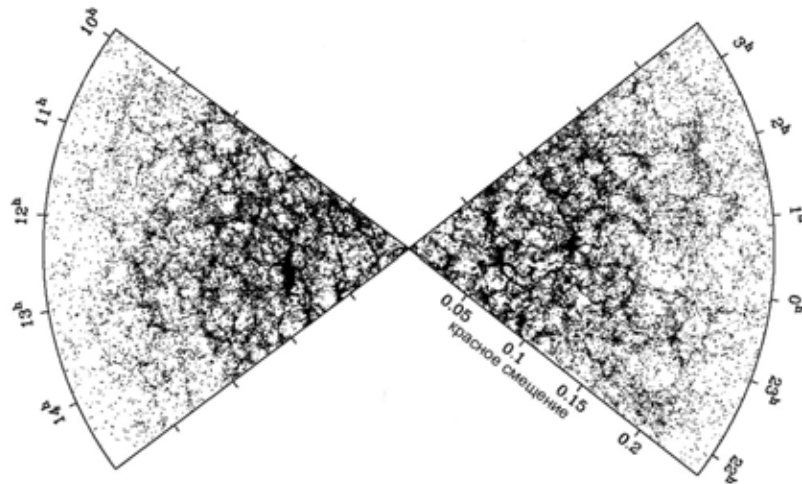


Рис. 1.14. Крупномасштабные структуры в распределении галактик в зависимости от красного смещения [Pea02].

Как видно из рисунка, галактики во Вселенной расположены неоднородно, образуя различного вида скопления. Изучая неравномерность расположения галактик, и сравнивая ее с результатами моделирования эволюции Вселенной, можно получить информацию о значении космологических параметров, таких как структура и плотность темной материи. Например, если большая часть темной материи состояла бы из легких релятивистских частиц («горячая» темная материя), таких как нейтрино, то можно ожидать, что материя во Вселенной должна быть в виде больших суперкластеров, а галактики должны быть сравнительно молодыми. Но это противоречит результатам измерений, показывающим, что галактики существовали уже на первом миллиарде лет после большого взрыва, а скопления галактик начали образовываться значительно позже. В работах [Pea02] и [Col03] было показано, что для образования нынешних структур необходимо наличие темной материи, причем в основном она должна быть холодной, т.е. состоять из

нерелятивистских частиц. Кроме того было оценены следующие космологические параметры:

$$\begin{aligned}\Omega_M &= 0.26 \pm 0.05, \\ \Omega_b &= 0.044 \pm 0.016.\end{aligned}\tag{1.25}$$

Таким образом, из моделирования процесса эволюции структур во Вселенной, и сопоставления результатов моделирования с сегодняшней Вселенной можно получить информацию о содержании темной материи во Вселенной.

1.1.4. Стандартные свечи

Из измерения величин красного смещения можно получить и другие интересные результаты, особенно продуктивным является исследование сверхновых. Сверхновые являются одними из самых ярких объектов во Вселенной. Вследствие того, что истинная светимость сверхновых типа Ia меняется очень мало, их можно использовать для изучения структуры Вселенной на больших расстояниях (вплоть до ранней Вселенной). Из сравнения данных по величинам красных смещений и моделирования были получены ограничения на космологические параметры, как показано на рисунке 1.15.

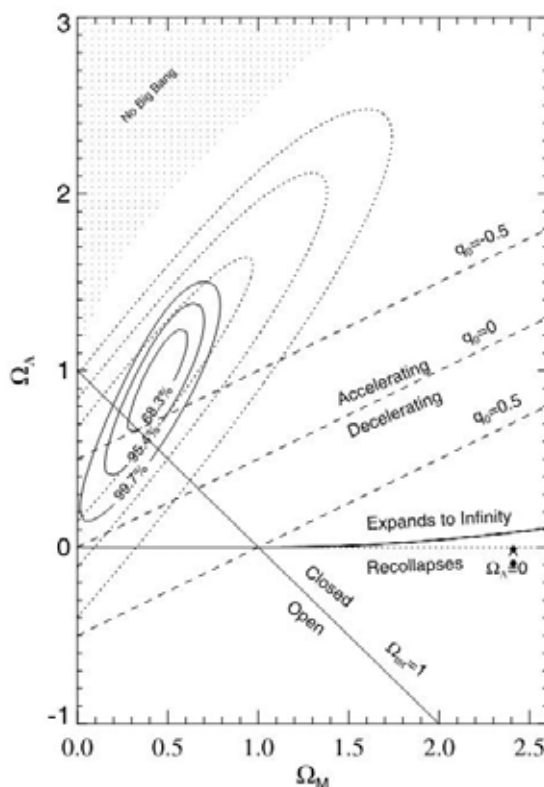


Рис. 1.15. Ограничение на космологические параметры по данным полученным орбитальным телескопом Хаббла [Rei04].

Было получено следующие значение космологической плотности материи:

$$\Omega_M = 0.27 \pm 0.04. \quad (1.26)$$

1.1.5. Измерение анизотропии реликтового излучения

На протяжении последних лет, измерения анизотропии реликтового излучения позволили получить серьезные ограничения на ряд космологических параметров. Реликтовое микроволновое излучение образовалось на этапе в 400000 лет после Большого взрыва, когда в результате расширения температура Вселенной снизилась до такого уровня, что фотоны не захватывались барионами. Существование реликтового излучения было предсказано Георгием Гамовым, Ральфом Альфером и Робертом Германом в 1948 году на основе созданной ими первой теории горячего Большого взрыва [Gam48]. Более того, Альфер и Герман смогли установить, что температура реликтового излучения должна составлять 5 К, а Гамов дал предсказание в 3 К. Впервые экспериментально реликтовое излучение было обнаружено в 1965 г. Арно Пензиасом и Робертом Вудроу Вильсоном. Температура реликтового излучения составляет ~ 2.7 К. В 1983 году был проведён эксперимент РЕЛИКТ-1 по измерению реликтового излучения с борта космического аппарата. В январе 1992 года на основании анализа данных этого эксперимента российские ученые объявили об открытии анизотропии реликтового излучения. Были обнаружены небольшие флуктуации температуры реликтового излучения порядка десятка мкК [Str92]. Чуть позже флуктуации были изучены с помощью спутника COBE [Bog92]. На рисунке 1.16 показаны последние результаты измерения анизотропии реликтового излучения с помощью орбитального телескопа WMAP [Wma08].

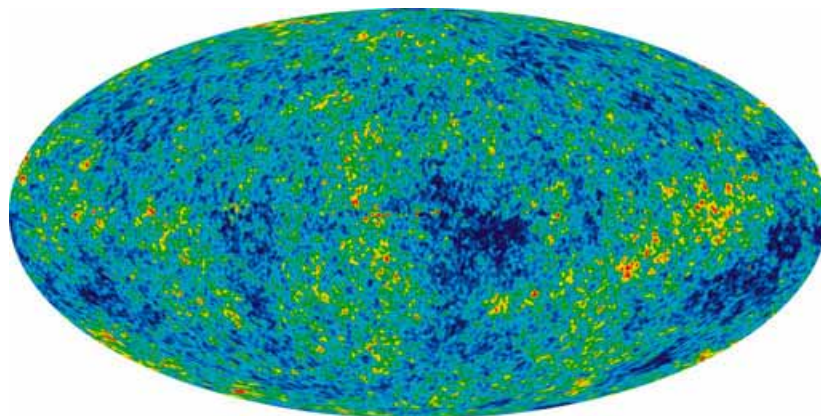


Рис. 1.16. Температурная карта звездного неба, полученная орбитальным телескопом WMAP. Рисунок взят из [Wma08].

Демонстрируемые на рисунке 1.16 флуктуации температуры реликтового излучения возникают вследствие первичной неоднородности распределения материи на ранних этапах Большого взрыва. Анализ анизотропии реликтового излучения позволяет проверить ряд космологических параметров. Так в эксперименте WMAP были получены следующие значения [Spe07]:

$$\begin{aligned} h &= 0.73 \pm 0.03, \\ \Omega_b h^2 &= 0.0232^{+0.0012}_{-0.0011}, \\ \Omega_M &= 0.25 \pm 0.03. \end{aligned} \tag{1.27}$$

Как видно из (1.27) полученное значение константы Хаббла находится в хорошем согласии с данными, полученными с помощью орбитального телескопа Хаббла (см. 1.26). А значение величины барионной плотности хорошо совпадает с ограничением, полученным из первичного нуклеосинтеза (см. выражение 1.24).

1.2. Кандидаты на роль темной материи

Как стало ясно из предыдущей главы, существование темной материи подтверждается многочисленными экспериментальными данными. Возникает фундаментальный вопрос о природе темной материи. Как обсуждалось ранее, большая часть скрытой массы во Вселенной является небарионной. Однако, видимой материи, включающей в себя звезды и галактический газ, недостаточно даже для описания барионной фракции Ω_b во Вселенной. Это факт свидетельствует о наличии барионной темной материи. Наличие барионной темной материи помогло бы объяснить поведение ротационных кривых галактик. Возможные кандидаты на роль барионной темной материи можно охарактеризовать как слабоизлучающие массивные объекты (МАСНО) и межгалактический газ. Однако в случае существования большого количества межгалактического газа должны наблюдаться характеристические линии поглощения или излучения, которые не обнаружены. Поэтому именно МАСНО являются основными кандидатами на роль барионной темной материи. Действительно, такие объекты обнаруживаются экспериментально методом гравитационного линзирования [Tis07], [Ing06]. А в последнее время такие объекты были обнаружены напрямую (то есть не только по отклонению света) [Koz07]. Однако, несмотря на то, что МАСНО были обнаружены, их количество недостаточно даже для объяснения состава барионной темной материи. Так в работе [Tis07] суммарная составляющая массовой фракции МАСНО в гало в Большом Магеллановом Облаке оценивается как $< 8\%$ от массы гало галактики, что не

позволяет объяснить природу этого массивного гало. В любом случае, барионная темная материя способна объяснить лишь природу небольшой части темной материи, в основном темная материя должна быть небарионной. Это могут быть топологические дефекты пространства-времени, монополи и другое [Rya08]. Но наиболее часто рассматриваемыми кандидатами на роль небарионной темной материи являются нейтрино, аксионы и WIMP.

1.2.1. Нейтрино

Принято разделять небарионную темную материю на два типа: горячую и холодную. Горячая темная материя состоит из частиц с релятивистской скоростью. Примером горячей небарионной темной материи является нейтрино. Экспериментально известно о существовании трех поколений нейтрино. В экспериментах на LEP коллайдере было показано, что существует именно три поколения нейтрино с массой менее 45 ГэВ [Tin97]. В настоящее время, после обнаружения осцилляций нейтрино, мы знаем, что нейтрино имеет массу. Экспериментальный верхний предел на массу электронного нейтрино [Lob03] составляет:

$$m_\nu < 2.2 \text{ эВ}, \quad (1.28)$$

а астрофизический предел на массу всех нейтрино составляет 0.7 эВ [Spe07]. Из этого предела можно получить ограничение на плотность нейтрино во Вселенной, используя его связь с плотностью реликтового излучения:

$$\Omega_\nu h^2 \approx \sum_{i=1}^3 \frac{g_i m_i}{90 \text{ эВ}}. \quad (1.29)$$

В [Gon04] получено:

$$0.0006 < \Omega_\nu h^2 < 0.0076, \quad (1.30)$$

то есть массовая доля известных нейтрино во Вселенной слишком мала для объяснения природы темной материи. Кроме известных 3 поколений нейтрино, гипотетически возможно существование других типов нейтрино. Например, в работе [Don94] в качестве кандидатов на роль темной материи были предложены массивные стерильные нейтрино. До настоящего времени нет экспериментальных доказательств существования таких типов нейтрино.

1.2.2. Аксионы

Гипотетические частицы аксионы были предложены [Рес77] для решения CP-нарушения в сильном взаимодействии. Название частице дано Фрэнком Вильчеком по торговой марке стирального порошка, так как аксион должен был «очистить» квантовую хромодинамику от проблемы сильного CP-нарушения [Wil78], а также из-за связи с аксиальным током. Аксион является кандидатом на роль темной материи. Теоретически масса аксиона может лежать в широком (18 порядков) интервале. Но в настоящее время в результате большого числа экспериментальных работ удалось значительно ограничить возможные интервалы масс аксионов.

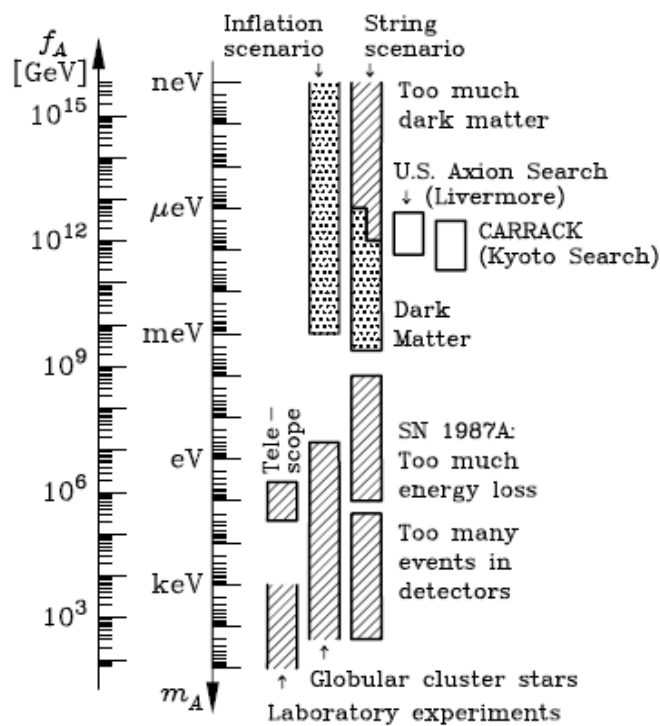


Рис. 1.17. Лабораторные, астрофизические и космологические ограничения на массу аксиона [Hag02].

Аксион можно обнаружить по его распаду на два фотона, также он может превращаться под действием магнитного поля в фотон [Sik07]. В 2006 году коллаборация PVLAS заявили про обнаружение двойного лучепреломления и поворота плоскости поляризации света в магнитном поле, что было интерпретировано как возможное возникновение в пучке фотонов реальных или виртуальных аксионов с массой $\sim 10^{-3}$ eV [Zav06]. Позже авторы эксперимента PVLAS объяснили свои положительные результаты как следствие некоторых неучтённых эффектов в экспериментальной установке [Gne07], [Fai07]. Кроме этого, полученные результаты находятся в противоречии с другими экспериментами [Ele07]. Таким образом, вопрос о существовании аксиона до сих пор является открытым.

1.2.3. WIMP

Одним из наиболее вероятных кандидатов на роль небарионной холодной темной материи является класс слабовзаимодействующих массивных частиц, объединенных под общим названием WIMP (Weakly Interacting Massive Particles). Появление вимпов в теоретической физике мотивировано проблемой нарушения электрослабой симметрии. Кроме того, согласно современным представлениям на ранних этапах Большого взрыва существовали массивные частицы, которые в момент отделения от первичной плазмы были нерелятивистскими. Кроме гравитационного, эти частицы могут участвовать только в слабом взаимодействии, что позволяет объяснить, почему они до сих пор не обнаружены и имеют реликтовую плотность, соответствующую современным экспериментальным данным. На ранних этапах эволюции Вселенной, когда ее температура была выше массы WIMP, частицы WIMP могли превращаться в обычные частицы. Эта реакция аннигиляции была в равновесии с обратной реакцией. В процессе расширения Вселенной ее температура стала меньше массы WIMP, равновесие нарушилось. С дальнейшим расширением Вселенной, реакция аннигиляции практически перестала происходить. Согласно этому сценарию, должна существовать зависимость между реликтовой плотностью темной материи Ω_{dark} и сечением ее аннигиляции [Gon04]:

$$\Omega_{\text{dark}} h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{ см}^3 / \text{с}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}. \quad (1.33)$$

Следовательно, меньшей скорости аннигиляции WIMP соответствует их большая реликтовая плотность. Рисунок 1.18 иллюстрирует это соотношение:

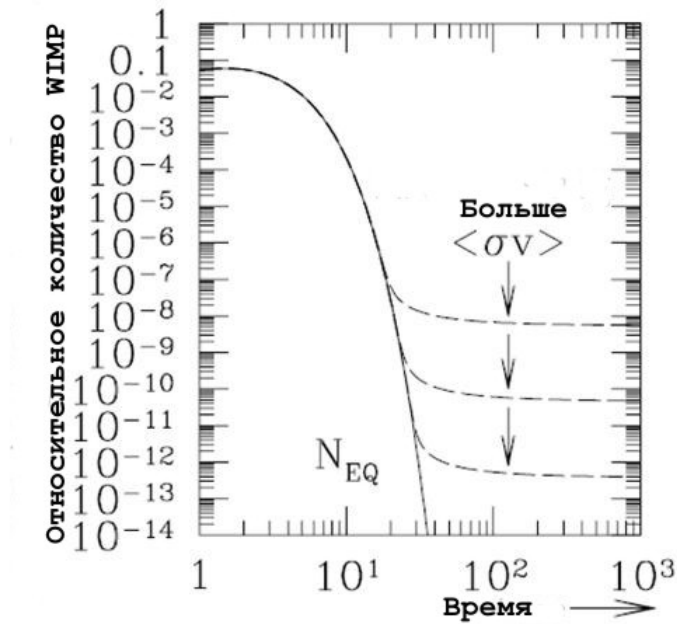


Рис. 1.18. Относительное число *WIMP* в расширяющемся объеме с эволюцией Вселенной. С начала Большого Взрыва относительное число *WIMP* снижалось экспоненциально, позже остается неизменным позволяя установить зависимость между сечением аннигиляции и реликтовой плотностью *WIMP*.

Несколько расширений Стандартной Модели (СМ) естественным образом приводят к *WIMP*. Одно из них, наиболее популярное, – это Суперсимметрия (SUSY). Суперсимметрия предполагает наличие связи между бозонами и фермионами и предсказывает существование стабильных частиц-суперпартнеров обычных частиц, обладающих большой массой. Минимальным суперсимметричным расширением СМ является MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model). В этой модели всем калибровочным полям сопоставляются фермионные суперпартнеры. Легчайшая суперсимметричная частица является привлекательным кандидатом на роль темной материи. Она должна быть стабильной и может исчезнуть только в результате парной аннигиляции. Кроме того, эта частица не может иметь электрического и цветного заряда, так как в противном случае она могла бы образовывать с барионной материей тяжелые изотопы, что противоречит экспериментальным данным. Наиболее подходящим кандидатом на роль легчайшей частицы является нейтралино – линейная комбинация суперпартнеров фотона, Z^0 и хиггсовских \tilde{H}_1^0 и \tilde{H}_2^0 бозонов [Jun96]. Кроме нейтралино другими возможными кандидатами на роль частиц темной материи являются снейтрино и гравитино. Однако как показано в [Fal94], ожидаемые значения сечения снейтрино-нуклонных взаимодействий оказываются слишком большими и находятся в противоречии с результатами прямых поисков темной материи. Что касается гравитино, то наличие у

них только гравитационных взаимодействий делает их малоинтересными объектами для экспериментов по прямым и косвенным поискам темной материи [Fen03].

Существуют теоретические предсказания массы и реликтовой плотности нейтралино, что иллюстрируется на рисунке 1.19:

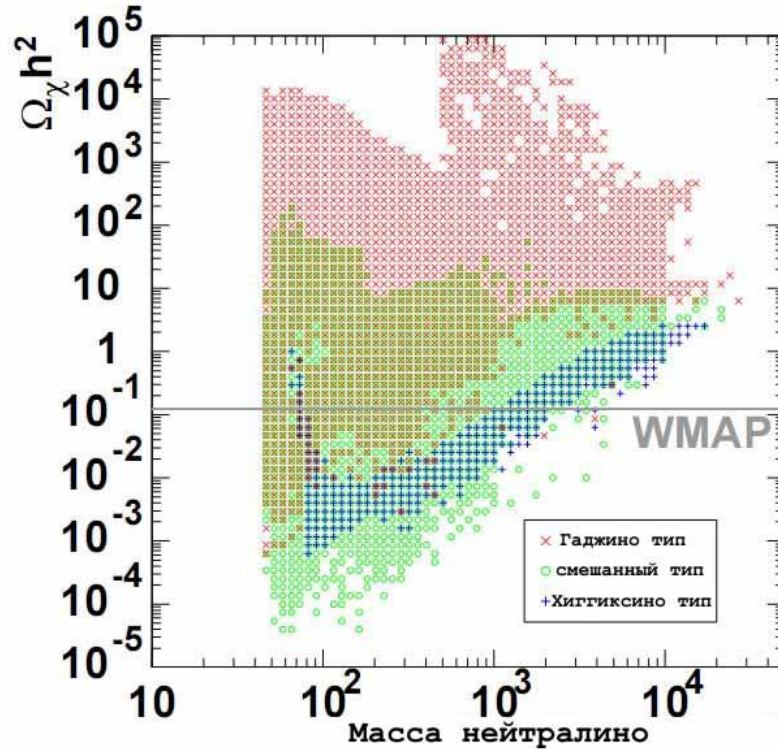


Рис. 1.19. Реликтовая плотность нейтралино, как функция от ее массы. Различные цвета точек показывают тип смешивания нейтралино. Горизонтальная серая линия – значение плотности холодной темной материи из измерений WMAP. Рисунок из [Gon04].

Как видно из рисунка, область предсказываемых масс нейтралино лежит в интервале от 30 ГэВ до 10^4 ГэВ. Также имеются теоретические предсказания относительно сечения взаимодействия WIMP с обычным веществом. На рисунке 1.20 показано предсказываемое сечение спин-независимого (С-Н) взаимодействия и ограничения, полученные по прямому детектированию WIMP.

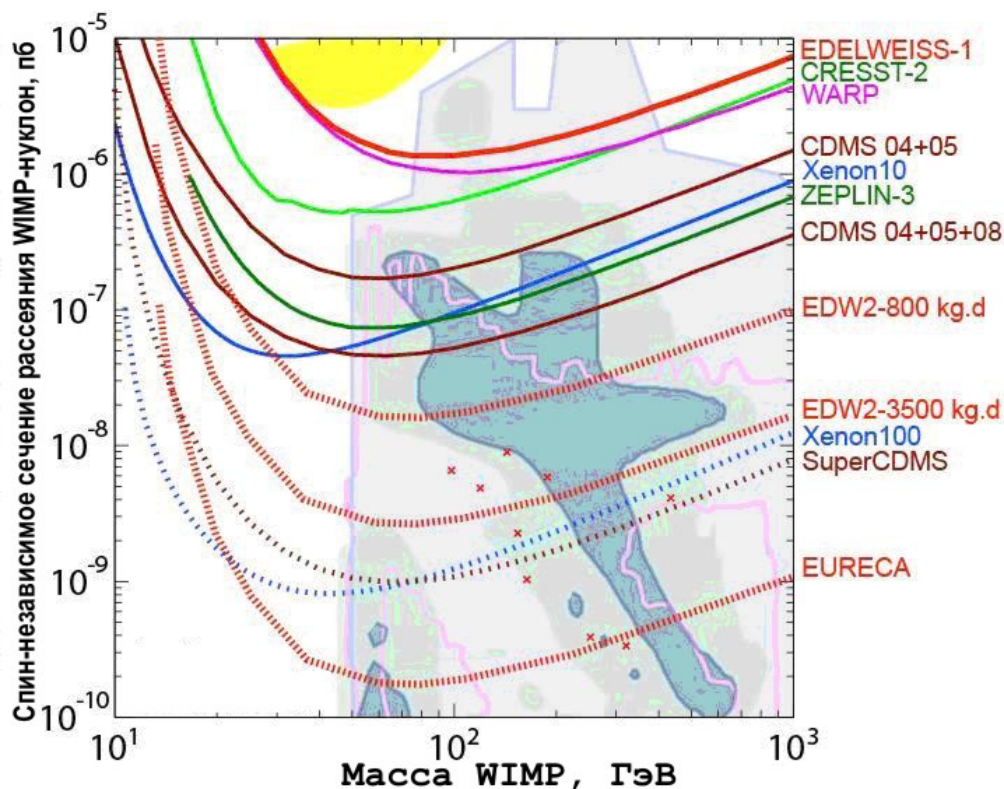


Рис. 1.20. Теоретические предсказания и экспериментальные ограничения на сечение спин-независимого взаимодействия WIMP-нуклон. Закрашенная желтая область – положительный результат коллаборации DAMA. Другие закрашенные области и точки показывают теоретические предсказания масс и сечений рассеяния нейтралино. Сплошными линиями показаны достигнутые экспериментальные ограничения. Пунктирные линии показывают планируемую чувствительность будущих экспериментов. Рисунок получен из [Lim08].

Как видно из рисунка 1.20, чувствительность современных экспериментов вплотную приближается к предсказаниям SUSY. Поэтому существует хороший потенциал для обнаружения нейтралино и проверки его свойств.

1.3. Ядерно-физические методы детектирования слабовазаимодействующих массивных частиц

Принципиально существуют две возможности детектирования WIMP: прямое детектирование, и косвенное с помощью детектирования продуктов аннигиляции. WIMP могут аннигилировать по следующим каналам реакций:

$$\chi\bar{\chi} \rightarrow l\bar{l}, q\bar{q}, W^+W^-, ZZ^0,$$

где $l\bar{l}$ – пара лептон-антилептон, $q\bar{q}$ – пара кварк-антикварк. WIMP могут накапливаться внутри массивных объектов как Солнце, Земля или галактический центр. В случае аннигиляции с образованием нейтрино сигнал может иметь выраженную направленность на эти объекты. Энергия возникающих нейтрино достаточна для их

регистрации с помощью наземных нейтринных телескопов. К сожалению, предсказываемая частота таких событий составляет менее нескольких событий на килотонну детектора в год. До настоящего времени таких событий не обнаружено. Кроме нейтрино, в процессе аннигиляции частиц темной материи могут возникать γ -кванты больших энергий. Детектирование таких космических гамма-квантов позволило бы сделать заключение об обнаружении аннигиляции WIMP. Активно исследуются и другие каналы аннигиляции WIMP. Для детектирования используются как наземные телескопы, так и орбитальные. В некоторых экспериментах наблюдается поток частиц, которые можно проинтерпретировать, как аннигиляцию частиц темной материи. Однако существуют и другие объяснения регистрации таких частиц. В настоящее время существует много экспериментов по непрямому поиску темной материи, таких как EGRET, GLAST, PAMELA, Amanda, Baikal.

Прямой поиск частиц темной материи заключается в детектировании ядер отдачи образующихся в результате рассеяния WIMP на ядрах обычного вещества. В большинстве современных космологических моделей частицы темной материи составляют сферическое гало с плотностью пропорциональной квадрату расстояния от центра галактики. Как было отмечено выше, оцениваемая плотность в земных пределах составляет ~ 0.3 ГэВ/см³ [Lew96]. Существование частиц темной материи вблизи Земли дает возможность детектировать их прямое рассеяние на ядрах вещества детектора. Согласно [Lew96], скорость движения частиц темной материи относительно Земли должна составлять ~ 230 км/с. Число ядер отдачи R_t , возникающих в детекторе на единицу вещества, зависит от плотности частиц темной материи N_W , распределения скоростей относительно наземного детектора v , и сечения взаимодействия между WIMP и нуклоном $\sigma_t(v)$. Это может быть представлено выражением:

$$R_t = \int_0^{\infty} n_W(v) n_t \sigma_t(v) v dv, \quad (1.34)$$

где n_t – атомная плотность вещества детектора. Плотность частиц WIMP представлена в

виде $N_W = \int_0^{\infty} n_W(v) dv = \rho_{cdm} / m_W$, где m_W – масса WIMP, а ρ_{cdm} – местная плотность

WIMP.

В результате рассеяния WIMP должен возникать непрерывный спектр ядер отдачи, в простейшем случае имеющий следующее энергетическое распределение:

$$\frac{dR}{dE} \propto \frac{R_0}{E_0 r} e^{E/(E_0 r)} F^2(E), \quad (1.35)$$

где E – энергия отдачи ядра, E_0 – наиболее вероятная энергия отдачи, r – кинематический фактор, зависящий от массы WIMP и взаимодействующего ядра, $F^2(E)$ – ядерный форм фактор. Предсказывается, что спектр ядер отдачи (1.35) лежит в области энергий от 1-100 кэВ. Кроме этого, характеристический спектр ядер отдачи от WIMP должен удовлетворять следующим требованиям:

- События ядер отдачи должны возникать равномерно по всему объему детектора.
- Ожидается наличие сезонных изменений числа событий. (Изменяется скорость движения Земли относительно WIMP, вследствие ее вращения относительно Солнца).
- Наличие модуляций день/ночь.

Форма характеристического спектра показана на рисунке 1.21 (слева).

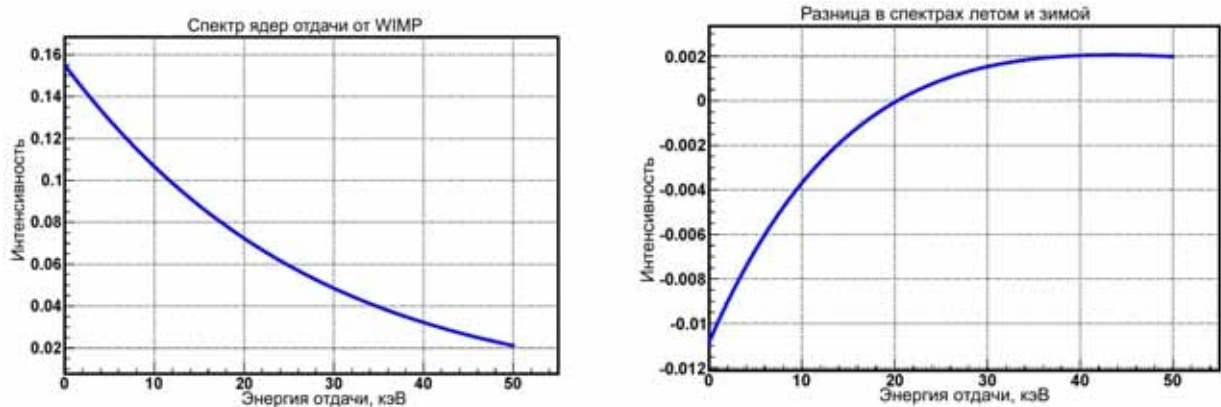


Рис. 1.21. Пример спектра, возникающего в результате рассеяния WIMP массой 100 ГэВ на ядрах германия. Слева собственно спектр, возникающий при взаимодействии с WIMP, справа разностный спектр годовых модуляций сигнала.

На протяжении годового цикла из-за изменения скорости движения Земли относительно галактики ожидается различие в спектре получаемого сигнала. Ожидаемый интегральный минимум сигнала приходится на 2 декабря, тогда как максимум ожидается 2 июня. Разница между минимальным и максимальным сигналом показана на рисунке 1.21 справа. Как видно из рисунка годовая вариация сигнала от WIMP составляет не более нескольких процентов от амплитуды их спектра.

Так как предсказываемая частота событий лежит в интервале 10^{-4} – 10 событий в день на килограмм детектора, для их наблюдения требуется снижения уровня фона от естественной радиоактивности и от космических мюонов на несколько порядков. Поэтому для достижения требуемой чувствительности необходимы низкофоновые измерения в подземной лаборатории. В идеале для детектирования WIMP необходимо иметь детектор, обладающий следующими свойствами:

- низким порогом регистрации;

- хорошим разрешением;
- эффективной способностью подавлять фоновые события;
- большой суммарной массой вещества мишени и возможностью долговременных стабильных измерений для обеспечения требуемой статистики.

Рассеяние вимпов обычно рассматривается в контексте двух типов связи. Аксиально-векторное (спин-зависимое) взаимодействие связано со спином нуклона. Сечение рассеяние WIMP $\sigma \sim J(J+1)$, где J – спин ядра мишени, поэтому использование мишени из тяжелых ядер не дает преимущества. В случае скалярного (спин-независимого) взаимодействия $\sigma \sim A^2$, и для поиска частиц темной материи более перспективными оказываются мишени с тяжелыми ядрами.

Регистрации ядер отдачи от WIMP осуществляется с помощью измерения вызываемой в детекторе ионизации, света или фоновонного сигнала или их комбинаций. На рисунке 1.22 графически изображены методы и материалы детекторов, используемые при прямом детектировании WIMP.

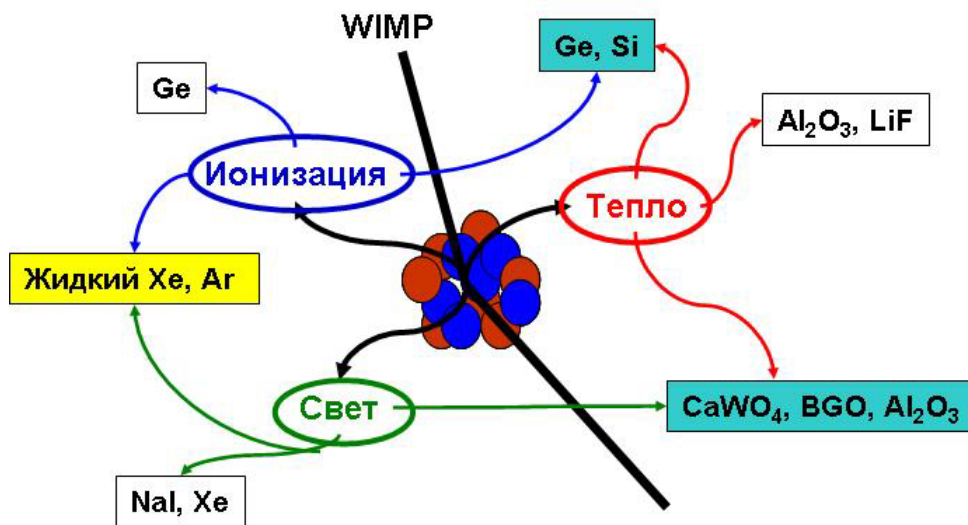


Рис. 1.22. Принципиальные методы прямого детектирования WIMP и используемые экспериментальные методики.

Так как выход ионизации и света для электронов и ядер отдачи обычно различен, использование нескольких каналов измерений позволяет существенно снизить фон. В настоящее время существует большое количество экспериментов по прямому поиску темной материи, использующие эти методы. Их краткий обзор дается в следующей главе.

1.4. Эксперименты по прямому детектированию WIMP

Детектирование ядер отдачи от вимпов с помощью полупроводниковых детекторов являлось одним из первых способов, используемых при поиске темной материи. С полупроводниковыми детекторами можно добиться хорошего разрешения и низкого энергетического порога. С помощью детекторов из сверхчистого германия (HPGe), предназначенных для поиска двойного бета распада, были получены первые ограничения на уровень взаимодействия нуклонов с WIMP [Cal88]. Эти эксперименты позволили исключить некоторые кандидаты на роль темной материи, такие как космоны и тяжелые дираковские нейтрино. Детекторы, измеряющие только ионизацию, неспособны отличать события ядер отдачи от гамма фона. Частично это компенсируется возможностью добиться очень высокой степени очистки германиевых детекторов в новых поколениях экспериментов. Для дальнейшего уменьшения числа событий от комптоновского рассеяния планируется использование сегментирования. Примером таких экспериментов являются эксперименты по поиску двойного бета-распада, такие как GERDA [Sch05] и MAJORANA [Aal05]. Перспективным способом поиска WIMP, особенно в области небольших масс (3-6 ГэВ) является использование полупроводниковых детекторов с низким порогом измерений. Так в эксперименте TEXONO [Lin09] для поиска темной материи используется германиевый детектор с активной массой около 5 г. Достигнутый с данным детектором порог измерений составил всего 220 эВ (при 50% эффективности).

Поиск WIMP возможен с помощью сцинтилляционных детекторов, например на базе NaI и NaI(Tl). Преимуществом использования данных сцинтилляторов является возможность достижения большого количества рабочего вещества при относительно низком уровне фона. Также сцинтилляторы известны возможностью дискриминации сигналов с помощью анализа формы импульса. К сожалению, эта дискриминация не очень эффективна при низких энергиях. Для поиска годовых вариаций сигнала от WIMP, коллаборация DAMA [Ber00] использовала неорганические сцинтилляторы NaI и NaI(Tl) с общей массой около 100 кг (девять независимых детекторов по 9.7 кг каждый). Для снижения фона от космических лучей, эта установка расположена в подземной лаборатории Gran-Sasso (Италия). Набор данных проходил на протяжении семи годовых циклов. Полная экспозиция в эксперименте составила 107731 кг*сут. Энергетический порог в эксперименте составлял около 2 кэВ. На рисунке 1.23 показано изменение счета детектора в энергетическом интервале 2-6 кэВ с течением времени:

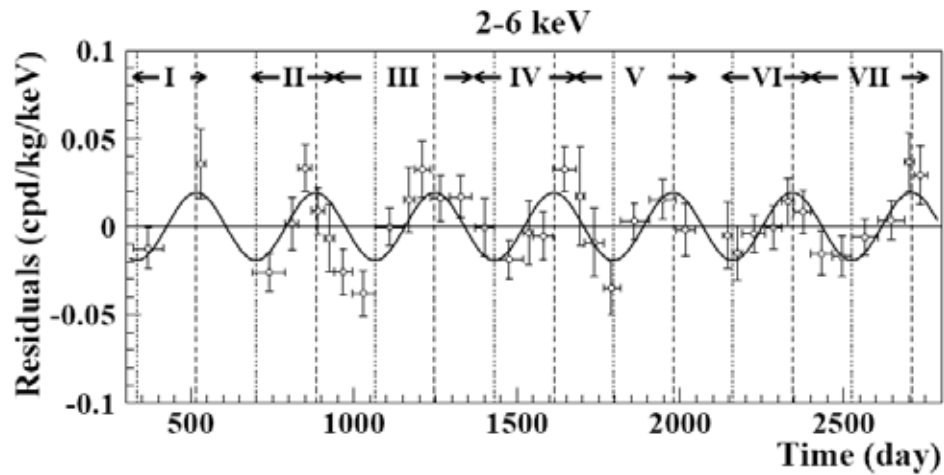


Рис. 1.23. Изменения числа событий в области интереса в эксперименте DAMA с течением времени на протяжении 7 годовых циклов.

Анализ полученных данных говорит об обнаружении годовых модуляций сигнала на уровне 6.3σ [Ber00]. Обнаруженные модуляции можно объяснить существованием гало из WIMP с массой порядка $m_\chi \sim 52$ ГэВ, причем получаемое сечение взаимодействия WIMP-протон составляет порядка $\sigma_b = 7 \times 10^{-6}$ пб. Для подтверждения данного результата, коллаборацией DAMA была создана расширенная до 250 кг версия эксперимента: DAMA/LIBRA [Ber06]. В 2008 году были опубликованы первые результаты этого эксперимента [Ber08]. Суммарная (вместе с DAMA/NaI) экспозиция составила $3 \cdot 10^5$ кг*сут. В работе были подтверждены результаты предыдущей фазы эксперимента (рис. 1.24).

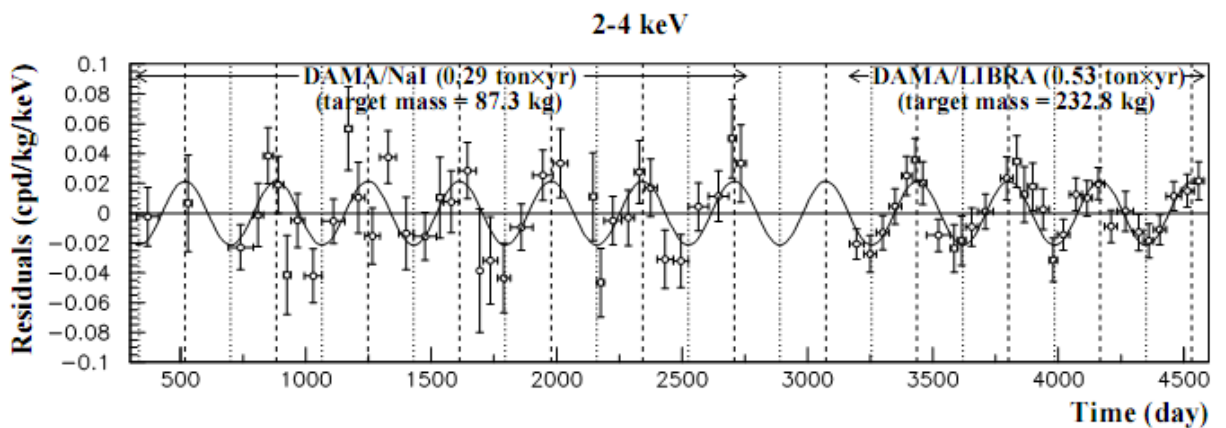


Рис. 1.24. Результаты измерения годовых модуляций сигнала в экспериментах DAMA/LIBRA вместе с результатами эксперимента DAMA/NaI.

Утверждаемая достоверность полученных результатов оценивается на уровне 8.2σ . Однако результаты эксперимента DAMA/NaI и DAMA/LIBRA до сих пор не были подтверждены ни одним другим экспериментом, более того полученные значения лежат в

некотором противоречии с данными, полученными в других экспериментах (см. главу 1.5).

Существуют и другие эксперименты, использующие сцинтилляторы NaI. Это эксперимент NaIAD [Aln05], проходящий в шахте Boulby (Англия). В эксперименте используются шесть сцинтилляционных пластин общим весом 46 кг. Экспозиция детектора составила 10.6 кг*год. За время измерений значимых отклонений от фонового счета обнаружено не было. Кроме NaI, для поиска частиц темной материи используются и другие типы сцинтиллятора. Так в эксперименте KIMS, расположенном в подземной шахте Янгянг (Корея), используются четыре сцинтилляционных кристалла CsI(Tl) с общей массой около 35 кг [Kim08]. Полная экспозиция детекторов составила 3409 кг*сут. При этом годовых модуляций сигнала не было обнаружено.

Одним из перспективных методов поиска темной материи является использование пропорциональных камер со сжиженным благородным газом. Данные типы детекторов позволяют одновременно регистрировать световой и ионизационный сигналы. Наибольшее распространение получили детекторы на жидком ксеноне. Его преимущества при поиске WIMP – это высокий атомный номер, высокий сцинтилляционный выход, эффективность ионизации, возможность достичь хорошей чистоты материала при большой массе детектора. Впервые такой тип детекторов был применен в эксперименте DAMA/Xe [Ber02]. Принципиальный механизм регистрации ядер отдачи и дискриминация фона на примере эксперимента XENON [Ang07] показаны на рисунке 1.25.

Principle of XENON dual phase time projection chamber

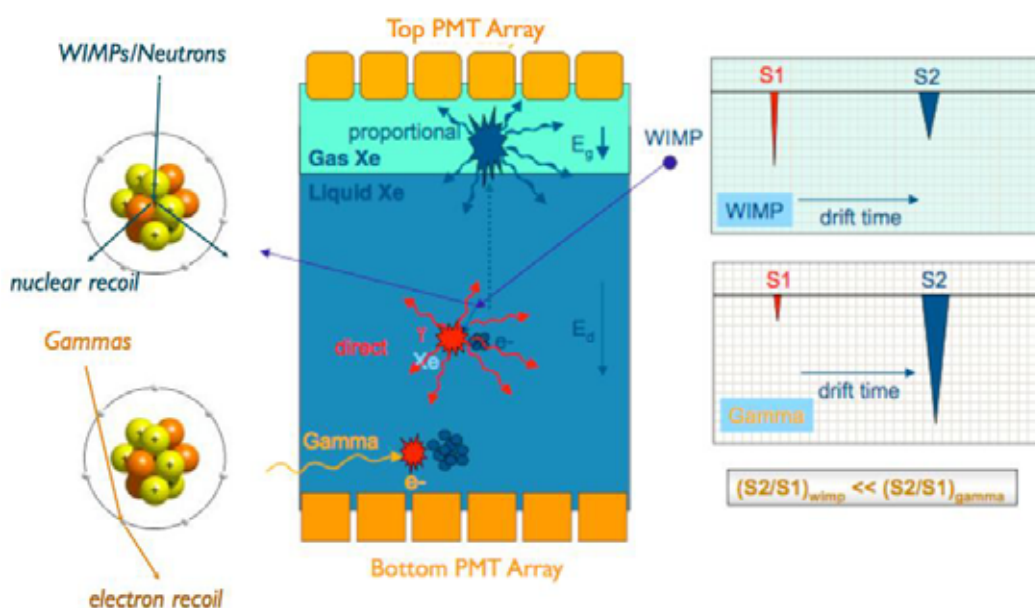


Рис. 1.25. Принцип поиска WIMP в эксперименте XENON и дискриминация гамма-фона.

Проходящая через объем жидкой мишени частица ионизирует среду, в результате чего свободные электроны в приложенном электрическом поле движутся по направлению к газовой фазе и, попадая в нее, ионизируют атомы газа. При снятии возбуждения атомов излучается вторичный световой сигнал. Разные частицы дают разные вклады в сцинтилляционные сигналы, возникающие в жидкой и газообразной фазе детектора. Различие между двумя последовательными во времени сигналами позволяет отделять события от электронов и ядер отдачи (рис 1.26).

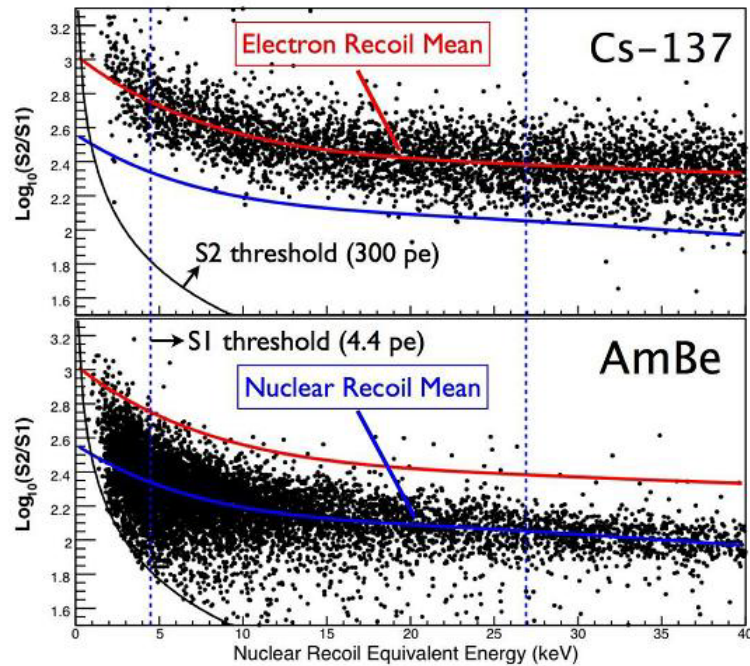


Рис.1.26. Калибровочные спектры, полученные в эксперименте XENON10 [Ang07]. Показана зависимость отношения двух последовательных сигналов от энергии отдачи. Сверху электронный спектр, снизу спектр ядер отдачи.

В эксперименте XENON-10 используется 15 кг жидкого ксенона (полная масса 22 кг). В результате набора данных в эксперименте было получено одно из лучших, на данный момент, ограничение на сечение рассеяния WIMP-нуклон. Наряду с этим экспериментом, расположенный в Gran Sasso, на базе жидкого ксенона осуществляется проект ZEPLIN [Aln07], расположенный в шахте Boulby. Кроме жидкого ксенона, в качестве рабочего вещества дрейфовой камеры используется жидкий аргон. Экспериментом на базе жидкого аргона является эксперимент WARP [Ben07b]. Недостатком же экспериментов по поиску WIMP с помощью жидких благородных газов является недостаточная дискриминация ядер отдачи и сложность в достижении низкого фона.

Вследствие ожидаемого низкого порога измерений и высокого разрешения болометры привлекли к себе внимание при поиске WIMP. При низких температурах теплоемкость диэлектрического кристалла пропорциональна T^3 . Таким образом, по

изменению температуры кристалла при температурах ниже 100 мК становится возможным измерять даже небольшое энерговыделение при рассеянии WIMP [Smi90]. В эксперименте ROSEBUD, расположенном в подземной лаборатории Canfranc (Испания) [Seb01], использовались три болометра из сапфира с общей массой около 100 г. В эксперименте CRESST-I [Ang02], расположенном в подземной лаборатории Gran Sasso использовался сапфировый болометр массой 262 г. С данным детектором удалось добиться разрешения в 133 эВ. Что показало перспективность использования болометров при поиске WIMP.

Особенно перспективным для поиска WIMP является использование болометров, позволяющих одновременное измерение света и (или) ионизации, что приводит к значительному подавлению фона. Впервые детекторы, одновременно измеряющие тепловой и световой сигналы были использованы в эксперименте CRESST-II [Rau06]. Для эксперимента CRESST были разработаны болометры на базе кристалла CaWO_4 массой около 300 г (рис. 1.26).



Рис. 1.26. Схема и фотография детектора CRESST-II [Rya08]. W- термометр – вольфрамовый термометр.

Установка работает при температуре около 10 мК. Световой выход от ядер отдачи значительно меньше, чем от электронов той же энергии, что при его одновременном измерении с температурой позволяет осуществить мощную дискриминацию фоновых событий. Недостатком данного типа детекторов является слишком низкий световыход для ядер отдачи по сравнению с электронами, что мешает снизить порог измерений для ядер отдачи.

Также при поиске частиц темной материи используются пузырьковые камеры. В данных детекторах малое энерговыделение в объеме камеры нарушает метастабильное состояние жидкости, приводя к образованию пузырьков, регистрируемых оптическими

или акустическими приборами. Такого типа детектор используется в эксперименте COUPP, расположенном в Fermilab на глубине 300 м.в.э. (метров водного эквивалента). Детектор представляет собой пузырьковую камеру, заполненную жидким CF_3I весом 2 кг [Vol07]. Образование пузырьков регистрируется с помощью оптических камер и акустических датчиков. Полная экспозиция детектора составила 250 кг*сут. До настоящего времени событий WIMP не обнаружено.

Криогенные германиевые и кремниевые болометры одновременно с измерением температуры, можно использовать как традиционные ионизационные детекторы. Именно такой метод поиска WIMP применяется в EDELWEISS. Конкурирующим экспериментом, использующим подобный принцип детектирования, является CDMS [Ahm08]. Эксперимент расположен в шахте Soudan (США) на глубине соответствующей 2090 м.в.э. В эксперименте используются около 20 германиевых болометров (250 грамм каждый) общей массой около 5 кг (рис. 1.27).



Рис.1.27. Фотография детектора эксперимента CDMS.

Детекторы охлаждались в криостате до температуры около 40 мК. Для защиты от радиоактивности детекторы со всех стороны окружались слоем меди (0.5 см), свинца (22.5 см) и полиэтилена (50 см). Для защиты от космических мюонов предусмотрено мюонное вето. Порог измерений в эксперименте составил 2 кэВ. Суммарная набранная экспозиция до отбора событий составила около 400 кг*сут, после отбора событий 121 кг*сут. На рисунке 1.28 представлен экспериментальный спектр до и после такого отбора.

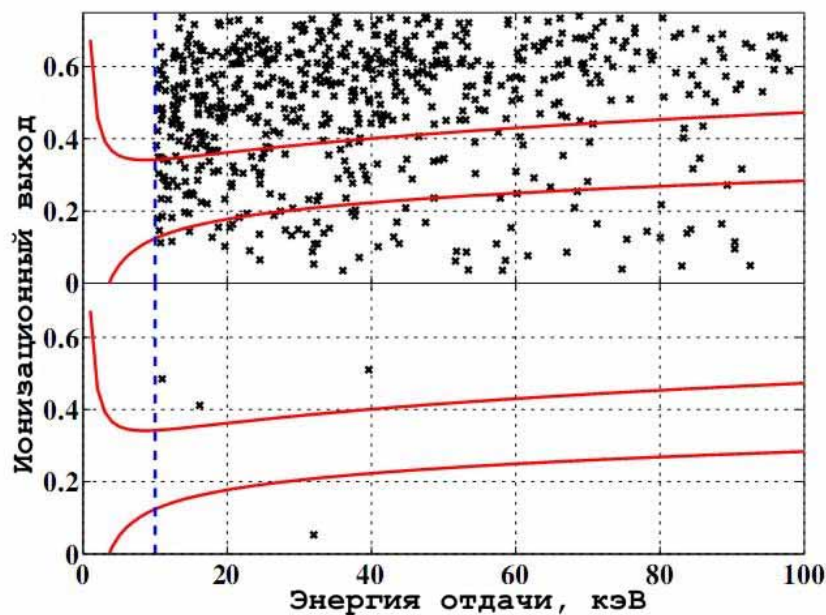


Рис. 1.28. Экспериментальный спектр, полученный в эксперименте CDMS. По осям зависимость ионизационного выхода от энергии отдачи. Сверху показан экспериментальный спектр до отбора событий, снизу после. Красными линиями обозначена область детектирования ядер отдачи.

Как видно из рисунка, после отбора событий в области детектирования ядер отдачи в энергетическом интервале 10-100 кэВ нет ни одного события. Это позволило получить лучшее на сегодняшний день ограничение на спин-независимое сечение рассеяния WIMP-нуклон [Ahm08] на уровне $5 \cdot 10^{-8}$ пб. Таким образом, данная методика обладает мощным потенциалом достижения чувствительности по детектированию WIMP в области предсказаний SUSY. Именно эта методика и используется в эксперименте EDELWEISS, описываемом в данной работе.

1.5. Анализ и выводы

В резюме данного раздела можно сказать следующее. Большое количество современных астрофизических данных свидетельствуют о существовании скрытой материи во Вселенной. В таблице 1.1 приведены экспериментальные оценки космологической плотности материи Ω_M , полученной разными методами.

Таблица 1.1. Измеренное значение космологической плотности материи в различных экспериментальных подходах.

Способ измерения параметра	Полученное значение Ω_M
Изучение кинематики галактик	$0.30^{+0.17}_{-0.07}$
Температура рентгеновского излучения газа кластера	0.24 ± 0.04
Гравитационное линзирование	$0.31^{+0.27}_{-0.14}$
Эффект Сюняева-Зельдовича	≈ 0.25
Крупномасштабная структура Вселенной	0.26 ± 0.05
Расширение Вселенной (сверхновые типа Ia)	0.27 ± 0.04
Реликтовое излучение	0.25 ± 0.03

Безусловно, этот список не является всеобъемлющим, однако он является прекрасной иллюстрацией того как в результате использования большого числа различных физических подходов было получено одинаковое, в пределах ошибок измерений, значение космологической плотности материи. В таблице 1.2 представлены некоторые результаты по измерению барионной плотности Ω_b .

Таблица 1.2. Измеренное значение барионной плотности в различных экспериментальных подходах.

Способ измерения	значение Ω_b
Нуклеосинтез	0.037 ± 0.007
Крупномасштабные структуры	0.044 ± 0.016
WMAP	0.044 ± 0.004

Наблюдается хорошее согласие в оценке плотности барионной материи в пределах ошибок. Как понятно из вышеприведенных таблиц, во Вселенной наряду с барионами должно быть значительно большее количество неизвестной небарионной темной материи.

Так как, экспериментальные данные указывают нам на то, что Вселенная близка к плоской, то сумма $\Omega_{tot} = \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ [Wma08]. Исходя из этого, массовый состав Вселенной может быть представлен следующим образом (рисунок 1.29).

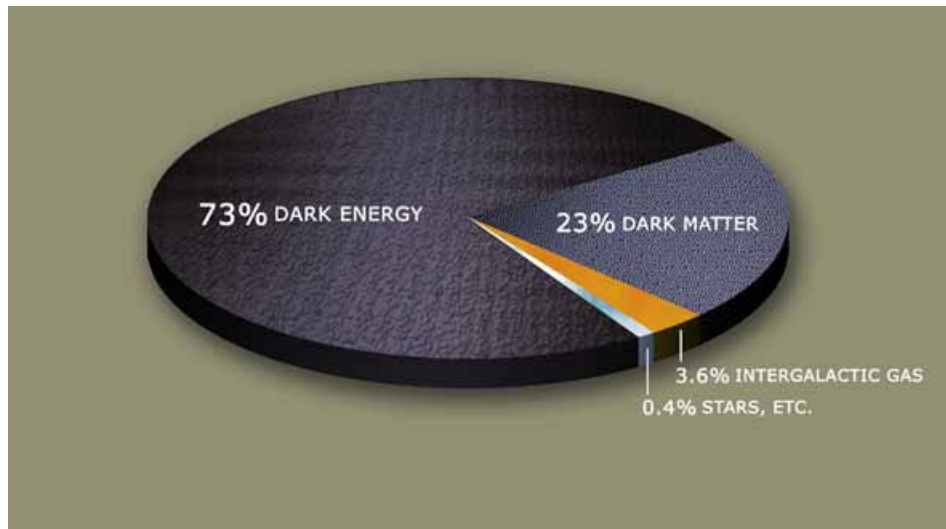


Рис. 1.29. Массовый состав Вселенной [Wma08].

Как видно из рисунка 1.29, мы имеем очень скудные знания о нашей Вселенной, ведь большую часть ее массы составляют темная материя и темная энергия, природа которых нам неизвестна. Некоторые гипотезы относительно природы темной энергии изложены в работах [Che08], [Luk08].

Относительно природы темной материи существует много теоретических предположений. Одним из наиболее вероятных кандидатов на роль темной материи являются слабо взаимодействующие массивные частицы, предсказываемые суперсимметричными теориями. Предполагается, что частицы темной материи образуют невидимое массивное гало нашей галактики. При этом мы, вместе с солнечной системой движемся в этом гало. Если частицы темной материи являются слабо взаимодействующими (WIMP), то они могут быть зарегистрированы в лабораторных условиях, что является наиважнейшей задачей современной физики.

Для детектирования WIMP разработаны различные экспериментальные методики, предусматривающие прямой поиск частиц темной материи, как и продуктов их распада. В настоящее время чувствительность этих экспериментов приближается к уровню возможного обнаружения WIMP, согласно предсказаниям SUSY. До сих пор только один эксперимент (DAMA) заявил об обнаружении сигнала, который можно проинтерпретировать как первое наблюдение частиц темной материи. Однако, если считать сигнал проявлением галактических WIMP, то в случае спин-независимого рассеяния WIMP-нуклон, их масса должна быть порядка $m_\chi \sim 52$ ГэВ, а сечение $\sigma_b \sim 7 \times 10^{-6}$ пб, что вступает в противоречие с данными других экспериментов (например, CDMS и XENON10), которые уже исключили эту область в “пространстве параметров” (Рис. 1.30).

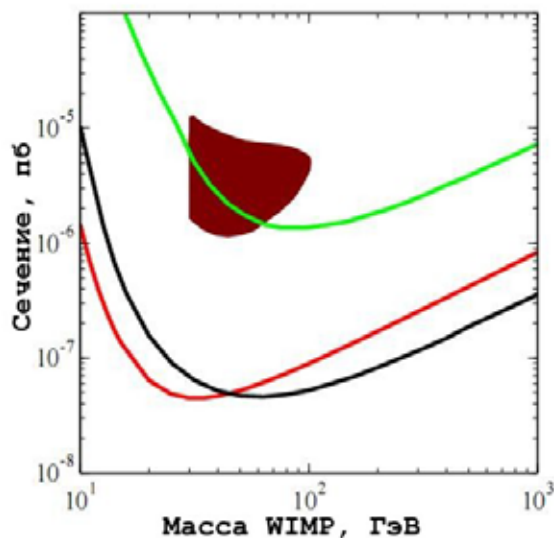


Рис. 1.30. Сравнение экспериментальных пределов на существование WIMP (спин-независимое взаимодействие). На рисунке изображено: коричневая область – положительный результат, полученный коллаборацией DAMA [Ber00] (3σ); зеленая линия – результат эксперимента EDELWEISS-I [Sap05]; черная линия – результат коллаборации CDMS [Ahn09]; красная линия – результаты эксперимента XENON10 [Ang07].

Некоторые теоретические работы позволяют объяснить данное несоответствие спин-зависимым взаимодействием с нуклоном [Gon04], [Sav05]. Однако и в этом случае существуют разногласия между результатом DAMA и другими экспериментами.

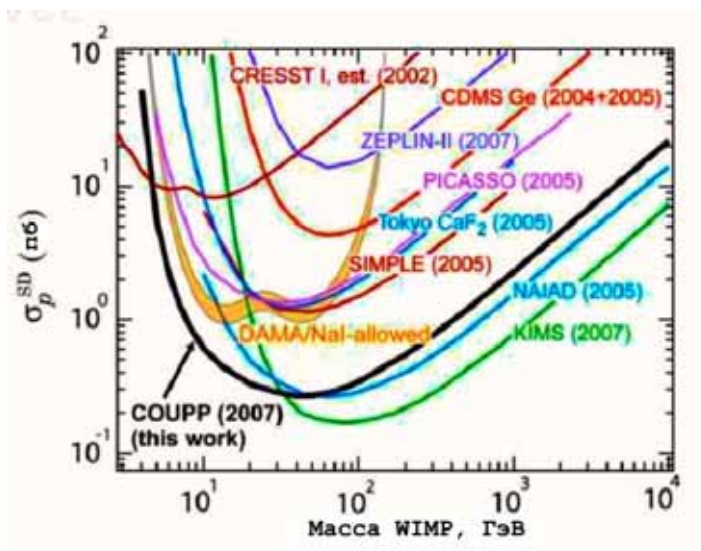


Рис. 1.31. Сравнение экспериментальных пределов на спин-зависимое рассеяние WIMP [Beh08].

Как видно из рисунка 1.31 результаты, полученные в эксперименте COUPP [Beh08], не подтверждают наличие такого рассеяния WIMP.

Однако так как все приведенные эксперименты осуществляют поиск рассеяния WIMP на различных ядрах-мишенях, их прямое сравнение не позволяет полностью исключить результаты эксперимента DAMA. Для прямой проверки результатов эксперимента DAMA необходимо произвести поиск темной материи с использованием

тех же мишеней, что и в эксперименте DAMA. Одним из подобных экспериментов является эксперимент KIMS использующий для поиска частиц темной материи кристаллы CsI.

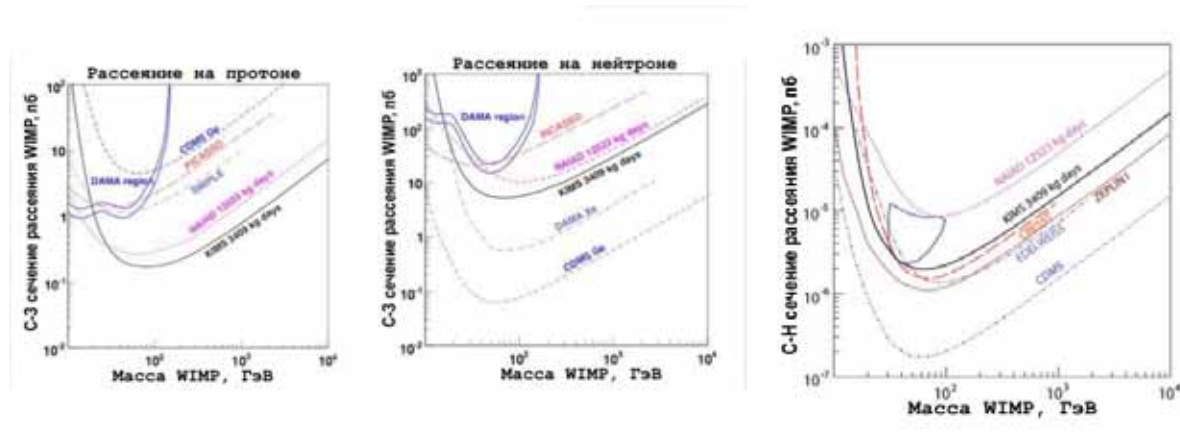


Рис. 1.32. Результаты эксперимента KIMS и сравнение их с другими экспериментами. Слева и в центре ограничение на спин-зависимом рассеянии, справа на спин-независимое.

Полученные в эксперименте результаты рассеяния WIMP на ядрах ^{127}I однозначно исключают результаты эксперимента DAMA. Однако рассеяние частиц темной материи на ядрах натрия не исключено до сих пор не одним экспериментом. Существуют эксперименты на базе NaI [Aln05], с помощью которых планируется произвести независимую проверку результатов эксперимента DAMA, однако пока их чувствительности недостаточно. Таким образом, в настоящее время вопрос об обнаружении WIMP остается открытым.

В вышеописанном эксперименте DAMA вывод о существовании частиц темной материи осуществлялся из наблюдения годового изменения спектров, при этом не было дискриминации между событиями фона и WIMP. Для доказательства регистрации WIMP предпочтительно по возможности полное подавление фона. Одним из возможных путей решения данной проблемы является использование детекторов способных одновременно регистрировать различные типы сигналов (свет, ионизация, тепло) в области поиска WIMP. Сравнение двух сигналов обеспечивает возможность эффективного отбора редких искомых событий. EDELWEISS является одним из таких экспериментов. В нем используется новая генерация криогенных германиевых детекторов, сочетающих низкий энергетический порог, высокое инструментальное разрешение и мощную возможность выделения фоновых событий по одновременному измерению фонного и ионизационного сигналов.

2. Эксперимент по поиску слабо взаимодействующих массивных частиц EDELWEISS

Эксперимент EDELWEISS (Experience pour DEtecter Les Wimps En Site Souterrain) предназначен для прямого поиска слабо взаимодействующих массивных частиц, являющихся кандидатами на роль небарионной темной материи во Вселенной. Как было сказано в первой главе, эти частицы могут быть обнаружены путем регистрации ядер отдачи, образующихся в результате упругого рассеяния частиц темной материи на обычном веществе. Вследствие того, что предсказываемая частота подобных событий составляет менее одного события на килограмм детектора в день, а величина энергии ядер отдачи менее 100 кэВ, эксперимент необходимо проводить в низкофоновой лаборатории с использованием специальной экспериментальной техники. Для поиска WIMP в эксперименте EDELWEISS используются криогенные болометры из сверхчистого германия, способные одновременно измерять ионизационный и тепловой сигналы. Основываясь на том факте, что ионизационный выход у ядер отдачи значительно меньше, чем у электронных событий, можно существенно (на несколько порядков) подавить господствующий фон от фотонов и электронов [Ven00]. Чтобы достичь хорошего разрешения и порога измерений в тепловом канале, детекторы охлаждаются до сверхнизких температур. Для подавления фона от естественной радиоактивности и космических мюонов в эксперименте предусмотрены пассивная и активная защиты, окружающие экспериментальную установку со всех сторон. Для снижения космогенной составляющей фона, экспериментальная установка находится в лаборатории LSM, в автомобильном туннеле Фреджус на границе Франции и Италии. В коллаборации EDELWEISS участвуют более 50 ученых из различных институтов Франции, Германии и России. Реализация эксперимента EDELWEISS разделена на два основных этапа с постепенным увеличением чувствительности к измерениям WIMP. На первом этапе, EDELWEISS-I, были использованы три германиевых детектора с массой в 320 г, каждый. В EDELWEISS-II используется 28 детекторов с общей массой около 10 кг.

2.1. Эксперимент EDELWEISS-I

В 1994 году были начаты исследования в первой фазе эксперимента EDELWEISS. Одной из главных задач была необходимость показать принципиальную возможность одновременного измерения ионизационного и теплового сигналов с необходимым уровнем разрешения и энергетических порогов для регистрации WIMP. Ниже будет дано краткое описание эксперимента, более подробную информацию можно найти в работах [Ben01] и [Mar04].

Для детектирования частиц темной материи в эксперименте использовались криогенные германиевые болометры массой 320 грамм каждый. Детекторы охлаждались в криостате растворения до температуры около 20 мК. Для охлаждения до таких низких температур в криостате используется смесь из двух изотопов гелия (10% ^3He и 90% ^4He). Криостаты такого типа способны достичь температуры в 2 мК. Достоинством криостатов растворения является их способность охлаждать сравнительно большие образцы до очень низких температур в непрерывном режиме на протяжении месяцев измерений. Поддерживать столь низкую температуру детекторов необходимо для получения хорошего разрешения детекторов и низкого порога измерений.

В EDELWEISS-I было показано, что детекторы позволяют одновременно измерять ионизационный и фоновый сигналы от поглощаемых в детекторе частиц. Так как ионизационный выход у электронов выше, чем у ядер отдачи, это позволяет отобрать более чем 99.9% фоновых событий от гамма и электронов при энергиях свыше 15 кэВ [San05]. Для дальнейшего снижения фона в эксперименте была предусмотрена пассивная защита толщиной в 10 см меди и 15 см свинца. Сам криостат эксперимента сделан, в основном, из сверхчистой меди. Внутри криостата для защиты от радиоактивного фона от электроники был предусмотрен 7 см слой из археологического свинца. Вокруг криостата была организована система циркуляции азота, что позволяло уменьшить фон от радона. Для защиты от нейтронного фона в эксперименте была предусмотрена защита из полиэтилена толщиной 30 см. Чистота конструкционных материалов и элементов защиты была проверена на низкофоновом германиевом детекторе. Фотографии детекторов и схема экспериментальной установки показаны на рисунке 2.1.

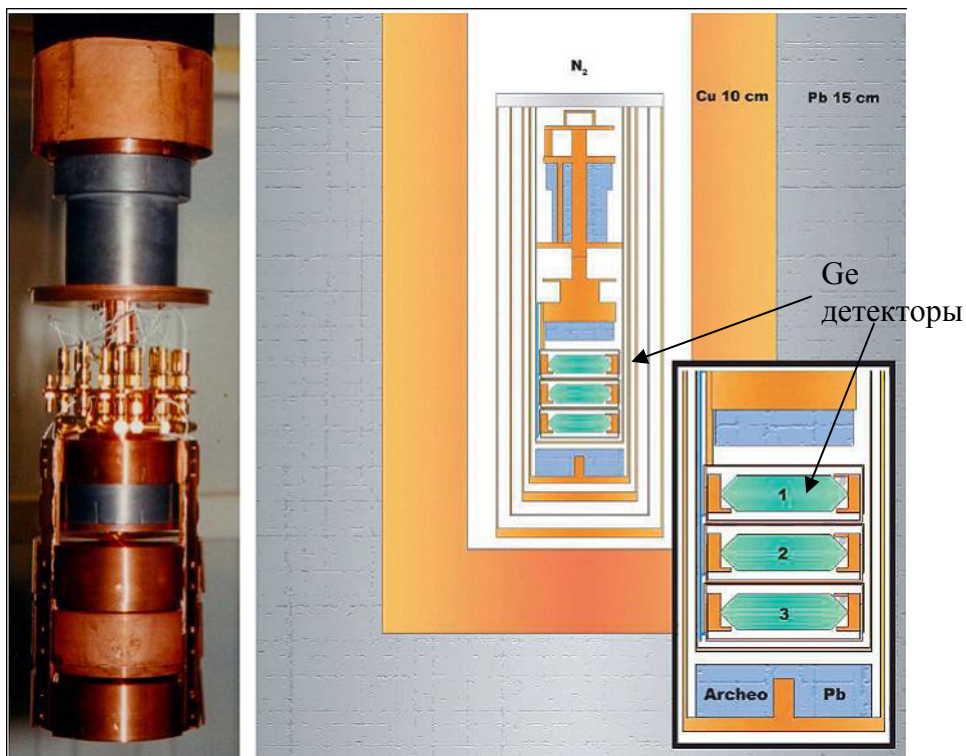


Рис.2.1. Фотографии детекторов (слева) и схема экспериментальной установки EDELWEISS-I (справа).

На протяжении суммарно около 4 месяцев удалось сохранять стабильные условия измерений, что позволило набрать статистику в 62 кг*суток. Результаты обработки этих данных дали лучшее на тот момент ограничение на сечение WIMP-нуклон [Ben02] и [San05] (рисунок 2.2).

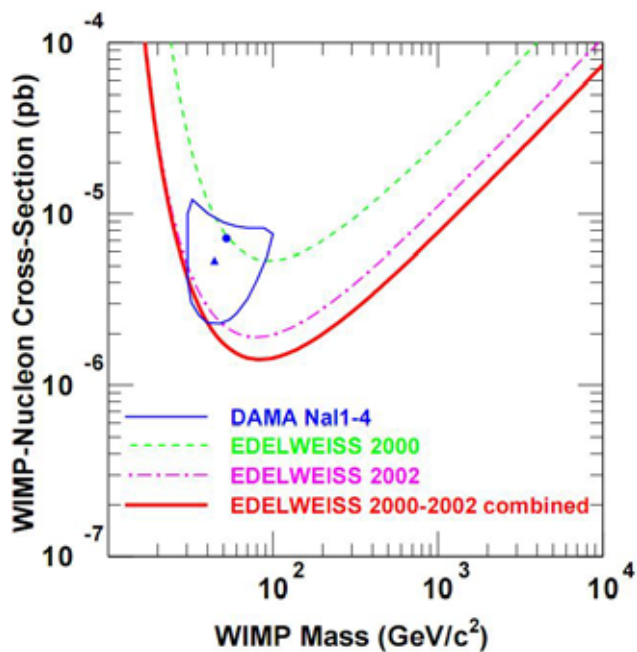


Рис. 2.2. Ограничение на сечение спин-независимого взаимодействия WIMP-нуклон, полученное в эксперименте EDELWEISS-I (сплошная красная линия). Замкнутая область – положительный результат коллаборации DAMA. Пунктирными линиями показаны результаты других экспериментов.

Кроме этого, анализ полученных данных первой фазы эксперимента позволил определить факторы, вызывающие повышение уровня фона в эксперименте [Fio07]. Эта информация учитывалась при проектировании второй фазы эксперимента.

2.2. Эксперимент EDELWEISS-II.

Набор статистики в первой фазе эксперимента EDELWEISS-I был завершен к 2004 году. Полученные результаты показали перспективность использования криогенных германиевых детекторов для поиска темной материи. Для дальнейшего повышения чувствительности эксперимента необходимо было создать установку способную работать с большей массой детекторов. В марте 2004 года начались инсталляционные работы по второй фазе эксперимента EDELWEISS [Ste06]. Был разработан новый криостат растворения, способный охлаждать до 120 детекторов общей массой до 40 кг до температуры менее 20 мК. Обеспечиваемая стабильность температурного режима составляет лучше 0.01 мК. В эксперименте EDELWEISS-II были существенно улучшены фоновые условия. Во-первых, с учетом моделирования нейтронного фона, была существенно повышена эффективность защиты от нейтронов в эксперименте. Во-вторых, было создано мюонное вето, позволяющее производить дискриминацию событий от космических лучей и вызванных ими вторичных частиц, в особенности быстрых нейтронов. Внутри защиты детекторов подается воздух, очищенный от радиоактивного ^{222}Rn до уровня ниже 10 мБк/м^3 [Lub08a]. Были приняты специальные меры защиты детекторов на этапе их производства и транспортировки от дочерних продуктов распада радона. Вся экспериментальная установка помещена в чистую комнату класса 1000.

2.3. Криогенные германиевые болометры в эксперименте

Для детектирования частиц темной материи в эксперименте используются криогенные германиевые болометры нескольких типов. Основным типом детекторов, используемом в EDELWEISS-II, являются германиевый детектор типа NTD. Детектор именно этого типа использовались в первой фазе эксперимента. Принципиальная схема такого детектора показана на рисунке 2.3.

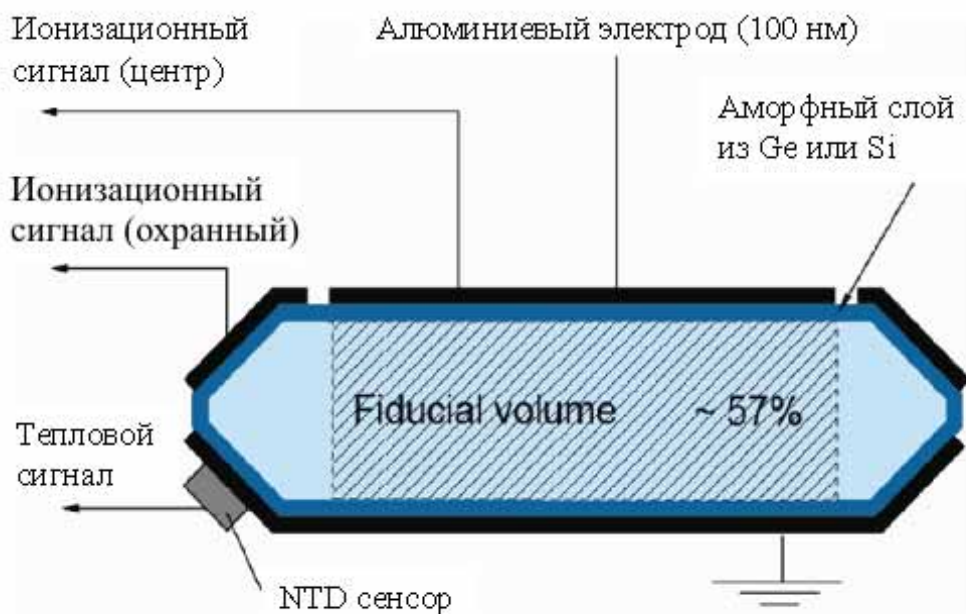


Рис. 2.3. Принципиальная схема NTD германиевого болометра, используемого в эксперименте EDELWEISS.

Детекторы изготовлены из сверхчистого германия, они имеют массу около 300-400 грамм и выполнены в виде цилиндра со скошенными краями диаметром 70 мм, высотой 20 мм. На боковой поверхности детекторов предусмотрен охранный электрод, позволяющий дискриминировать фоновые события, возникающие из-за радиоактивного загрязнения оправок детекторов. Вследствие этого, эффективный объем детектора составляет 57% от объема кристалла. Ионизационный сигнал снимается с алюминиевых электродов толщиной в 60-100 нм (расположенных сверху и снизу детектора). Между электродом и кристаллом детектора предусмотрен слой из аморфного германия или кремния толщиной 60-70 нм. Использование данного слоя позволяет уменьшить эффект деградации детекторов и снижает число фоновых поверхностных событий [Shu00], [Cen04]. Рабочее напряжение между электродами составляет величину менее 10 В. Использование столь малого напряжения необходимо при работе при сверхнизких температурах [Cha00]. Длительность снимаемого сигнала, для приложенного напряжения 6 В, составляет ~3 мкс. Внешний вид NTD детектора показан на рисунке 2.4.

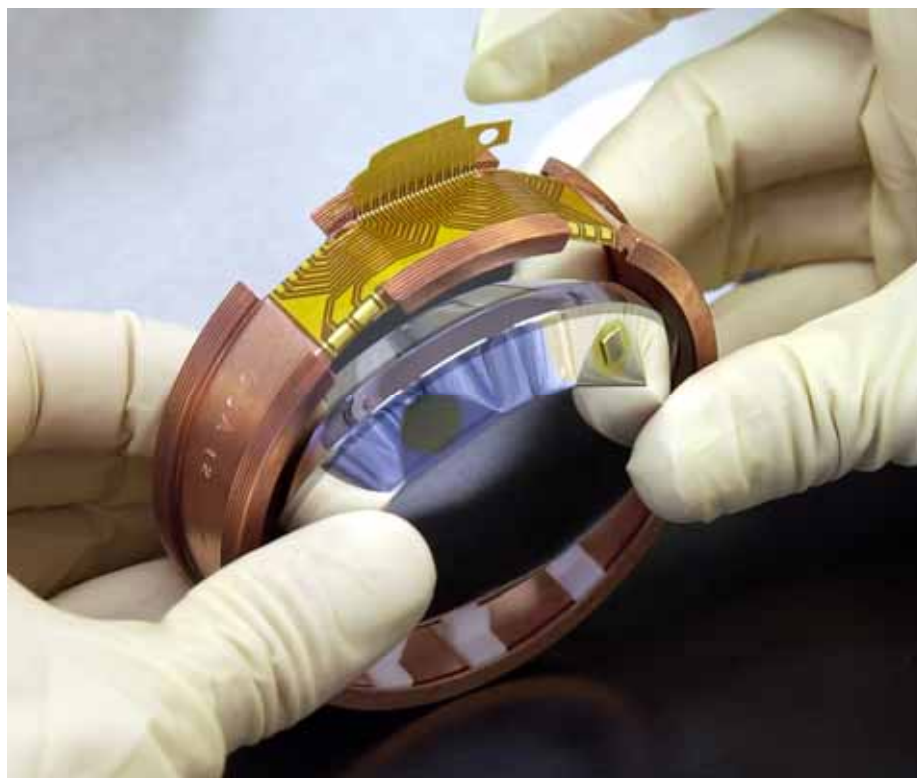


Рис. 2.4. Внешний вид NTD германиевого детектора, используемого в эксперименте EDELWEISS.

Температурный сигнал ΔT позволяет определить энергию ΔE , которую частица оставила в детекторе. Эти величины связаны соотношением:

$$\Delta E = C(T)\Delta T, \quad (2.1)$$

где $C(T)$ – теплоемкость детектора. Теплоемкость при низких температурах пропорциональна температуре в третьей степени, что позволяет добиться очень хорошего разрешения. В EDELWEISS-II измерения проводятся при температуре детекторов в 20 мК. В этих условиях частица с энергией порядка 10 кэВ вызывает нагревание кристалла на величину ~ 1 мК. Изменение температуры определяется с помощью измерения сопротивления. Для этого предусмотрен термистор, представляющий собой германиевую пластину размером 7 мм^3 , приклеенную к детектору (как показано на фотографии 2.4). Германиевый кристалл, используемый для термистора, для получения нужных свойств подвергся изменениям в сильном нейтронном потоке (Neutron Transmutation Doped Ge thermistances или NTD). Изменение температуры в кристалле вызывает следующее изменение сопротивления термистора $R(T)$:

$$R(T) = R_0 e^{\sqrt{T_0/T}}, \quad (2.2)$$

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. Типичная форма сигнала с NTD сенсора показана на рисунке 2.5.

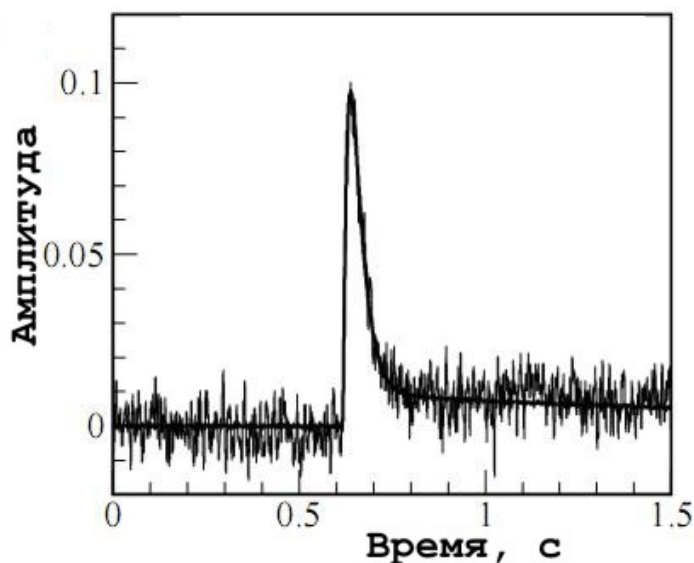


Рис. 2.5. Типичный сигнал в NTD сенсоре (энергия события ~ 60 кэВ).

Как видно из рисунка, тепловой сигнал имеет значительную длительность (доли секунд), что значительно превышает длительность ионизационного сигнала.

Как было сказано ранее, регистрация событий в детекторе происходит по двум каналам одновременно: по ионизационному и температурному. Разница в ионизационном выходе у ядер отдачи и электронов (от e^{\pm} и γ) позволяет эффективно отделять последние, являющиеся основными фоновыми событиями при поиске WIMP. Однако в поверхностном слое детектора заряд от проходящей частицы может собираться не полностью. Поэтому ионизационный выход таких событий может симитировать искомый сигнал от ядер отдачи. Как будет показано в следующем разделе, подобные поверхностные события являются одним из самых опасных фонов в эксперименте. Дискриминации этих событий является необходимым фактором увеличения чувствительности эксперимента. В EDELWEISS были разработаны два типа позиционно-чувствительных детекторов, позволяющих проводить подобную дискриминацию.

Первый детектор такого типа использует два термисторных слоя NbSi, расположенных в его торцах [Mar08]. Способность дискриминировать поверхностные события возникает из сравнения формы тепловых сигналов на разных сторонах детектора. Фотография и схема дискриминации в NbSi детекторе показана на рисунке 2.6.

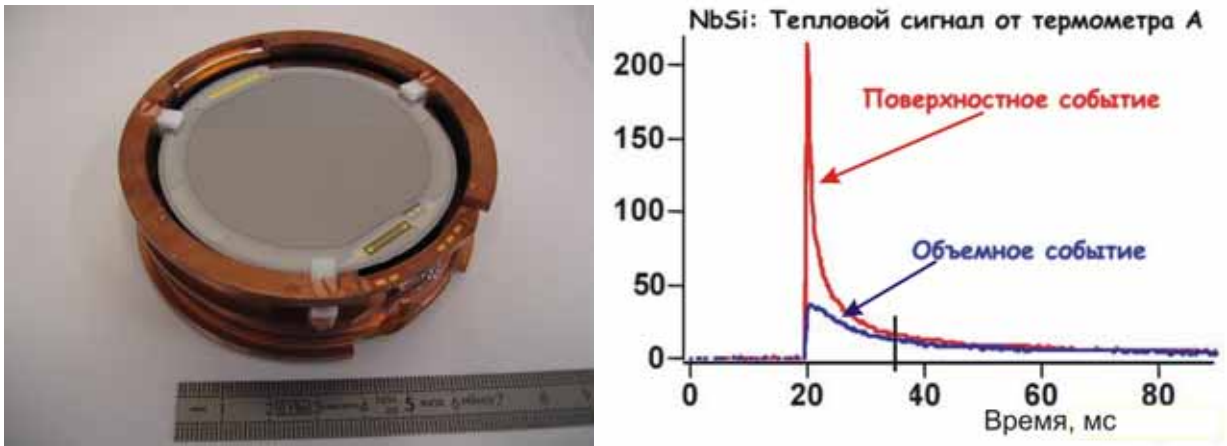


Рис. 2.6. Слева внешний вид NbSi германиевого детектора, используемого в эксперименте EDELWEISS. Справа различные формы сигналов от поверхностного и объемного событий на одном из термометров детектора.

В эксперименте EDELWEISS были проведены измерения с NbSi детекторами, которые показали их хорошую способность разделять поверхностные и объемные события. Однако, к сожалению, на настоящий момент не удается добиться хорошего разрешения детекторов и низкого порога регистрации, что не позволяет достичь хорошей чувствительности к сечению рассеяния WIMP-нуклон.

Вторым типом детекторов являются детекторы типа Ge/NTD/INTERDIGIT (ID детектор) [Bro06], [Def08]. Для снятия теплового сигнала в детекторе используется стандартный NTD термистор. Внешний вид детектора показан на рисунке 2.7.

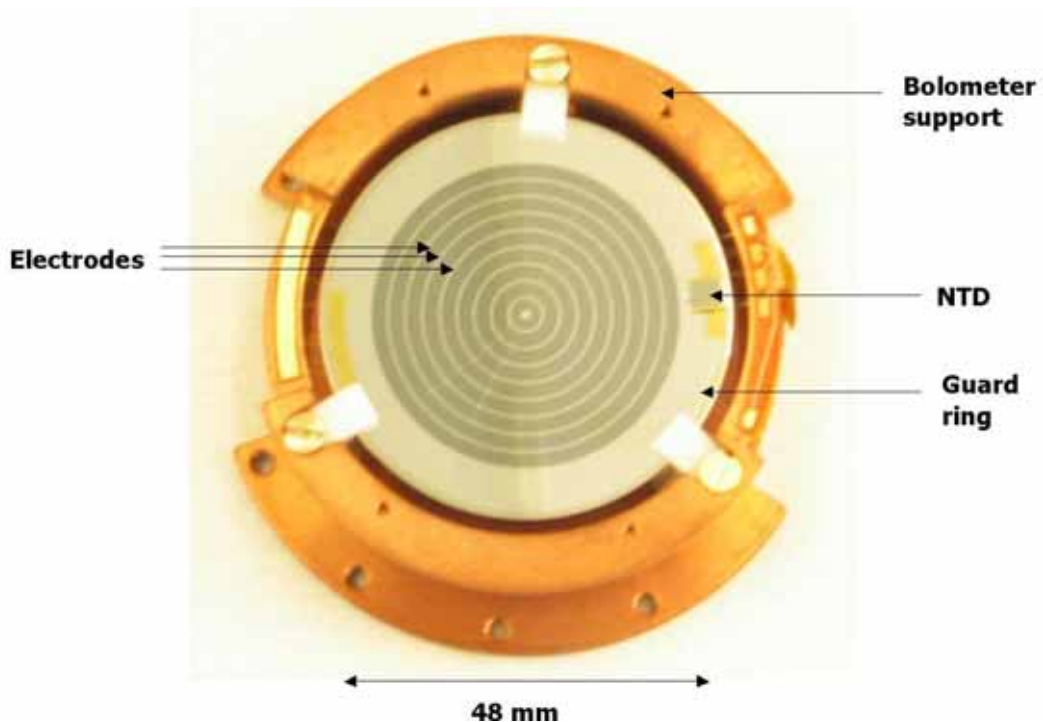


Рис. 2.7. Фотография INTERDIGIT детектора в оправке, вид сверху.

Для снятия ионизационного сигнала предусмотрена система из копланарных concentрических электродов к которым попеременно приложено различное напряжение. Ширина электрода составляет 0.2 мм, расстояние между ними – 2 мм. Вследствие использования подобной схемы создается такая конфигурация электрического поля, что заряд от событий, произошедших вблизи поверхности детектора, собирается на соседних электродах, а от объемных событий на противоположных электродах. Принципиальная схема дискриминации показана на рисунке 2.8.

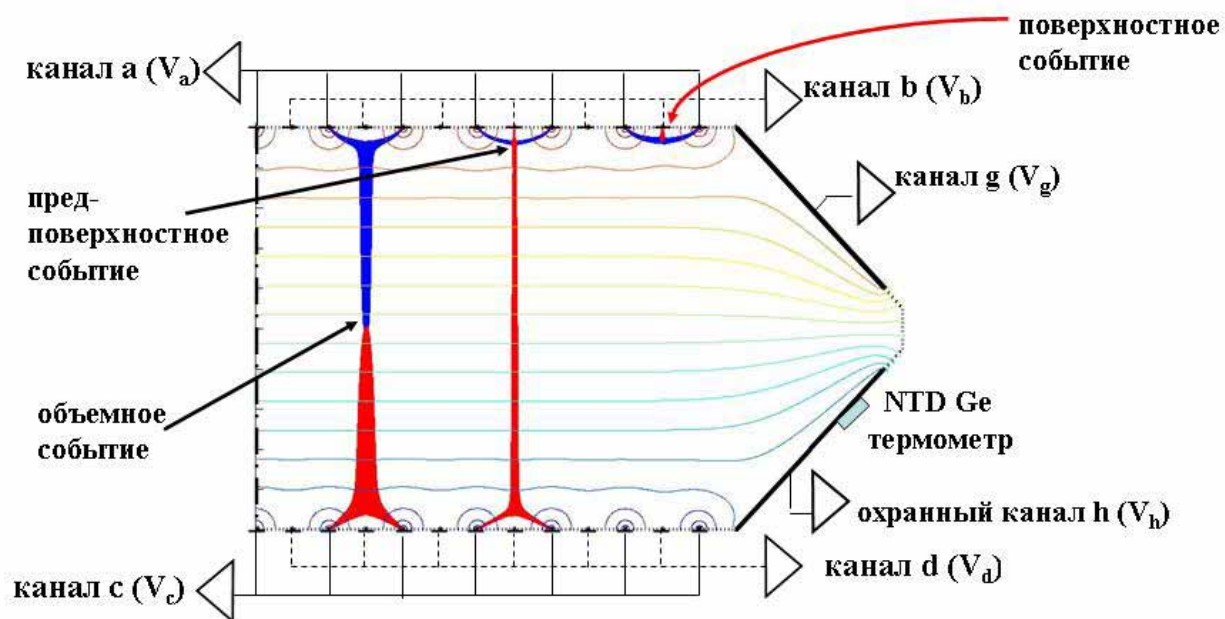


Рис. 2.8. Схема детектирования сигнала и дискриминация поверхностных событий в ID детекторе.

Калибровочные измерения с ID детекторами показали, что фактор дискриминации поверхностных событий составил величину 1:60000. С данными детекторами удастся достичь разрешения на уровне лучших NTD детекторов (глава 4).

2.4. Защита от фоновых событий

Так как процесс рассеяния частиц темной материи является крайне редким событием, необходимо по возможности полностью избавиться от фоновых событий. С учетом первой фазы эксперимента и результатов проведенного моделирования была значительно увеличена эффективность защиты от фоновых событий. В эксперименте EDELWEISS-II предусмотрены активная и «эшелонированная» пассивная защиты, позволяющие значительно подавить фон от естественной радиоактивности и космических лучей. Для снижения гамма фона, возникающего из естественной радиоактивности в

конструкционных материалах и горных породах, детекторы окружены 20 см слоем свинца, общей массой 36 тонн. Внутренняя поверхность защиты сделана из низкофонового археологического свинца¹.

Быстрые нейтроны представляют большую опасность для эксперимента, так как в результате их рассеяния возникают ядра отдачи, как и при ожидаемом рассеянии WIMP-Ge. Для защиты от таких нейтронов детекторы окружены 50 см слоем полиэтилена общей массой около 30 тонн. Нейтроны могут возникать и в свинцовой защите при прохождении космических мюонов. Для дискриминации таких событий в эксперименте предусмотрено активное мюонное вето. Оно представляет собой сцинтилляционные пластины толщиной 5 см, общей площадью около 100 м². Эффективность дискриминации вето составляет более 98%. Для облегчения доступа к детекторам, защита разделена на две части, так что ее можно легко раскрыть с помощью электромоторов. Схема защиты эксперимента представлена на рисунке 2.9.

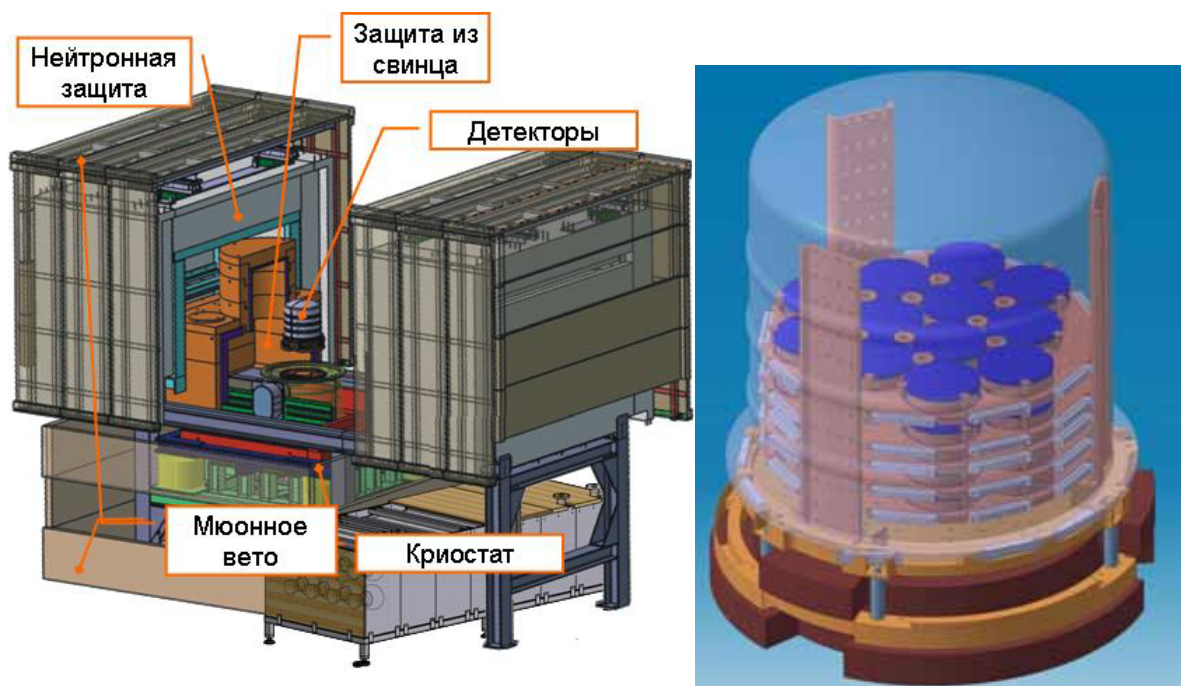


Рис. 2.9. Схема защиты от фона, применяемая в эксперименте EDELWEISS-II. Слева показаны все части установки, включая криостат растворения с детекторами и активную и пассивную защиты; справа показана верхняя часть криостата с детекторами.

Для борьбы с шумами в эксперименте предусмотрена система амортизаторов, призванная снижать уровень вибраций. То, что экспериментальная установка представляет собой сборку из большого количества детекторов, также позволяет бороться с фоновыми событиями. Внутри защиты детекторов подается воздух, очищенный от радона (порядка 9 литров в минуту). Сама экспериментальная установка находится в чистой комнате класса

¹ Археологический свинец был взят с затонувшего римского корабля [Lho87].

1000. Для снижения фона от космических мюонов эксперимент проводится в лаборатории LSM, находящейся в туннеле, соединяющем Францию и Италию (рис. 2.10).

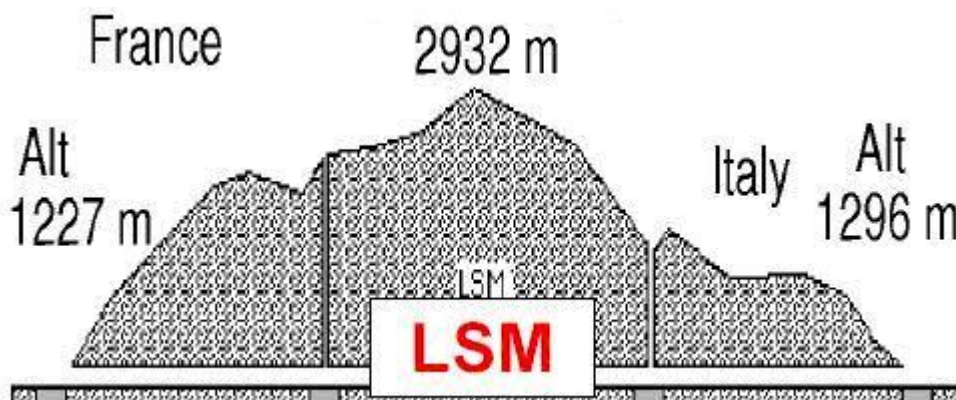


Рис. 2.10. Месторасположение подземной лаборатории LSM.

Общая высота скальной породы над лабораторией составляет 1700 м (4850 метров водного эквивалента), что существенным образом подавляет космогенную составляющую фона. Измеренный поток космических мюонов составляет всего 4 мюона/(м² * сут), что более чем на 6 порядков ниже чем на поверхности Земли. В подземной лаборатории значительно снижен и нейтронный фон, так измеренный поток нейтронов составляет 1500 нейтронов/(м² * сут), что на 4 порядка ниже нейтронного фона на поверхности.

2.5. Получение экспериментальных данных

Как было сказано ранее, по крайней мере, три независимых сигнала от каждого детектора необходимо получить и преобразовать для дальнейшего анализа. Для получения сигнала от детекторов была разработана система усиления и оцифровки сигнала. Некоторые части этой системы работают при криогенных температурах. Конфигурация электроники была выбрана с учетом требования к фоновым условиям эксперимента.

2.5.1. Получение и интерпретация сигналов от детекторов

Управление электроникой и преобразование получаемых данных осуществляется с помощью компьютеров PowerMac G5. Для получения данных и предварительного анализа была разработана управляющая программа *Samba*. Эта программа написана на языке программирования C++, она позволяет производить измерения, и осуществляет

предварительную обработку данных. *Samba* управляет электроникой эксперимента, в том числе позволяет изменять напряжение на детекторе, усиление и пороги измерений. *Samba* производит предварительный анализ получаемых данных, включающий в себя фильтрацию шумов. Внешний вид программы при работе с ней дистанционно, показан на рисунке 2.11.

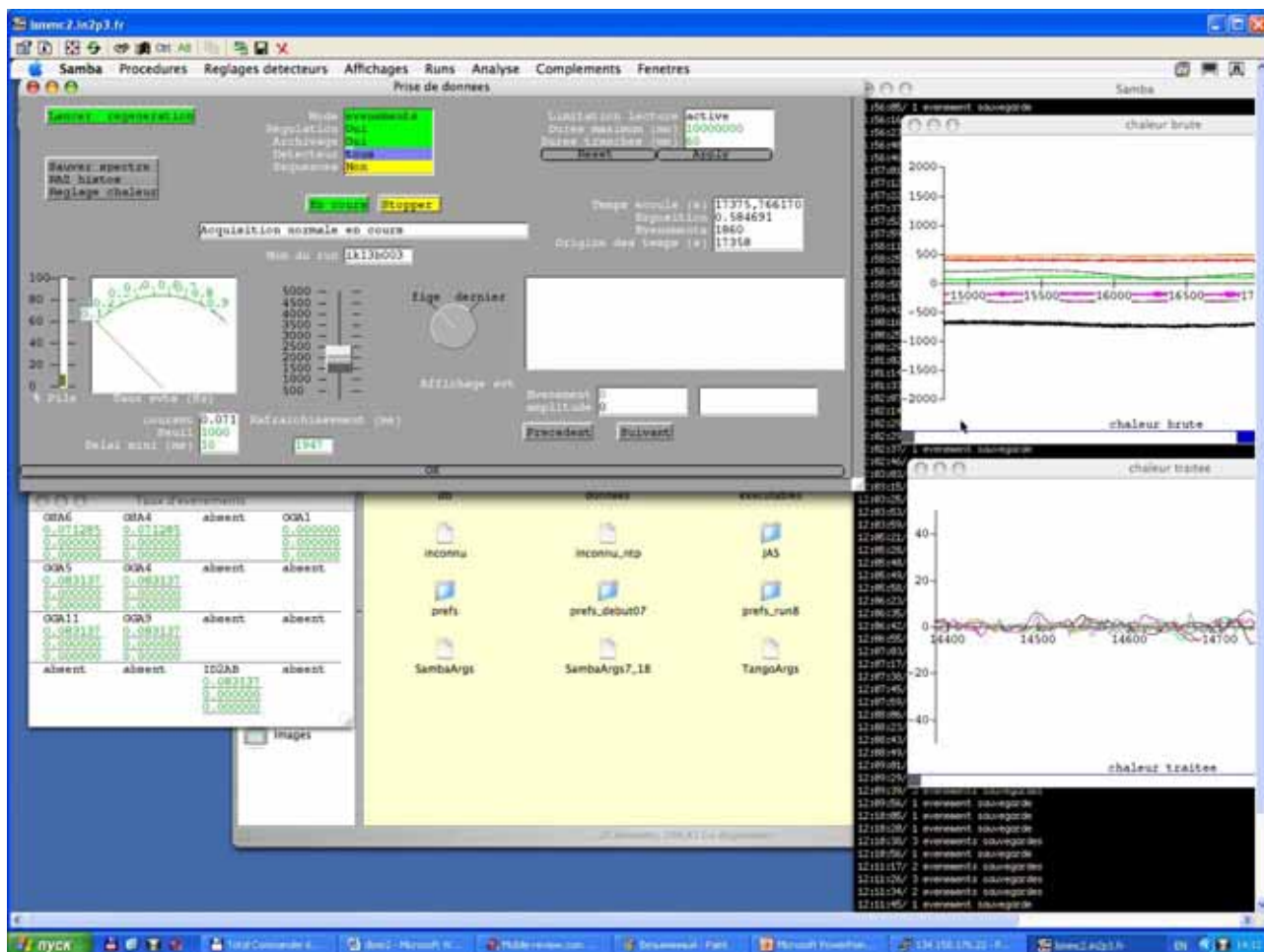


Рис. 2.11. Внешний вид программы набора данных *Samba* при дистанционной работе с ней.

При измерениях используются различные виды триггеров, срабатывающие при получении сигнала с амплитудой выше порога. Триггер может происходить как при превышении теплового, так и ионизационного порога. Программа имеет возможность выбора параметров записи информации о событии на диск. Есть возможность при срабатывании триггера записывать сигнал как от одного детектора, так и для соседних и даже всех детекторов.

Получаемые данные анализируются с помощью *offline* программ, базирующихся на пакетах *ROOT* и *PAW*. После фильтрации сигнала определяется его амплитуда с помощью фитирования эталонной формой импульса, полученной из калибровочных измерений. Типичная форма сигнала от *NTD* детектора и его фитирование показаны на рисунке 2.12.

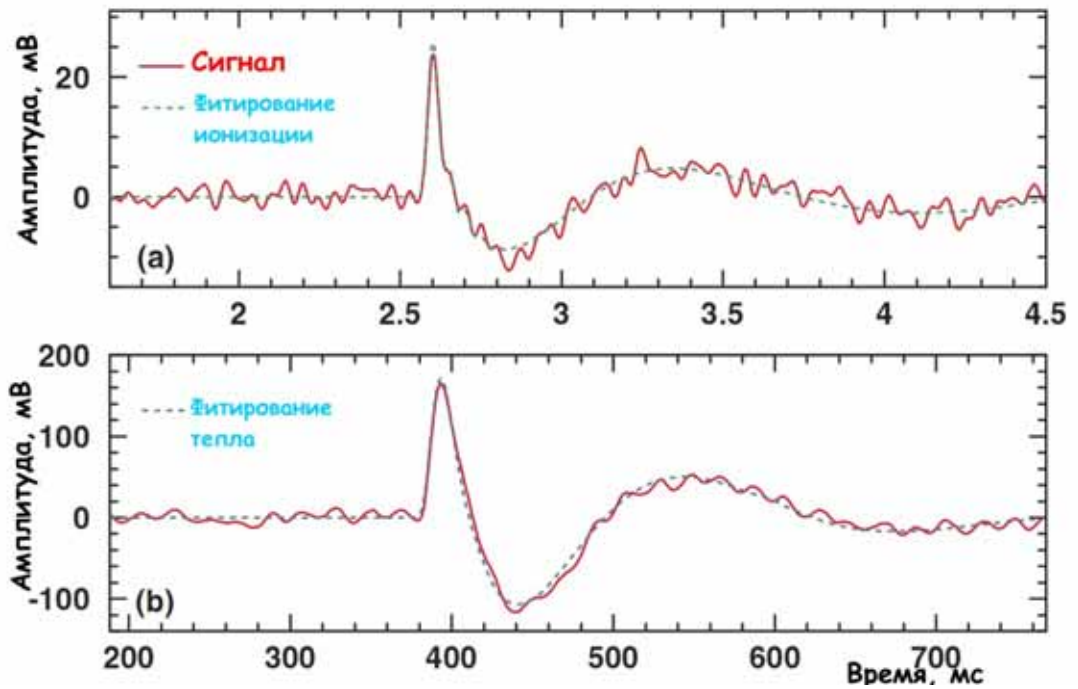


Рис. 2.12. Пример экспериментального сигнала после фильтрации (сплошная линия) и его фитирование с помощью эталонной формы линии.

Энергия, оставленная частицей в детекторе, называется энергией отдачи E . В детекторах EDELWEISS определение энергии события происходит в двух независимых каналах измерений: в тепловом канале E_H и ионизационном канале E_I . Если частица взаимодействует с электронами, то такое событие называется “электронным”. Если частица взаимодействует с атомным ядром (например, в результате рассеяния WIMP или нейтрона), то такое событие называется ядром отдачи. Большая часть энергии отдачи сразу преобразуется в фоновый сигнал, другая же часть конвертируется в ионизационный сигнал (электрон-дырочные пары), собираемый на электродах детектора. Амплитуда ионизационного сигнала в детекторе A_I пропорциональна количеству собранных электрон-дырочных пар² N :

$$A_I \propto N = \frac{E}{\varepsilon}, \quad (2.3)$$

где E – оставленная в детекторе энергия, а ε - средняя энергия необходимая для создания одной электрон-дырочной пары. Для электронного сигнала (т.е. сигнала от гамма-квантов или электронов) в германиевом детекторе $\varepsilon_\gamma \approx 3$ эВ [Nav00]. Ядра отдачи производят меньше электрон-дырочных пар, и поэтому средняя энергия, потраченная на создание одной электронно-дырочной пары, зависит от энергии частицы и приблизительно равна ε_n

² При регистрации высокоэнергетических частиц с детекторами, имеющими низкое собирающее напряжение, наблюдается отклонение от данной пропорциональности.

≈ 12 эВ. Величина $Q = \varepsilon_\gamma / \varepsilon_n$ называется ионизационным выходом. Для ядер отдачи амплитуда равна:

$$A_{I,n} \propto N_n = \frac{E}{\varepsilon_n} = Q \frac{E}{\varepsilon_\gamma}. \quad (2.4)$$

При калибровке ионизационного канала полагаем $E_I = E$ и поэтому:

$$E_{I,n} = Q E. \quad (2.5)$$

Ионизационный выход для нейтронов в зависимости от энергии отдачи был определен в эксперименте EDELWEISS-I с использованием источника нейтронов ^{252}Cf :

$$Q_n = 0.16 E^{0.18}. \quad (2.6)$$

В области поиска WIMP $Q_n \approx 0.25$.

Амплитуда теплового сигнала A_H зависит от энергии, оставленной в детекторе частицей, однако не прямо пропорциональна ей. Вследствие эффекта Неганова-Трофимова-Люка [Cha00] амплитуда теплового сигнала зависит от величины приложенного к детектору напряжения. Для электронного типа сигнала амплитуда будет пропорциональна:

$$A_{H,\gamma} \propto (1 + eV / \varepsilon_\gamma) E \approx (1 + \nu) E, \quad (2.7)$$

где V – абсолютное значение приложенного напряжения, E – энергия оставленная частицей в детекторе, e – элементарный электрический заряд, переменная ν равна $\nu = eV / \varepsilon_\gamma$. Для ядер отдачи значение амплитуды будет пропорциональным:

$$A_{H,n} \propto (Q' + eV / \varepsilon_n) E = (Q' + Q\nu) E, \quad (2.8)$$

где Q' – фоновый выход, введенный по аналогии с Q . В эксперименте EDELWEISS было измерено значение величины Q' [Ben07a] в интервале энергий от 20-100 кэВ: $Q' = 0.91 \pm 0.03 \pm 0.03$. Значение фонового выхода Q' близко к единице, то есть различие между фоновыми сигналами от электронных событий и событий от ядер отдачи незначительно. При калибровке теплового сигнала полагается $E_{H,\gamma} = E$, и поэтому:

$$E_{H,n} = \frac{Q' + Q\nu}{1 + \nu} E. \quad (2.9)$$

Значения E_H и E_I можно использовать для получения энергии отдачи E . Если принять $Q' = 1$, то выражения (2.5) и (2.9) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} E &= (1 + \nu) E_H - \nu E_I, \\ Q &= E_I / E. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Погрешности ионизационного выхода для случаев гамма-квантов и ядер отдачи будут соответственно равны:

$$\sigma_{Q_\gamma}(E) = \frac{1+\nu}{E_R} \sqrt{\sigma_I^2 + \sigma_H^2},$$

$$\sigma_{Q_n}(E) = \frac{1}{E_R} \sqrt{(1-\nu \langle Q_n \rangle)^2 \sigma_I^2 + (1+\nu)^2 \langle Q_n \rangle^2 \sigma_H^2}. \quad (2.11)$$

Экспериментально измеренная зависимость ионизационного выхода от энергии отдачи для γ -квантов и нейтронов показана на рисунке 2.13.

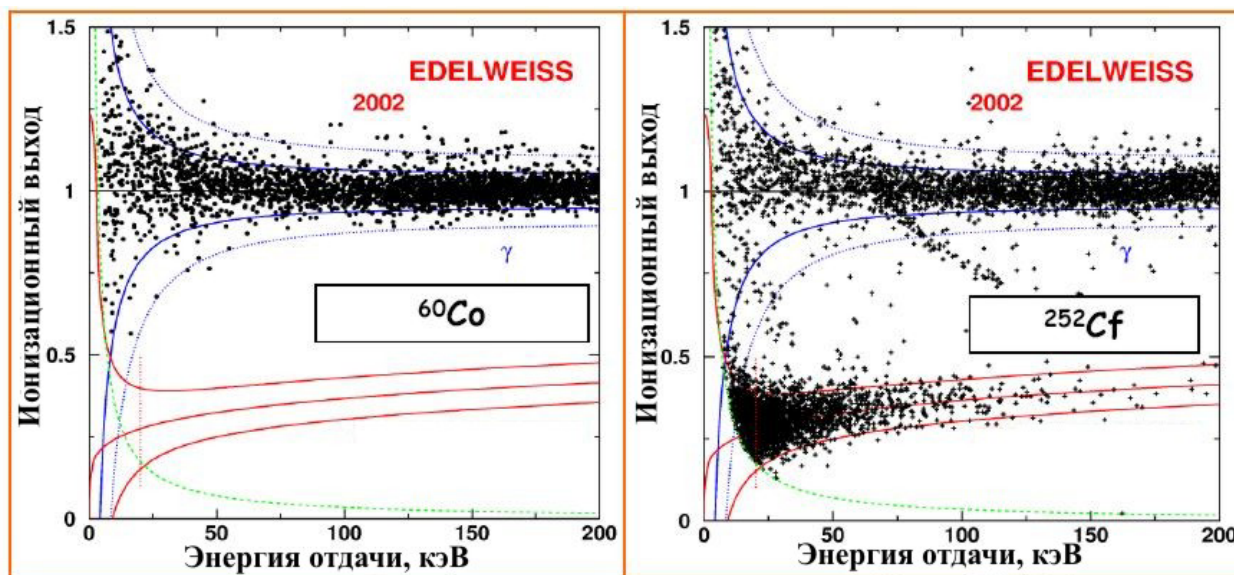


Рис. 2.13. Слева приведены калибровочные спектры, полученные в эксперименте EDELWEISS-I, с помощью источника ^{60}Co . Справа показана калибровка с использованием источника нейтронов ^{252}Cf . Сплошными линиями показаны погрешности ионизационного выхода для электронного и нейтронного сигнала соответственно.

Как видно из рисунка, события от ядер отдачи, возникающие в результате неупругого рассеяния нейтронов от ^{252}Cf , имеют значения ионизационного выхода порядка 0.25, а события от электронов и фотонов лежат в области единицы, что позволяет эффективно их дискриминировать. Измеренный фактор подавления фоновых событий составил 99.9% при энергиях свыше 15 кэВ [San05].

2.5.2. Деградация и регенерация детекторов

Первичным фактором при обработке является отбор событий, находящихся в одинаковых экспериментальных условиях. С течением времени, при приложенном напряжении, в детекторе образуются объемные заряды, вследствие чего свойства детектора меняются. Со временем ухудшается разрешение и эффективность сбора заряда [Sen04]. Это иллюстрируется на рисунке 2.14. Однако этот процесс является обратимым.

Разрешение детектора полностью восстанавливается после облучения детекторов источником ионизирующего излучения при заземленных электродах.

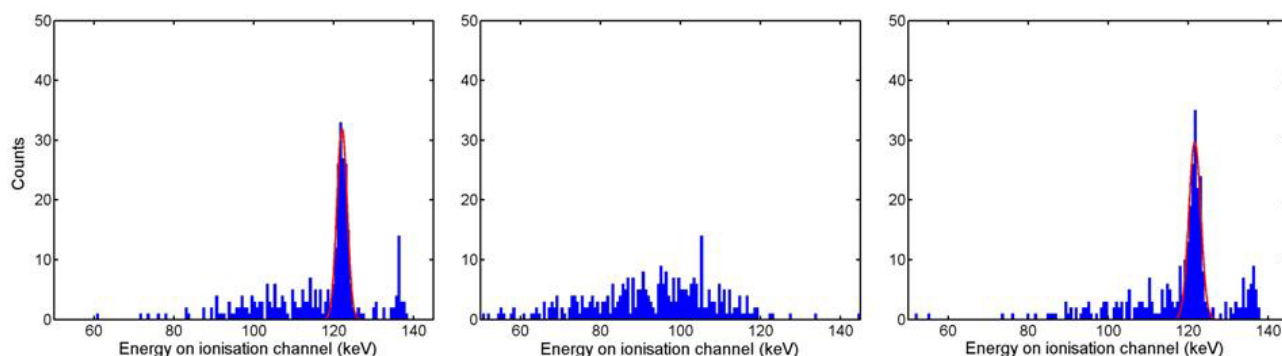


Рис. 2.14. Демонстрация деградации и регенерации детектора на примере калибровочных измерений 122 кэВ гамма линии ^{57}Co . Слева – начало измерений. В центре спектр после экспозиции детектора при напряжении -4В интенсивным источником ^{60}Co . Справа спектр после проведения короткой регенерации.

Вследствие этой особенности детекторов необходимо производить периодическую «регенерацию» детекторов в EDELWEISS. Для проведения такой процедуры в эксперименте предусмотрена возможность помещать источники ^{60}Co внутрь защиты с помощью электромоторов,двигающих источники. При этом используется два источника ^{60}Co активностью в 150 и 180 кБк, устанавливаемых на противоположных сторонах криостата. Обычно эта процедура производится дистанционно из Дубны. На рисунке 2.15 показано расположение источников ^{60}Co .

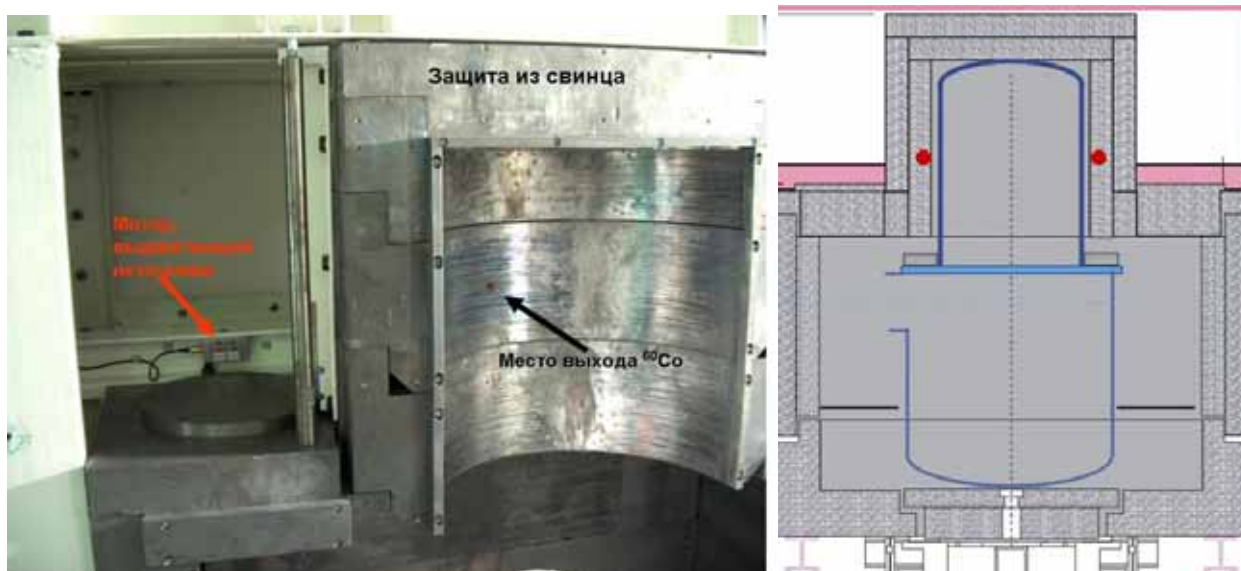


Рис. 2.15. Расположение источников ^{60}Co , используемых для проведения регенерации детекторов. Слева фотография открытой защиты эксперимента. Справа схема защиты и криостата: красными точками указано местоположение источников при проведении регенерации.

Калибровочные измерения и анализ полученных данных показали, что для обеспечения стабильного набора данных без существенного ухудшения характеристик детекторов достаточно производить ежедневную регенерацию детекторов в течение 50 минут. Кроме

ежедневной регенерации, во время заправки криостата гелием (еженедельно) производится длительная регенерация детекторов.

2.5.3. Энергетическая калибровка детекторов

В эксперименте EDELWEISS для калибровки энергетической шкалы и определения фактора отбора фоновых электронных событий от ядер отдачи используются радиоактивные гамма (^{57}Co , ^{133}Ba , ^{60}Co) и нейтронные источники (^{252}Cf , AmBe). Основным используемым γ -источником является ^{133}Ba . С его помощью выполняются как тщательные калибровочные измерения в начале каждого цикла набора данных (несколько раз в год), так и регулярные короткие проверки стабильности работы детекторов (не реже 1 раза в неделю).

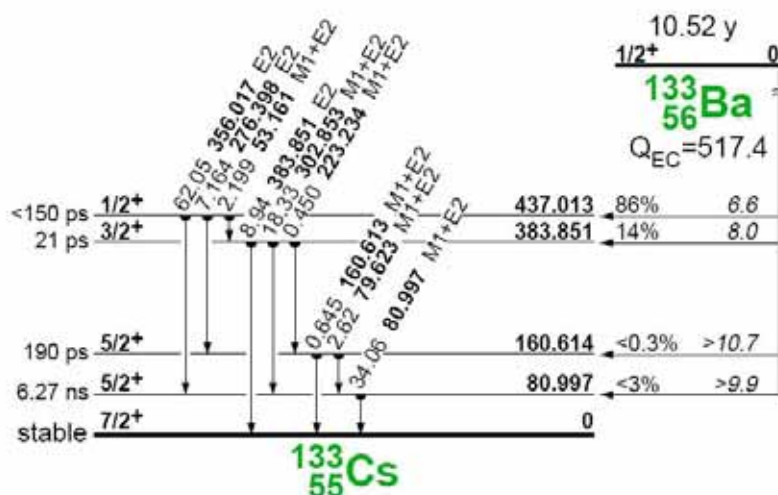


Рис. 2.16. Схема распада ^{133}Ba . Рисунок взят из [Тоi96].

При распаде ^{133}Ba возникает несколько гамма-линий в области низких энергий (как показано на рисунке 2.16), что позволяет произвести энергетическую калибровку в области поиска WIMP. ^{133}Ba распадается в стабильный ^{133}Cs и обладает удобным для измерений временем жизни (10.52 года), что позволяет использование одних и тех же калибровочных источников в течение всего эксперимента. Для использования в EDELWEISS были приготовлены 4 источника ^{133}Ba методом имплантации в нержавеющую сталь с последующей запайкой в металлическую капсулу, что обеспечивает высокую степень защиты эксперимента от радиоактивного загрязнения при проведении калибровок. Активности источников были измерены с помощью низкофонового германиевого детектора и показаны в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Измеренные активности калибровочных источников ^{133}Ba .

Номер источника	Активность, Бк	Месторасположение
1	755 ± 14	NEMO
2	5623 ± 152	
3	860 ± 81	
4	1910 ± 57	Grotte

Для проведения калибровок предусмотрена система перемещения источников внутрь защиты, аналогичная системе перемещения источников для регенерации детекторов. В ней используются источники ^{133}Ba №1 и №4 с активностью в 755 и 1910 Бк, помещаемых системой в диаметрально противоположных сторонах от детекторов. Это обеспечивает равномерность облучения детекторов внутри криостата. Два оставшихся источника применяются для установки в произвольное место в верхней части криостата. На рисунке 2.17 показан экспериментальный калибровочный спектр от ^{133}Ba .

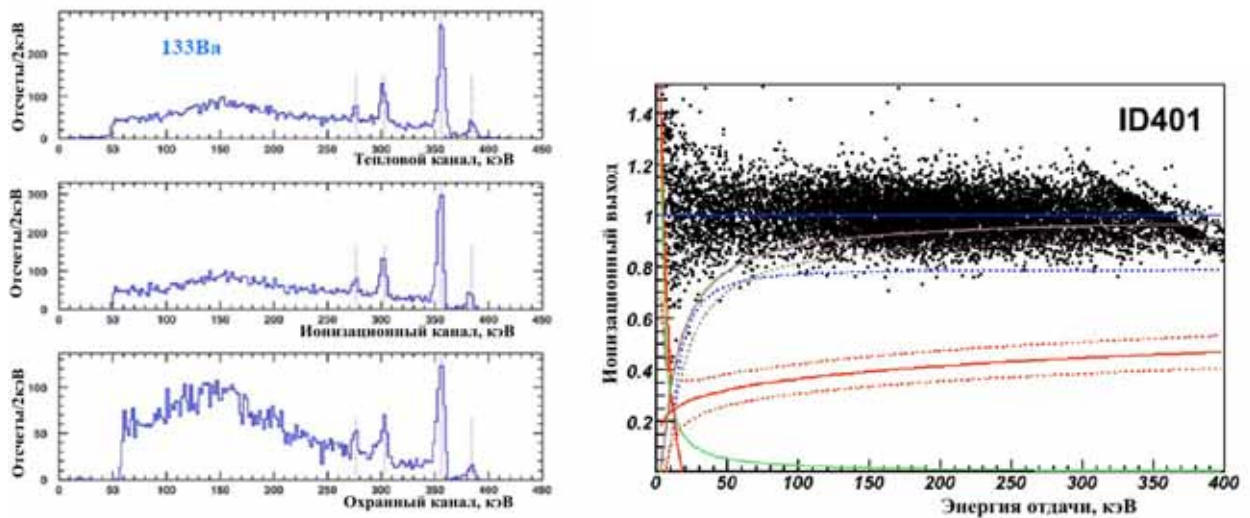


Рис. 2.17. Калибровочные измерения на NTD детекторе с источником ^{133}Ba . Слева показан экспериментальный спектр в каждом канале измерений. Справа зависимость ионизационного выхода от энергии отдачи.

Для определения области детектирования WIMP производится калибровка с использованием источника нейтронов америций-бериллий (AmBe), активностью по нейтронам 20 Бк. В этом источнике нейтроны с энергиями вплоть до 11 МэВ возникают как результат реакции $^{241}\text{Am} \rightarrow \alpha + ^9\text{Be} \rightarrow n + ^{12}\text{C}$. На рисунке 2.18 показан экспериментальный спектр с таким источником нейтронов. Как видно из рисунка, электронные события и события от ядер отдач лежат в различных областях, что позволяет производить мощную дискриминацию фоновых событий с энергией выше ~ 20 кэВ.

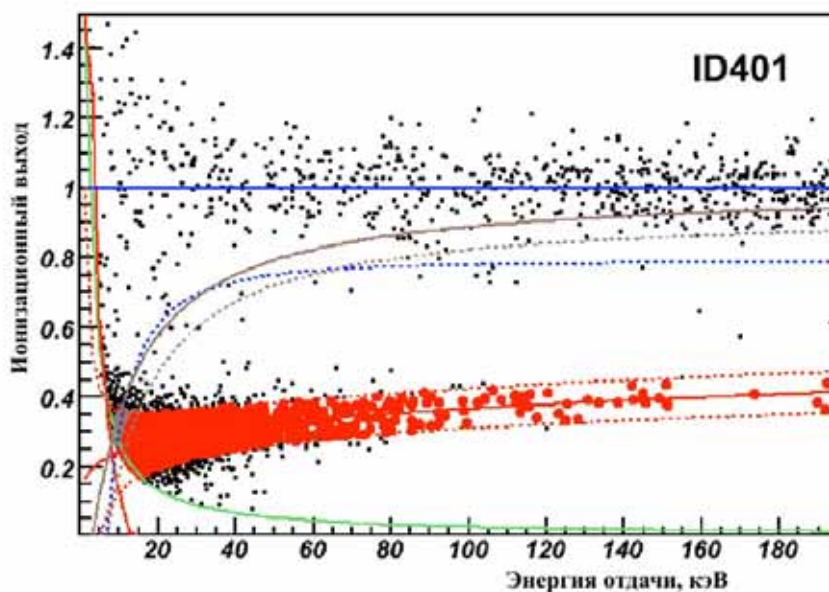


Рис. 2.18. Результат калибровки детектора ID401 источником нейтронов. Жирными красными точками обозначены события, лежащие в области детектирования ядер отдачи.

Для уменьшения количества фоновых событий, возникающих в результате радиоактивного загрязнения NTD термометров и оправок детекторов, в анализе используются только события, произошедшие в эффективном объеме детектора. Для определения эффективного объема используются радиоактивные изотопы ^{65}Zn и ^{68}Ge , образующиеся в результате активации германия нейтронами от космического излучения. Период полураспада этих изотопов составляет 244 и 271, суток соответственно. В процессе их распада, в результате снятия возбуждения с К оболочки возникают линии с энергией 8.98 кэВ и 10.4 кэВ, соответственно. Эти линии применяются для определения эффективного объема детекторов. Процедура определения эффективного объема описана в работе [Mar03]. Оказалось, что эффективный объем NTD детектора составляет 57%, в случае ID детектора эффективный объем равен 50%. Для калибровок также используется источники ^{210}Pb (более подробно его использование показано в главах 3 и 4). Для калибровки детекторов при высоких энергиях планируется использовать ^{208}Tl .

2.6. Выводы

Во второй главе был дан обзор экспериментальной техники и методов, используемых в эксперименте EDELWEISS. В начале, описан прототип экспериментальной установки (EDELWEISS-I), и полученные на нем данные. Исследования, проведенные в EDELWEISS-I, позволили продемонстрировать принципиальную возможность использования германиевых болометров с одновременным измерением фононного и ионизационного сигналов для без-фонового поиска WIMP, и сделать выводы о влиянии фоновых условий на экспериментальный спектр. С учетом первой фазы эксперимента были приняты специальные меры по защите от фоновых событий в EDELWEISS-II. Для дальнейшего подавления фона в эксперименте были разработаны детекторы с копланарными концентрическими электродами, позволяющими активно подавлять поверхностные события. Наряду с инновационными методиками активного устранения фона, в EDELWEISS используются и все известные традиционные методы его понижения. Современная криогенная система и система получения и оцифровки, возникающих в детекторах ионизационных и фононных импульсов, вместе с разнообразными интенсивными калибровками обеспечивают получение достоверных данных в эксперименте.

3. Изучение фона от ^{222}Rn и его дочерних продуктов в эксперименте EDELWEISS

Как было замечено выше, одними из наиболее важных факторов повышения чувствительности эксперимента и правильной интерпретации получаемых данных является понимание источников и снижение количества фоновых событий. Эта задача является одной из основных для большинства экспериментов по поиску редких эффектов. Радиоактивный благородный газ ^{222}Rn , являющийся продуктом естественной радиоактивности, обладает высокой проникающей способностью и мобильностью, и поэтому может распадаться вблизи детектора, повышая при этом общий гамма-фон. Кроме того, дочерние продукты ^{222}Rn , включающие долгоживущие ^{210}Pb и ^{210}Po , могут накапливаться на детекторах и конструкционных материалах и значительно повышать уровень фона. В отсутствии активной дискриминации поверхностных событий этот вид фона может имитировать ожидаемую сигнатуру сигнала от WIMP. Данная глава посвящена проделанной работе по контролю уровня радона и анализу влияния ^{222}Rn и его дочерних продуктов на результаты эксперимента EDELWEISS .

3.1. Исследования фона от радона с помощью высокочувствительного радонового детектора

Опасным источником фоновых событий для большинства низкофонных экспериментов является радиоактивный газ ^{222}Rn . Он образуется из альфа-распада ^{226}Ra , появляющегося из цепочки распада урана-238, который находится в конструктивных материалах и горных породах.

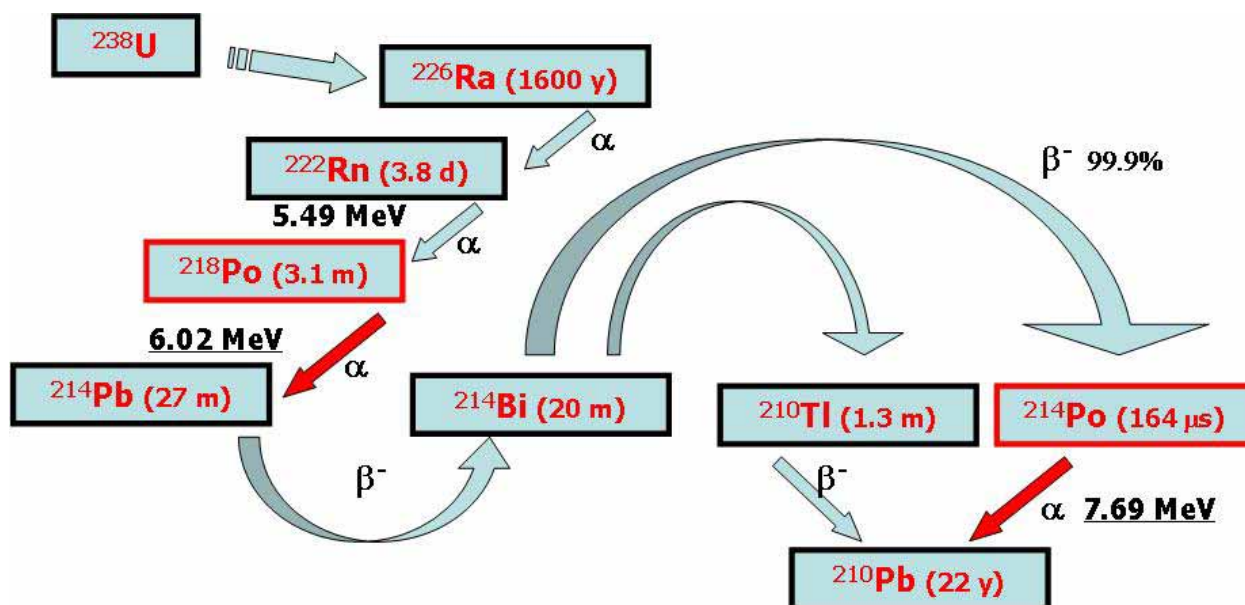


Рис. 3.1. Принципиальная схема распада ^{222}Rn , образующегося из цепочки ^{238}U .

Радон является благородным газом и поэтому он легко проникает внутрь защиты установки и может претерпевать распад вблизи детектора, увеличивая количество фоновых событий. Кроме того, в цепочке распада ^{222}Rn присутствует долгоживущий радиоактивный изотоп ^{210}Pb , который также повышает уровень фона в эксперименте. Ядра отдачи ^{210}Pb , возникающие из альфа-распада ^{214}Po , имплантируются внутрь поверхности детектора. Поэтому на всех стадиях создания установки, а также при хранении и транспортировке детекторов, необходимо знать концентрацию радона в воздухе и принимать меры для ее снижения. В атмосфере замкнутого пространства лаборатории, без применения соответствующих мер защиты, концентрация радона может достигать больших значений (до 1000 Бк/м^3 и выше).

Измерить концентрацию радона в окружающем воздухе можно с помощью хорошо известного и сравнительно простого метода электростатического сбора на альфа-детекторе дочерних альфа-радиоактивных продуктов распада ^{222}Rn из газовой смеси [Tak99]. Известно, что при альфа-распаде ^{222}Rn в воздухе его дочерние продукты в $\sim 90\%$ являются положительно заряженными ионами [Kot81]. Образовавшиеся в газовой камере детектора положительные ионы дрейфуют и оседают на находящейся под отрицательным потенциалом поверхности альфа-детектора, в котором и происходит регистрация альфа-частиц из распадов ^{218}Po и ^{214}Po . Принципиальная схема и внешний вид радонового детектора показаны на рисунке 3.2.

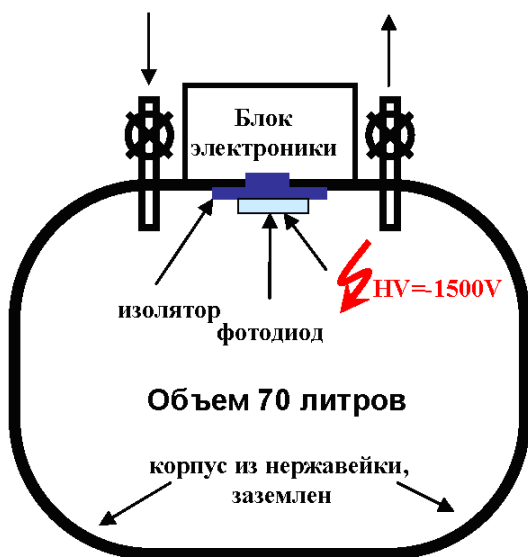


Рис. 3.2. Принципиальная схема (слева) радонового детектора и его внешний вид с электроникой (справа).

Детектор состоит из газовой камеры с объемом в 70 литров, альфа-детектора и блока электроники. Специальная обработка материалов камеры и использование соединений в виде металлических прокладок из индия позволили существенно понизить собственный фон детектора, что дало нам возможность измерять концентрацию радона в воздухе на уровне в несколько мБк/м³ [Lub08b]. Эта концентрация соответствует ~ 100 атомов радона в детектируемом объеме. Анализируемый газ закачивается в камеру детектора со скоростью 0.4 л/мин. Дочерние продукты распада радона осаждаются на отрицательно заряженном электроде, находящемся под напряжением в 1500В. Электрод представляет собой планарный кремниевый фотодиод размером 2×2 см.

Обычное содержание радона в воздухе помещений составляет от единиц до десятков Бк/м³. Таким образом, измеряя содержание радона в лаборатории, мы имеем достаточный по интенсивности источник ²²²Rn. С таким источником и были произведены калибровочные измерения. На рисунке 3.3. показан типичный энергетический спектр.

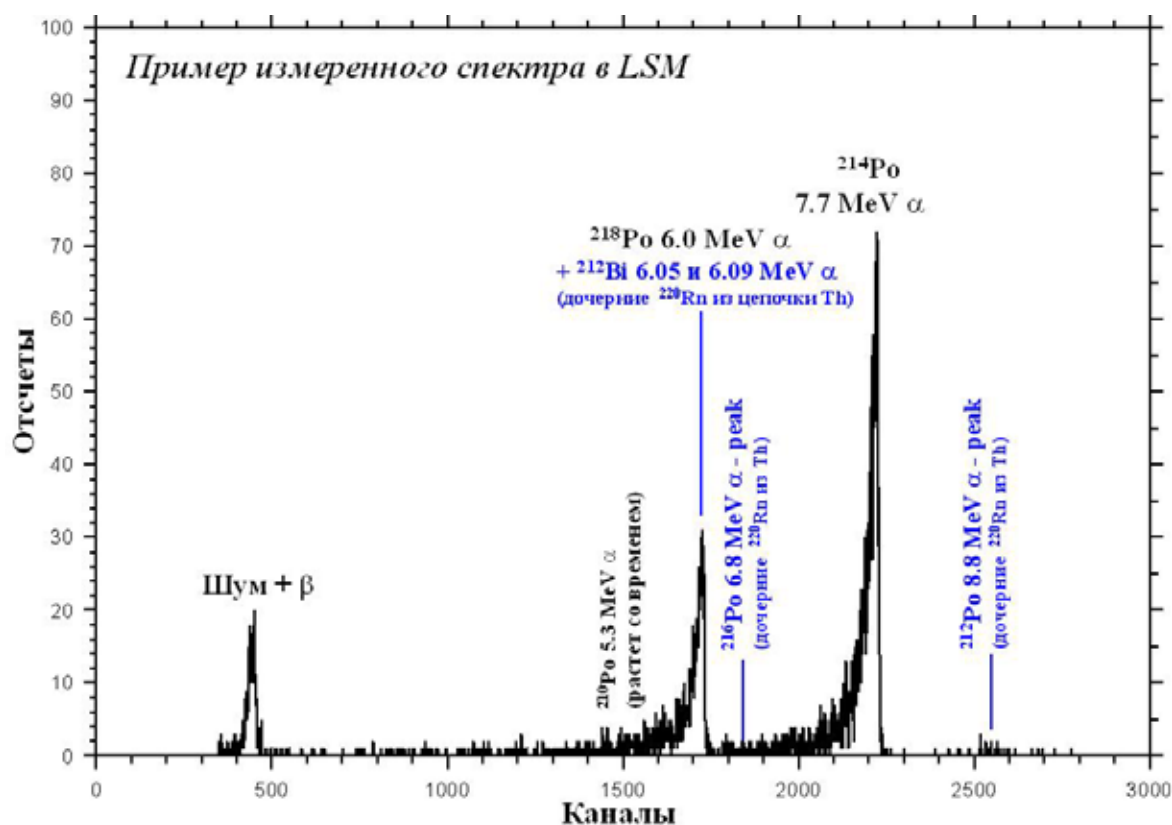


Рис. 3.3. Пример типичного спектра излучения дочерних продуктов распада ^{222}Rn , полученного с помощью радонового детектора.

В этом спектре доминируют два пика. Положение этих пиков соответствует альфа пикам из распада ^{218}Po и ^{214}Po (рисунок 3.4 слева). Если эти пики возникают в результате распада данных изотопов, то их интенсивность должна экспоненциально падать в соответствии с законом радиоактивного распада ^{222}Rn . Для проверки данного факта в газовую камеру детектора был запущен атмосферный воздух, содержащий радон, после этого камера была герметично закрыта. Эксперимент показал, что в отсутствии внешних источников ^{222}Rn , его концентрация внутри камеры уменьшается экспоненциально с периодом полураспада $T_{1/2} = 3.83(5)$ суток. Это значение находится в соответствии с законом радиоактивного распада ^{222}Rn (рис. 3.4. справа). Проведенные измерения позволили идентифицировать пики от ^{218}Po и ^{214}Po и доказывают возможность детектора измерять концентрацию радона в воздухе.

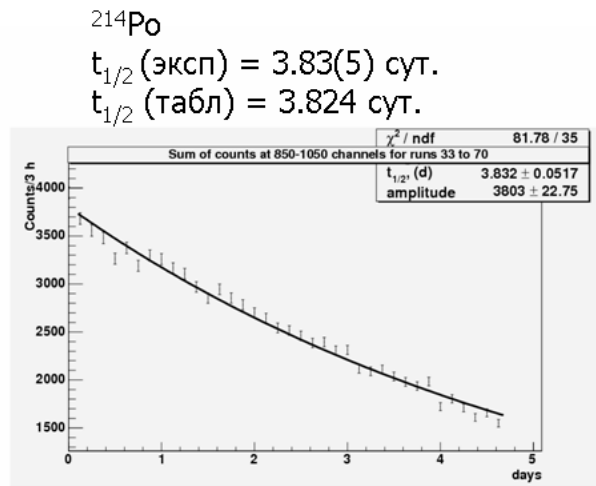
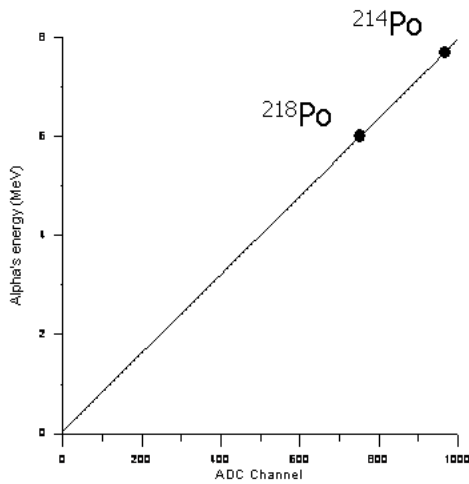


Рис. 3.4. Идентификация альфа-пиков ^{218}Po и ^{214}Po .

Более сложно произвести калибровку эффективности радонного детектора. Для этой цели мы использовали калиброванный коммерческий радонный детектор [Sun09], способный измерять высокие концентрации радона. Сопоставляя результаты измерений радонных детекторов при измерениях высоких концентрациях радона, мы произвели калибровку эффективности нашего радонного детектора. Оказалось, что число зарегистрированных частиц составляет 0.87 ± 0.17 в день на активность 1 мБк/м^3 при абсолютной влажности воздуха в 11 г/м^3 . Это соответствует 30% эффективности сбора ^{214}Po на альфа-детекторе. Точность выполненной калибровки эффективности детектора составляет 20%, что вполне удовлетворяет потребности в точности измерений.

Определение концентрации радона в атмосфере производится по интенсивности пиков как ^{214}Po , так и по ^{218}Po . Оба способа имеют свои преимущества. Как видно из энергетического спектра на рисунке 3.3 интенсивность пика ^{214}Po выше, чем ^{218}Po . Это связано с большей эффективностью сбора ^{214}Po . По этой причине, наряду с лучшими фоновыми условиями (определяемыми наличием пика ^{210}Po в непосредственной близости от пика ^{218}Po), лучшая точность измерения концентрации ^{222}Rn достигается из интенсивности альфа-пика ^{214}Po . Это особенно заметно при измерении низких концентрации радона, где фоновые условия играют определяющую роль в точности измерений. С другой стороны, время равновесного накопления ^{214}Po на альфа-детекторе, определяемое цепочкой распада, значительно выше, чем у ^{218}Po . Поэтому измерение интенсивности пика от ^{218}Po позволяет быстрее измерить изменение концентрации ^{222}Rn (см. рис. 3.5).

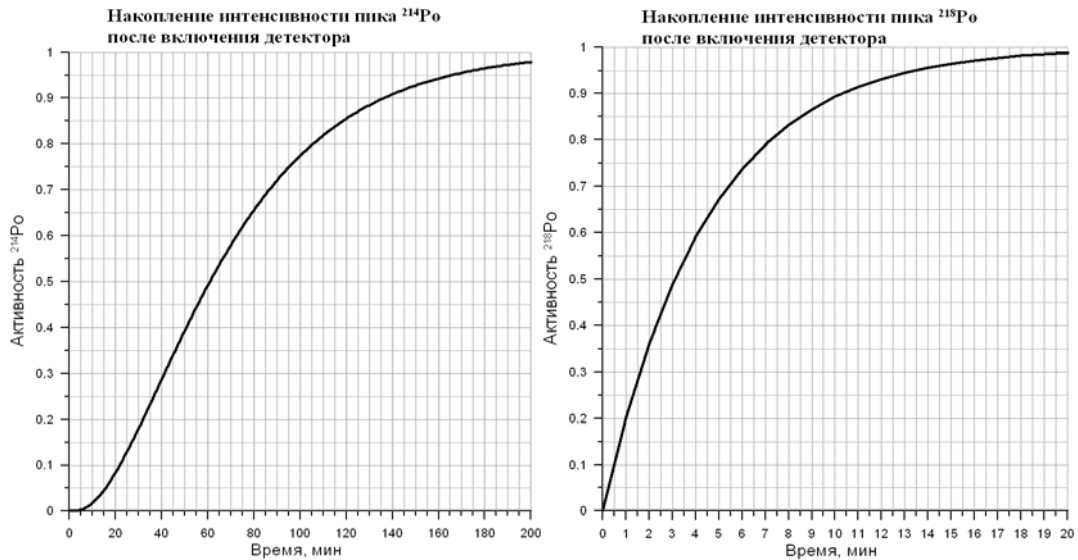


Рис. 3.5. Расчет накопления ^{214}Po (слева) и ^{218}Po (справа) с течением времени после начала сбора дочерних изотопов радона на альфа-детекторе.

Для анализа полученных данных в режиме реального времени была создана программа мониторинга данных. Программа написана на языке C++. Она показывает изменение содержания радона в измеряемом воздухе с течением времени. На рисунке 3.6 показан интерфейс программы, содержащий временной спектр, отражающий изменение концентрации радона внутри защиты. Программа также оценивает статистическую погрешность измерений.



Рис. 3.6. Интерфейс программы мониторинга данных для радонового детектора.

Измерения концентрации радона в воздухе подземной лаборатории показали наличие прямой зависимости его содержания от интенсивности вентиляции. Типичное содержание радона в помещении лаборатории составляет 10 Бк/м^3 , однако при неполадках климатических систем это значение может возрастать более чем в несколько раз. Было измерено содержание радона в местах временного хранения детекторов и частей их защиты. Хранилища детекторов представляют собой контейнеры из плексигласа, внутрь которых подается азот. Измерения показали, что содержание радона в хранилищах детекторов зависит от объема подаваемого азота. При снижении количества подаваемого азота, концентрация радона составляет $\sim 3 \text{ Бк/м}^3$, что недостаточно для хранения детекторов.

Между свинцовой защитой и медным колпаком криостата, в котором расположены германиевые болометры EDELWEISS, конструктивно существует небольшое пространство объемом около 100 л (см. рисунок 3.7). В это пространство подается воздух, очищенный от радона до уровня менее 10 мБк/м^3 , в объеме 9 л/мин. Измерение и постоянный контроль над содержанием радона в этом месте необходим на всем протяжении эксперимента для организации правильного закрытия защиты и контроля качества воздуха подаваемого в чистую комнату



Рис. 3.7. Схема детектирования и постоянного контроля над содержанием радона в EDELWEISS.

С использованием высокочувствительного детектора радона удалось оптимизировать антирадоновый барьер и снизить содержание ^{222}Rn внутри защиты вплоть

до уровня в < 30 мБк/м³. На рисунке 3.8 показано изменение концентрации радона при изменении условий подачи воздуха и положения защиты.

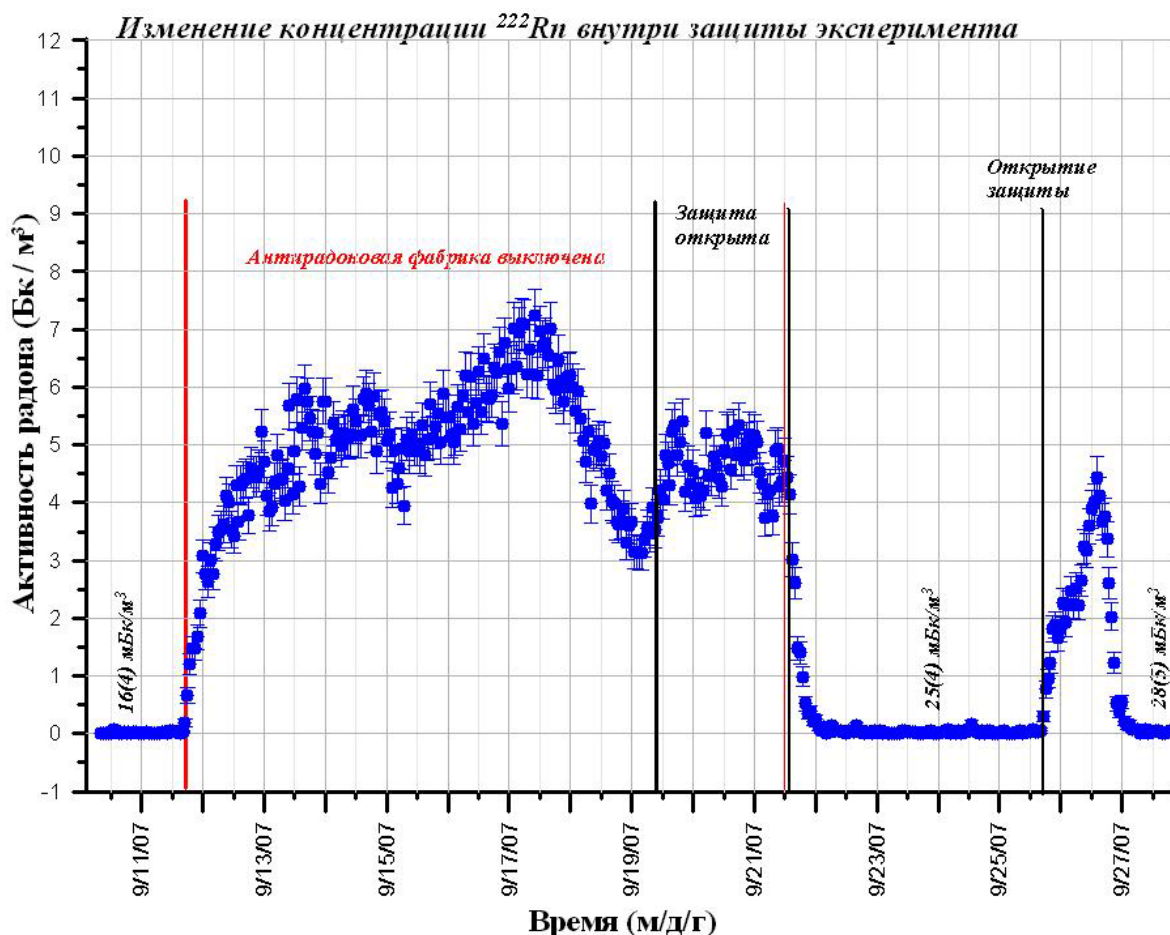


Рис. 3.8. Изменение концентрации радона вблизи детекторов EDELWEISS с течением времени.

Если перестать подавать очищенный от радона воздух, содержание радона быстро достигает уровня чистой комнаты, порядка нескольких Бк/м³. В настоящее время набор данных WIMP ведется при контролируемом уровне ²²²Rn внутри защиты ниже 50 мБк/м³.

Основным результатом проведенных нами работ по оптимизации анти-радоновой защиты криостата и постоянному контролю уровня радона является двукратное понижение уровня гамма фона в эксперименте.

3.2. Моделирование фона от распада ²¹⁰Pb

Как было отмечено ранее, радиоактивный газ ²²²Rn, являющийся сам по себе источником повышенного фона, превращается в долгоживущий радиоактивный ²¹⁰Pb, который может накапливаться на поверхностях детекторов и близлежащих конструктивных элементов. При его распаде возникают низкоэнергетические частицы, поглощающиеся вблизи поверхности детектора. Подобные фоновые события имеют

заниженный ионизационный сигнал и поэтому попадают в зону редких искомым событий от ядер отдачи. Данный вид фона ограничивает чувствительность NTD детекторов при поиске WIMP. Оценить вклад ^{210}Pb в увеличение числа фоновых событий возможно с использованием метода Монте-Карло. Моделирование позволяет понять структуру появляющихся фоновых событий, установить места их поглощения и оценить их количество. Данная информация необходима для корректной интерпретации полученных результатов и при разработке методов борьбы с данным видом фона.

3.2.1. Создание генератора частиц ^{210}Pb

Радиоактивный изотоп свинца-210 имеет весьма большой период полураспада – 22.3 года. На рисунке 3.9 показана цепочка распада ^{210}Pb :

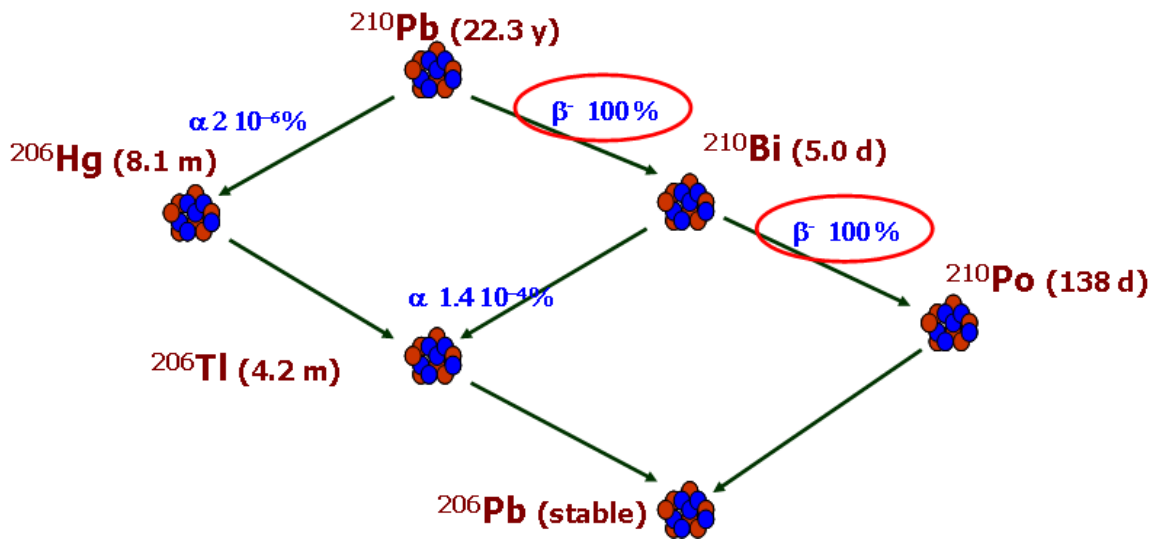


Рис. 3.9. Цепочка распада ^{210}Pb .

Как видно из рисунка, ^{210}Pb распадается главным образом по цепочке $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$, при этом из распада ^{210}Po возникают альфа-частицы ($Q_\alpha = 5.4$ МэВ). И действительно, в первой фазе эксперимента EDELWEISS были зарегистрированы альфа-частицы с данной энергией (рис. 3.10).

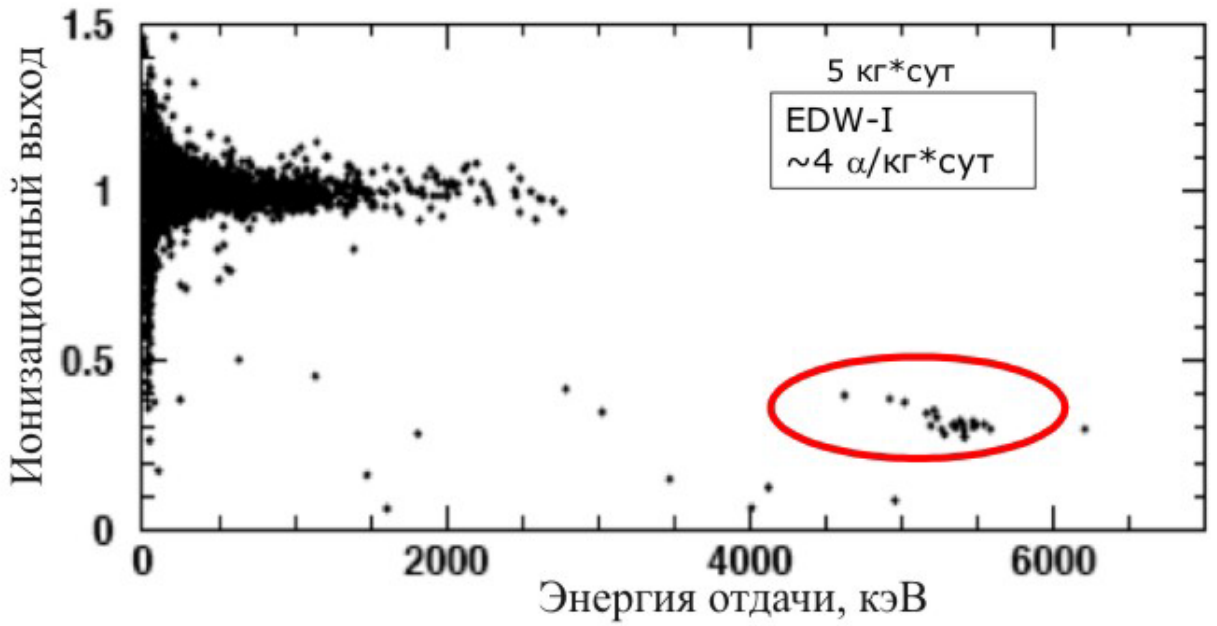


Рис. 3.10. События от альфа-частиц ^{210}Po , зарегистрированные в EDELWEISS.

Присутствие ^{210}Po в эксперименте означает наличие ^{210}Pb , который является дочерним продуктом распада ^{222}Rn . Таким образом, в спектре, кроме альфа-частиц ^{210}Po , должны присутствовать и другие частицы из цепочки распада ^{210}Pb . Так как предполагаемая энергия отдачи ядра от взаимодействия с WIMP лежит в районе 0-100 кэВ, необходимо учитывать все возникающие частицы в этой области энергией. Во-первых, электроны, возникающие из непрерывных бета-спектров $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi}$ и $^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po}$. Во-вторых, возникающие при этих распадах гамма кванты и конверсионные электроны. Кроме этого необходимо учитывать также сложные и множественные атомные процессы испускания рентгеновских лучей и Оже электронов. Все вышеописанные частицы, возникающие при распаде ^{210}Pb и его дочерних продуктов, были включены при создании генератора частиц для моделирования поверхностных событий.

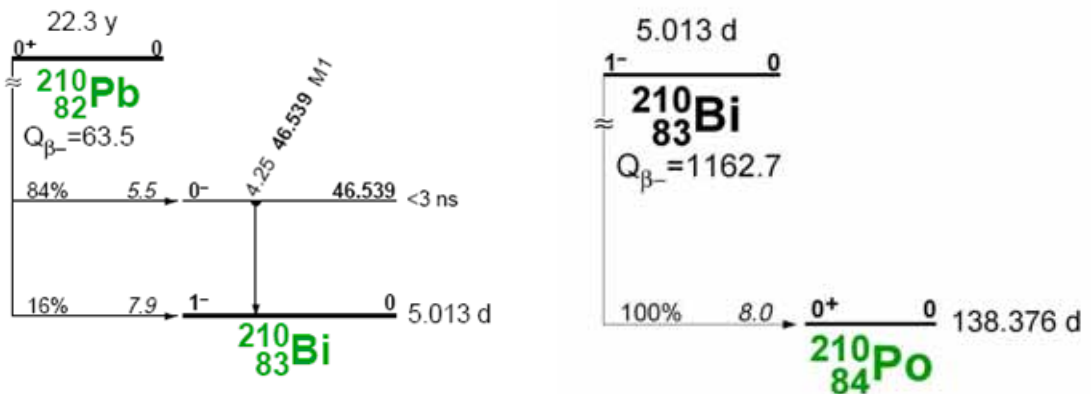


Рис. 3.11. Схемы распада $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi}$ и $^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po}$. Рисунки взяты из [Toi96].

Из распада ^{210}Pb возникают два непрерывных бета-спектра с граничной энергией 17 и 63.5 кэВ. Число частиц $N(W)$ в интервале энергий W , $W+dW$ рассчитывается с помощью следующей формулы:

$$N(W)dW = C_0 p W (W_0 - W)^2 C(W) F(W, Z) dW \quad (3.1)$$

здесь Z – атомный номер дочернего ядра, p – импульс электрона, $W = \sqrt{1 + p^2}$ – полная энергия, W_0 – максимальная энергия электрона, $C(W)$ – форм-фактор перехода, $F(W, Z)$ – функция, которая учитывает деформацию спектра, связанную с движением бета-частицы в электрическом поле атома, C_0 – нормировочная константа. В первой аппроксимации, в представлении точечного поля атома, эту функцию можно представить в виде [Kol78]:

$$F(E, Z) = \frac{2(\gamma + 1)(2\pi R)^{2(\gamma - 1)} \exp\left(\frac{\pi\alpha Z' E}{p}\right) \left| \Gamma\left(\gamma + i \frac{\alpha Z' E}{p}\right) \right|^2}{\Gamma^2(2\gamma + 1)}, \quad (3.2)$$

здесь $\alpha = 1/137$, R – радиус атома, Γ – функция Эйлера, $\gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z')^2}$. Более точно, с учетом конечного размера атома, функция $F(E, Z')$ была вычислена в работе [Dzh72]. Форм-фактор перехода $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi}$, в отсутствии экспериментальных данных, полагался равным 1. Учитывая всю эту информацию, была получена расчетная форма бета спектра.

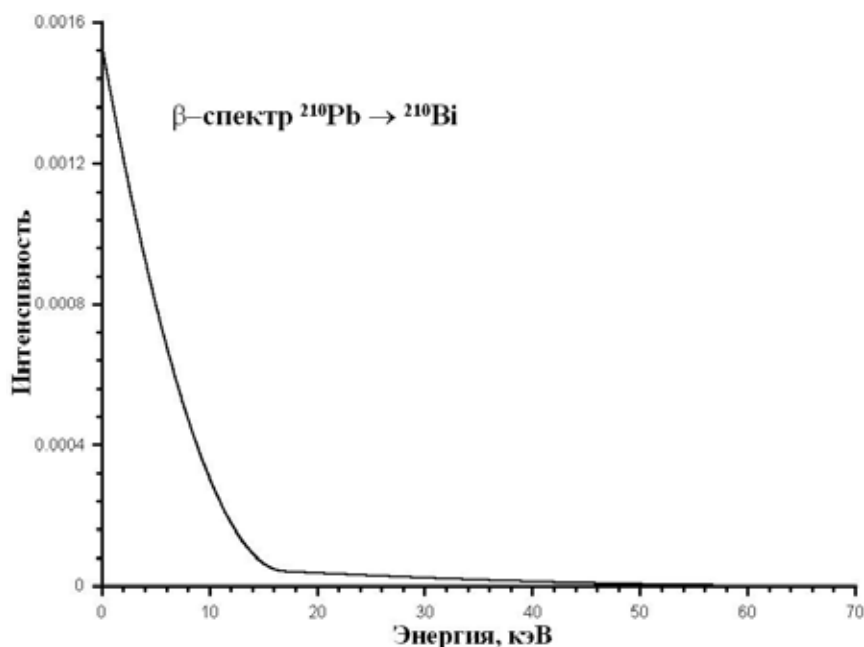


Рис. 3.12. Расчетная форма бета-спектра $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi}$.

Аналогично рассчитывается форма спектра $^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po}$. Это однократно запрещенный переход с граничной энергией бета-спектра в 1.2 МэВ. Для этого перехода был

использован экспериментальный форм-фактор бета-спектра из [Flo69]. Результаты расчетов этого бета-спектра показаны на рисунке 3.13:

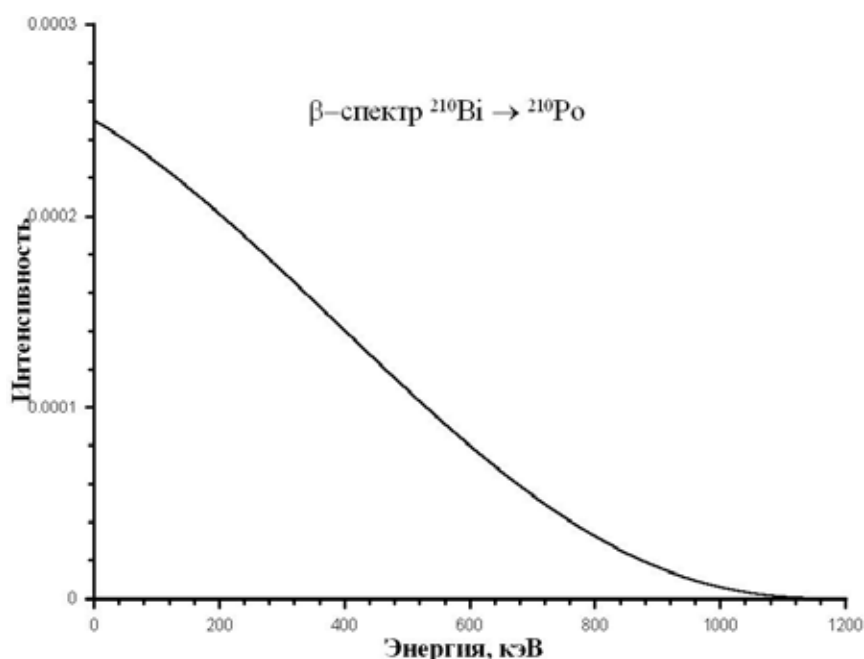


Рис. 3.13 Расчетная форма бета спектра $^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po}$.

В случае распада $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi}$ в возбужденное состояние (84% случаев), кроме электронов из непрерывного спектра, возникает большое количество частиц, связанных с переходом 46 кэВ. Этот переход сильно конвертирован, и только в 4% случаев возбуждение ядра снимается испусканием гамма-кванта, в остальных случаях происходит вылет конверсионного электрона с одной из атомных оболочек, что вызывает лавинообразные атомные переходы. Для расчета вероятности вылета электрона с соответствующей атомной оболочки использовались коэффициенты внутренней конверсии (КВК), полученные при помощи программы [Gor02]. Результаты расчета приведены в таблице:

Таблица 3.1. Коэффициенты внутренней конверсии, полученные при помощи [Gor02].

Оболочка	K	L1	L2	L3	M1	M2	M3	M4	M5
КВК	0	11.1	1.169	0.104	2.581	0.297	0.027	0.002	0.001
Оболочка	N1	N2	N3	N4	N5	N6	N7	O1	O2
КВК	0.657	0.075	0.007	0.001	0	0	0	0.133	0.014
Оболочка	O3	O4	O5	P1	P2				
КВК	0.001	0	0	0.015	0.001				

После вылета конверсионного электрона в атомной оболочке образуется вакансия. Эта вакансия заполняется электроном из внешней оболочки, при этом происходит испускание Оже электрона или рентгеновского фотона. Вероятность того или иного события определяется флуоресцентным выходом. Образовавшиеся при таких процессах новые

вакансии на атомных оболочках также вызывают последующий вылет частиц. Таким образом, подобные атомные процессы являются множественными и поэтому сложны для изучения и моделирования. Процессы разрядки с M и более высоких оболочек исследованы недостаточно. Поэтому при описании таких атомных процессов необходимо пользоваться приближениями. Учитывая, что в данном случае вероятность вылета Оже электрона значительно выше, чем рентгеновских фотонов, удовлетворительным приближением будет замещение данных процессов испусканием электрона с энергией соответствующей оболочки. Необходимо отметить, что энергия связи электронов на M и вышестоящих оболочках ниже 4 кэВ, поэтому данная аппроксимация применяется только для таких низкоэнергетичных процессов. Схематично расчет процесса образования частиц из распада ^{210}Pb показан на рисунке 3.14.

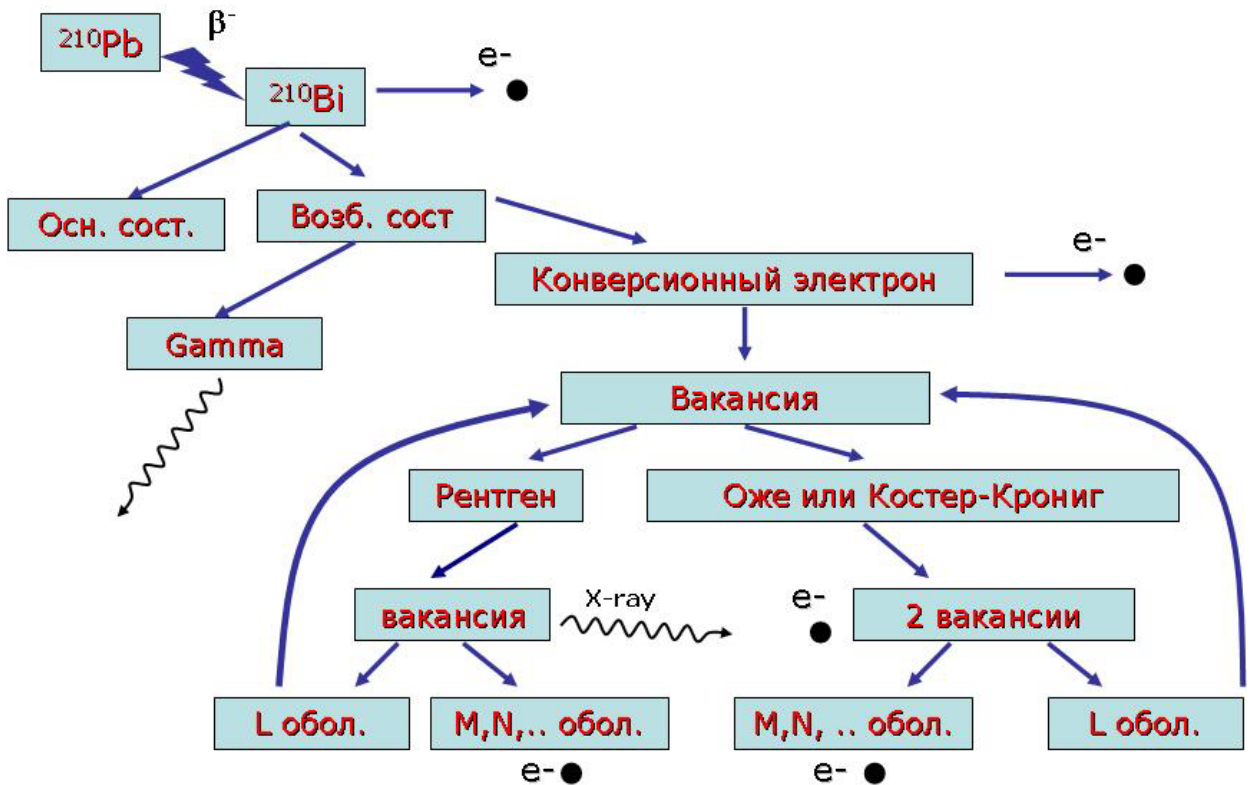


Рис. 3.14. Принципиальная схема генератора частиц из распада $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi}$.

На основании этой схемы был создан генератор частиц из распада ^{210}Pb и его дочерних ядер. На рисунке 3.15. показан спектр из сгенерированных частиц в предположении независимой регистрации каждой частицы в 4π геометрии.

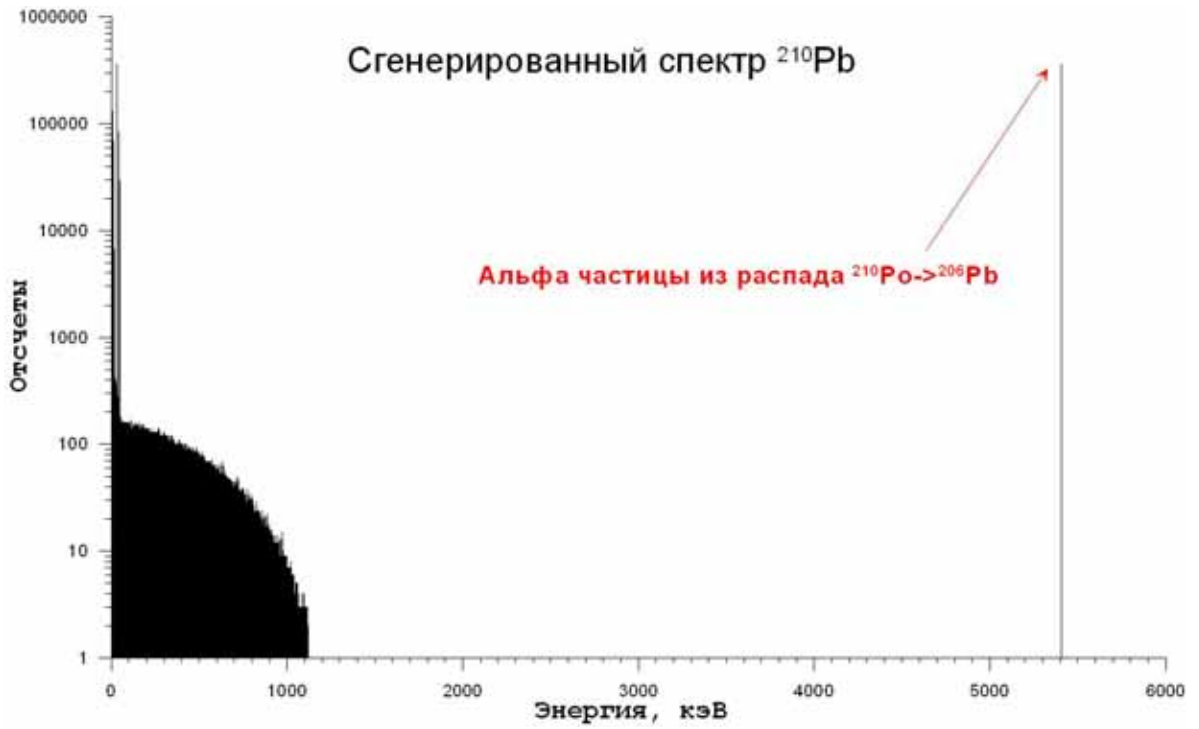


Рис. 3.15. Смоделированный спектр первичных частиц из распада ^{210}Pb и дочерних распадов.

Из приведенного спектра видно, что за исключением альфа частиц из распада ^{210}Po , основная масса частиц имеет низкие энергии < 1 МэВ. Наиболее сложную структуру сгенерированный спектр имеет в интервале энергий 0-70 кэВ (рис. 3.16).

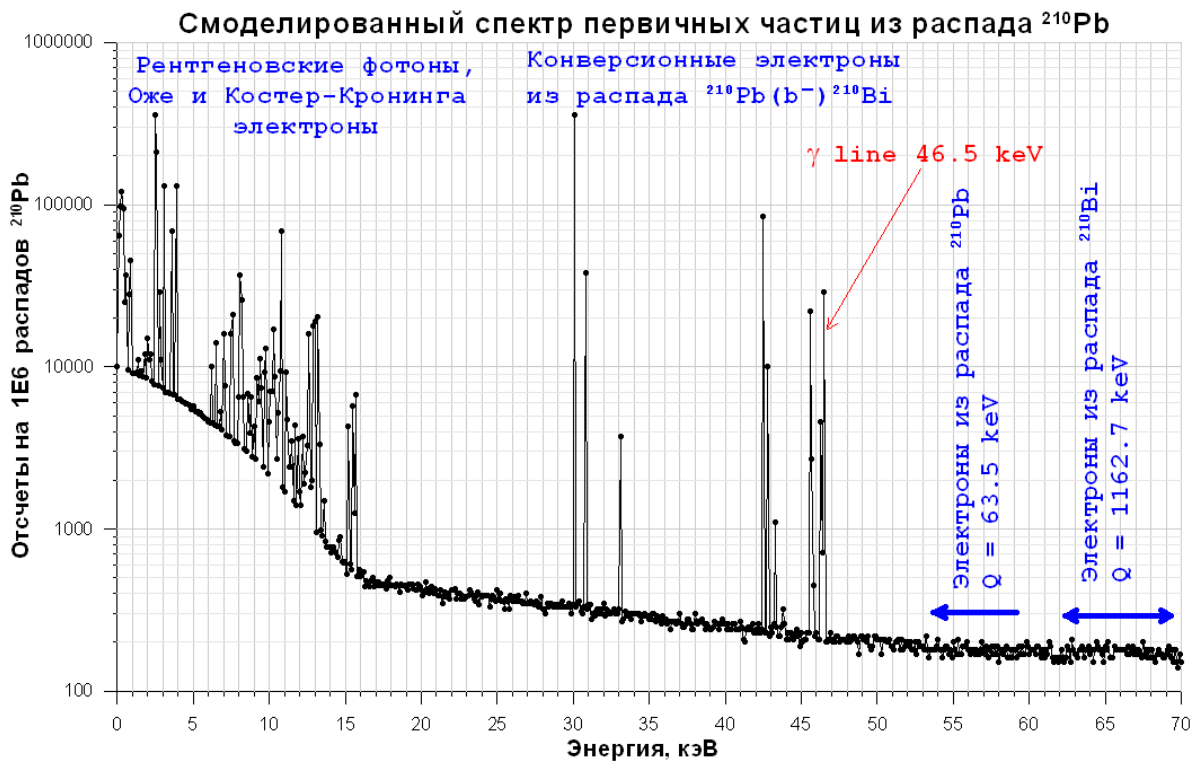


Рис. 3.16. Смоделированный спектр в интервале энергий 0 -70 кэВ.

При проведении расчетов учитывалось время жизни дочерних изотопов ^{210}Pb , из-за чего цепочка распада $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ находится в не равновесии (активность ^{210}Po , после создания источника ^{210}Pb растет со временем).

3.2.2. Инструменты для моделирования прохождения частиц в веществе

Для моделирования прохождения частиц в веществе и расчета поглощенных доз в данной работе использовались два пакета программ: Penelope [Pen08] и Geant4 [Gea08]. Пакет Penelope написан на языке Fortran77. Этот пакет был создан для моделирования прохождения в веществе электронов, фотонов и позитронов. Программа позволяет тщательно моделировать прохождение частиц с энергией от сотен электрон вольт до 1 ГэВ. Пакет хорошо описывает множественное рассеяние электронов. В состав пакета входят инструменты для создания геометрии эксперимента. Приведенные в данной работе расчеты были выполнены с помощью версии программы Penelope2006.

Geant4 – это объектно-ориентированный инструментарий, написанный с помощью объектно-ориентированного языка программирования C++ и предназначенный для расчета прохождения различных частиц в веществе с использованием методов Монте-Карло. Пакет разработан в CERN и представляет собой дальнейшее развитие предыдущей версии Geant3, написанной на Fortran77. Программа широко распространена и применяется во многих областях физики, при исследовании ядерных реакций, в медицине, и в космических исследованиях. Базовой средой для запуска Geant4 указывается Scientific Linux, однако отмечается совместимость с другими системами как на базе GNU/Linux, так и Microsoft Windows. Geant4 позволяет описать прохождение большого количества различных частиц, используя различные физические модели. Реализована возможность для создания геометрии эксперимента. Подробное описание проекта можно найти на сайте программы [Gea08].

Для моделирования прохождения частиц из распада ^{210}Pb используются оба симуляционных пакета. Было произведено сравнение пакетов и тестирование их различий при прохождении частиц низких энергий (менее 100 кэВ). Для такого тестирования использовалась простая цилиндрическая геометрия, показанная на рисунке 3.17.

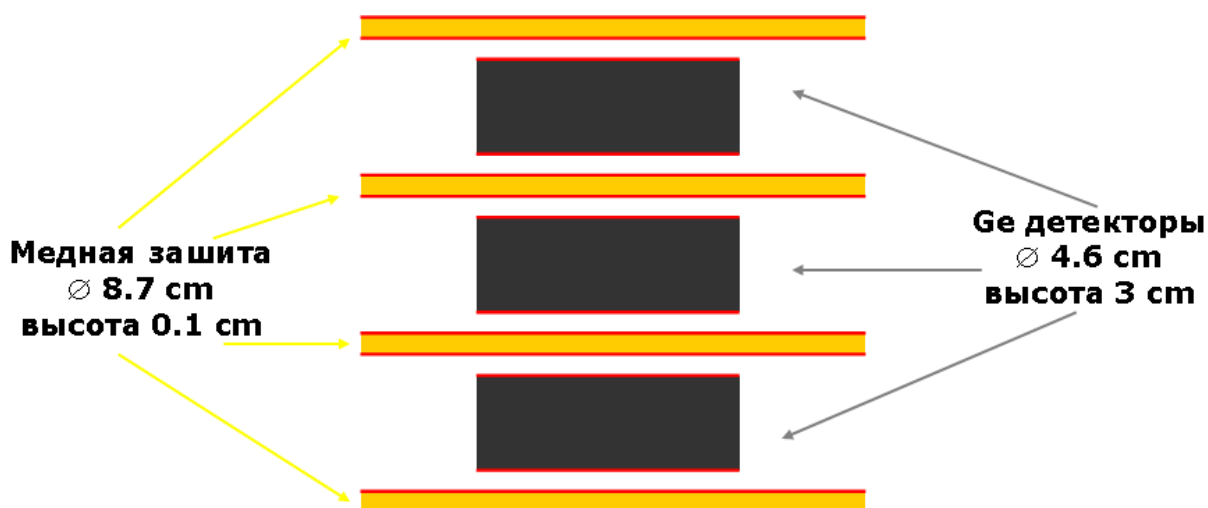


Рис. 3.17. Геометрия, используемая при сравнении симуляционных пакетов и для описания эксперимента EDELWEISS-I. Красным цветом показано месторасположение источника ^{210}Pb .

Данная геометрия представляет собой упрощенную схему эксперимента EDELWEISS-I, с тремя германиевыми детекторами и медными пластинами защиты, расположенными в торцах детекторов. При тестировании источник частиц располагался в медной пластине на глубине 0.2 мкм.

Geant4 позволяет использовать несколько моделей, описывающих прохождение частиц в веществе. В сравнении участвовало три таких физических модели: это стандартный электромагнитный пакет, используемый для высокоэнергетических частиц, когда не требуется большая точность расчетов при низких энергиях, низкоэнергетический пакет (Livermore), предназначенный для более точного описания прохождения частиц низких энергий. Также в Geant4 реализована возможность использования пакета G4Penelope, полученного преобразованием кода программы Penelope2001. На рисунке 3.18 показан смоделированный спектр, возникающий в детекторе в результате испускания моноэнергетических электронов с энергией 50 кэВ.

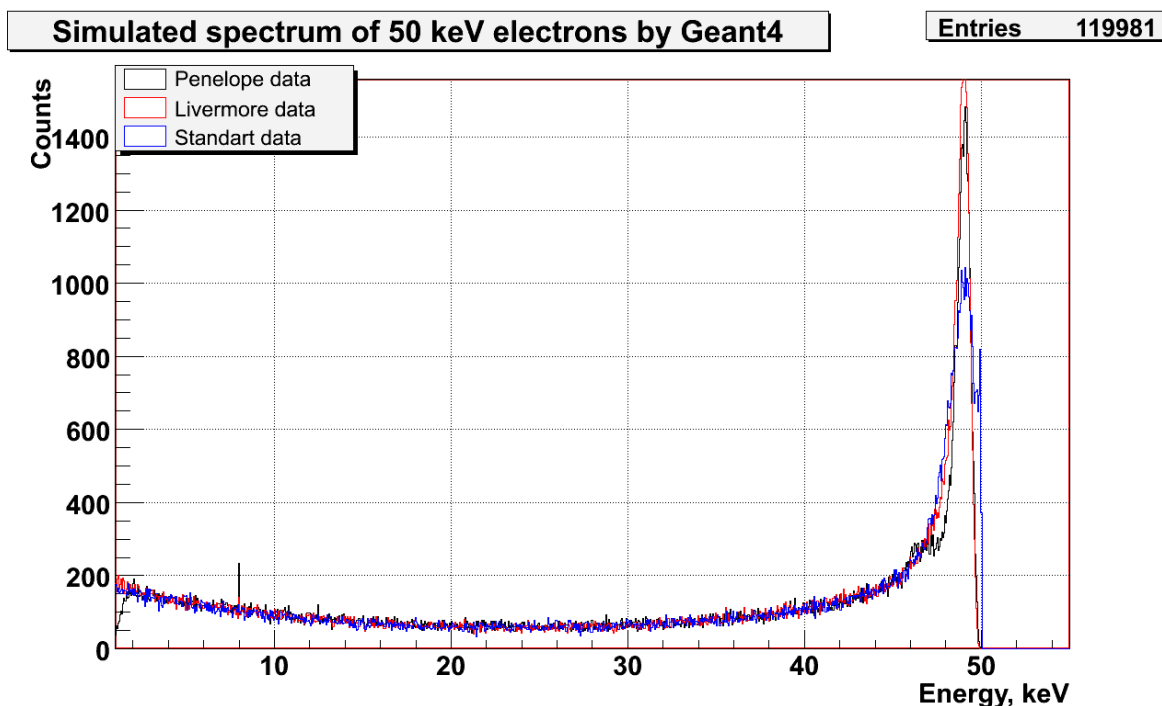


Рис. 3.18. Смоделированный спектр, получаемый в детекторе, в результате прохождения электронов 50 кэВ. Моделирование произведено с помощью трех различных физических пакетов Geant4. Синяя линия – стандартный пакет, красная линия – низкоэнергетический Livermore, черная – низкоэнергетический G4Penelope.

Не смотря на то, что вблизи пика 50 кэВ существуют различия в спектре, в общем, различие между пакетами минимально, особенно это касается сравнения низкоэнергетических пакетов.

Было проведено сравнение результатов моделирования Geant4 и Penelope2006. На рисунке 3.19 показано сравнение спектров, вызываемых распадом ^{210}Pb , полученных из моделирования Penelope2006 и Geant4 с использованием пакета Penelope2001. Из рисунка видно, что существуют некоторые различия в описании прохождения фотонов (особенно это заметно для низкоэнергетических фотонов < 10 кэВ), описание же прохождения электронов идентично в обоих случаях.

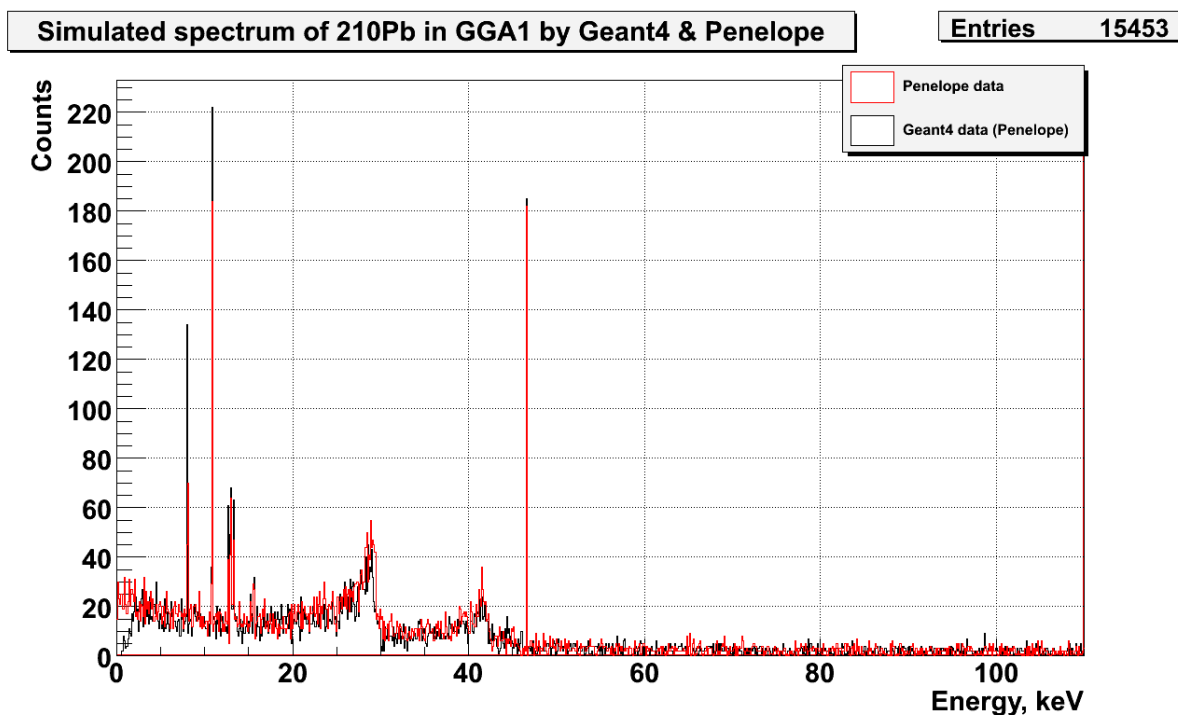


Рис. 3.19. Результаты моделирования распада ^{210}Pb с использованием Geant4 (черная линия) и Penelope (красная линия).

Оказалось, что выявленные различия между пакетами не являются значимыми для наших задач, и при моделировании можно использовать любой низкоэнергетический пакет. Однако большим преимуществом пакета Geant4 является его способность моделировать прохождение альфа-частиц.

3.2.3. Моделирование результатов эксперимента EDELWEISS-I

Как было замечено ранее, в эксперименте EDELWEISS-I были обнаружены альфа-частицы от ^{210}Po . В спектре должны присутствовать и другие частицы из цепочки распада ^{210}Pb , повышая фон. Естественно возникает вопрос, являются ли экспериментально обнаруженные события в области поиска WIMP в EDELWEISS-I событиями от ^{210}Pb (рис. 3.20).

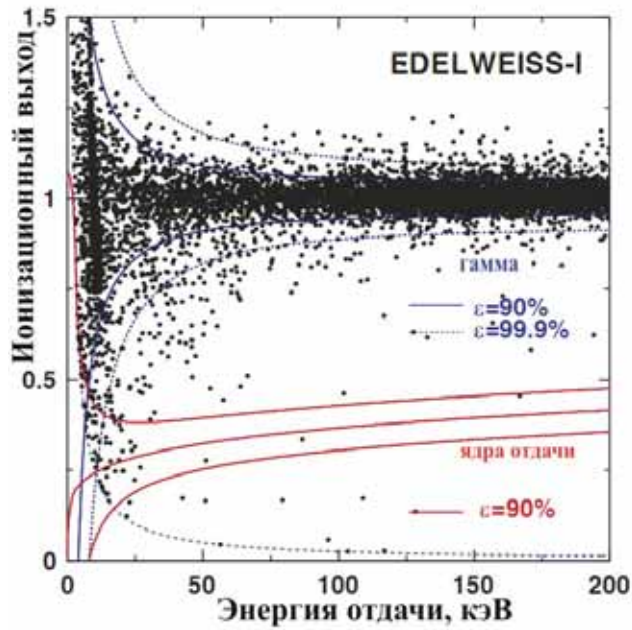


Рис. 3.20. Экспериментальный спектр EDELWEISS-I (22.7 кг*сут).

Для проверки этого было произведено моделирование. Оказалось, что действительно, как и в эксперименте, возникает большое количество событий в промежуточной области между электронной и нейтронной полосами (рис. 3.21). Эти события возникают в результате неполного сбора заряда в поверхностной области детектора при распаде ^{210}Pb и его дочерних продуктов [Lub06]. При определенных параметрах моделирования (геометрии источника и др.) часть событий действительно попадает в область поиска WIMP.

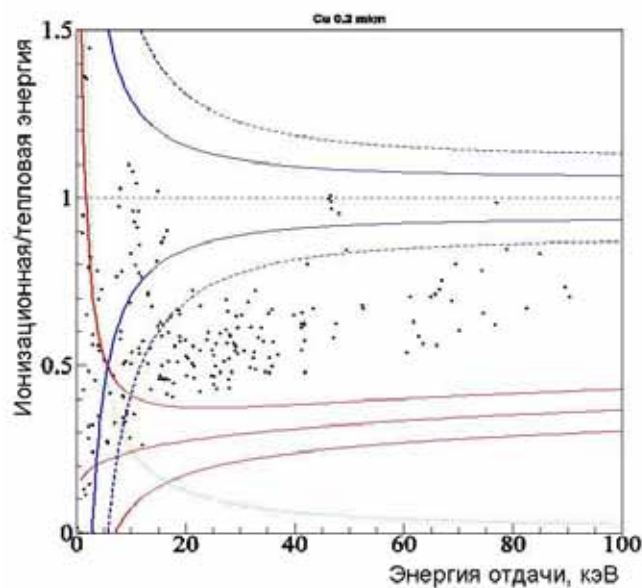


Рис. 3.21. Смоделированный спектр с загрязненной ^{210}Pb медной защитой.

Были проведено исследование зависимости смоделированного спектра от местоположения ^{210}Pb в EDELWEISS-I. Из сравнения с экспериментом была получена информация о фактическом местоположении ^{210}Pb . Было показано, что источник событий не может быть глубоко (более 2 мкм) имплантирован как в детектор, так и в медную защиту. Для более точного ответа на вопрос о количестве событий от ^{210}Pb в спектре, необходимо лучше знать свойства детектора, в частности эффективность сбора заряда на его поверхности. Для этого в EDELWEISS-II были проведены калибровочные измерения с источником ^{210}Pb .

3.2.4. Исследование NTD детектора с помощью источника ^{210}Pb

Первые измерения с источником ^{210}Pb были проведены со стандартным детектором NTD типа: GGA1³. Главной целью данных калибровочных измерений являлось уточнение параметров моделирования для определения количества фоновых событий от ^{210}Pb для всех детекторов. Пример полученного экспериментального спектра представлен на рисунке 3.22.

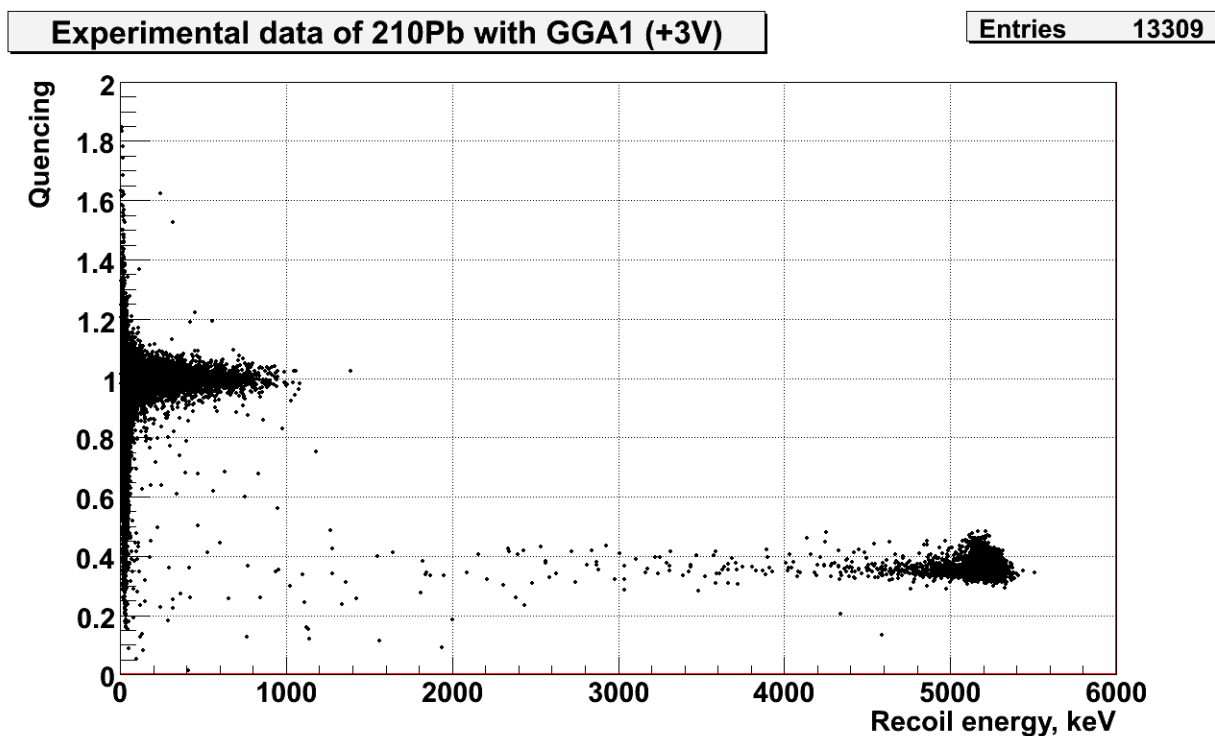


Рис. 3.22. Измерение источника ^{210}Pb на GGA1 при напряжении +3В.

³ Аббревиатура GGA1 означает: Германиевый(G) детектор с германиевым(G) аморфным слоем и алюминиевым(A) электродом. 1 – порядковый номер детектора.

В спектре виден интенсивный альфа пик 5.3 МэВ из распада ^{210}Po . На рисунке 3.23 представлена низкоэнергетическая область полученного спектра.

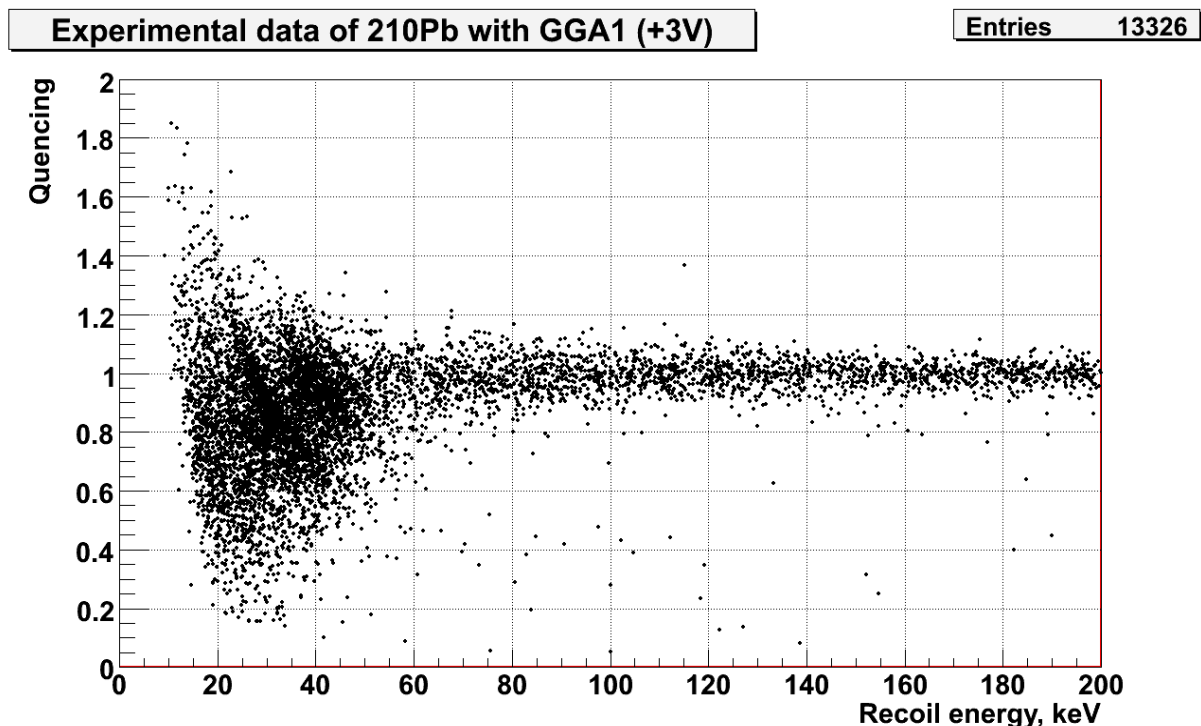


Рис. 3.23. Экспериментальный спектр ^{210}Pb при низких энергиях.

В области поиска WIMP было зарегистрировано большое количество событий из распада калибровочного источника ^{210}Pb . Для детального анализа полученных данных, а также понимания как будет изменяться экспериментальный спектр от ^{210}Pb при изменении условий измерений, было проведено моделирование эксперимента и сравнение расчетных данных с результатами измерений.

3.2.5. Построение геометрии эксперимента

Для проведения моделирования необходимо создать геометрию эксперимента. Так как возникающие в эксперименте частицы имеют очень небольшие длины пробега, то при моделировании можно обойтись простой цилиндрической геометрией (рисунок 3.24).

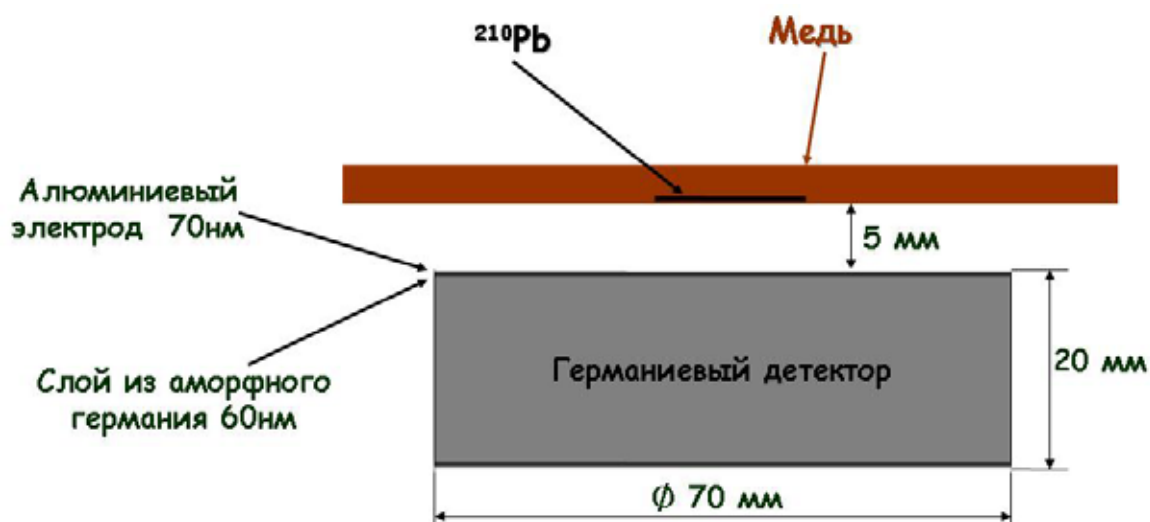


Рис.3.24. Геометрия GGA1 детектора с источником ^{210}Pb .

Кроме хорошо известных макроскопических геометрических параметров детектора и защиты, необходимо знать и микроскопические параметры, оказывающие существенную роль на получаемый спектр, в частности глубину имплантации ^{210}Pb .

Источник ^{210}Pb был приготовлен следующим образом. Медная пластина находилась на протяжении длительного времени в атмосфере с высоким содержанием ^{222}Rn . В результате альфа-распада дочерних продуктов распада радона (см. рисунок 3.1) образуются ядра отдачи с энергией порядка 100 кэВ, что достаточно для имплантации внутрь медной пластины. С помощью Geant4 и программы для расчета пробегов тяжелых ионов SRIM2008 [Sri08] была получена модель имплантации ^{210}Pb . Распределение глубин имплантации показано на рисунке 3.25.

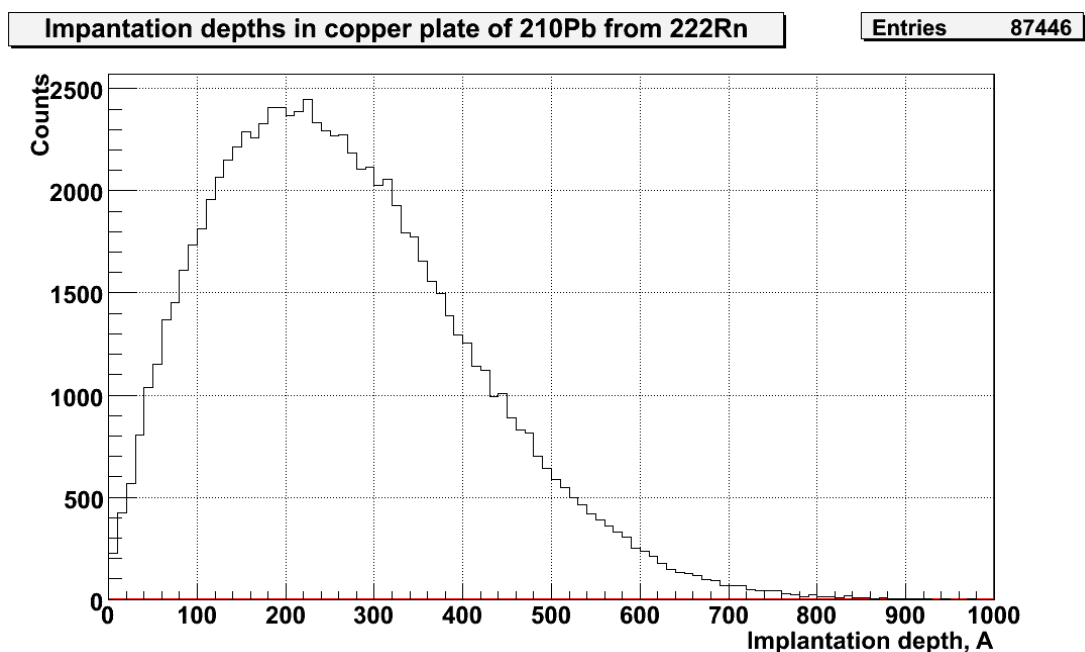


Рис. 3.25. Расчет глубин имплантации ^{210}Pb в медной пластине.

Видно, что среднее значение глубины залегания находится в районе 20-30 нм. Столь небольшая глубина имплантации и отсутствие диффундирования вглубь медной пластины косвенно подтверждается тем фактом, что в экспериментальном спектре были обнаружены события от ядер отдачи ^{206}Pb . Для сравнения моделирования с экспериментом, также необходимо получить некоторые параметры моделирования, как описано далее.

3.2.6. Получение параметров моделирования

В эксперименте при анализе полученных данных восстанавливается энергия отдачи E_R , как комбинация теплового и ионизационного сигнала, из выражения:

$$E_R = \left(1 + \frac{V}{3}\right) E_H - \frac{V}{3} E_I. \quad (3.3)$$

При моделировании рассчитывается энерговыделение E , которое имеет тот же физический смысл, однако для их корректного сравнения необходимо учесть фоновые и ионизационные разрешения детектора. Поэтому, необходимо рассчитать значение ионизационного и теплового сигналов, а затем, принимая во внимание разрешения детектора, получить смоделированную энергию отдачи. Ионизационный сигнал в детекторе определяется как:

$$E_I = Q E. \quad (3.4)$$

«Тепловая энергия» из полной энергии рассчитывается, принимая во внимание эффект Неганова-Люка-Трофимова (упрощенное выражение 2.9):

$$E_H = \frac{1 + QV/3}{1 + V/3} E. \quad (3.5)$$

3.2.7. Получение функции эффективности сбора заряда

При моделировании поверхностных событий необходимо учитывать, что эффективность сбора заряда на поверхности детектора отличается от эффективности в глубине детектора. Предполагается, что сбор заряда в электродах и аморфном слое из германия не происходит (мертвый слой). Вообще говоря, эффективность сбора заряда не является постоянной даже для одного конкретного детектора. Она зависит от величины приложенного напряжения, и может меняться со временем вследствие деградации детекторов. Однако, если детекторы не облучаются большой активностью, то на

протяжении нескольких часов измерений их параметры меняются очень слабо. Поэтому, произведя корректный отбор, можно получить данные для детекторов находящихся в одинаковых условиях. Для анализа данных с ^{210}Pb мы вынуждены брать лишь первые часы измерений после регенерации детектора в отличие от анализа данных WIMP, полученных без источника.

Эффективность сбора заряда можно получить из сравнения экспериментальных данных и результатов моделирования. На рисунке 3.26 показаны некоторые функции, используемые при моделировании.

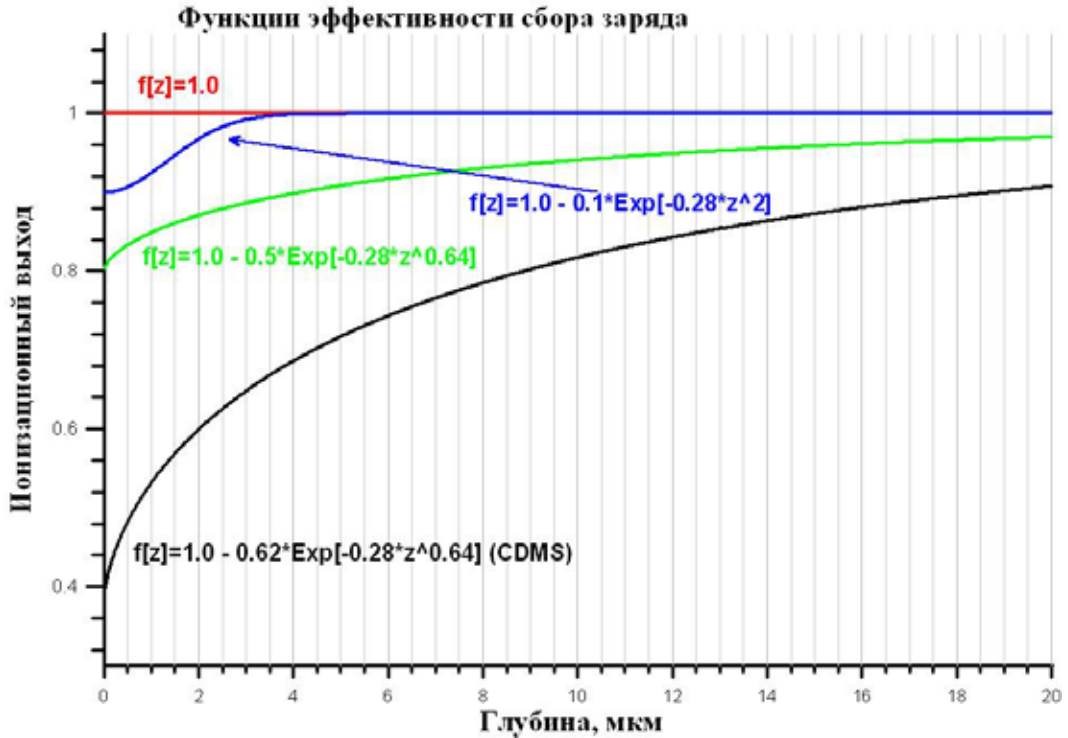


Рис. 3.26. Некоторые функции эффективности сбора заряда, используемые при фитировании экспериментальных данных.

Вначале, была проверена возможность использования для описания наших экспериментальных данных функции эффективности сбора заряда, полученной для CDMS эксперимента. На рисунке 3.27 показано значение ионизационного выхода для смоделированных и экспериментальных событий для трех различных интервалов энергий. Ионизационный выход нормирован к нейтронным событиям, т.е. по оси X: $(Q - 0.16 * E^{0.18}) / (1 - 0.16 * E^{0.18})$.

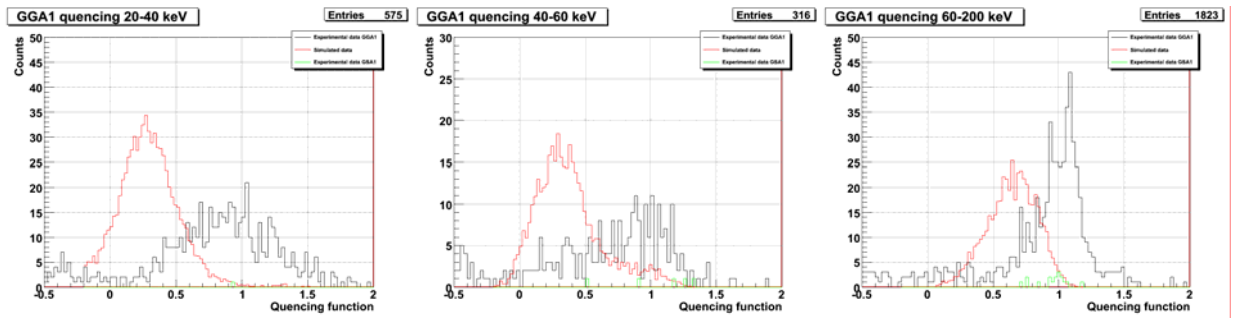


Рис.3.27. Сравнение экспериментальных (черная линия) и смоделированных (красная линия) данных с использованием функции эффективности сбора заряда CDMS. Напряжение $V = -7V$.

Как видно из рисунка, у смоделированных событий значение ионизационного сигнала значительно ниже, чем у экспериментальных, особенно в области низких энергий. Из этого следует, что эффективность сбора заряда у поверхности для данного детектора значительно выше, чем у детекторов в CDMS.

Оказалось, что эффективность сбора заряда на поверхности наших детекторов выше 90%. Для напряжения на детекторе +3В функция эффективности сбора заряда от глубины хорошо описывается выражением:

$$f(z) = 1 - 0.1 \text{Exp}(-0.28 z^2). \quad (3.6)$$

Фитирование экспериментального спектра с использованием данной функции показано на рисунке 3.28.

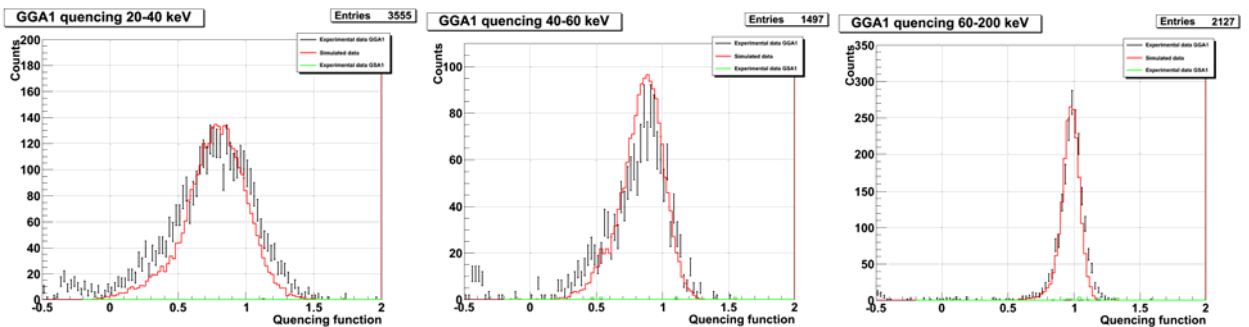


Рис. 3.28. Сравнение экспериментальных (черная линия) и смоделированных (красная линия) данных с использованием функции эффективности сбора заряда детектора (лучшая подгонка). Напряжение $V = +3V$.

При напряжении -7V, лучшее соответствие эксперимента и моделирования наблюдалось при эффективности равной 100%. Результат фитирования показан на рисунке 3.29.

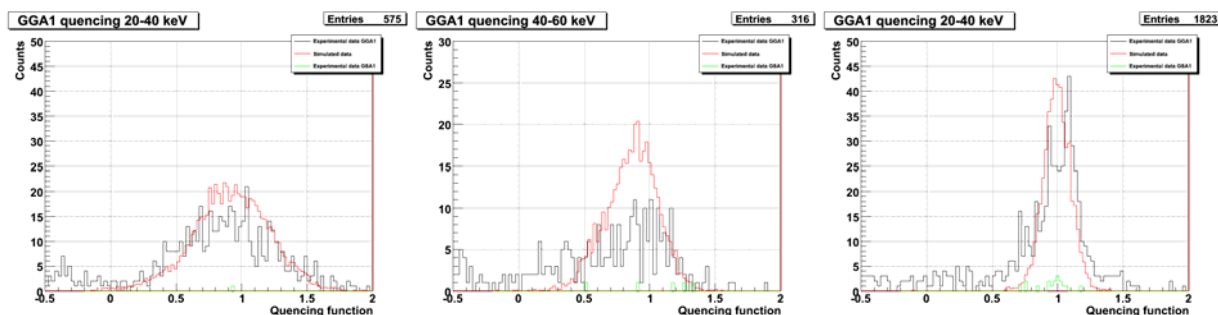


Рис. 3.29. Сравнение экспериментальных (черная линия) и смоделированных (красная линия) данных с использованием функции эффективности сбора заряда детектора (лучший фит). Напряжение $V = -7В$.

Таким образом, для обоих приведенных случаев эффективность сбора заряда на поверхности детектора близка к 100% и лишь присутствие мертвого слоя из аморфного германия и алюминиевых электродов позволяет объяснить снижение ионизационного сигнала для поверхностных событий.

Необходимо уточнить, что полученная эффективность верна для данного конкретного детектора. Для детекторов другого типа, а также в других условиях измерений, значение эффективности может отличаться. Однако для всех NTD детекторов в EDELWEISS можно заключить, что при нормальном рабочем напряжении, эффективность сбора детектора меняется слабо и близка к 100%.

3.2.8. Прохождение альфа частиц

Основным свидетельством наличие загрязнений ^{210}Pb является наблюдение альфа частиц от ^{210}Po (как указывалось в разделе 3.2.1, рис. 3.10). Для доказательства того, что фоновые события в области поиска WIMP являются поверхностными событиями, связанными с цепочкой распада ^{210}Pb , необходимо связать активность моделируемого источника с экспериментально наблюдаемым количеством альфа-частиц. Geant4 позволяет включить альфа-частицы в моделирование. Для α -частиц необходимо учитывать ядерные потери энергии. Отношение ядерных к ионизационным потерям было рассчитано с помощью программы SRIM2008, как показано на рисунке 3.30.

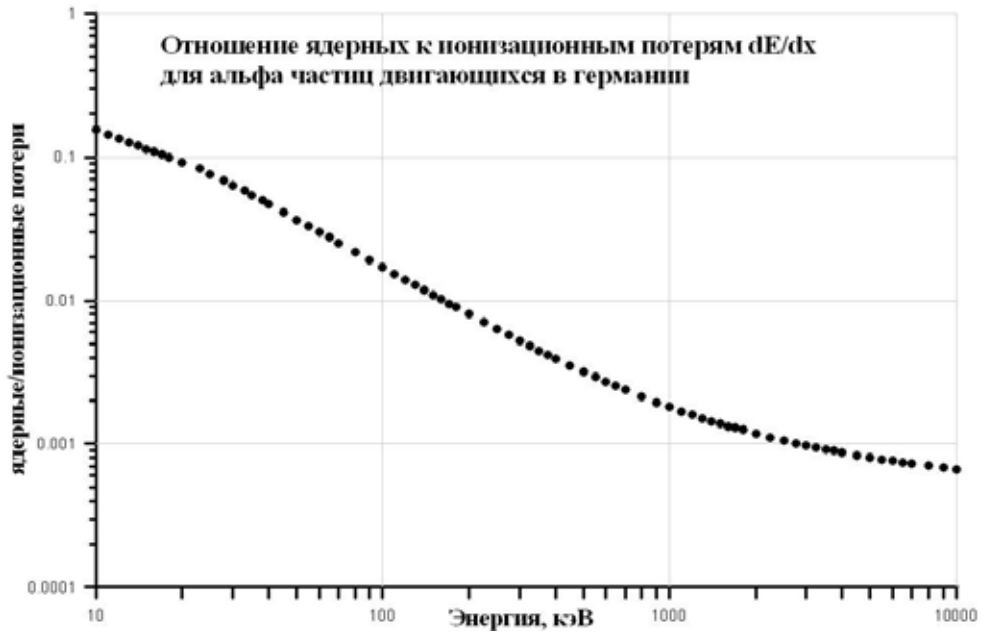


Рис. 3.30. Отношение ядерных к ионизационным потерям альфа частиц двигающихся в германии. Рассчитано с помощью SRIM2008.

На рисунке 3.31 показаны смоделированный и экспериментальный спектры от ^{210}Pb , включая альфа-частицы.

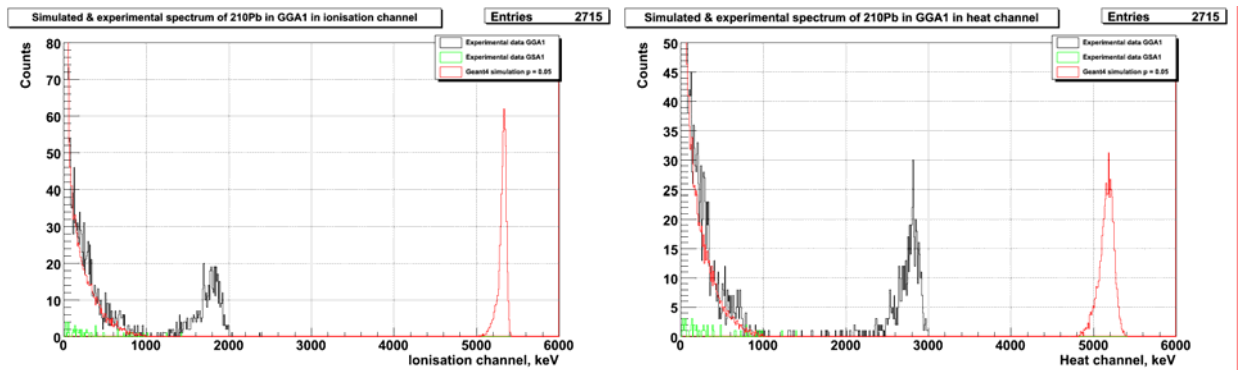


Рис. 3.31. Смоделированный и экспериментальный спектр от ^{210}Pb в ионизационном (слева) и тепловом (справа) каналах.

Из рисунка 3.31 видно сильное различие положения пиков от альфа-частиц ^{210}Po , полученных экспериментально и из моделирования. При этом, было выяснено, что невозможно описать прохождение альфа-частиц изменением функции эффективности сбора заряда. Различие возникает вследствие того, что сложные эффекты рекомбинации и экранировки заряда, возникающие от высокоэнергетических альфа-частиц, при моделировании не учитываются. Кроме этого, различие возникает из-за отсутствия достоверной энергетической калибровки детекторов при высоких энергиях. Для нашей задачи правильное восстановление энергетической шкалы в области выше 1 МэВ не является настолько важным, как определение количества альфа частиц ^{210}Po , по которому

можно восстановить весь спектр частиц из цепочки распада ^{210}Pb , которые как раз лежат в области поиска WIMP. Как видно из рисунка 3.31, альфа-пик хорошо изолирован в экспериментальном спектре, поэтому его интенсивность надежно определяется.

3.2.9. Сравнение экспериментальных и смоделированных данных

Таким образом, получив эффективность сбора заряда, на основании количества зарегистрированных альфа-частиц мы можем смоделировать экспериментальные калибровочные спектры с ^{210}Pb , в том числе в области низких энергий – области поиска WIMP. Сравнение смоделированного и экспериментального спектра в ионизационном канале измерений приведено на рис. 3.32.

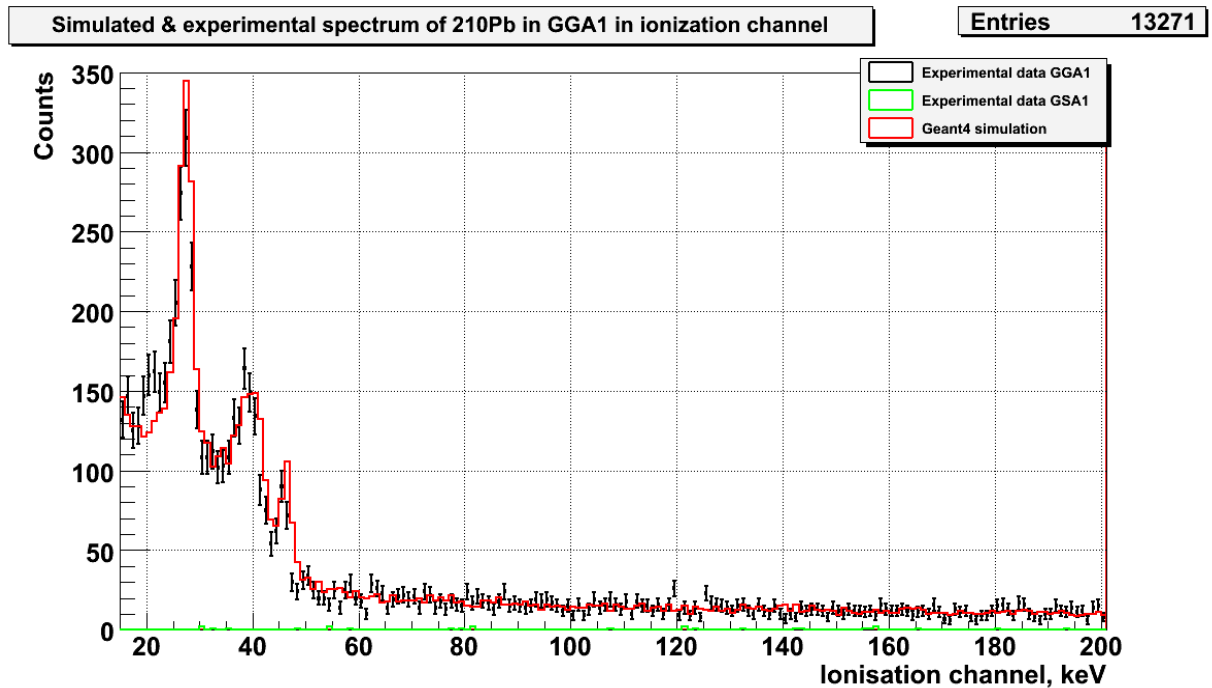


Рис. 3.32. Сравнение экспериментальных и смоделированных данных в ионизационном канале измерений в области 15-200 кэВ. Черные точки – экспериментальный спектр, красная линия – результат моделирования. Смоделированный спектр нормирован на количество зарегистрированных альфа-частиц.

Как видно из рисунка 3.32 смоделированный спектр хорошо предсказывает форму экспериментального спектра и очень хорошо, с учетом сделанных модельных приближений, предсказывает интенсивность экспериментальных пиков. Это является большим прогрессом по сравнению с предыдущим моделированием, выполненным с помощью Geant3 и упрощенным генератором частиц, в котором подобного согласия не наблюдалось. В тепловом канале измерений сравнение показывает похожий результат (рис 3.33).

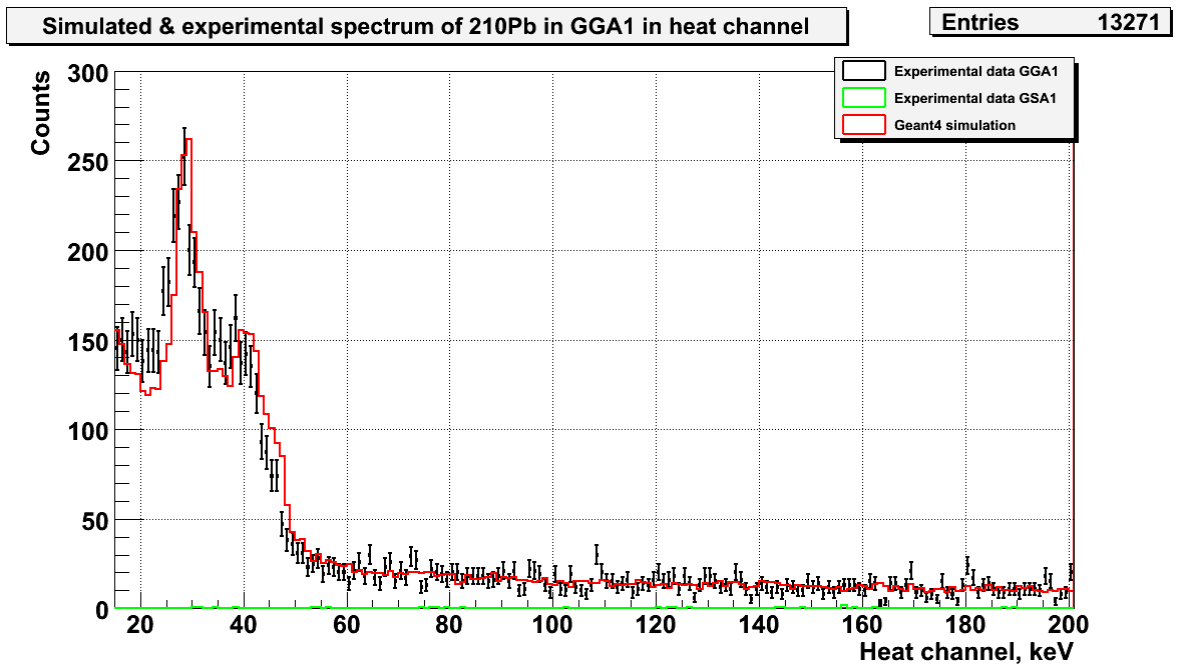


Рис. 3.33. Сравнение экспериментальных и смоделированных данных в тепловом канале измерений в области 15-200 кэВ. Черные точки – экспериментальный спектр, красная линия – результат моделирования. Смоделированный спектр нормирован на количество зарегистрированных альфа-частиц.

Сравнение спектров для энергий отдач событий (рис. 3.34), показывает, что смоделированный спектр хорошо предсказывает интенсивность экспериментальных событий в широкой области энергий.

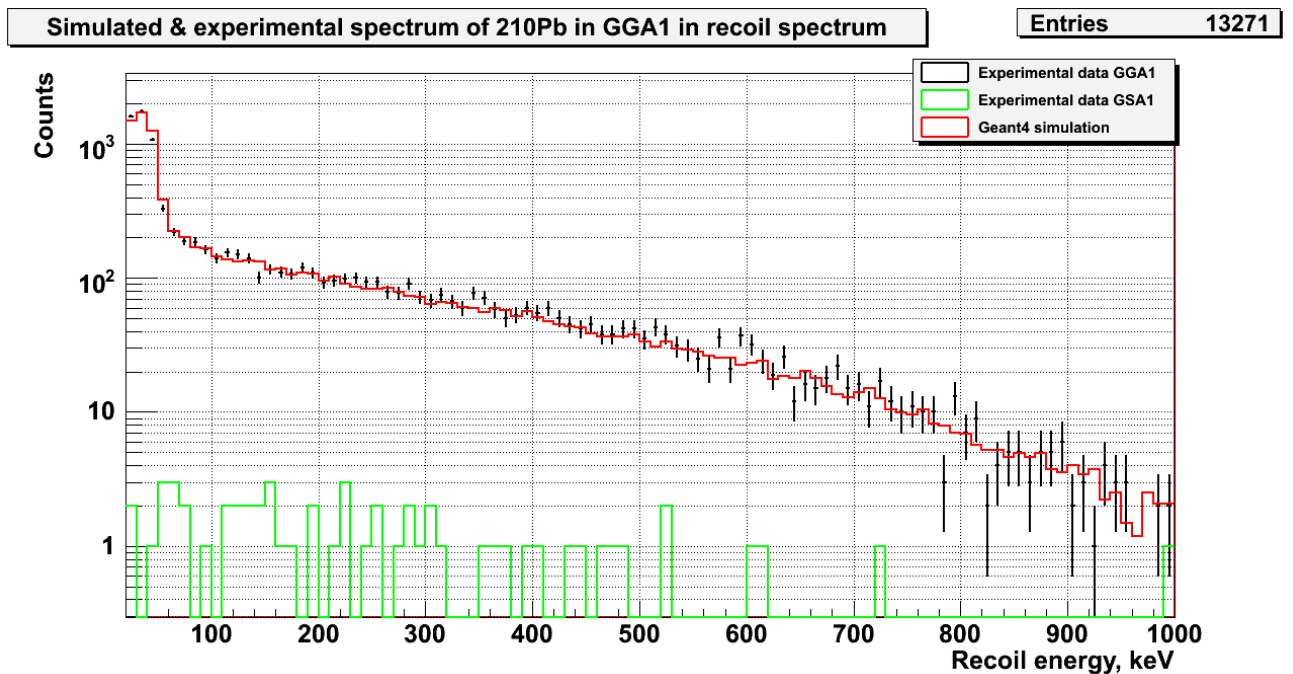


Рис. 3.34. Сравнение экспериментальных и смоделированных данных в области 15-1000 кэВ. Черные точки – экспериментальный спектр, красная линия – результат моделирования. Смоделированный спектр нормирован на количество зарегистрированных альфа-частиц.

Выше для сравнения использовались экспериментальные данные при напряжении на детекторе +3В. На рисунке 3.35 показано сравнение смоделированных данных и измерений с GGA1 детектором при напряжении -7В.

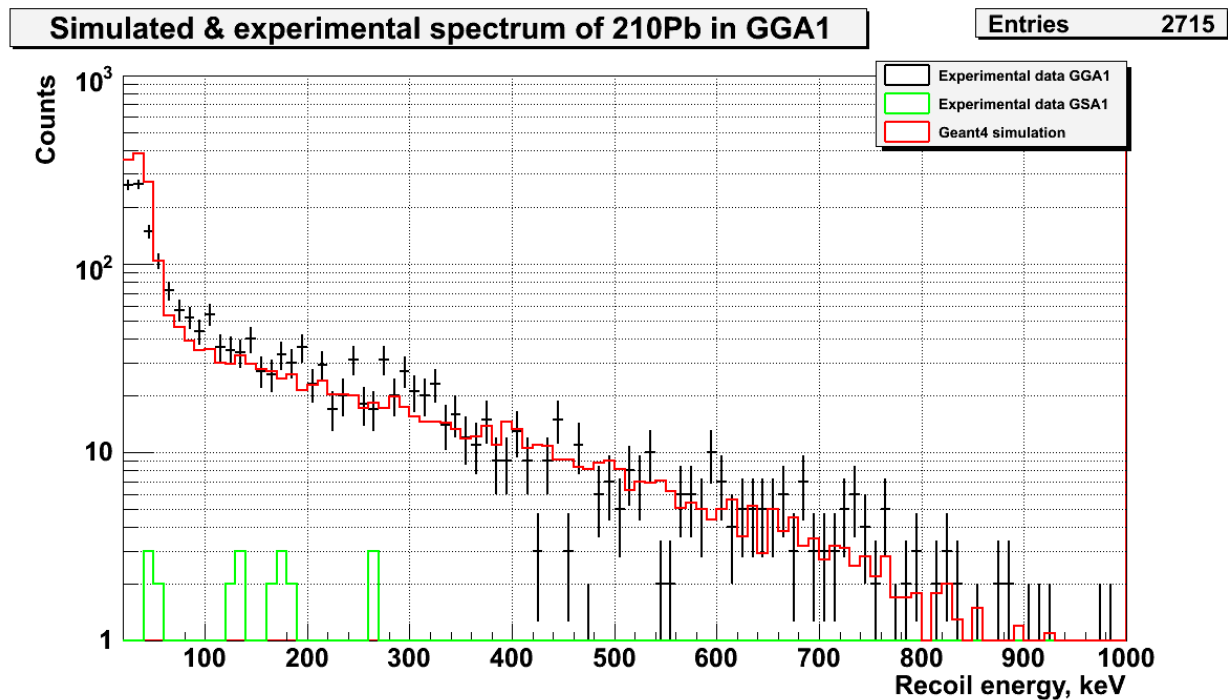


Рис. 3.36. Сравнение экспериментальных и смоделированных данных в области 15-1000 кэВ. Черные точки – экспериментальный спектр, красные точки – результат моделирования. Смоделированный спектр нормирован на количество зарегистрированных альфа-частиц.

Также как в случае измерений при напряжении +3В, смоделированные данные хорошо описывают позицию пиков, а также их интенсивность для региона свыше 20 кэВ. Это иллюстрируется и на рисунке 3.37.

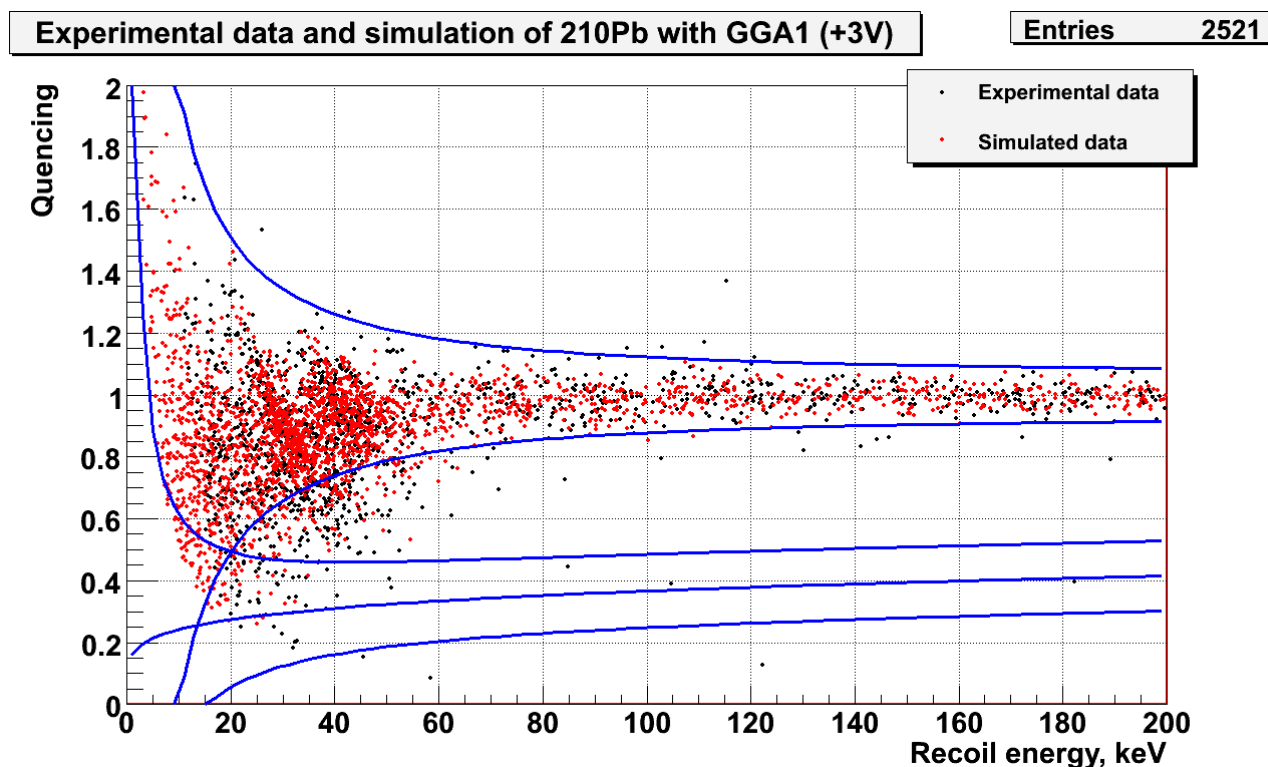


Рис. 3.37. Сравнение экспериментальных и смоделированных данных в области 0-200 кэВ. Черные точки – экспериментальный спектр, красная линия – результат моделирования. Смоделированный спектр нормирован на количество зарегистрированных альфа-частиц.

Ниже представлена таблица, в которой приведено рассчитанное количество событий, имеющих ионизационный выход ниже 0.5 в различных областях энергий.

Таблица 3.2. Количество смоделированных событий имеющих $Q < 0.5$ в различных интервалах энергий для различных эффективностей сбора заряда и разрешений детектора. Интенсивность источника смоделирована в соответствии с условиями измерений.

Разрешение и эффективность	Число событий в интервале энергий, кэВ					
	20-25	25-30	30-40	40-60	60-500	Альфа
$Q = 1$ (-7В)						
GGA1: Тепл. 3.3(9.9), Ион. 2.3(5.0)	488	226	175	39	24	10050
GGA5: Тепл. 1.8(5.1), Ион. 1.5(3.9)	219	130	83	14	23	10062
$Q = 1 - 0.1 * (\text{Exp}(-0.28 z^2))$ (+3В)						
GGA1: Тепл. 3.3(9.9), Ион. 2.3(5.0)	329	161	109	28	24	10000
GGA5: Тепл. 1.8(5.1), Ион. 1.5(3.9)	334	171	106	29	24	10000

Из таблицы видно, как количество событий меняется с изменением эффективности сбора заряда и разрешения детектора.

Калибровочные измерения с ^{210}Pb отличаются от измерений по поиску WIMP тем, что в последних источник ^{210}Pb может находиться непосредственно на поверхности

германиевого детектора. В этом случае, как показано на рисунке 3.38, часть событий также попадает в область поиска WIMP.

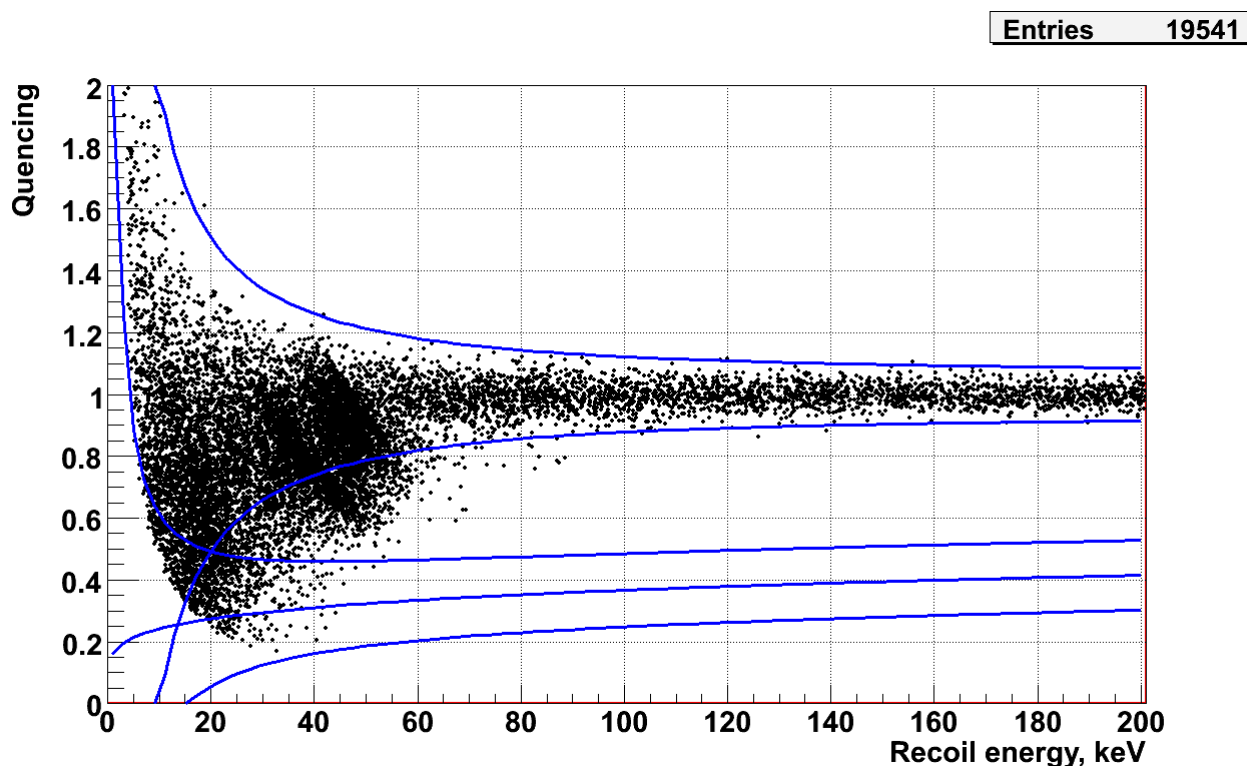


Рис. 3.38. Смоделированный спектр от ^{210}Pb , находящегося на поверхности детектора.

Безусловно, все это свидетельствует о необходимости дискриминировать поверхностные события.

3.2.10. Анализ месторасположения событий.

Для понимания работы детекторов и анализа поверхностных событий необходимо знать, как глубоко различные частицы от ^{210}Pb могут проникнуть внутрь кристалла германия. Также эта информация необходима для определения зависимости эффективности активного подавления поверхностных событиями от глубины проникновения с использованием позиционно-чувствительных детекторов, таких как INTERDIGIT. Моделирование позволяет провести такой расчет. На рисунке 3.39 изображен спектр максимальных глубин, которые достигаются частицами в каждом событии от ^{210}Pb .

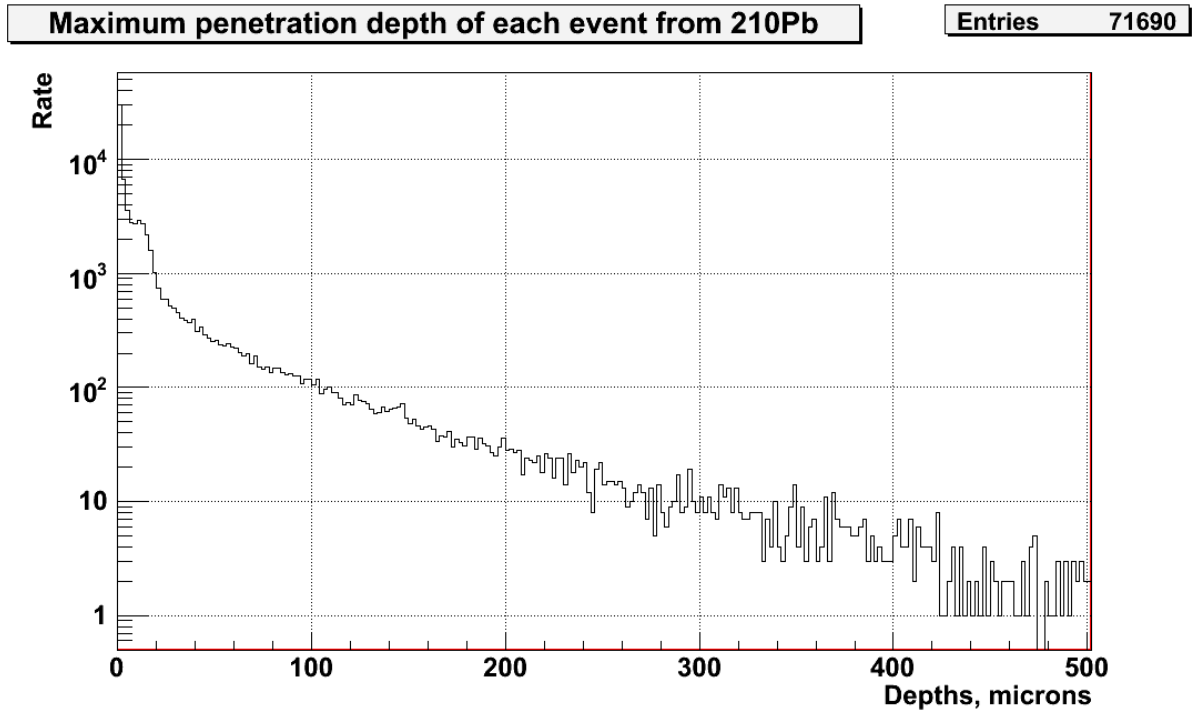


Рис. 3.39. Максимальные глубины детектора, достигнутые частицами от ^{210}Pb .

Как видно из приведенного спектра, большая часть частиц поглощается вблизи поверхности кристалла. На рисунке 3.40 показано, как меняется спектр от ^{210}Pb , если мы отсечем все события, в которых частицы (включая вторичные) не проникли внутрь поверхности детектора более чем на 10, 100 и 1000 микрон.

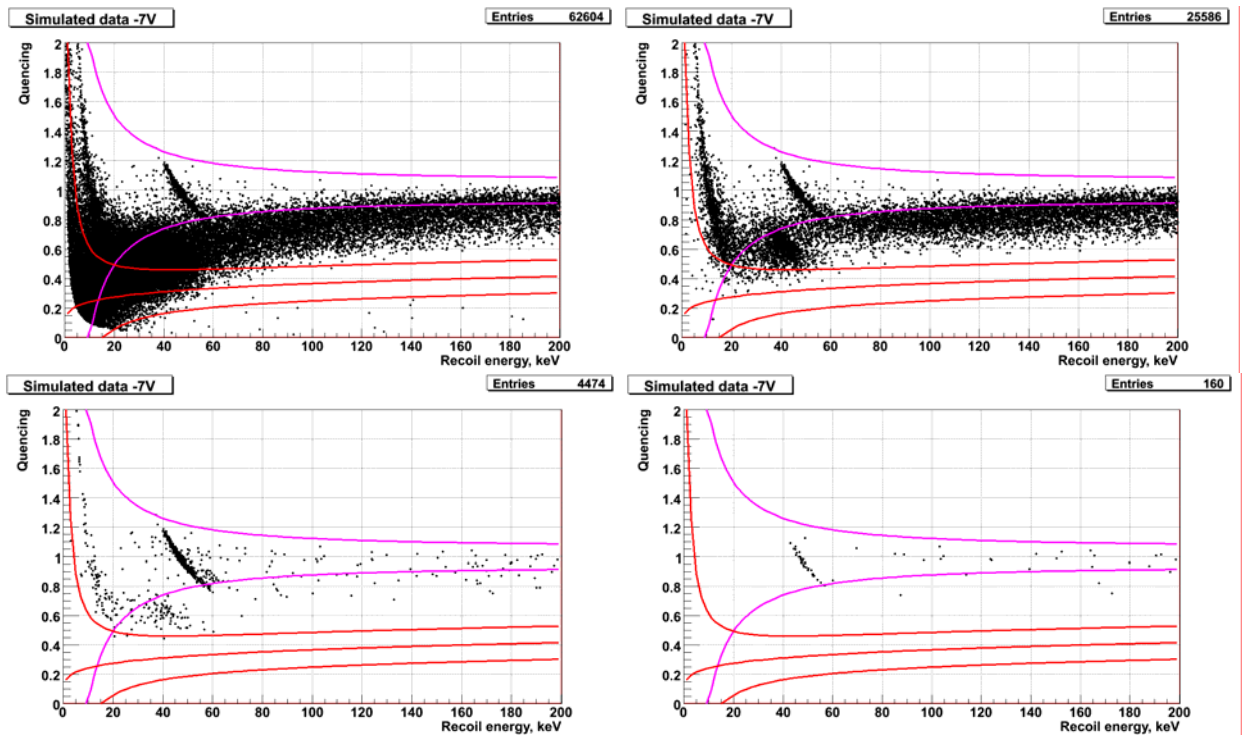


Рис. 3.40. Спектр событий от частиц ^{210}Pb , достигших глубин 10 (вверху справа), 100 (снизу слева) и 1000 микрон (снизу справа). Полный спектр событий изображен сверху слева.

Как видно из рисунка 3.40 электроны поглощаются непосредственно вблизи поверхности детектора, на большую глубину способны проникнуть лишь гамма кванты 46.5 кэВ и рентгеновские фотоны (3.40 снизу). Следует заметить тот факт, что многие события содержат энерговыделение от прохождения нескольких частиц, поглощающихся на разных глубинах, что позволяет объяснить наличие некоторых событий в области поиска WIMP вплоть до нескольких сот микрон. Сигнатура одного из таких событий показана на рисунке 3.41 (вставка).

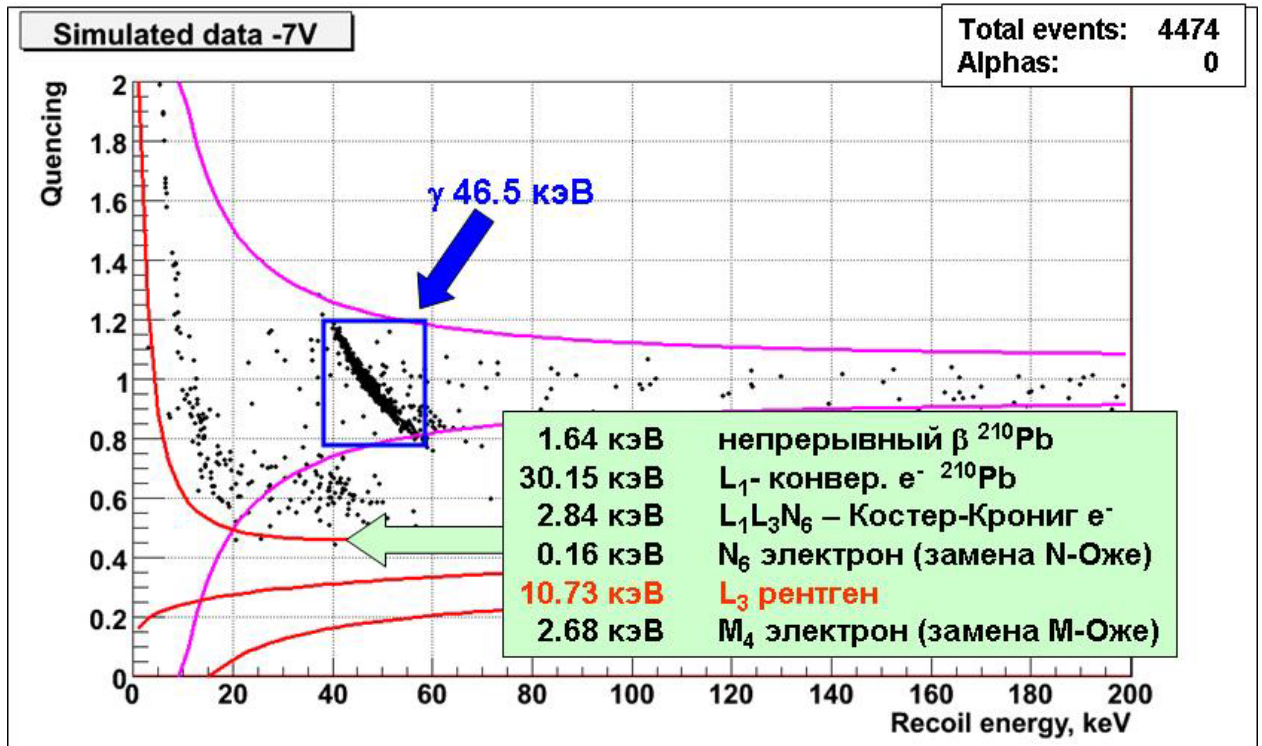


Рис. 3.41. Спектр событий, частицы из которых достигли глубины 100 мкм. Показана сигнатура одного из событий. Спектр соответствует 9971 зарегистрированной альфа-частице.

Структура данного поверхностного события, включающего в себя рентгеновские лучи и электроны, показывает, что для полного подавления поверхностных событий недостаточно только подавить электроны, полностью поглощаемые в первых десятках микрон детектора. Видно, что события, содержащие фотоны и электроны, способны также имитировать сигнал от WIMP. Поэтому для надежной дискриминации поверхностного фона необходимо подавить события, содержащие рентгеновские лучи. Рентгеновские фотоны почти полностью поглощаются первыми 500 микронами. Моделированием было установлено, как количество событий в области поиска WIMP и близ гамма-линии 46.5 кэВ (позволяющей сравнить моделирование и эксперимент) меняется в зависимости от глубины проникновения частиц (как показано в таблице 3.3).

Таблица 3.3. Количество смоделированных событий, частицы из которых способны достичь различных глубин, в различных интервалах энергий.

Параметры отбора событий	Число событий, частицы в которых достигли соответствующей глубины детектора, мкм					
	0	10	15	50	100	500
Альфа частицы (4-6 МэВ)	9971	5721	1629	0	0	0
40-60 кэВ ($0.8 < Q < 1.2$) (гамма)	878	858	823	658	543	141
20-40 кэВ ($Q < 0.5$) (регион WIMP)	7958	121	80	21	3	0
Все события	71747	25587	18838	8829	4474	349

Из полученных данных очевидно, что активный отбор событий на глубине менее 1 мм позволяет надежно подавить поверхностные фоновые события.

3.3. Другие источники поверхностных событий

Еще одним источником поверхностных событий может являться углерод-14. Дело в том, что соединения из углерода имеют свойство осаждаться из атмосферы на любой поверхности в небольших количествах [Dra02]. Типичная толщина слоя соединений из углерода оценивается в 3-4 нм. В изотопный состав углерода входит радиоактивный ^{14}C , образующийся в результате космической активации. Он имеет время жизни 5700 лет и распадается бета-распадом с граничной энергией в 156 кэВ. Электроны, испускаемые при таком распаде (см. рисунок 3.42), могут являться источником поверхностных событий.

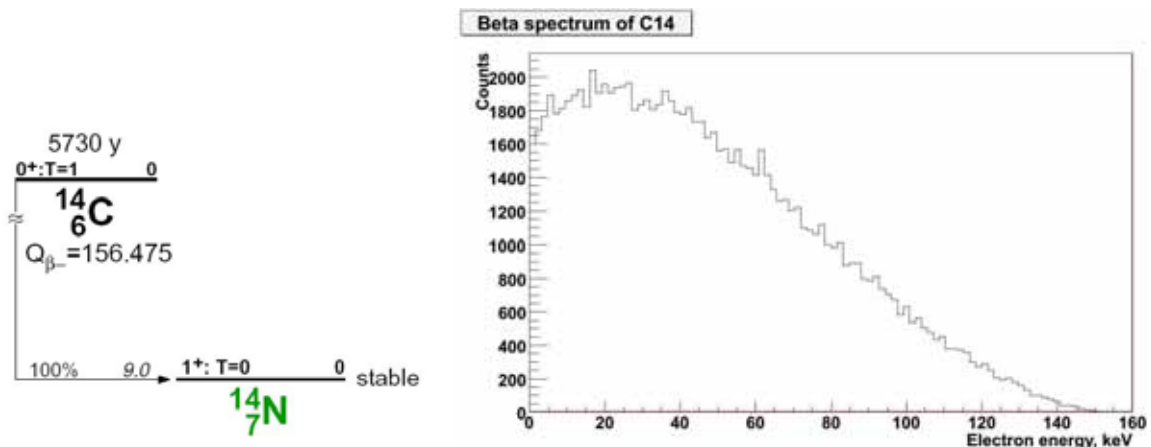


Рис. 3.42. Схема распада ^{14}C и получаемый при распаде электронный спектр (смоделированный).

Обычное содержание ^{14}C в углероде составляет $\sim 10^{-12}$. Его суммарная активность на поверхности детектора составляет ~ 2 мкБк. Такое количество ^{14}C может увеличивать

число фоновых поверхностных событий в низкофоновых экспериментах по поиску темной материи. С помощью пакета Penelope был рассчитан спектр, возникающий в детекторах. При этом использовалась геометрия EDELWEISS-I, описанная выше. На рисунке 3.43 показаны результаты моделирования.

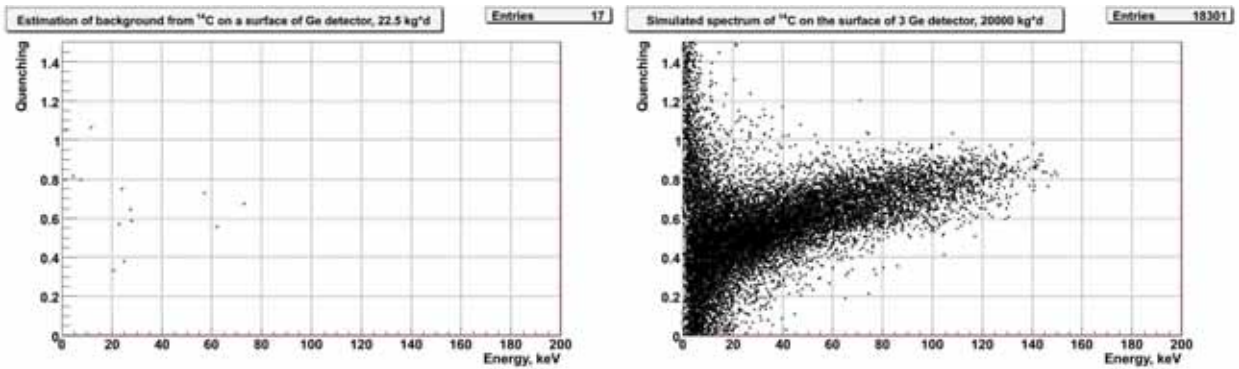


Рис. 3.43. Смоделированный спектр ¹⁴C со статистикой 22.5 кг*суток и 20000 кг*суток.

Как видно из рисунка, ожидаемое число событий невелико по сравнению с числом событий от ²¹⁰Pb, однако их все-таки необходимо учитывать при анализе данных и планировании будущих экспериментов, так как избавиться от слоя углерода на поверхности детектора практически невозможно. При отсутствии дискриминации поверхностных событий, фон от ¹⁴C может оказаться неустранимым, что ограничит чувствительность эксперимента. Это является определяющим аргументом в пользу использования позиционно-чувствительных детекторов.

Нами были рассчитаны глубины проникновения электронов из распада ¹⁴C, и определена необходимая толщина защитного слоя, для дискриминации таких поверхностных событий.

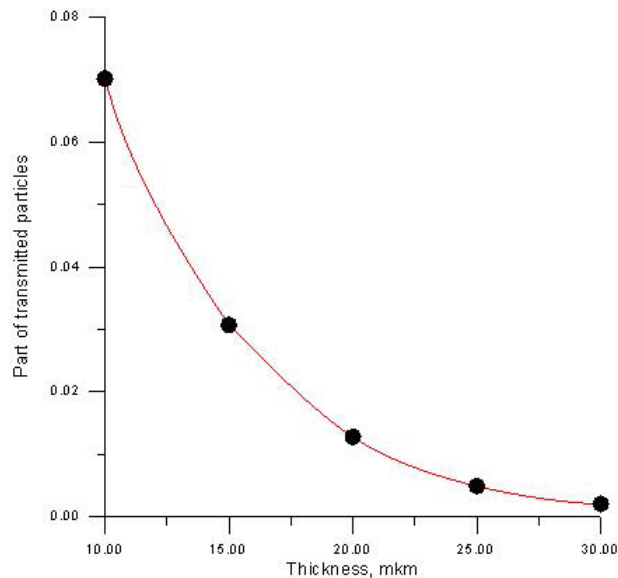


Рис. 3.44. Количество электронов от ¹⁴C, прошедших соответствующий слой из германия.

Как видно из представленного графика (Рис. 3.44), 99% электронов поглощаются в первых 20 микронах, поэтому для борьбы с данным фоном будет достаточно исключить из рассмотрения этот слой германия.

3.4. Выводы

Для повышения чувствительности эксперимента и правильной интерпретации получаемых данных необходимо понимание источников и снижение количества фоновых событий. Радиоактивный благородный газ ^{222}Rn , являющийся продуктом естественной радиоактивности, обладает высокой проникающей способностью и мобильностью, и поэтому может распадаться вблизи детектора, повышая при этом общий гамма-фон. Кроме того, дочерние продукты ^{222}Rn , включающие долгоживущие ^{210}Pb и ^{210}Po , могут накапливаться на детекторах и конструкционных материалах и значительно повышать уровень фона. В отсутствие активной дискриминации поверхностных событий этот вид фона может имитировать ожидаемую сигнатуру сигнала от WIMP. В результате проведенных исследований фоновых условий в эксперименте EDELWEISS, в этой работе нами были решены следующие задачи:

- Был создан высокочувствительный детектор радона. С помощью этого детектора, начиная с 2007 года, постоянно ведется контроль содержания радона внутри защиты эксперимента EDELWEISS. С использованием нашей измерительной аппаратуры, была оптимизирована анти-радоновая защита криостата. В настоящее время набор данных ведется при контролируемом уровне ^{222}Rn внутри защиты ниже 50 мБк/м^3 . Это привело к двукратному понижению уровня гамма фона в эксперименте.
- С помощью моделирования загрязнения поверхности детектора дочерними продуктами распада радона была произведена идентификация фоновых событий и были определены параметры детектора. Для решения этой задачи был создан генератор, описывающий рождение низкоэнергетических частиц из цепочки распада $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$, и геометрия эксперимента. Используя информацию о количестве зарегистрированных альфа-частиц из распада ^{210}Po , была объяснена природа событий в низкоэнергетическом интервале измерений, который является областью поиска WIMP. В результате сравнения с экспериментальными данными была показана возможность описания

экспериментальных событий с помощью моделирования. Из этого сравнения был определен важный параметр детектора: функция эффективности сбора заряда на его поверхности. Оказалось что для GGA1 детектора эффективность сбора заряда на поверхности кристалла близка к 100%. Наличие аморфного слоя и электродов, в которых ионизационный сигнал не собирается, позволяют объяснить снижение ионизационного сигнала у поверхностных событий. Моделирование позволяет предсказать количество событий от ^{210}Pb в области поиска WIMP. Произведен анализ глубины проникновения событий в поверхность детектора. Было показано, что для дискриминации большинства событий необходимо исключить первые 500 микрон поверхностного объема детектора.

- Была произведена оценка вклада в число фоновых событий от распада ^{14}C . Было показано, что поверхностные события от углерода-14 необходимо учитывать при анализе данных и планировании будущих экспериментов, так как от этого типа фона практически невозможно избавиться в отсутствие дискриминации поверхностных событий.

Основным выводом из проведенных исследований является необходимость использования позиционно-чувствительных детекторов с активной дискриминацией поверхностных событий, ограничивающих чувствительность эксперимента. ID детекторы, разработанные в EDELWEISS, с успехом решают данную задачу.

4. Первые результаты эксперимента EDELWEISS-II

Эксперимент EDELWEISS-II начал набор данных в 2006 году. Вначале были выполнены тестовые и калибровочные измерения с девятью германиевыми болометрами. В дальнейшем, количество детекторов увеличивалось, а их общая масса составила около 10 кг. Были получены первые результаты на сечение рассеяния WIMP-нуклон, в том числе и с новыми ID детекторами, позволяющими проводить активный отбор поверхностных событий.

4.1. Экспериментальный спектр и его анализ

В отладочных калибровочных и фоновых измерениях, проведенных в 2006-2007 годах, были тщательно изучены характеристики детекторов и стабильность криогенной системы. Было показано, что криогенная установка эксперимента способна поддерживать температуру детекторов в 20 мК на протяжении нескольких месяцев измерений. Обеспечиваемая долговременная стабильность температурного режима составляет около 0.003 мК. Начиная с лета 2007 года, в криостат эксперимента EDELWEISS установлено 28 детекторов, количество новых детекторов увеличивается по мере их изготовления. При этом используются детекторы нескольких типов со специальной низкофоновой оправкой:

- классические Ge/NTD детекторы, каждый массой 320 грамм;
- позиционно-чувствительные Ge/NbSi детекторы, 400 грамм каждый, с двумя активными термометрическим NbSi слоями на поверхности;
- детекторы типа Ge/NTD/INTERDIGIT (ID), 400 грамм каждый, имеющие специальную схему электродов в виде нескольких колец, способные эффективно отсекаать поверхностные события;
- экспериментальные детекторы, в том числе сцинтилляционные болометры и детекторы с низким порогом измерений.

Внешний вид и месторасположение детекторов в криостате показаны на рисунке 4.1.



Рис. 4.1. Фотография, схема сборки детекторов внутри криостата и их местоположение.

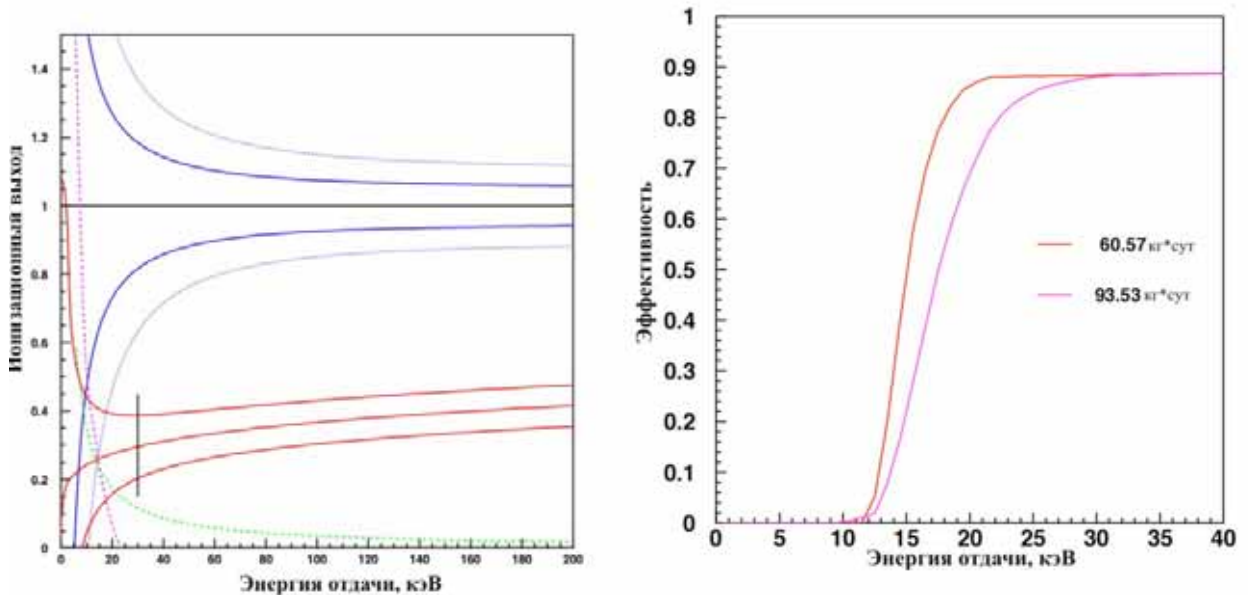
Калибровочные измерения с ^{133}Ba позволили определить разрешение детекторов. Типичное разрешение теплового и ионизационного канала составило 1-2 кэВ, причем для некоторых детекторов достигнутые значения составляют лучше 1 кэВ (см. таблицу 4.1).

Таблица 4.1. Типичный пример пороговых разрешений детекторов

Болометр	Разрешение в канале, кэВ		
	Тепловой	Ионизационный	Охранный
GGA14	1.7	1.5	1.7
GGA13	1.0	1.6	1.7
GSA11	1.5	1.4	2.5
GGA10	1.5	1.7	1.8
GGA7	2.5	1.7	1.6
GSA10	1.5	2.3	1.8
GGA3	2.0	1.5	1.6
GGA5	1.7	1.4	1.6
GGA11	1.9	2.2	2.7
GSA8	2.8	2	1.5
GGA4	1.1	1.7	2.2
GGA9	1.1	1.6	1.8
GSA7	2.5	2.2	2.9
GSA1	73.3	16	2.9
GGA1	2.6	2.0	8.8
ID401	1.1	1.2	1.3
ID201	1.3	0.9	1.1
ID3	1.2	1.6	1.7

Энергетические пороги, с которыми ведется набор данных в ионизационном и тепловом каналах, составляют 1.5-3 кэВ. Поиск событий WIMP осуществляется с порога 10-30 кэВ (“магический порог”), как показано на рисунке 4.2 слева. Конкретный порог определяется из калибровок с γ -источником и соответствует подавлению 99.9% электронных событий. Кроме того, “магический порог” измерений зависит от наличия поверхностных событий в экспериментальном спектре (как будет показано далее, это имеет значение только для NTD детекторов).

Эффективность регистрации WIMP имеет зависимость от энергии отдачи, определяемую порогом и разрешением. Для NTD детекторов, данная зависимость, рассчитанная с учетом всех разрешений детекторов и с учетом фактора отбора событий, показана на рисунке 4.2 справа.



*Рис. 4.2 Пороги измерений на примере NTD детектора (слева). Эффективность регистрации WIMP массой 100 ГэВ NTD детекторами, рассчитанная с учетом всех экспериментальных разрешений и порогов для статистики в 93.5 кг*сут (“магический порог” 30 кэВ) и 60.6 кг*сут (“магический порог” 20 кэВ) (справа).*

Из анализа исключаются периоды измерений с высоким уровнем шумов и при нестабильной работе аппаратуры (например, части криогенной системы). Производится отбор событий, находящихся в одинаковых условиях измерений, с использованием различных критериев. Один из типов такого отбора, так называемый “качественный отбор”, проведенный по пороговому разрешению, показан на рисунке 4.3.

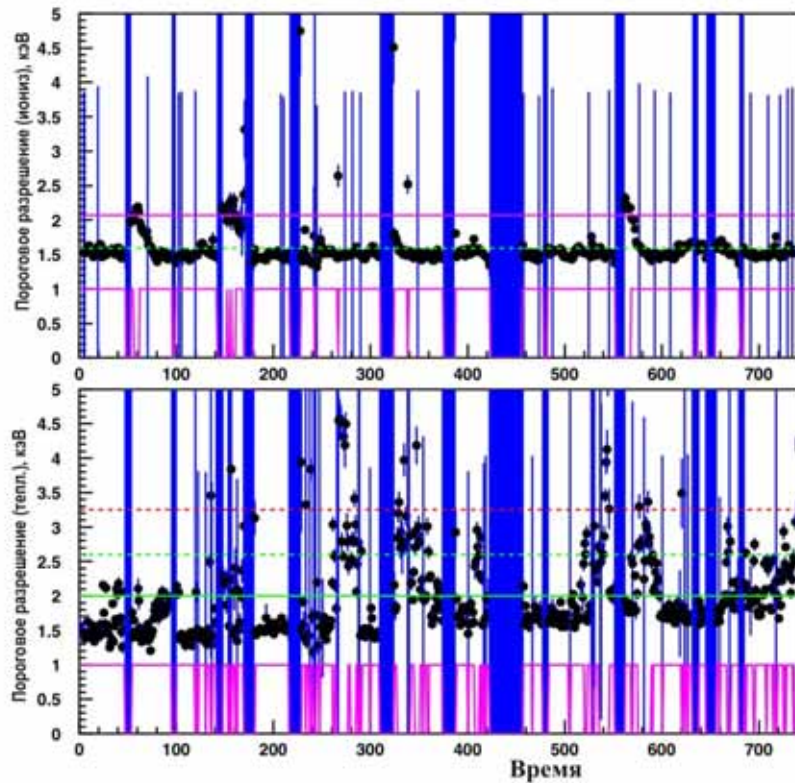


Рис. 4.3. Изменение величины порогового разрешения с течением времени для детектора GGA14 и параметры отбора “хороших” часов измерений. Черные точки – величины порогового разрешения детектора в конкретный час измерений. Сплошными и пунктирными линиями показаны параметры отбора хороших часов. Вертикальными областями показано время, когда не производился набор данных.

Для анализа используются только “хорошие” часы измерений, в которых пороговое разрешение лучше, чем среднее его значение плюс 30%.

Другим типом отбора, позволяющим уменьшить число фоновых событий, в том числе произошедших вне эффективного объема детектора, является отбор событий по χ^2 . Определение амплитуды сигнала осуществляется с помощью его фитирования эталонной формой линии, полученной из калибровочных измерений усреднением формы сигнала. Получаемая в результате фитирования величина χ^2 для каждого события, для измерений с источником ^{133}Ba , показана на рисунке 4.4. События с высоким χ^2 (выше пунктирной линии) имеют нестандартную форму сигнала и поэтому отсекаются.

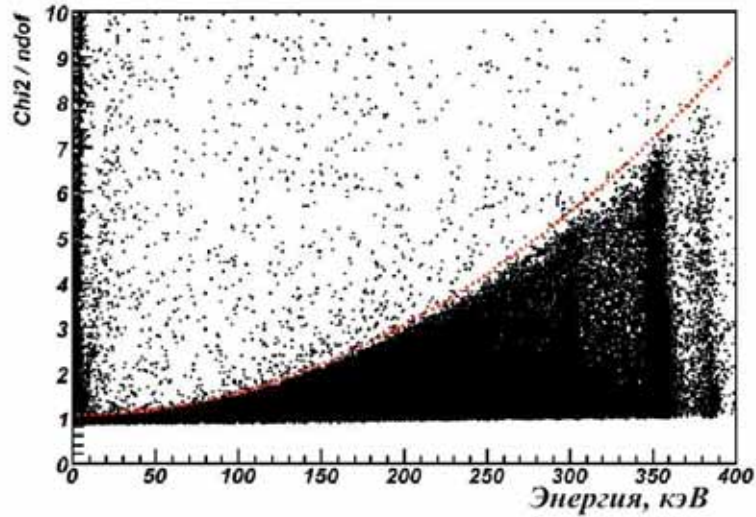


Рис. 4.4. Значение χ^2 в зависимости от энергии в калибровочных измерениях с ^{133}Ba . События, имеющие χ^2 выше пунктирной линии, дискриминируются.

После выполнения вышеописанных процедур отбора данных получаем энергетический спектр, результаты анализа которого представлены в следующих разделах.

Благодаря принятым мерам в EDELWEISS-II удалось значительно, по сравнению с первой фазой эксперимента, улучшить фоновые условия (рис. 4.5).

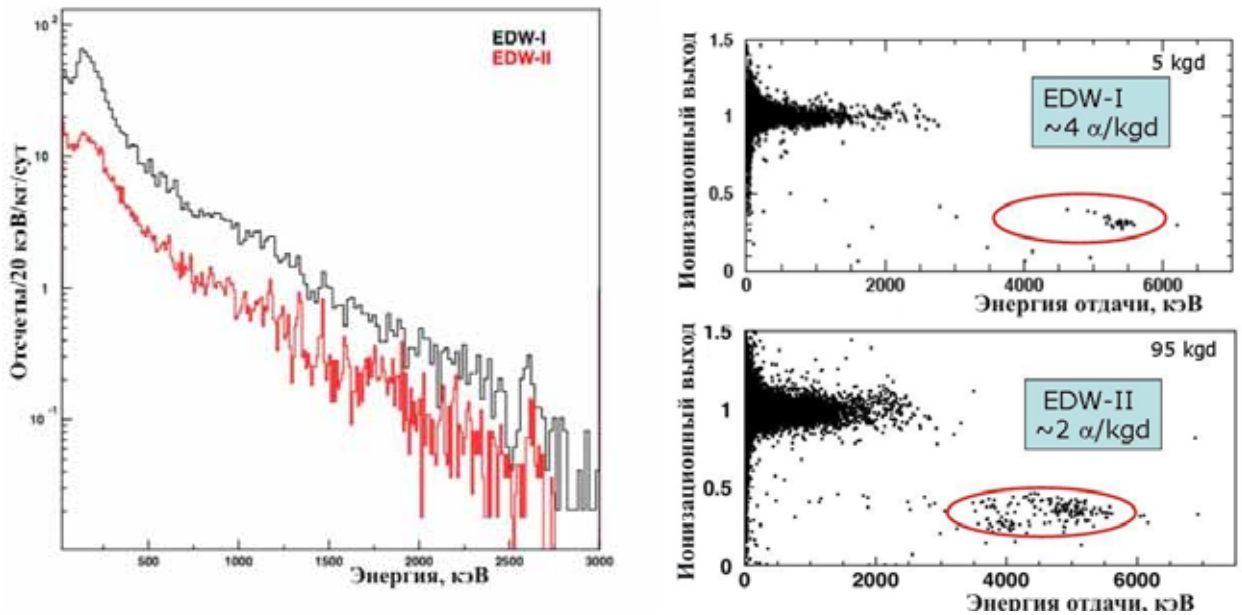


Рис. 4.5. Сравнение уровня гамма фона в экспериментах EDELWEISS-I (черная линия) и EDELWEISS-II (красная линия). Справа показано сравнение α -фона от ^{210}Pb в экспериментах EDELWEISS-I (сверху) и EDELWEISS-II (снизу).

По сравнению с EDELWEISS-I гамма фон снижен в три раза (4.5 слева). Измеренная интенсивность α -пика от ^{210}Po составила ~ 2 события на кг*сут. Это примерно в два раза

ниже уровня первой фазы эксперимента, однако недостаточно для полного исключения фона от ^{210}Pb .

4.2. Результаты с NTD детекторами

Основной набор данных был выполнен с NTD детекторами. Анализ первых набранных данных представлен ниже. Из анализа разрешений детекторов и калибровок, с учетом загрязнений от ^{210}Po , было принято решение о том, что поиск событий WIMP будет производиться только для событий с энергией выше 30 кэВ. Экспериментальный спектр, содержащий зависимость ионизационного выхода от энергии отдачи события для NTD детекторов показан на рисунке 4.6.

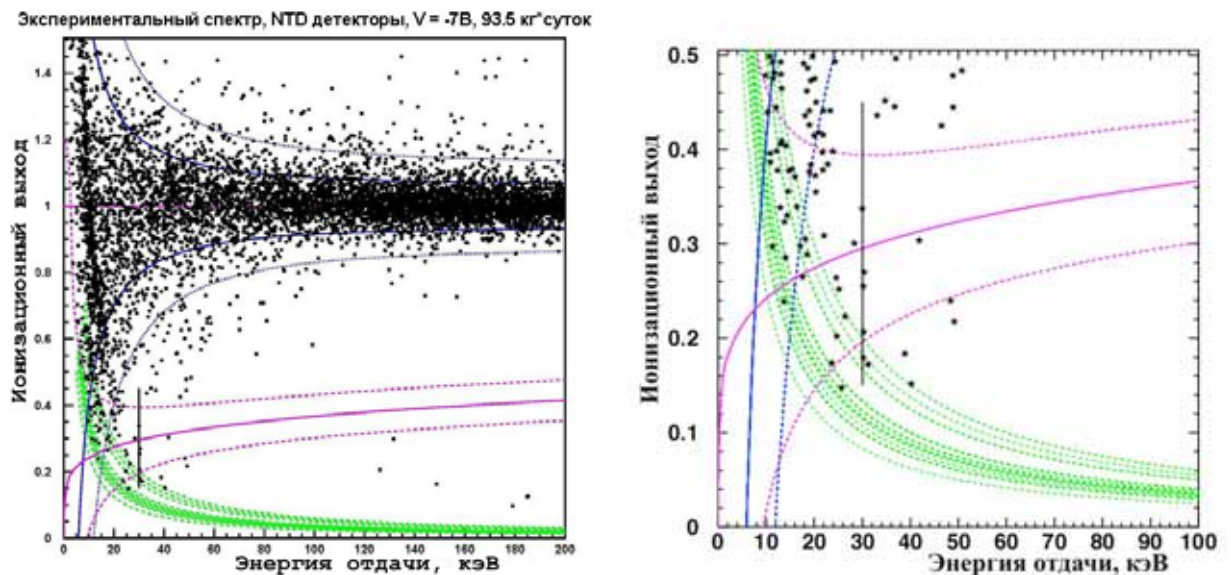


Рис. 4.6. Экспериментальный спектр, полученный для поиска WIMP рассеяния с помощью NTD детекторов. Набранная статистика соответствует экспозиции 93.5 кг*сут.

В области поиска WIMP было зарегистрировано 3 события. На рисунке 4.7 слева показаны энергетический спектр данных событий и расчетная форма спектра от WIMP для сечения рассеяния WIMP-нуклон $\sigma = 10^{-5}$ пб. Для получения верхнего ограничения на сечение рассеяния WIMP-нуклон при неизвестном уровне фона использовался метод оптимальных интервалов [Yel02]. Из результатов фитирования было получено следующее ограничение на сечение рассеяния WIMP-нуклон (рис. 4.7 справа).

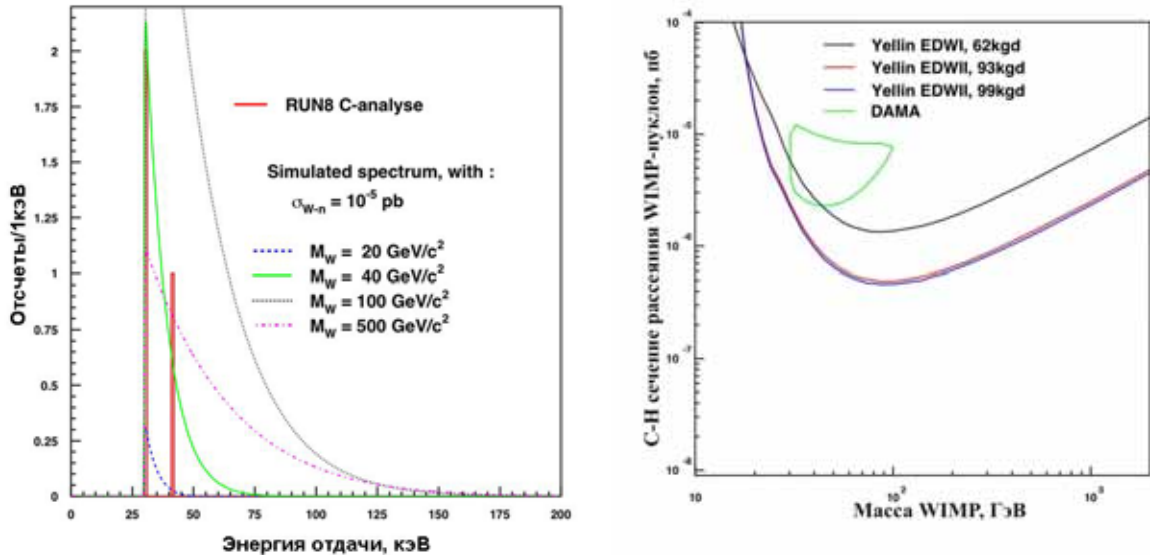


Рис. 4.7. Первые результаты измерений с NTD детекторами в EDELWEISS-II. Слева – фитирование кандидатов на роль WIMP. Справа – полученное ограничение на сечение рассеяния WIMP-нуклон. Синяя и красная линия соответствуют анализу данных эксперимента EDELWEISS-II с различными параметрами отбора, черной линией показано ограничение из EDELWEISS-I, сиреневой линией показаны результаты эксперимента CDMS, положительный результат эксперимента DAMA обозначен замкнутой зеленой линией.

При массе WIMP равной 80 ГэВ, величина ограничения имеет значение $5 \cdot 10^{-7}$ пб, что более чем в три раза лучше ограничения, полученного в первой фазе эксперимента. Тем не менее, количество фоновых событий в NTD детекторах слишком велико для достижения уровня чувствительности необходимого для детектирования WIMP согласно предсказаниям некоторых SUSY моделей ($10^{-8} \sim 10^{-9}$ пб).

4.3. Сравнение эксперимента и модели

Проверим, могут ли три вышеописанных кандидата на роль WIMP быть поверхностными событиями от распада ^{210}Pb . За время измерений было зарегистрировано около 200 альфа-частиц. Источник этих событий может находиться как на поверхности детекторов, так и вне детектора на элементах его защиты. Из сравнения экспериментальных спектров и моделирования удалось получить информацию о местоположении ^{210}Pb . Оказалось, что модель равномерного распределения ^{210}Pb по всем вышеперечисленным поверхностям хорошо описывает эксперимент. С учетом этого было выполнено моделирование для различных разрешений и эффективностей сбора заряда, результаты которого показаны в таблице 4.2.

Таблица 4.2. Количество смоделированных событий имеющих $Q < 0.5$ в различных интервалах энергий для различных эффективностей сбора заряда и разрешений детектора (источнику -120 суток).

Разрешение и эффективность	Число событий в интервале энергий, кэВ					
	20-25	25-30	30-40	40-60	60-500	Альфа
$Q = 1$ (-7В)						
GGA1: Тепл. 3.3(9.9), Ион. 2.3(5.0)	708	426	562	576	822	10000
GGA5: Тепл. 1.8(5.1), Ион. 1.5(3.9)	729	432	563	581	824	10000
$Q = 1-0.1*(\text{Exp}(-0.28 z^2))$ (+3В)						
GGA1: Тепл. 3.3(9.9), Ион. 2.3(5.0)	795	482	651	642	822	10000
GGA5: Тепл. 1.8(5.1), Ион. 1.5(3.9)	843	493	640	652	822	10000

Используя данные из этой таблицы, можно предсказать количество фоновых событий в области поиска WIMP. Предсказываемое количество фоновых событий из моделирования в области $q < 0.5$ в интервале энергий 25-40 кэВ составляет $\sim 19-22$ событий (в зависимости от эффективности сбора заряда). Также необходимо учесть, что точное время загрязнения ^{210}Pb неизвестно, так если загрязнение ^{210}Pb было внесено за год до измерений, то в вышеупомянутой области предсказывается существование 10-11 событий. В экспериментальном спектре с NTD детекторами в этой же области измерений было зарегистрировано 16 событий, что прекрасно согласуется с предсказаниями моделирования с учетом сделанных модельных приближений. Смоделированный спектр, соответствующий найденной альфа статистике, представлен на рисунке 4.8.

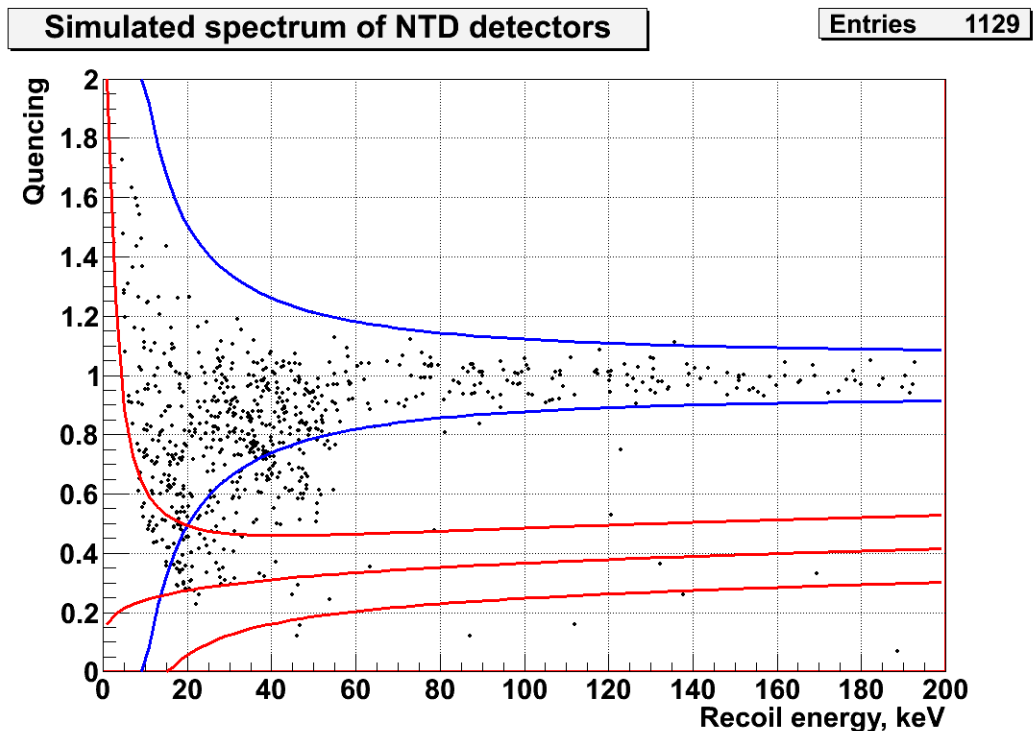


Рис. 4.8. Смоделированный спектр от ^{210}Pb для NTD детекторов, нормированный на зарегистрированную α -активность от ^{210}Po .

Таким образом, было выяснено, что основным фактором, ограничивающим чувствительность эксперимента в настоящее время, являются поверхностные фоновые события с неполным сбором заряда.

4.4. Результаты с ID детекторами

Новые позиционно-чувствительные ID детекторы были разработаны для осуществления высокоэффективного отбора поверхностных событий. Эффективность отбора поверхностных событий ID детектором в EDELWEISS-II была экспериментально измерена с помощью источника ^{210}Pb [Bro09]. На рисунке 4.8 сверху показаны все события полученные в калибровочных измерениях с этим источником. Всего в спектре было зарегистрировано порядка 185000 событий, 50000 из них обусловлены α -частицами из распада ^{210}Po . Учитывая тот факт, что среднее число фоновых α -частиц в измерениях без источника составляет ~ 2 события на кг*сут, набранная в калибровочном спектре статистика эквивалентна ~ 30000 кг*сут WIMP измерений. Для ионизационного выхода менее 0.6 в области энергий от 15 кэВ до 1500 кэВ было зарегистрировано ~ 120000 событий.

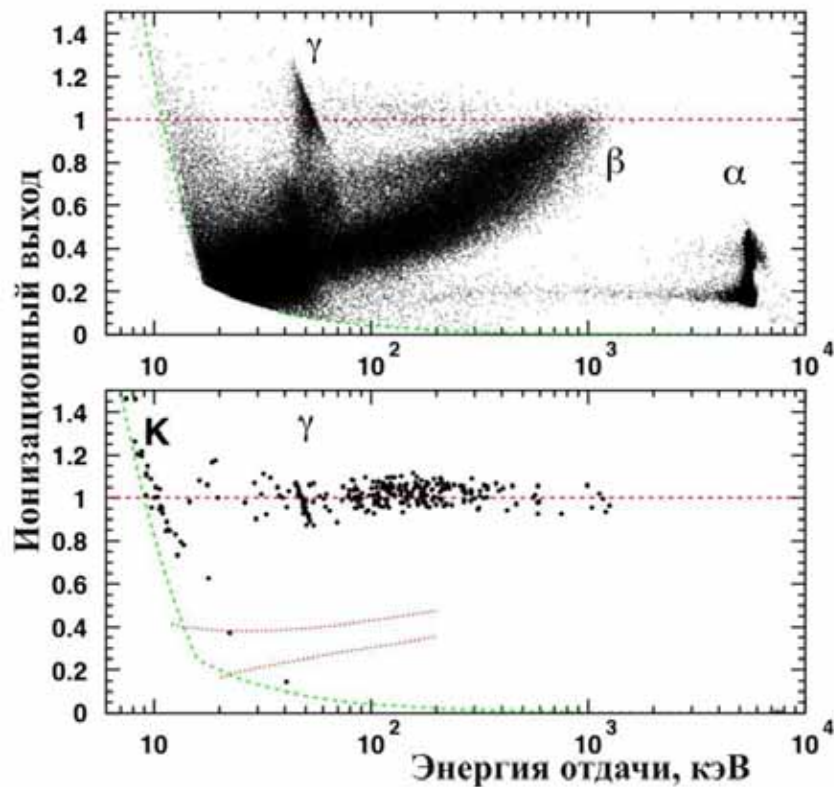


Рис. 4.8. Экспериментальный спектр ID детектора с источником ^{210}Pb , демонстрирующий устранение фоновых событий, возникающих в приповерхностном слое. Сверху показаны все зарегистрированные события, снизу события после выделения внутреннего объёма.

После выделения внутреннего объема в данной области остается всего 3 события, а в области поиска WIMP всего 1 событие. Это соответствует фактору подавления фоновых поверхностных событий 60000:1. При наборе статистики в 1000 кг*сут в EDELWEISS-II, в отсутствии других источников фона, ожидается появление всего 0.03 события в области поиска WIMP.

Для определения способности ID детекторов дискриминировать фотоны были проведены калибровки с радиоактивным источником ^{133}Ba . В областях измерений 15-400 кэВ и 15-65 кэВ зарегистрировано 10^5 и 10^4 событий, соответственно. Ни одно из событий от источника не имеет ионизационный выход ниже 0.5 (рис. 4.9), что позволяет проводить поиск рассеяния WIMP в EDELWEISS-II в течении нескольких лет при полностью подавленном гамма фоне.

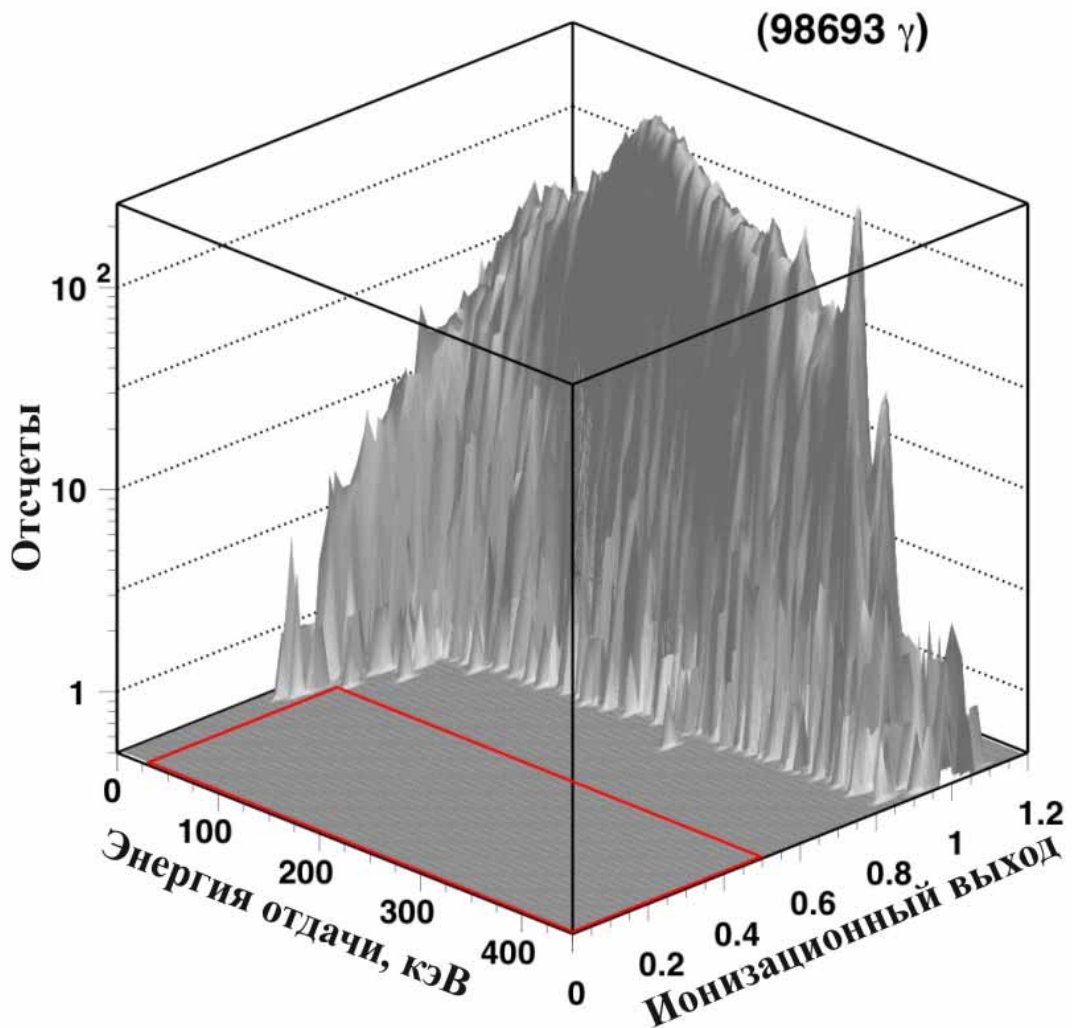


Рис. 4.9. Калибровочный спектр с ^{133}Ba , демонстрирующий полное подавление событий от гамма в области энергий выше 15 кэВ, $Q > 0.5$.

Наряду со способностью дискриминировать фоновые события, ID детекторы обладают хорошим разрешением (см. таблицу 4.1) и порогом измерений (менее 15 кэВ). Все эти факторы способствуют достижению высокого уровня чувствительности к поиску WIMP. В настоящее время данные детекторы в EDELWEISS-II являются основными при поиске рассеяния WIMP. Экспериментальный спектр, полученный из анализа первых измерений с ID детекторами, представлен на рисунке 4.10.

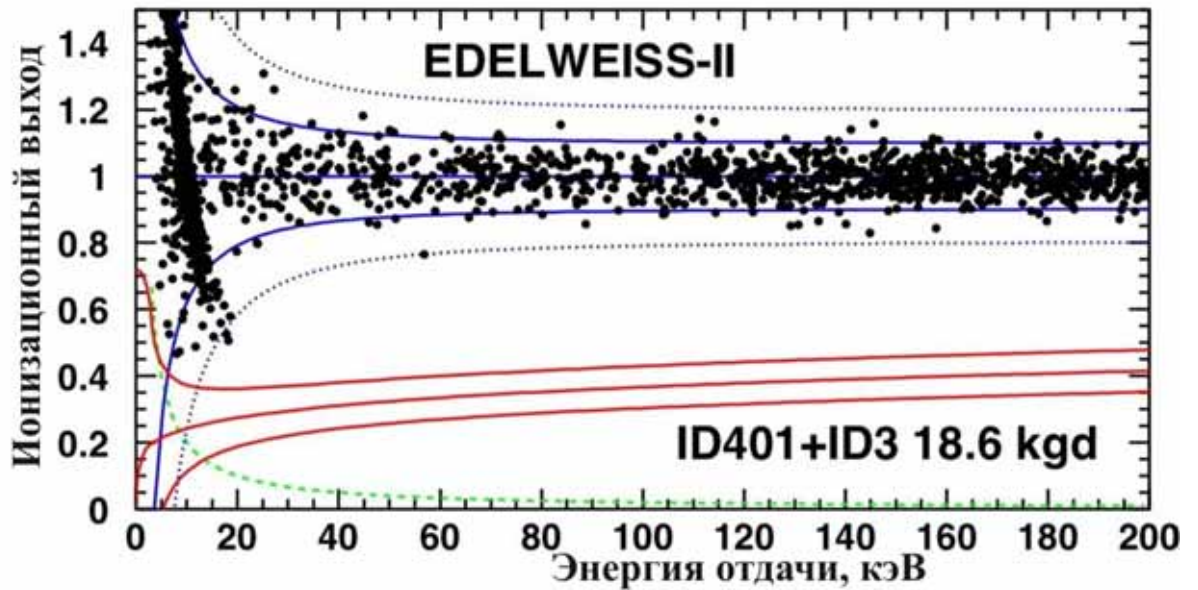


Рис. 4.10. Экспериментальный спектр ID детектора, содержащий только события в эффективном объеме детектора.

Как видно из рисунка 4.10, в эффективном объеме детектора за все время измерений нет ни одного события в области поиска WIMP. Результат анализа первых полученных данных представлен на рисунке 4.11.

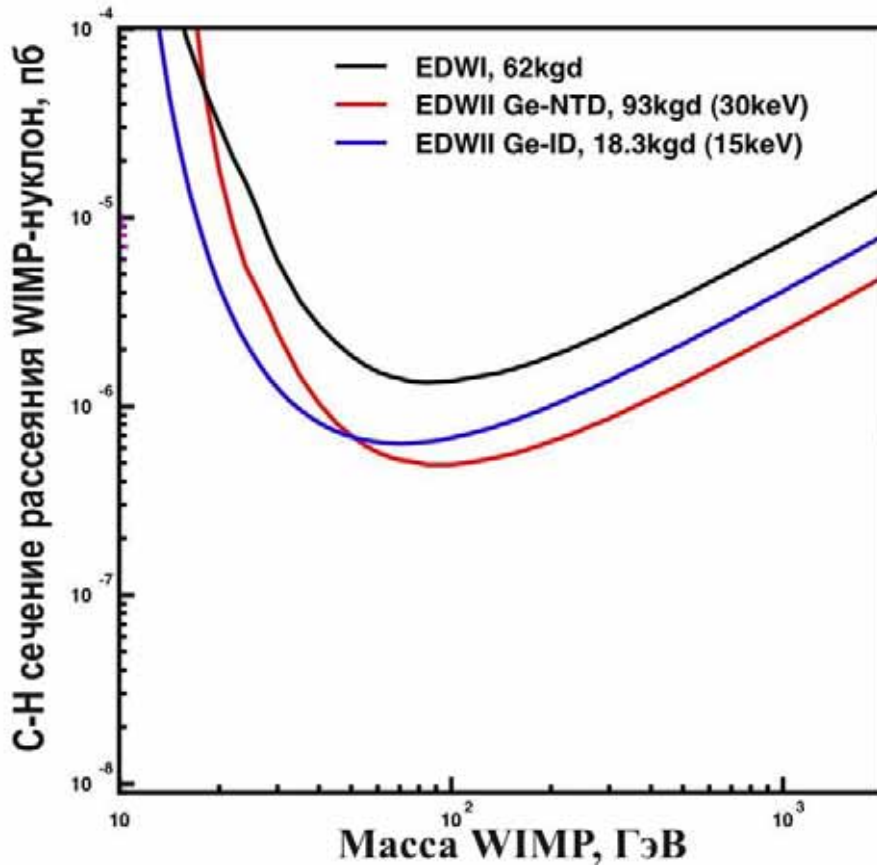


Рис. 4.11. Первый результат по поиску WIMP, полученный из анализа статистики в 18.3 кг*суток, набранной с ID детекторами.

Как видно из рисунка полученное ограничение сопоставимо с результатом значительно более длительных измерений с NTD детекторами. То есть явно демонстрируется преимущество измерений при отсутствии фона в области поиска WIMP.

4.5. Выводы и перспективы

Как было показано в этой главе, в эксперименте EDELWEISS были произведены первые измерения и получено ограничение на сечение рассеяния WIMP-нуклон на уровне в 5×10^{-7} пб. Измерения с ID детекторами показали их способность прекрасно дискриминировать фоновые события, что позволяет производить поиск рассеяния WIMP при полностью подавленном фоне. Как показано на рисунке 4.12 измерения с ID детекторами с учетом их дискриминационной способности, установленной экспериментальным путем, имеют перспективу более чем на два порядка улучшить современные ограничения на сечение рассеяния WIMP-нуклон.

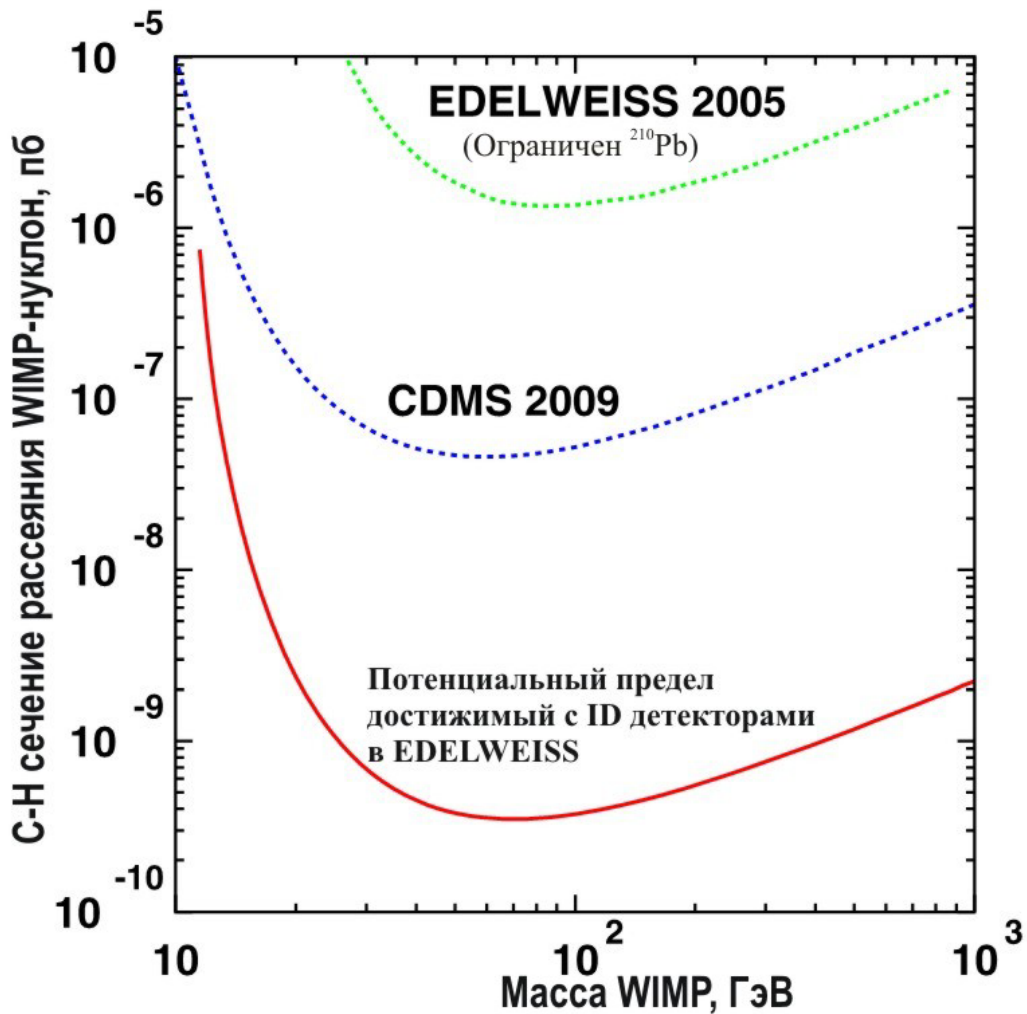


Рис. 4.12. Потенциальный предел достижимый с ID детекторами в EDELWEISS на сечение спин-независимого (С-Н) рассеяния WIMP-нуклон.

В декабре 2008 года в криостат эксперимента было помещено 10 ID детекторов с массой в 400 г каждый и начат набор данных. Набранная статистика к концу 2009 года в 240 кг*сут, при отсутствии фоновых событий, позволит достичь ограничения в $5 \cdot 10^{-8}$ пб, что станет лучшим результатом в мире. Кроме этого, количество детекторов (и соответственно их общая масса) будет увеличиваться по мере их изготовления, что позволит в течение трех лет, при отсутствии фоновых событий, достичь чувствительности лучше, чем 10^{-8} пб. Как показано на рисунке 4.13 это позволит проверить предсказания большого класса супер-симметричных моделей и возможно зарегистрировать рассеяние WIMP на германии.

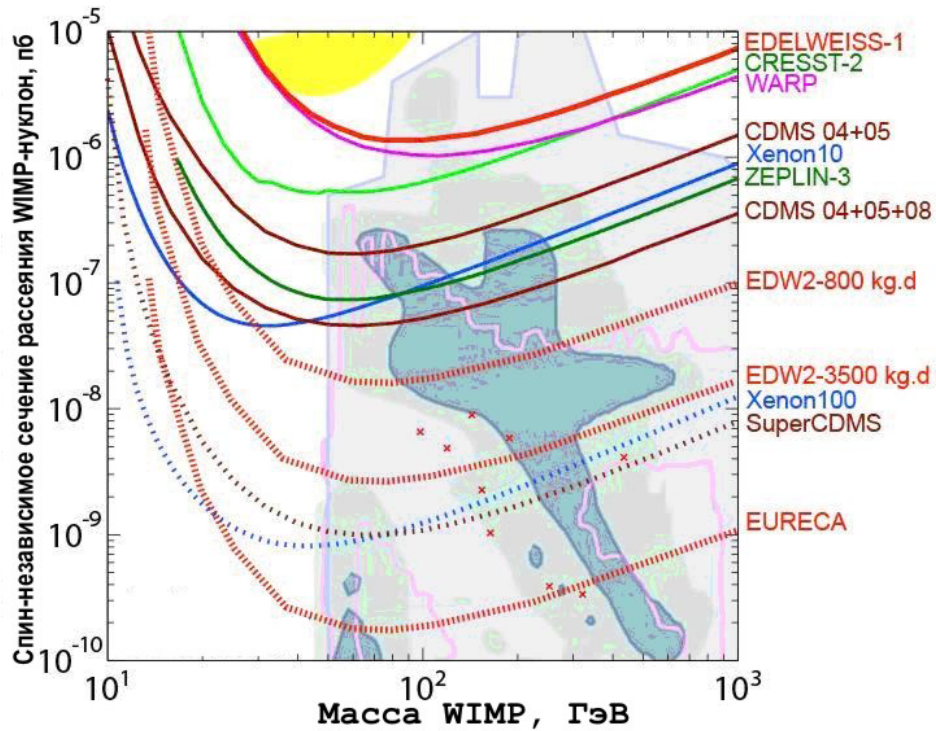


Рис. 4.13. Теоретические предсказания и экспериментальные ограничения на сечение спин-независимого взаимодействия WIMP-нуклон. Закрашенная желтая область – положительный результат коллаборации DAMA. Другие закрашенные области и точки показывают теоретические предсказания масс и сечений рассеяния нейтралино. Сплошными линиями показаны достигнутые экспериментальные ограничения. Пунктирные линии показывают планируемую чувствительность будущих экспериментов. Рисунок получен из [Lim08].

В более отдаленном будущем планируется проведение объединенного эксперимента EURECA [Kra07] (European Underground Rare Event Calorimeter Array) в котором будет учитываться опыт экспериментов CRESST и EDELWEISS, также планируется участие других групп из ROSEBUD и CERN. Возможная схема этого эксперимента показана на рисунке 4.14.

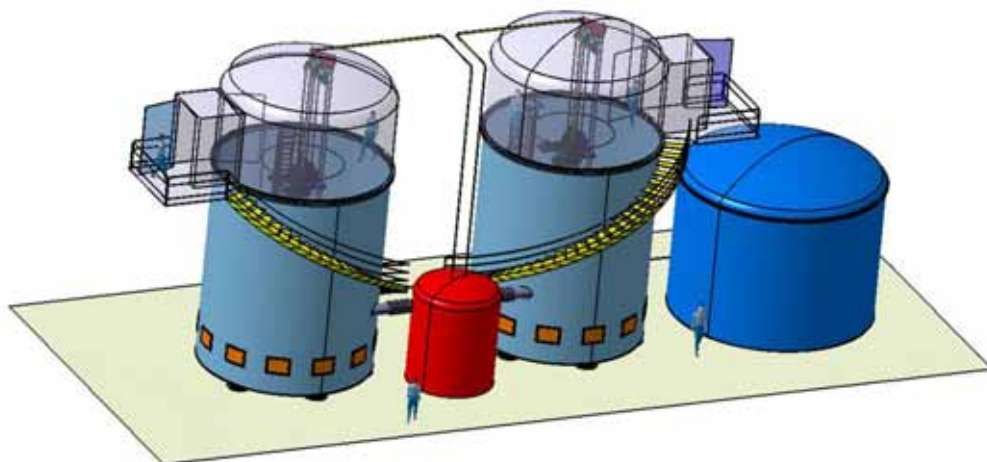


Рис. 4.14. Планируемый вид установки в будущем эксперименте EURECA.

В этом эксперименте планируется использовать порядка тонны рабочего вещества, что позволит достичь чувствительности к сечению WIMP-нуклон порядка 10^{-10} пб (рис. 4.13). Эксперимент будет построен в подземной лаборатории LSM. Измерения планируется начать в 2014 году.

5. Заключение.

В результате проведенных исследований были решены следующие задачи:

1. Были проведены первые измерения в эксперименте EDELWEISS-II. Полученное ограничение на сечение рассеяния WIMP-нуклон $5 \cdot 10^{-7}$ пб в три раза лучше ограничения, полученного в предыдущей фазе эксперимента.
2. Разработаны и протестированы детекторы нового типа с копланарными кольцевыми электродами, позволяющие проводить высокоэффективный отбор поверхностных событий. Экспериментально продемонстрировано способность детекторов этого типа осуществлять поиск WIMP при уровне фона ~ 1 события в год на 100 кг вещества.
3. Был разработан и создан высокочувствительный детектор ^{222}Rn . Данный детектор способен измерять низкие концентрации радона в атмосфере вплоть до нескольких мБк/м³ за один день измерений. Была разработана методика измерений и разработано программное обеспечение для анализа данных. С помощью радонового детектора были произведены измерения уровня содержания радона внутри защиты EDELWEISS. С его помощью была оптимизирована анти-радоновая защита. В настоящее время набор данных ведется при контролируемом уровне ^{222}Rn внутри защиты ниже 50 мБк/м³. Это привело к двукратному понижению уровня гамма фона в эксперименте.
4. Было произведено моделирование фоновых поверхностных событий, вызванных загрязнением детекторов дочерним продуктом распада радона ^{210}Pb , и ^{14}C . В результате сравнения моделирования с калибровочными данными удалось определить функцию эффективности сбора заряда на поверхности детекторов. Было рассчитано количество фоновых событий, возникающих в детекторах в результате распада ^{210}Pb и ^{14}C .
5. Была произведена идентификация фоновых событий в эксперименте. Из данных по количеству альфа частиц был смоделирован весь спектр от ^{210}Pb . Это позволило показать, что фоновые события в EDELWEISS, в области поиска WIMP, вызваны распадом ^{210}Pb . На основании данной информации была доказана необходимость использования детекторов с возможностью дискриминации поверхностных событий.

Основные результаты исследований опубликованы в следующих работах:

1. А.В.Лубашевский и Е.А.Якушев от Коллаборации EDELWEISS, “Эксперимент EDELWEISS. Прямой поиск темной материи”, Ядерная Физика, том 71, №7, с. 1–4 (2008).
2. A.Broniyatovsky, ... A. Lubashevskiy, ... et al., “Coplanar grid cryogenic germanium detectors for dark matter search: a powerful solution for background discrimination”, Physics Letters B 681, 305-309, (2009).

3. S.Fiorucci, ... A.Lubashevskiy, ... et al., "Identification of backgrounds in the EDELWEISS-I dark matter search experiment" *Astroparticle Physics*, 28, 1, 143-153, (2007).
4. P.Stefano, ... A.Lubashevski, ... et. al., "Status and outlook of the EDELWEISS experiment" *Journal of Physics CS*, 39, 70-74, (2006).
5. H.Kraus, ..., A.Lubashevsky, et al., "EURECA-the European Future of Dark Matter Searches with Cryogenic Detectors", *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 173, 168-171, (2007).
6. А.В.Лубашевский и др., "Фон в эксперименте по поиску темной материи Edelweiss, вызванный дочерними продуктами распада ^{222}Rn ", Тезисы докладов, Десятая научная конференция молодых учёных и специалистов ОИЯИ, Объединение молодых ученых и специалистов ОИЯИ, Дубна, Россия, (2006).
7. E.Yakushev, V.Brudanin, A.Lubashevskiy, L.Perevoshchikov, "Measurement of neutron background at underground laboratory Frejus", *Book of Abstracts, Voronezh, Nucleus-2007*, (2007).
8. А.В.Лубашевский и др., "Высококочувствительный детектор радона и исследование содержания ^{222}Rn в эксперименте по поиску темной материи EDELWEISS-II", Тезисы докладов, ОМУС-2008 ОИЯИ, Дубна, Россия (2008).
9. А.В.Лубашевский и др., "Статус эксперимента EDELWEISS-II", P13-2009-32, (2009).
10. H. Kraus, ..., A. Lubashevsky ... et al., "EURECA – The Future of Cryogenic Dark Matter Detection in Europe", *EAS Publications Series*, 36, 249-255 (2009).

В заключении считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность своему научному руководителю кандидату физ.-мат. наук Е.А. Якушеву за руководство, постоянное внимание и неоценимую помощь при проведении исследований. Сердечно благодарю начальника моего сектора кандидата физ.-мат. наук В.М.Горожанкина за ценные советы и помощь при выполнении данной работы. Хотелось бы выразить благодарность начальнику отдела НЭОЯС и РХ доктору физ.-мат. наук В.Б.Бруданину за поддержку при выполнении работы.

Я благодарен В.Г.Калинникову, Д.В.Философову, С.В.Розову, а так же многим сотрудникам отдела НЭОЯС и РХ. Особо хочу выразить благодарность руководству ЛЯП ОИЯИ за предоставленную возможность проведения исследований. Данная работа выполнена с помощью всех сотрудников коллаборации EDELWESS. В частности хотелось бы поблагодарить Жилия Жербье и Жуля Гаскона (Франция) за полезные дискуссии и поддержку в исследованиях.

Я также признателен своим родителям, жене, родственникам и друзьям за постоянную поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

- [Aal05] C.E. Aalseth et al., “The proposed Majorana ^{76}Ge double-beta decay experiment”, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 138, 217, (2005).
- [Ahm09] Z.Ahmed et al., (CDMS Collaboration), “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. 102:011301, (2009).
- [All04] S.W.Allen et al., “Constraints on dark energy from Chandra observations of the largest relaxed galaxy clusters”, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 353, 457, (2004).
- [Aln05] G.J.Alnner et al., “Limits on WIMP cross-sections from the NAIAD experiment at the Boulby Underground Laboratory”, arXiv:hep-ex/0504031v1, (2005).
- [Aln07] G.J.Alnner et al., “First limits on WIMP nuclear recoil signals in ZEPLIN-II: a two phase xenon detector for dark matter detection”, astro-ph/0701858v2, (2007).
- [Ang02] C.Angloher et al., “Limits on WIMP dark matter using sapphire cryogenic detectors” Astropart. Phys., 18, 43, (2002).
- [Ang07] J.Angle et al. (XENON Collaboration), “First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory”, astro-ph/0706.0039v2, (2007).
- [Arn05] M.Arnaud, “X-ray observations of Clusters of Galaxies”, astro-ph/0508159v1, (2005).
- [Beg91] K.G.Begeman et al., “Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics”, Royal Astronomical Society, Monthly Notices, 249, 523-537, (1991).
- [Beh08] E.Behnke et al., “Spin-Dependent WIMP Limits from a Bubble Chamber”, Science, 319, 933, (2008).
- [Ben00] A.Benoit et al., “Event categories in the EDELWEISS WIMP search experiment”, Physic Letters B 479, 8-14, (2000).
- [Ben01] A.Benoit et al., “First Results of the EDELWEISS WIMP Search using a 320 g Heat-and-Ionization Ge Detector”, Phys. Lett. B 513, 15-22, (2001).
- [Ben02] A.Benoit et al., “Improved Exclusion Limits from the EDELWEISS WIMP Search”, Phys. Lett. B 545, 43-49, (2002).
- [Ben05] A.Benoit et al., “Sensitivity of the EDELWEISS WIMP search to spin-dependent interactions”, Phys. Lett. B 616, 25-30, (2005).
- [Ben07a] A.Benoit et al., “Measurement of the response of heat-and-ionization germanium detectors to nuclear recoils”, Nucl. Instrum. Meth. A577:558-568, (2007)

- [Ben07b] P.Benetti et al., “First results from a Dark Matter search with liquid Argon at 87 K in the Gran Sasso Underground Laboratory”, astro-ph/0701286, (2007).
- [Ber98] L.Bergstrom et al., “Observability of Gamma Rays from Dark Matter Neutralino Annihilations in the Milky Way Halo”, *Astroparticle physics*, 9:137, (1998).
- [Ber00] R.Bernabei et al. (DAMA Collaboration), “Search for WIMP annual modulation signature: Results from DAMA NaI –3 and DAMA NaI –4 and the global combined analysis”, *Phys. Lett. B* 480, 23–31, (2000).
- [Ber01] L.Bergé et al. (EDELWEISS Collaboration), “Background discrimination capabilities of a heat and ionization germanium cryogenic detector”, *Astropart. Phys.* 14, 329-337, (2001).
- [Ber02] R.Bernabei et al., “The liquid Xenon set-up of the DAMA experiment”, *Nucl. Instr. & Meth. A* 482, 728, (2002).
- [Ber06] R.Bernabei et al., “From DAMA/NaI to DAMA/LIBRA at LNGS”, *Eur. Phys. J. A* 27, 57–62, (2006).
- [Ber07] G.Bertone et al. “Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints”, hep-ph/0404175, (2007).
- [Ber08] R.Bernabei et al., “First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI”, astro-ph/0804.2741v1, (2008).
- [Bog92] N.W.Boggess, et al. “The COBE mission - Its design and performance two years after launch”, *Astrophysical Journal*, Part 1, 397, 2, 420-429, (1992).
- [Bol07] W.J.Bolte et al., “Development of bubble chambers with enhanced stability and sensitivity to low-energy nuclear recoils”, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* 577, 569, (2007).
- [Bor01] A.Borriello and P. Salucci, “The dark matter distribution in disk galaxies”, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 323, 285, (2001).
- [Bra99] M.Bravin et al., “The CRESST dark matter search”, *Astropart. Phys.* 12, 107–114, (1999).
- [Bri94] D.I.Britton et al., “Measurement of the $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu$ branching ratio”, *Phys. Rev. D* 49, 28, (1994)
- [Bro06] A.Broniatowski et al. (EDELWEISS Collaboration), “Cryogenic germanium detectors for dark matter search: Surface events rejection by charge measurements”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 559, 378–380, (2006).
- [Bro09] A.Broniatowski et al. (EDELWEISS Collaboration), “A new high-background-rejection dark matter Ge cryogenic detector”, *Physics Letters B* 681, 305-309, (2009).

- [Car02] J.Carlstrom et al., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 40, 643, (2002).
- [Cal88] D.O.Caldwell et al., “Laboratory Limits on Galactic Cold Dark Matter”, *Phys. Rev. Lett.*, 61, 510, (1988).
- [Ceb01] S.Cebrián et al., “First results of the ROSEBUD dark matter experiment”, *Astroparticle Physics* 15, 79-85, (2001).
- [Cen04] B.Censier et al., (EDELWEISS Collaboration), “Surface trapping and detector degradation in Ge bolometers for the EDELWEISS Dark Matter search: experiment and simulation”, *Nucl. Instrum. Meth. A*520, 156–158, (2004).
- [Cha00] M.P.Chapellier et al., “Physical interpretation of the Neganov–Luke and related effects”, *Physica B* 284-288, 2135, (2000).
- [Cha02] K.-H.Chae et al., “Constraints on Cosmological Parameters from the Analysis of the Cosmic Lens All Sky Survey Radio-Selected Gravitational Lens Statistics”, *Phys.Rev.Lett.* 89, 151301, (2002).
- [Che08] А.Д.Чернин. “Темная энергия и всемирное антитяготение”, *Успехи Физических Наук*, 178, 267, (2008).
- [Col03] M.Colless et al., “Cosmological results from the 2dF Galaxy Redshift Survey”, *astro-ph/0305051*, (2003).
- [Dav96] D.Davis and R. W. III, “ROSAT Temperatures and Abundances for a Complete Sample of Elliptical Galaxies”, *Astroph. J. Lett.* 470, 35, (1996).
- [Def08] X.Defay et al. (EDELWEISS Collaboration), “Cryogenic Ge Detectors for Dark Matter Search: Surface Event Rejection with Ionization Signals”, *Journal of Low Temperature Physics*, 151, 3-4, 896-901, (2008).
- [Dek05] A.Dekel et al., “Lost and found dark matter in elliptical galaxies”, *Nature*, 437, 707, (2005).
- [Dod94] S.Dodelson, L.M. Widrow, “Sterile Neutrinos as Dark Matter”, *hep-ph/9303287*, (1994).
- [Dra02] O.Dragoun et.al., “Scattering of 7.3 keV conversion electron from a ^{57}Co source covered gradually by gold absorbers of various thicknesses”, *NIM in Phys.Res. B* 194, 112-122, (2002).
- [Dzh72] Б.С.Джелепов и др., “Бета процессы”, *Издательство Наука, Ленинград*, (1972).
- [Eaa02] *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, Nature Publishing Group, (2002).
- [Eds97] J.Edsjo, “Aspects of Neutrino Detection of Neutralino Dark Matter”, *Ph. D Thesis*, *hep-ph/9704384*, (1997).
- [Ele07] C.Eleftheriadis et al., “Results on axion physics from the CAST experiment at CERN”, *hep-ex/0706.0637v1*, (2007).

- [Fai07] M.Fairbairn et al. “Searching for energetic cosmic axions in a laboratory experiment: testing the PVLAS anomaly”, hep-ph/0706.0108v1, (2007).
- [Fal94] T.Falk et al., “Heavy Sneutrinos as Dark Matter”, Phys. Lett. B339:248-251, (1994)
- [Fel03] H.Feldman, et al., “An Estimate of Ω_M without Conventional Priors”, Astrophys. Journal, 596, L131, (2003).
- [Fen03] J.L.Fenget et al., “Superweakly Interacting Massive Particles”, Phys. Rev. Lett. 91, 011302, (2003).
- [Fio07] S.Fiorucci et al., “Identification of backgrounds in the EDELWEISS-I dark matter search experiment”, Astropart. Phys. 28:143-153, (2007).
- [Flo69] D.Flothmann et al., “ β -Spektroskopie mit Halbleiterdetektoren beim Zerfall von ^{32}P , ^{49}Sc , ^{204}Tl und ^{210}Bi ”, Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 225, 2, (1969).
- [Fre01] W.L.Freedman et al., “Final results from Hubble space telescope key project to measure Hubble constant”. Astrophys. Journal, 553:47, (2001).
- [Gam48] G.Gamow, R.A.Alpher and H.Bethe, “The Origin of Chemical Elements”, Phys. Rev. 73, 803804, (1948).
- [Gea08] Geant4 simulation toolkit, <http://geant4.cern.ch/>.
- [Gir98] M.Girardi et al., “Optical Mass Estimates of Galaxy Clusters”, Astroph. J., 505, 74 (1998).
- [Gir00] M.Girardi et al., “Optical Luminosities and Mass--to--Light Ratios of Nearby Galaxy Clusters”, Astroph. J., 530, 62, (2000).
- [Gre01] L.Gregó et al., “Galaxy Cluster Gas Mass Fractions from Sunyaev-Zeldovich Effect Measurements: Constraints on Ω_M ”, Astroph. J. 552, 2, (2001).
- [Gon04] P.Gondolo, “Introduction to non-barionic dark matter”, astro-ph/0403064, (2004).
- [Gor02] V.M.Gorozhankin, et al., “New features of the IC(4) code and comparison of internal conversion coefficient calculations”, Applied Radiation and Isotopes, 56, 189-197, (2002).
- [Gne07] Y.Gnedin et al., “PVLAS Experiment: Some Astrophysical Consequences”, astro-ph/0607294v1, (2007).
- [Hag02] K.Hagiwara et al., “Review of particle physics”, Physical Review D, 66:10001, (2002).
- [Hlo04] М.Ю.Хлопов, “Основы космофизики”, Едиториал УССС, (2004).
- [Hor07] O.M.Horn, “Simulations of the muon-induced neutron background of the EDELWEISS-II experiment for Dark Matter search”, PhD Thesis, (2007).
- [Hub07] Hubble telescope website: <http://hubblesite.org/newscenter/archive/2000/07/image/c>.

- [Ing06] G. Ingrosso et al., “A new analysis of the MEGA M1 microlensing events”, *astro-ph/0610239v1*, (2006).
- [Jun96] G. Jungman et al., “Supersymmetric Dark Matter”, *Phys.Rept.* 267, 195, (1996).
- [Kee01] C.R. Keeton, “Cold Dark Matter and Strong Gravitational Lensing: Concord or Conflict”, *Astroph. J.* 561, 46–60, (2001).
- [Kim08] S.K. Kim et al., “New Results from the KIMS Experiment”, *J. Phys.: Conf. Ser.* 120 042021, (2008).
- [Kla97] Г.В. Клапдор-Клайнротхауз, “Неускорительная физика элементарных частиц”, Москва, редакция журнала “Успехи физических наук”, (1997).
- [Kla00] Г.В. Клапдор-Клайнротхауз, “Астрофизика элементарных частиц”, Москва, редакция журнала “Успехи физических наук”, (2000).
- [Kol78] В.М. Колобашкин и др., “Бета-излучение продуктов деления: Справочник/”, М.: Атомиздат, 472, (1978).
- [Kot81] P. Kotrappa et al., “Electret - A New Tool for Measuring Concentrations of Radon and Thoron in Air”, *Health Phys.* 41, 35-46, (1981).
- [Kra07] H. Kraus et al., “EURECA – the European Future of Dark Matter Searches with Cryogenic Detectors”, *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 173, 168–171, (2007).
- [Koz07] S. Kozlowski et al., “The first direct detection of a gravitational μ -lens toward the galactic bulge”, *astro-ph/0701488*, (2007).
- [Lew96] J.D. Lewin, and P.F. Smith, “Review of Mathematics, Numerical Factors, and Corrections for Dark Matter Experiments Based on Elastic Nuclear Recoil”, *Astropart. Phys.*, 6, 87-112, (1996).
- [Lho87] M. L’Hour, *Rev. Archeol. Ouest* 4, 113, (1987).
- [Lim08] SUSY Dark Matter/Interactive Direct Detection Limit Plotter <http://dmtools.berkeley.edu/limitplots/>
- [Lin09] S.T. Lin et al., “New limits on spin-independent and spin-dependent couplings of low-mass WIMP dark matter with a germanium detector at a threshold of 220eV”, *Phys. Rev.*, 79, 061101, (2009).
- [Lob03] В.М.Лобашев, “Измерения массы нейтрино в бета-распаде трития”, *Вестник Российской академии наук*, том 73, №1, 14-27, (2003).
- [Loe03] M.Loewenstein and R.Mushotzky, “The nature of dark matter in elliptical galaxies: Chandra observations of NGC 4636”, *Nucl.Phys.B Proc.Suppl.* 124, 91, (2003).
- [Lub06] А.В.Лубашевский и др., “Фон в эксперименте по поиску темной материи EDELWEISS, вызванный дочерними продуктами распада ^{222}Rn ”, Тезисы докладов, ОМУС-2006, Дубна, (2006).

- [Lub08a] А.В. Лубашевский и Е.А. Якушев от Коллаборации EDELWEISS, “Эксперимент EDELWEISS. Прямой поиск темной материи”, Ядерная Физика, 71, 7, 1324–1327 (2008).
- [Lub08b] А.В. Лубашевский и др., “Высокочувствительный детектор радона и исследование содержания ^{222}Rn в эксперименте по поиску темной материи EDELWEISS-II”, Тезисы докладов, ОМУС-2008, Дубна, Россия (2008).
- [Luk08] В.Н. Лукаш, В.А. Рубаков. “Темная энергия: мифы и реальность”, Успехи Физических Наук, 178, 301, (2008).
- [Mar04] O. Martineau et al. (EDELWEISS Collaboration), “Calibration of the EDELWEISS Cryogenic Heat-and-ionisation Germanium Detectors for Dark Matter Search”, NIM A530:426-439, (2004).
- [Mar08] Marnieros, et al. (EDELWEISS Collaboration), “Surface Event Rejection of the EDELWEISS Cryogenic Germanium Detectors Based on NbSi Thin Film Sensors”, Journal of Low Temperature Physics, 151, 3-4, 835-840, (2008).
- [Mat03] W.G. Mathews and F. Brighenti, “Hot Gas in and around Elliptical Galaxies”, ARA&A 41, 191–239, (2003).
- [Mat98] M.L. Mateo, “Dwarf Galaxies of the Local Group”, ARA&A 36, 435–506, (1998).
- [Men01] R.H. Mendez, et al. “Detection, Photometry, and Slitless Radial Velocities of 535 Planetary Nebulae in the Flattened Elliptical Galaxy NGC 4697”, Astroph.J 563, 135–150, (2001).
- [Nac06] A. Nachab et al., “Radon reduction facility and Radon measurements at the Laboratoire Souterrain de Modane”, LRT2006, Aussois, France, (2006).
- [Nav00] X.-F. Navick et al., “320 g ionization-heat bolometers design for the EDELWEISS Experiment”, Nucl. Instr. Meth. A 444, 361, (2000).
- [Oll99] R.P. Olling and M.R. Merrifield, “Two measures of shape of the Milky Way’s dark halo”, astro-ph/9907353, (1999).
- [Ort32] Oort, J.H., “The Force Exerted by the Stellar System in the Direction Perpendicular to the Galactic Plane and Some Related Problems”, Bull. Astron. Inst. Neth., 6, 249, (1932).
- [Ort60] Oort, J.H., “Note on the Determination of KZ and on the Mass Density Near the Sun”, Bull. Astron. Inst. Neth., 15, 45, (1960).
- [Per96] M. Persic et al., “The Universal Rotation Curve of Spiral Galaxies: I. the Dark Matter Connection”, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 281, 27, (1996).
- [Pea99] J.A. Peacock, “Cosmological physics”, Cambridge University Press, (1999).

- [Pea02] J.A. Peacock et al., “Studying large-scale structure with the 2dF Galaxy Redshift Survey”, astro-ph/0204239, (2002).
- [Pen08] Penelope simulation code site: <http://www.nea.fr/html/dbprog/peneloperef.html>.
- [Pec77] R. Peccei and H. Quinn, “CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles”, Phys. Rev. Lett. 38, 1440, (1977).
- [Rau06] W Rau et al., “Results and status of the CRESST experiment”, J. Phys.: Conf. Ser., 39, 75-81, (2006).
- [Rei04] A.G. Reiss et al., “Type Ia Supernova Discoveries at $z > 1$ From the Hubble Space Telescope: Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution”, Astrophys.J.607:665-687, (2004).
- [Rom03] A.J. Romanowsky et al. “A Dearth of Dark Matter in Ordinary Elliptical Galaxies. Science”, 301, 1696–1698, (2003).
- [Rub70] V.C. Rubin et al., “Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions”, Astrophysical Journal, 159, 379, (1970).
- [Rya08] В.А.Рябов и др., “Поиски частиц темной материи”, Успехи физических наук, 178, 11, (2008)
- [San05] V. Sanglard et al. (EDELWEISS Collaboration), “Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors”, Phys. Rev. D 71, 122002, (2005).
- [Sav05] C. Savage et al., “Can WIMP Spin Dependent Couplings explain DAMA data, in light of Null Results from Other Experiments?”, astro-ph/0408346v3, (2005).
- [Sch05] S. Schonert et al., “The GERmanium Detector Array (GERDA) for the search of neutrinoless betabeta decays of ^{76}Ge at LNGS,” Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 145, 242, (2005).
- [Sco09] S.Scorza, “EDELWEISS-II, direct Dark Matter search experiment: first data analysis and results”, PhD Thesis, (2009).
- [Sel97] U.Seljak et al., “Can Sterile Neutrinos Be the Dark Matter?”, Phys. Rev. Lett. 97, 191303, (2006).
- [Shu00] T.Shutt et al., “A solution to the dead-layer problem in ionization and phonon-based dark matter detectors”, Nucl. Instrum. Meth. A444,340–344, (2000).
- [Sik07] P.Sikivie et al., “Resonantly Enhanced Axion-Photon Regeneration”, Phys. Rev. Lett., 98:172002, (2007).
- [Ste06] P.Stefano, et al., “Status and outlook of the EDELWEISS experiment”, Journal of Physics CS, 39, 70-74, (2006).

- [Str92] I.A.Strukov, et al., “The Relikt-1 experiment - New results”, Mon. Not. R. Astron. Soc. 258, 37, (1992).
- [Smi90] P.F.Smith and J.D. Lewin, “Dark matter detection”, Phys. Rept., 187, 203, (1990).
- [Spe07] D.N.Spergel et al., “Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Year Results: Implications for Cosmology”, Astrophys. Journal, 170, 377, (2007).
- [Sri08] SRIM program - The Stopping and Range of Ions in Matter, <http://www.srim.org/>.
- [Sun70] P.A.Сюняев, Я.Б.Зельдович Comments Astrophys. Space Phys. 2:66-74, (1970).
- [Sun09] <http://sunnuclear.com/radon/1027/1027.asp>
- [Tak99] Y.Takeuchi et al., “Development of high sensitivity radon detectors”, NIM in Phys. Res. A 421, 334-341, (1999).
- [Tin97] S.Ting, “Experimental results and future opportunities in particle physics”, Phys. Rep. 279, 203, (1997).
- [Tis07] P.Tisserand et al., “Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds”, astro-ph/0607207v2, (2007).
- [Toi96] R.B.Firestone, “Table of Isotopes, Eighth Edition”, (1996).
- [Tyt00] D.Tytler et al., “Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances”, R. Swedish Acad. Sci. Physica Scripta T 85, 12 (2000).
- [Wil78] F.Wilczek, “Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons”, Phys. Rev. Letters, 40, 279, (1978).
- [Wma08] WMAP website: <http://map.gsfc.nasa.gov/>
- [Yel02] S.Yellin, “Finding an upper limit in the presence of an unknown background”, Phys.Rev.D 66,032005(2002).
- [Zav06] E.Zavattini et al., “Experimental Observation of Optical Rotation Generated in Vacuum by a Magnetic Field”, Phys. Rev. Lett. 96, 110406, (2006).
- [Zwi33] F.Zwicky, “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”, Helv. Phys. Acta 6, 110-127, (1933).