

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 524.88, 539.12

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
УСТАНОВЛЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ НА ПОТОК ЧАСТИЦ
ВОЗБУЖДЁННОЙ СКРЫТОЙ МАССЫ ПРИ ПОМОЩИ
ДЕТЕКТОРА VOREXINO**

Студент _____ К. К. Киселев

Научный руководитель,
к.ф.-м.н. _____ Е. А. Литвинович

Научный консультант _____ Р. Р. Нугманов

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**УСТАНОВЛЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ НА ПОТОК ЧАСТИЦ
ВОЗБУЖДЁННОЙ СКРЫТОЙ МАССЫ ПРИ ПОМОЩИ
ДЕТЕКТОРА VOREXINO**

Студент

_____ К. К. Киселев

Научный руководитель,
к.ф.-м.н.

_____ Е. А. Литвинович

Научный консультант

_____ Р. Р. Нугманов

Рецензент

_____ И. С. Ломская

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н.

_____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
Скрытая масса	5
Возбуждённая скрытая масса	6
Эксперимент BOREXINO	8
1 Ожидаемый вид энергетического спектра событий рассеяния возбуждённой скрытой массы	10
1.1 Кинематика реакции. Сигнатура события в Борексино	10
1.2 Расчёт спектра энергии отдачи протона	12
1.3 Учёт квенчинг-эффекта	14
1.4 Учёт разрешения детектора	17
1.5 Исследование зависимости спектра от параметра ΔE	19
2 Анализ фоновых процессов	21
2.1 Распады ^{238}U и ^{232}Th	21
2.2 Распад ^{210}Po	23
2.3 Другие источники фона	25
2.3.1 Атмосферные нейтрино	25
2.3.2 Быстрые нейтроны	27
2.4 Суммарный ожидаемый фон	28
3 Анализ экспериментальных данных Борексино	29
3.1 Параметр Гатти	29
3.2 Чувствительный объём	31
3.3 Общие критерии отбора	32
3.4 Ограничение на поток частиц возбуждённой скрытой массы	32
4 Заключение	37

ВВЕДЕНИЕ

СКРЫТАЯ МАССА

В астрофизике и космологии существует достаточное количество свидетельств существования материи, не участвующей в электромагнитном взаимодействии, и потому невидимой – скрытой массы [1]. К таким свидетельствам относятся:

- анизотропия реликтового излучения;
- гравитационное линзирование;
- кривые вращения галактик.

Хотя исходные предположения о свойствах скрытой массы были различными, по результатам моделирования эволюции Вселенной с учётом скрытой массы было выявлено, что преобладает холодная скрытая масса: её доля от критической плотности Вселенной составляет $\Omega_{CDM} = 26.4\%$. Такой тип скрытой массы характеризуется тем, что в момент выхода из температурного равновесия с барионным веществом, её частицы были нерелятивистскими.

Кандидаты на роль скрытой массы [1]:

- MACHO (massive astrophysical compact halo object);
- WIMP (weakly interacting massive particle)
- аксион;
- нейтрино;
- кандидаты из теорий суперсимметрии;
- экзотические кандидаты.

Основная проблема проверки гипотез, относящихся к физике частиц: наблюдение частиц скрытой массы затруднено в связи с малостью сечения их взаимодействия с барионной материей: $\sigma \sim 10^{-46} \text{ см}^2$ (для частиц массой $M = 100 \text{ ГэВ}$) [2].

ВОЗБУЖДЁННАЯ СКРЫТАЯ МАССА

В связи с результатами таких экспериментов, как INTEGRAL/SPI [3] и PAMELA [4], получила распространение следующая гипотеза [5; 6] о скрытой массе: существование частиц χ типа WIMP, масса которых $M_\chi = M \sim 100$ ГэВ с переносчиком взаимодействия V массой $m_V \sim 1$ ГэВ, имеющих возбуждённое состояние с энергией $\Delta E \sim 1$ МэВ. Вид введённого лагранжиана для частиц скрытой массы и переносчиков взаимодействия определяет процессы рассеяния на частицах стандартной модели и снятия возбуждения (рисунок 1).

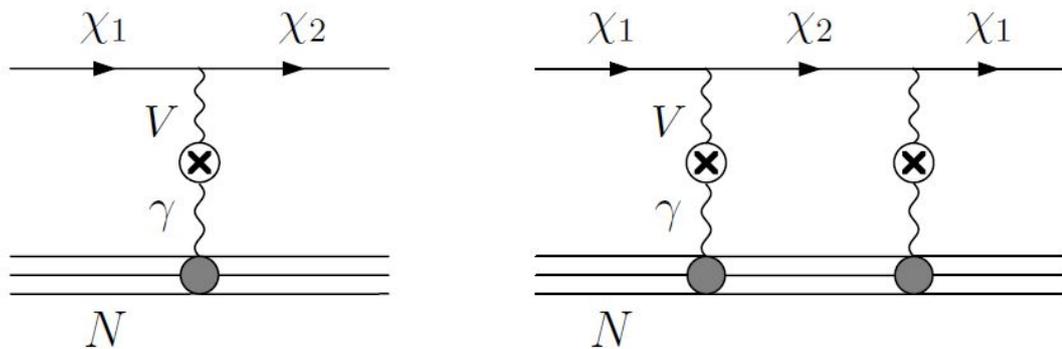


Рисунок 1 — Диаграммы процессов неупругого и упругого рассеяния частиц скрытой массы на ядрах [7]

Такая модель может объяснить сигнал гамма-излучения из центра Млечного Пути с энергией 511 МэВ, зарегистрированный экспериментом INTEGRAL/SPI, если предположить, что переход частицы скрытой массы из возбуждённого состояния в основное может происходить с испусканием электрон-позитронной пары. Кроме того, аномально большое число позитронов в космических лучах, обнаруженное в эксперименте PAMELA [8], также может быть объяснено подобным процессом.

Была предпринята попытка объяснить годичную модуляцию сигнала, наблюдаемую в эксперименте DAMA/LIBRA, с помощью возбуждённой скрытой массы [9], полученные ограничения изображены на рисунке 2.

В рассматриваемой модели процесс первого порядка может иметь только неупругий характер, так как переносчик взаимодействия V осу-

ществляет переход между возбуждённым χ_2 и невозбуждённым χ_1 состояниями частиц скрытой массы.

Снятие возбуждения может происходить по нескольким каналам:

- при $\Delta E > 2m_e$ основным каналом снятия возбуждения является испускание электрон-позитронной пары. Из-за электромагнитного характера этого канала время жизни возбуждённых состояний оказывается много меньше времени жизни Вселенной. Следствием этого является малость доли частиц скрытой массы в возбуждённом состоянии;
- при $\Delta E < 2m_e$ преобладает снятие возбуждения с испусканием пары нейтрино-антинейтрино. Такой процесс носит слабый характер, поэтому ширина перехода частиц скрытой массы из возбуждённого состояния в основное $\Gamma_{\nu\nu} = 3 \times 10^{-48}$ ГэВ оказывается много меньше обратного времени жизни Вселенной $\tau_U^{-1} = 1.5 \times 10^{-42}$ ГэВ, и доля частиц, находящихся в возбуждённом состоянии, не обязана быть малой.

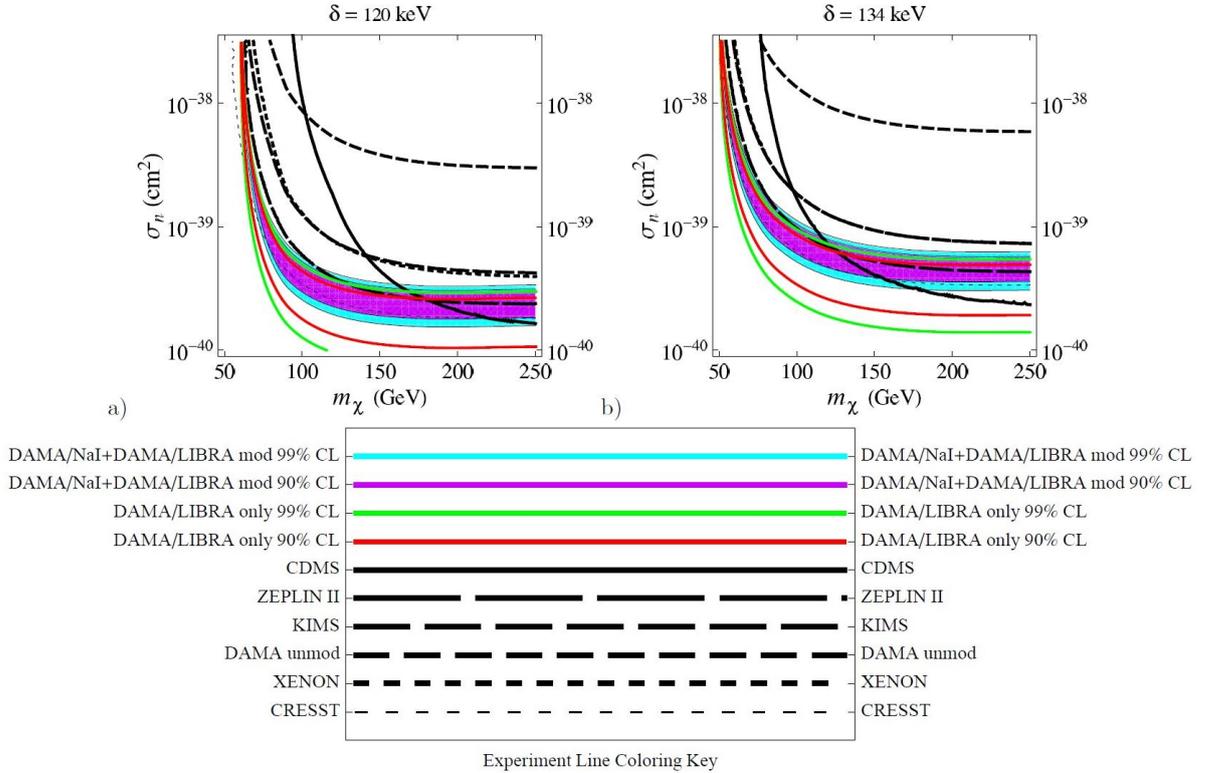


Рисунок 2 — Экспериментальные ограничения на сечение взаимодействия возбуждённой скрытой массы с нуклонами ядер мишени, полученные в различных экспериментах [9]

ЭКСПЕРИМЕНТ BOREXINO

Национальная Лаборатория Гран-Сассо (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, LNGS) – самый большой в мире подземный международный научный комплекс, расположенный в Италии.

В LNGS проводятся эксперименты, посвящённые

- физике нейтрино: BOREXINO [10; 11], CUORE [12], GERDA [13];
- поиску скрытой массы: XENONnT [2], DarkSide [14];
- ядерной астрофизике.

Эксперимент BOREXINO (Борексино) – сцинтилляционный детектор, основное назначение которого – спектроскопия низкоэнергетических солнечных нейтрино от pp-цепочки.

Исходно главной задачей эксперимента являлось измерение потока нейтрино от реакции захвата электрона ядром ${}^7\text{Be}$, происходящей на Солнце [15]. Также с помощью детектора Борексино был обнаружен CNO-цикл термоядерных реакций, идущих на Солнце [16].

Борексино представляет собой внешний металлический резервуар, заполненный водой, и внутреннюю часть в виде концентрических двух нейлоновых и одной стальной сфер, радиусами 4.25, 5.50 и 6.85 метров соответственно (рисунок 3).

Мишень детектора, находящаяся во внутренней нейлоновой сфере, – 278 тонн жидкого органического сцинтиллятора, на основе псевдокумола (1,2,4-триметилбензол) $\text{C}_6\text{H}_3(\text{CH}_3)_3$ с добавлением 1.5 г/л 2,5-дифенилоксазола $\text{C}_{15}\text{H}_{11}\text{NO}$.

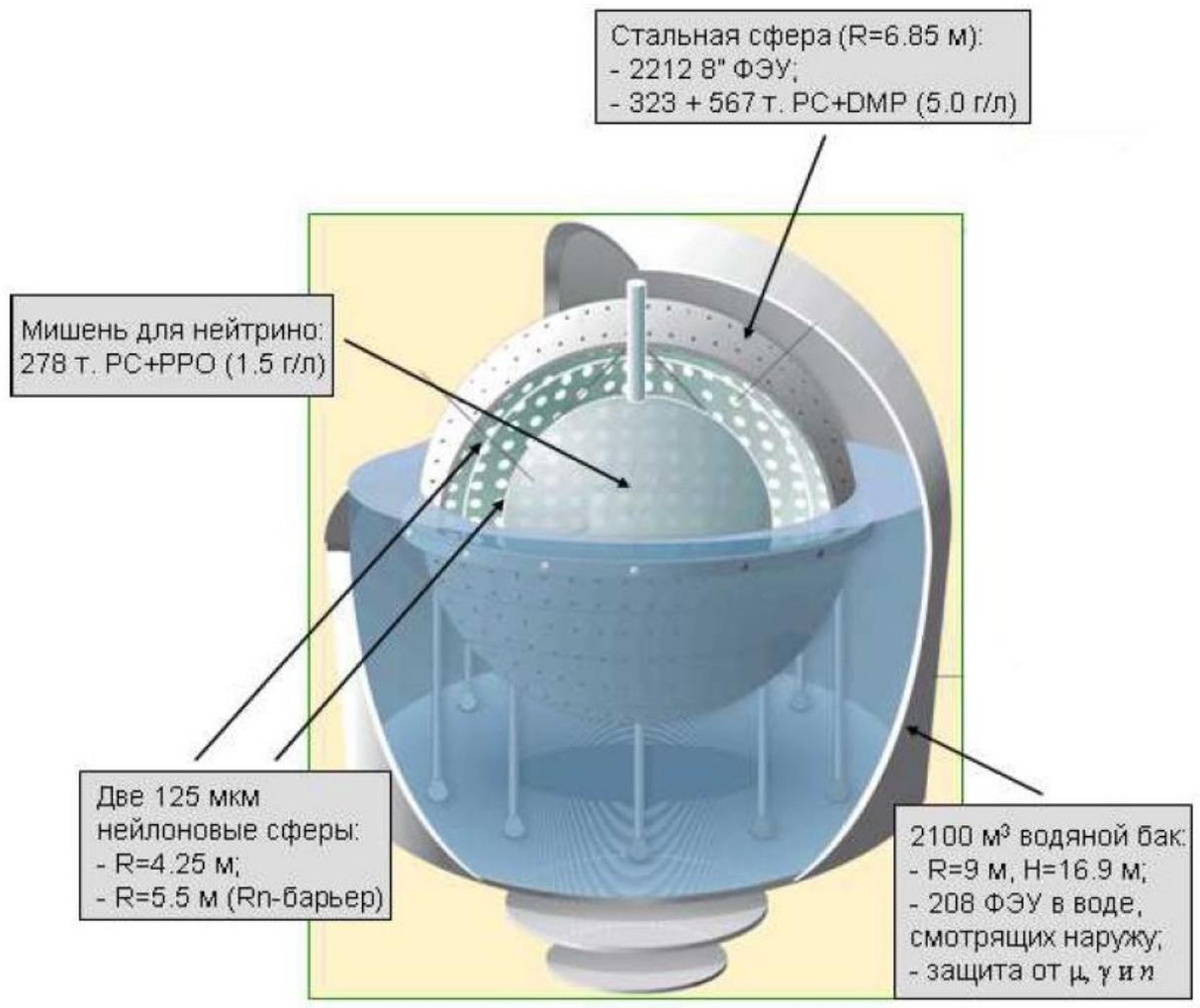


Рисунок 3 — Схема детектора Борексино

1 ОЖИДАЕМЫЙ ВИД ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА СОБЫТИЙ РАССЕЯНИЯ ВОЗБУЖДЁННОЙ СКРЫТОЙ МАССЫ

1.1 КИНЕМАТИКА РЕАКЦИИ. СИГНАТУРА СОБЫТИЯ В БОРЕКСИНО

Рассматриваемый процесс (рисунок 1.1) рассеяния является неупругим: при столкновении частицы скрытой массы с протоном мишени выделяется энергия ΔE . В данных Борексино необходимо искать одиночные протонные события.

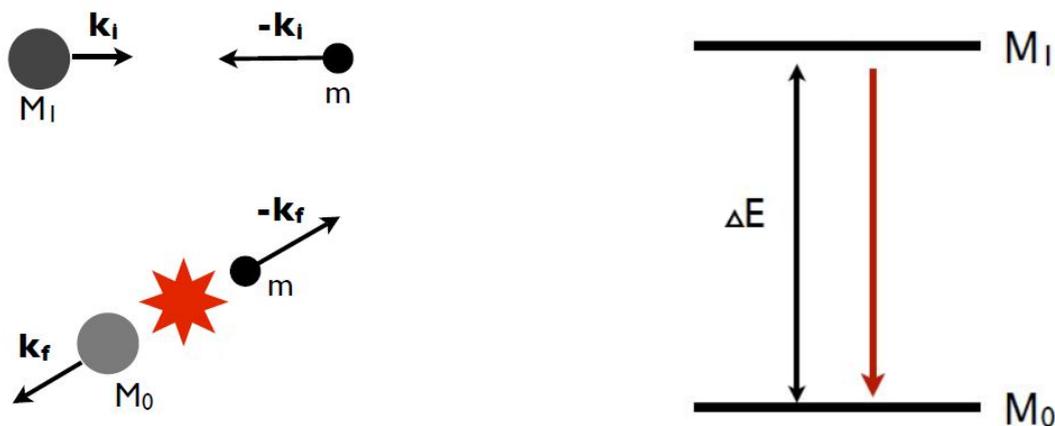


Рисунок 1.1 — Схема процесса неупругого рассеяния частицы скрытой массы на протонах мишени и схема энергетических уровней возбуждения частиц скрытой массы, соответствующих процессу.

При рассмотрении кинематики процесса используются следующие условия:

- дифференциальное сечение реакции получено в первом борновском приближении;

- масса переносчика взаимодействия $m_V \sim 1$ ГэВ;
- масса частицы скрытой массы много больше массы протона $M \gg m$;
- начальная кинетическая энергия протона в лабораторной системе отсчёта много меньше энергии перехода частицы скрытой массы между состояниями $\frac{mv^2}{2} \ll \Delta E$.

В лабораторной системе отсчёта частица скрытой массы налетает на покоящийся протон со скоростью v , в то время как в системе центра инерции (СЦИ) из-за малости массы протона можно положить, что частица скрытой массы покоится, а протон налетает на неё с той же скоростью v , поэтому вся энергия возбуждённого состояния передаётся протону: $\Delta E = \frac{k_f^2}{2m}$

Начальный и конечный импульсы в системе центра инерции:

$$|\mathbf{k}_i| = mv \quad |\mathbf{k}_f| = \sqrt{2m\Delta E} \quad (1.1)$$

Сечение рассеяния полагаем спин-независимым [7]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{СЦИ}}} = \frac{\sigma_n |\mathbf{k}_f|}{4\pi |\mathbf{k}_i|} \frac{1}{(1 + (\frac{\mathbf{q}}{m_V})^2)^2} \quad (1.2)$$

Здесь σ_n – эффективное сечение рассеяния частиц скрытой массы на нуклоне, $\Omega_{\text{СЦИ}}$ – телесный угол в системе центра инерции, \mathbf{q} – переданный 3-импульс.

В используемом приближении $|\mathbf{q}| \ll m_V$, поэтому знаменатель дроби можно положить равным единице. После подстановки значений импульсов (формула 1.1) в формулу 1.2 и интегрирования по азимутальному углу получаем

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_{\text{СЦИ}}} = \frac{\sigma_n}{2} \sqrt{\frac{2\Delta E}{mv^2}} \quad (1.3)$$

Энергия протона E_R измеряется в лабораторной системе отсчёта, поэтому необходимо совершить преобразования Лоренца:

$$p_{\perp} = k_f \sin\theta_{\text{СЦИ}} \quad (1.4)$$

$$p_{\parallel} = \gamma (k_f \cos\theta_{\text{СЦИ}} + v(\Delta E + m)) \simeq k_f \cos\theta_{\text{СЦИ}} + vm \quad (1.5)$$

Тогда

$$E_R = \frac{\mathbf{p}_\perp^2 + \mathbf{p}_\parallel^2}{2m} \simeq \Delta E + \sqrt{2mv^2\Delta E} \cos \theta_{\text{СЦИ}} \quad (1.6)$$

В системе центра инерции $\cos \theta_{\text{СЦИ}} \in [-1; 1]$ или $\cos^2 \theta_{\text{СЦИ}} \leq 1$, откуда

$$v_{\min} = \frac{|E_R - \Delta E|}{\sqrt{2m\Delta E}} \quad (1.7)$$

Полученное ограничение на скорость частиц будет использовано для расчёта спектра энергии отдачи протона.

1.2 РАСЧЁТ СПЕКТРА ЭНЕРГИИ ОТДАЧИ ПРОТОНА

Параметры модели, выбранные для расчёта:

- 1) масса частицы скрытой массы $M = 100$ ГэВ;
- 2) эффективное сечение рассеяния частицы скрытой массы на нуклоне $\sigma_n = 10^{-43}$ см²;
- 3) плотность скрытой массы $\rho_D = 0.4$ ГэВ/см³;
- 4) доля частиц скрытой массы в возбуждённом состоянии $F = 0.5$;
- 5) масса сцинтиллятора-мишени $M_{sc} = 100$ тонн;
- 6) энергия возбуждённого состояния $\Delta E = 1$ МэВ.

Зависимость скорости счёта от энергии отдачи протона даётся формулой 1.8 [1]:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{N_T F \rho_D}{M} \int_{v_{\min}}^{\infty} v f(v, v_{esc}) dv \frac{d\sigma}{dE_R} \quad (1.8)$$

где R – скорость счёта событий, N_T – число протонов на единицу массы мишени, F – доля частиц скрытой массы, находящихся в возбуждённом состоянии, ρ_D – плотность частиц скрытой массы.

Из кинематики реакции получаем

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \frac{d\sigma}{d\cos \theta_{\text{СЦИ}}} \frac{d\cos \theta_{\text{СЦИ}}}{dE_R} = \frac{\sigma_n}{2mv^2} \quad (1.9)$$

Функция плотности распределения частиц скрытой массы по скоростям в системе покоя Земли в локальной области Млечного Пути имеет вид распределения Максвелла, ограниченного скоростью $v_{esc} \simeq 550$ км/с [17]:

$$f(v, v_{esc}) = \begin{cases} \left(\frac{3-\frac{8}{\pi}}{\pi v_c^2}\right)^{\frac{3}{2}} 4\pi v^2 e^{-\frac{(3-\frac{8}{\pi})v^2}{v_c^2}}, & \text{при } v < v_{esc} \\ 0, & \text{при } v > v_{esc} \end{cases} \quad (1.10)$$

Распределение Максвелла характеризуется одним параметром, который для скрытой массы принято обозначать $v_c \simeq 220$ км/с – скорость движения по круговой орбите в гравитационном поле Млечного Пути на расстоянии, равном расстоянию от Солнца до центра галактики [18]. Этот параметр характеризует дисперсию распределения: $\sigma_v = \frac{v_c}{\sqrt{2}} \simeq 150$ км/с, также можно получить выражение для средней скорости: $\langle v \rangle = \frac{\sigma_v}{\sqrt{3\pi/8-1}} \simeq 370$ км/с, тогда средняя энергия частиц скрытой массы $\langle E_{kin} \rangle \simeq 60$ кэВ.

После взятия интеграла (формула 1.8) по скорости в формуле остаётся два слагаемых:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{N_T F \rho_D \sigma_n}{2mM} \sqrt{\frac{(3-\frac{8}{\pi})}{\pi v_c^2}} \left(e^{-\frac{(E_R-\Delta E)^2(3-\frac{8}{\pi})}{2v_c^2 m \Delta E}} - e^{-\frac{v_{esc}^2(3-\frac{8}{\pi})}{v_c^2}} \right) \quad (1.11)$$

Вторым слагаемым можно пренебречь, тогда получим зависимость 1.12, изображённую на рисунке 1.2.

$$\frac{dR}{dE_R} \approx \frac{N_T F \rho_D \sigma_n}{2mM} \sqrt{\frac{(3-\frac{8}{\pi})}{\pi v_c^2}} e^{-\frac{(E_R-\Delta E)^2(3-\frac{8}{\pi})}{2v_c^2 m \Delta E}} = A e^{-\frac{(E_R-\Delta E)^2}{2\sigma_1^2}} \quad (1.12)$$

Здесь введены обозначения $A = \frac{N_T F \rho_D \sigma_n}{2mM v_c} \sqrt{\frac{(3-\frac{8}{\pi})}{\pi}}$, $\sigma_1^2 = \frac{\Delta E m v_c^2}{3-\frac{8}{\pi}}$.

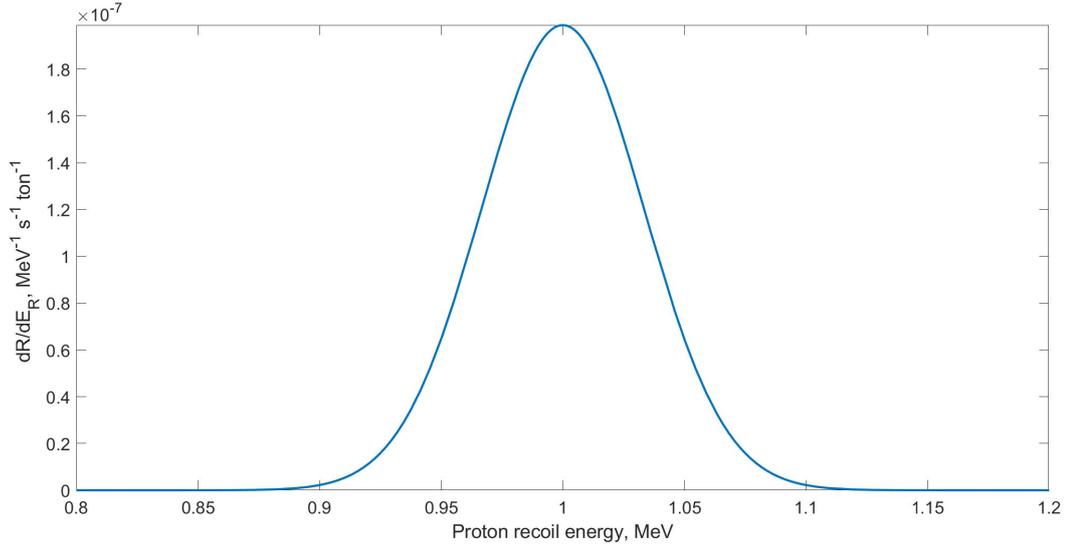


Рисунок 1.2 — Рассчитанный спектр энергии отдачи протона

1.3 УЧЁТ КВЕНЧИНГ-ЭФФЕКТА

Квенчинг – эффект, возникающий в сцинтилляторах при регистрации заряженных частиц, сильно ионизирующих среду (протоны, альфа частицы), уменьшающий световой выход сцинтилляционной вспышки. Следствием сцинтилляционного дефекта является нелинейная зависимость энергии световой вспышки в сцинтилляторе от энергии, потерянной заряженной частицей.

Для моделирования квенчинга в Борексине необходимы следующие параметры:

- коэффициент Биркса для протонов в детекторе Борексине $k_B = 0.0120 \frac{\text{см}}{\text{МэВ}}$ [19];
- химический состав сцинтиллятора [20]: псевдокумол (РС) $C_6H_3(CH_3)_3$ с примесью 2,5-дифенилоксазола (РРО) $C_{15}H_{11}NO$ в количестве 1.5 г/л;
- плотности используемых химических соединений: $\rho_{PC} = 0.8761 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, $\rho_{PPO} = 1.094 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$;
- средние потенциалы ионизации атомов водорода и углерода $\bar{I}_H = 13.5$ эВ, $\bar{I}_C = 64.5$ эВ [21].

Зависимость световых выхода на единицу длины от удельных потерь энергии заряженной частицы даётся формулой [22]:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (1.13)$$

Где $\frac{dE}{dx}$ – удельные энергетические потери заряженной частицы в веществе, для нерелятивистских протонов определяемые по формуле Бете-Блоха [23; 24]:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} \sum_A n_A Z_A \ln \left(\frac{2m_e v^2}{\bar{I}_A} \right) \quad (1.14)$$

Где $Z = 1$ – заряд протона, n_A – концентрация атомов элемента A , Z_A – порядковый номер элемента A , \bar{I}_A – средний потенциал ионизации элемента A , сумма берётся по всем элементам в веществе в котором заряженная частица теряет энергию.

Так как в детекторе Борексина используется органический сцинтиллятор, слагаемые, вносящие наибольший вклад в формулу 1.14, соответствуют водороду (наименьший потенциал ионизации) и углероду (наибольшая концентрация и большой заряд ядра).

Из формулы 1.13 следует формула для полной энергии световой вспышки при данной кинетической энергии протона:

$$E_{vis} = \int_0^{E_R} \frac{dE}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (1.15)$$

Численное вычисление интеграла для исследуемых кинетических энергий протона $E_{det} = 0.8 \div 1.2$ МэВ даёт зависимость квенчинг-фактора Q от энергии, потерянной протоном в детекторе, изображённую на рисунке 1.3. Для удобства дальнейшего использования, зависимость была фитирована формулой вида:

$$Q = \frac{E_{vis}}{E_R} = \frac{E_R}{aE_R + b} \quad (1.16)$$

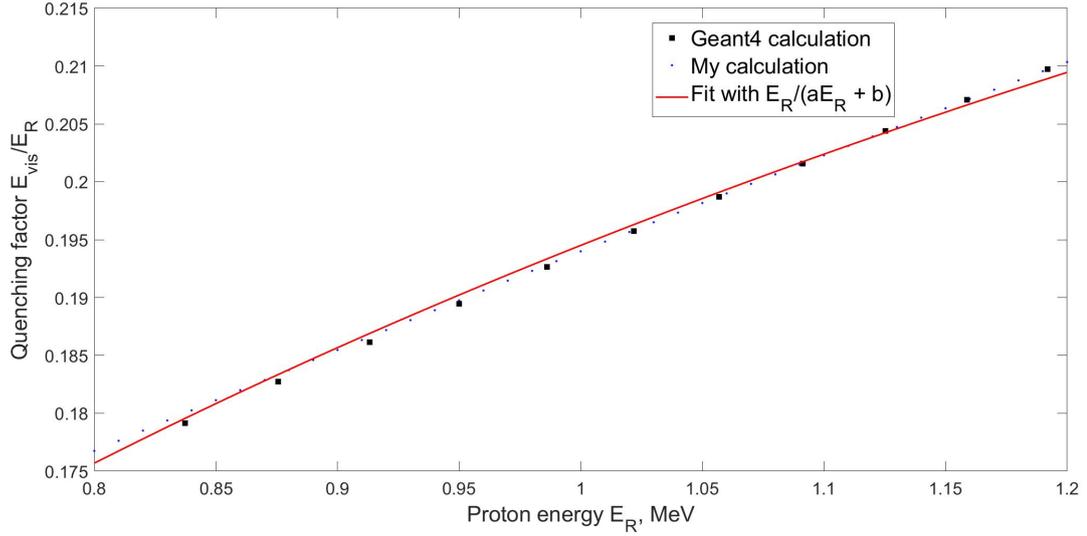


Рисунок 1.3 — Расчитанный с использованием простой модели квенчинг-фактор (синие маркеры), фит зависимостью 1.16 (красная линия) и расчитанный с помощью Geant4 квенчинг-фактор (чёрные маркеры)

Для учёта квенчинга спектр необходимо преобразовать следующим образом:

$$\frac{dR}{dE_{vis}}(E_{vis}) = \frac{dR}{dE_R}(E_R(E_{vis})) \times \frac{\partial E_R}{\partial E_{vis}}(E_{vis}) \quad (1.17)$$

Из формулы 1.16 можно получить

$$E_R(E_{vis}) = \frac{1}{2} \left(aE_{vis} + \sqrt{a^2 E_{vis}^2 + 4bE_{vis}} \right) \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial E_R}{\partial E_{vis}}(E_{vis}) = \frac{a}{2} + \frac{a^2 E_{vis} + 2b}{2\sqrt{a^2 E_{vis}^2 + 4bE_{vis}}} \quad (1.19)$$

После преобразования получаем изображённый на рисунке 1.4 спектр энергии сцинтилляционной вспышки, порождаемой протонами отдачи.

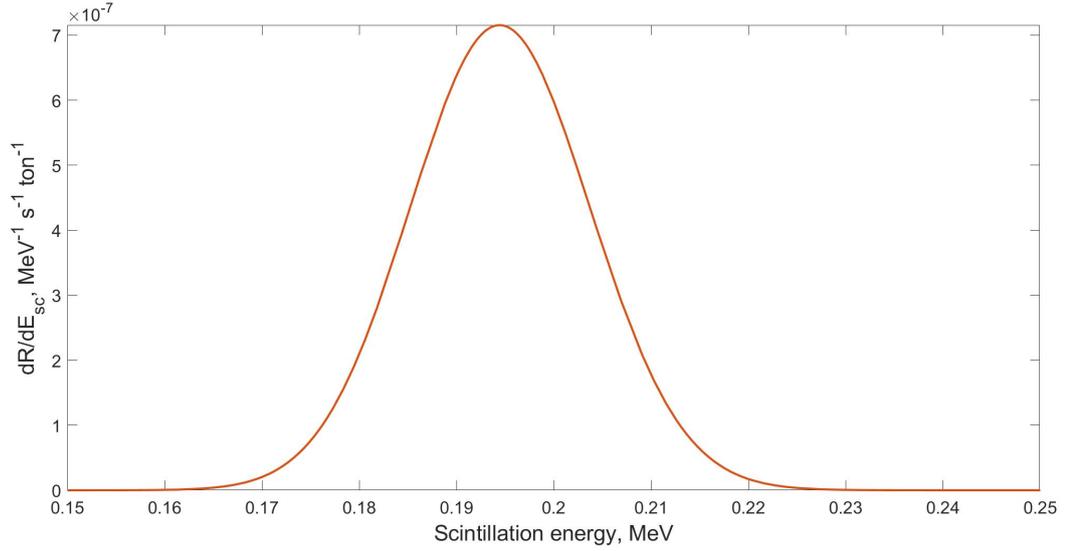


Рисунок 1.4 — Спектр энергии сцинтилляционной вспышки, порождаемой протонами отдачи

1.4 УЧЁТ РАЗРЕШЕНИЯ ДЕТЕКТОРА

Для учёта разрешения детектора Борексина, нужно ввести функцию отклика детектора – вероятность передачи чувствительному объёму детектора энергии E при попадании в него частицы с энергией E' .

Для детектора Борексина функция отклика детектора имеет вид функции Гаусса [19]:

$$G(E_{det}, E_{vis}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} e^{-\frac{(E_{det}-E_{vis})^2}{2\sigma_0^2}} \quad (1.20)$$

где $\sigma_0 = 0.06\sqrt{E_{det}}$, где энергия выражена в МэВ, то есть для частицы с энергией 1 МэВ относительное энергетическое разрешение составляет 6%.

Спектр событий с учётом разрешения детектора даётся формулой

$$\frac{dR}{dE_{det}} = \int_{E_{vis\ min}}^{E_{vis\ max}} \frac{dR}{dE_{vis}} G(E_{det}, E_{vis}) dE_{vis} = \int_0^{\infty} \frac{dR}{dE_{vis}} G(E_{det}, E_{vis}) dE_{vis} \quad (1.21)$$

Чтобы сравнить получающиеся зависимости, построим их на одном графике. Как видно из рисунка 1.5, учёт квенчинга сдвигает спектр в область низких энергий, а учёт разрешения детектора увеличивает диспер-

сию спектра.

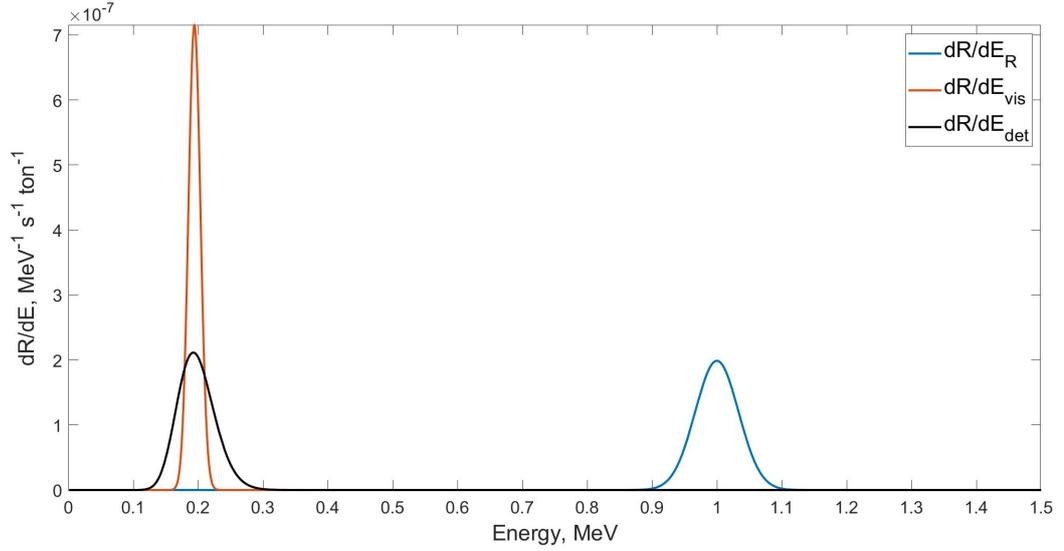


Рисунок 1.5 — Теоретические спектры событий энергии отдачи протона (синий), энергии сцинтилляционной вспышки с учётом квенчинга (красный) и энергии, регистрируемой детектором с учётом его энергетического разрешения (чёрный)

Совокупность влияний квенчинга, имеющего нелинейную зависимость от энергии отдачи протона, и энергетического разрешения детектора Борексино, зависящего от энергии события, приводит к изменению формы итогового спектра на несимметричную (рисунок 1.6).

Нижний энергетический порог срабатывания триггера в Борексино: 0.2 МэВ, поэтому не весь энергетический спектр попадает в область исследуемых детектором энергий. Интегрирование спектра показывает, что в область энергий (0.2; 0.3) МэВ попадает 45% спектра.

При используемых значениях параметров модели возбуждённой скрытой массы полная ожидаемая скорость счёта:

$$\begin{aligned}
 R_{\text{снг}} = 21.0 \pm 0.4 \text{ (сист) год}^{-1} &\times \left(\frac{\rho_D}{0.4 \text{ ГэВ/см}^3} \right) \times \left(\frac{F}{0.5} \right) \times \\
 &\times \left(\frac{\sigma_n}{10^{-43} \text{ см}^2} \right) \times \left(\frac{M_{sc}}{100 \text{ тонн}} \right) \times \left(\frac{M}{100 \text{ ГэВ}} \right)^{-1}
 \end{aligned}
 \tag{1.22}$$

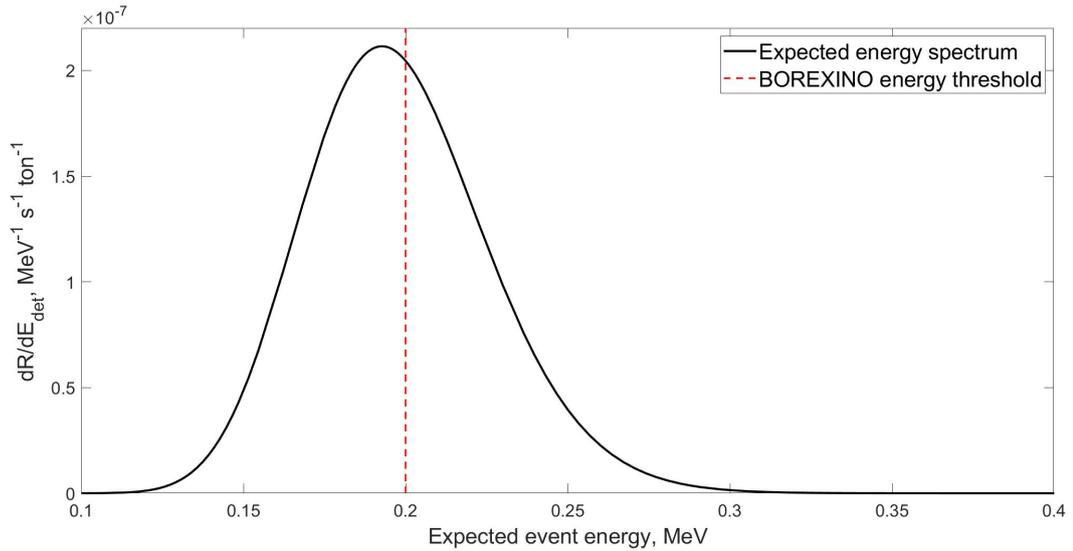


Рисунок 1.6 — Спектр энергии искомых событий (чёрная сплошная линия), энергетический порог детектора Борексино (красная пунктирная линия)

1.5 ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРА ОТ ПАРАМЕТРА ΔE

Рассчитанный энергетический спектр имеет сложную, в отличие от других параметров модели, зависимость от энергии ΔE , высвобождаемой частицей скрытой массы при снятии возбуждения. Эта зависимость следует из эффекта квенчинга и имеет вид, представленный на рисунке 1.7. Также на рисунке отмечен энергетический порог детектора Борексино $E_{min} = 0.2$ МэВ.

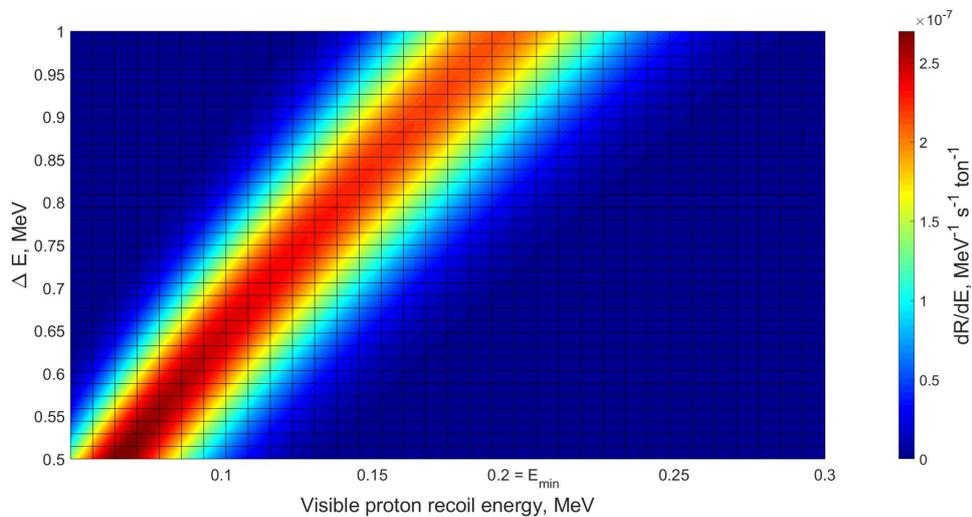


Рисунок 1.7 — Зависимость вида энергетического спектра от энергии возбуждённого состояния ΔE

Поиск событий-кандидатов возможен, если часть спектра лежит в исследуемой детектором области $E_{det} > 0.2$ МэВ. Такая граница по энергии регистрируемого события соответствует значению параметра $\Delta E \sim 0.7$ МэВ.

Значение параметра ΔE , МэВ	Скорость счёта в интервале энергий (0.2; 0.3) МэВ, год ⁻¹	Доля от полной скорости счёта, %
0.70	$(5.6 \pm 0.1) \times 10^{-2}$	0.1
0.75	$(2.39 \pm 0.05) \times 10^{-1}$	0.6
0.80	$(8.5 \pm 0.2) \times 10^{-1}$	2.0
0.85	2.49 ± 0.05	5.7
0.90	6.1 ± 0.1	14
0.95	12.3 ± 0.2	27
1.00	21.0 ± 0.4	45

Таблица 1.1 — Ожидаемые скорости счёта событий в зависимости от параметра ΔE при значениях остальных параметров взятых как в разделе 1.2

2 АНАЛИЗ ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

2.1 РАСПАДЫ ^{238}U И ^{232}Th

Во всех материалах детектора присутствуют примеси ^{238}U и ^{232}Th , порождающие фон в виде α -распадов. В данной работе необходимо учитывать только примеси непосредственно сцинтиллятора. Благодаря очистке сцинтиллятора, детектор Борексина достиг высокого уровня радиочистоты: менее 9.4×10^{-20} граммов ^{238}U и менее 5.7×10^{-19} граммов ^{232}Th на 1 грамм сцинтиллятора [25].

Для расчёта квенчинг-факторов α -частиц от распадов ^{238}U и ^{232}Th воспользуемся данными калибровок энергетической шкалы Борексина для α -частиц (таблица 2.1). Затем необходимо фитировать эти данные зависимостью 1.16 того же вида, что была использована для протонов, и экстраполировать эту зависимость на энергии α -частиц от ^{238}U и ^{232}Th . Результаты такого подхода представлены на рисунке 2.1 и в таблице 2.2.

Изотоп	Энергия α -частицы, МэВ	Квенчинг-фактор	Энергия сцинтилляционной вспышки, МэВ
^{210}Po	5.31	0.079	0.42
^{222}Rn	5.49	0.082	0.45
^{218}Po	6.00	0.089	0.53
^{220}Rn	6.29	0.089	0.56
^{216}Po	6.78	0.099	0.67
^{214}Po	7.69	0.109	0.84
^{212}Po	8.78	0.125	1.10

Таблица 2.1 — Наблюдаемые энергии и квенчинг-факторы различных изотопов, исследованных в Борексина [19]

Для известной массы сцинтиллятора (для расчётов используется $M_{sc} = 100$ тонн), зная периоды полураспада изотопов урана и тория [26], можно рассчитать число распадов в единицу времени. С учётом энергетическо-

го разрешения детектора, энергетические спектры событий от α -распадов изотопов урана и тория будут иметь вид, показанный на рисунке 2.2.

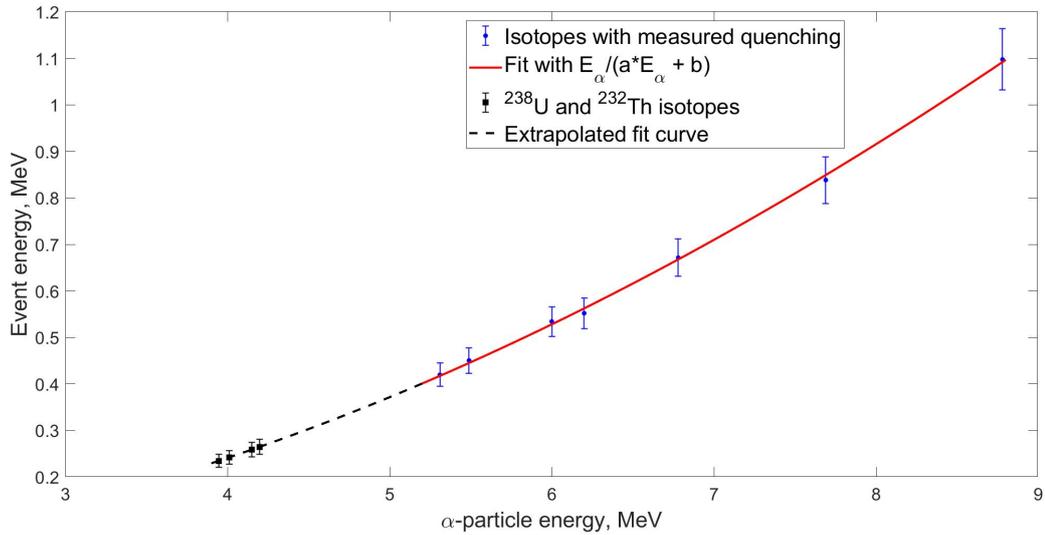


Рисунок 2.1 — Зависимость энергии сцинтилляционной вспышки от энергии α -частицы (красная сплошная линия), экстраполированная на энергии α -частиц от распадов урана и тория (чёрная пунктирная линия)

Изотоп	Энергия α -частицы, МэВ	Интенсивность линии, %	Энергия сцинтилляционной вспышки, МэВ
^{238}U	4.04	21	0.26
	4.15	79	0.27
^{232}Th	3.95	22	0.24
	4.01	78	0.24

Таблица 2.2 — Энергии α -частиц и сцинтилляционных вспышек для изотопов урана и тория [26]

В интервале энергий (0.2; 0.3) МэВ лежит 0.86 ± 0.01 (сист) энергетического спектра ^{238}U и 0.89 ± 0.01 (сист) энергетического спектра ^{232}Th . При этом скорости счёта событий:

$$R_U = 4.6 \pm 0.1 \text{ (сист) год}^{-1} \times \left(\frac{M_{sc}}{100 \text{ тонн}} \right) \quad (2.1)$$

$$R_{Th} = 9.7 \pm 0.1 \text{ (сист) год}^{-1} \times \left(\frac{M_{sc}}{100 \text{ тонн}} \right)$$

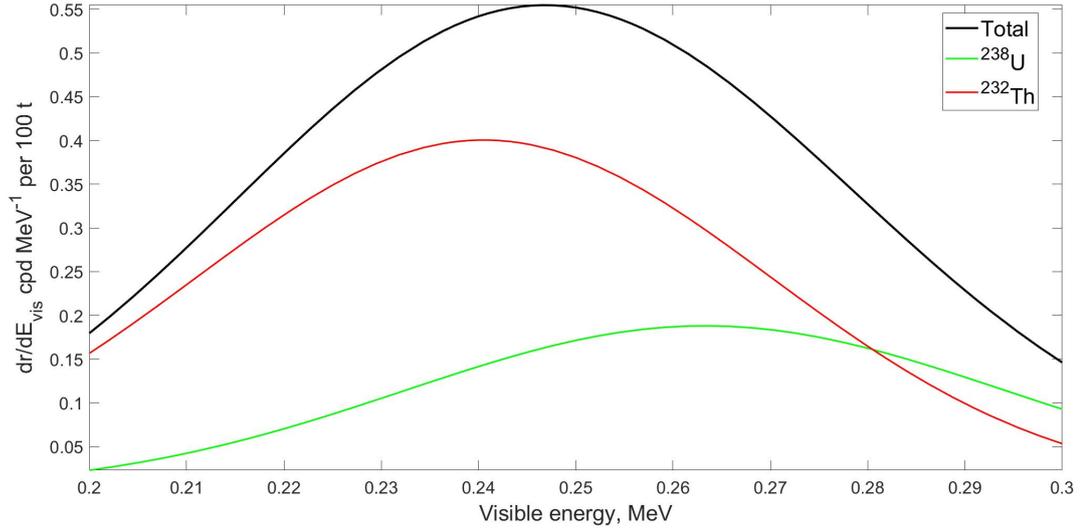
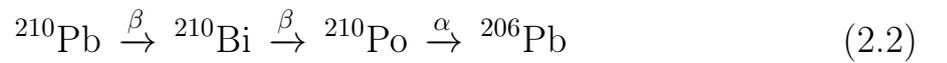


Рисунок 2.2 — Энергетические спектры событий от α -распадов изотопов урана (зелёный) и тория (красный) и их сумма (чёрный)

2.2 РАСПАД ^{210}Po

Другой значимый источник фоновых событий – α -распад ^{210}Po – описан в [20]. Цепочка 2.2 распада ^{210}Pb является частью цепочки распада ^{238}U , однако основной источник ^{210}Po в сцинтилляторе детектора не ^{238}U , а его дочерний изотоп ^{222}Rn , обладающий высокой диффундирующей способностью. Изотоп ^{222}Rn проникает в материалы детектора извне, поэтому событий, связанных с порождаемым этим изотопом распадами ^{210}Po , больше всего около границ объёма детектора и в нижней его части.



Первоначально из-за отсутствия у детектора Борексина теплоизоляции и активного контроля температуры в сцинтилляторе возникали конвективные потоки, которые распространяли тяжёлые радиоактивные изотопы по всему объёму сцинтиллятора.

Для устранения фона от цепочки распада ^{210}Pb в 2015-2016 годах была установлена система теплоизоляции и активного контроля температуры [27] (рисунок 2.3). Она обеспечила постоянный градиент температур и минимизировала распространение тяжёлых радиоактивных изотопов в объём сцинтиллятора. Исследования, проведённые в рамках решения за-

дачи поиска CNO-нейтрино от Солнца, показали, что в центре детектора существует область с низким содержанием полония (Low Polonium Field, LPoF). Зависимость скорости счёта событий α -распадов ^{210}Po от выбираемого чувствительного объёма сложная, но при малых объёмах близких к центру детектора эта зависимость близка к линейной.



Рисунок 2.3 — Внешний водный резервуар детектора Борексино после установки теплоизоляции и системы активного контроля температуры [16]

Скорости счёта событий ^{210}Po для разных временных промежутков:

- до 2016 года: 260 событий в день на 100 тонн сцинтиллятора [25];
- после 2016 года: 11.5 событий в день на 100 тонн сцинтиллятора [16].

Так как ^{210}Po испытывает α -распад, энергия вылетающей α -частицы фиксирована: $E_\alpha = 5.3$ МэВ. Однако для расчёта фона необходимо учесть квенчинг и энергетическое разрешение детектора. Квенчинг-фактор для α -частиц в Борексино был экспериментально определён для распадов некоторых известных радиоактивных изотопов (таблица 2.1).

С учётом энергетического разрешения детектора Борексино (раздел 1.4), получен энергетический спектр событий ^{210}Po , изображённый на рисунке 2.4.

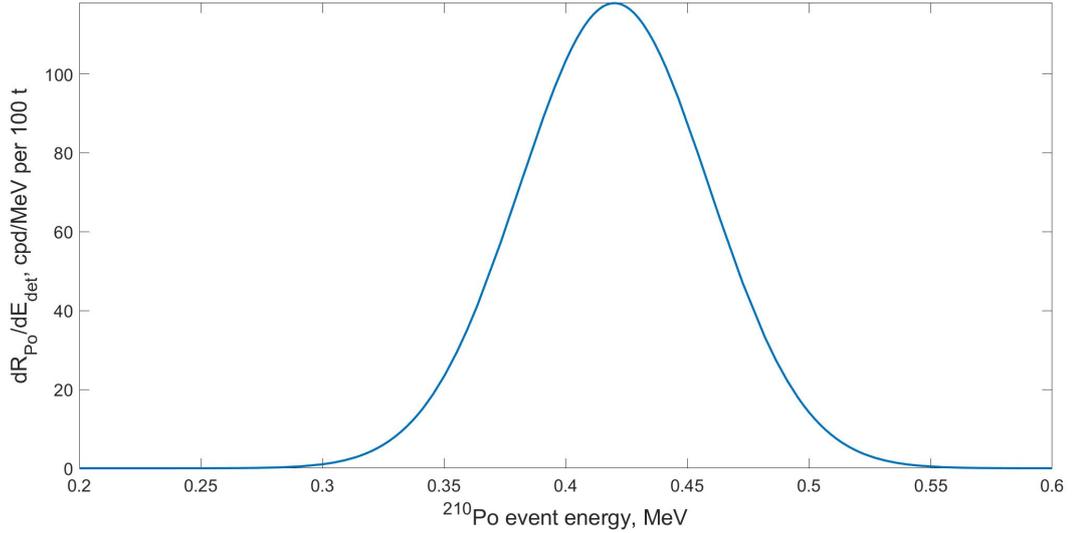


Рисунок 2.4 — Ожидаемый спектр энергии фоновых событий ^{210}Po

Тогда в область исследуемых энергий (0.2; 0.3) МэВ попадает 0.1% событий ^{210}Po , а скорость счёта таких событий:

$$R_{Po} = 4.3 \text{ год}^{-1} \times \left(\frac{M_{sc}}{100 \text{ тонн}} \right) \quad (2.3)$$

2.3 ДРУГИЕ ИСТОЧНИКИ ФОНА

Кроме α -распадов, возможно появление событий, связанных с протонами отдачи от упругих рассеяний атмосферных нейтрино и быстрых нейтронов на протонах мишени.

2.3.1 АТМОСФЕРНЫЕ НЕЙТРИНО

Из кинематики упругого рассеяния нейтрино на протонах можно получить связь между энергией налетающего нейтрино и максимальной конечной кинетической энергией протона, что соответствует рассеянию нейтрино назад.

$$E_R^{max} = \frac{2E_\nu^2}{m_p + 2E_\nu} \simeq \frac{2E_\nu^2}{m_p} \quad (2.4)$$

Из этой формулы можно выразить энергию нейтрино, получив таким

образом минимальную энергию налетающего нейтрино, необходимую для образования протона с данной кинетической энергией.

$$E_\nu^{min}(E_R) = \frac{E_R + \sqrt{E_R(E_R + 2m_p)}}{2} \simeq \sqrt{\frac{E_R m_p}{2}} \quad (2.5)$$

Для исследуемых кинетических энергий протонов $E_R \in (0.5; 1.5)$ МэВ минимальные энергии нейтрино имеют значения $E_\nu^{min} \sim 15$ МэВ.

В отличие от солнечных нейтрино, для которых существует верхняя граница по энергиям ~ 18 МэВ [28], атмосферные нейтрино, порождаемые распадами космических лучей в атмосфере, имеют энергетический спектр, неограниченный сверху. Расчёт энергетического спектра атмосферных нейтрино для малых энергий был выполнен в [29], энергетические спектры изображены на рисунке 2.5.

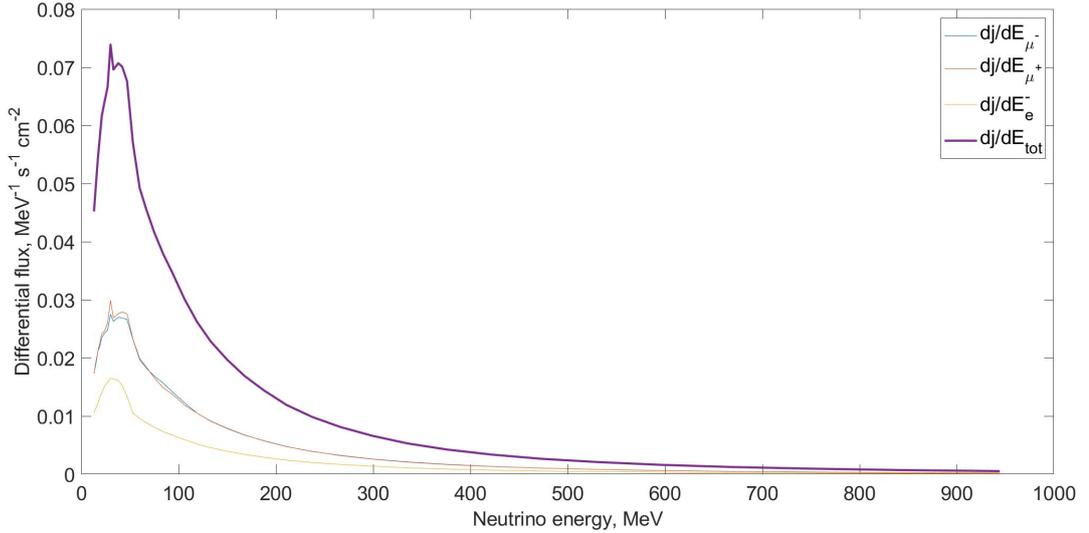


Рисунок 2.5 — Энергетические спектры атмосферных нейтрино

Для оценки скорости счёта событий от рассеяния атмосферных нейтрино на протонах сцинтиллятора, необходима формула дифференциального сечения упругого рассеяния нейтрино на протонах [30], которая для передаваемых 4-импульсов, меньших массы Z -бозона, упрощается:

$$\frac{d\sigma_{\nu p}}{dE_R} = \frac{G_F^2 m_p}{2\pi E_\nu^2} ((c_V + c_A)^2 E_\nu^2 + (c_V - c_A)^2 (E_\nu - E_R)^2 - (c_V^2 - c_A^2) m_p E_R) \quad (2.6)$$

Тогда спектр кинетической энергии протона от упругого рассеяния

атмосферных нейтрино даётся формулой:

$$\frac{dR}{dE_R}(E_R) = N_p \int_{E_\nu^{min}(E_R)}^{+\infty} \frac{dj}{dE_\nu}(E_\nu) \frac{d\sigma_{\nu p}}{dE_R}(E_R, E_\nu) dE_\nu \quad (2.7)$$

Где $N_p = 6 \times 10^{30}$ – число протонов на 100 тонн сцинтиллятора.

Затем для получения спектра энергии регистрируемых событий необходимо учесть квенчинг и разрешение детектора, как это было сделано для спектра кинетической энергии протонов отдачи для рассеяния частиц скрытой массы на протонах (см. 1.4,1.5).

Численное интегрирование спектра в пределах $E_{det} \in (0.2; 0.3)$ МэВ даёт скорость счёта

$$R_\nu = 1.2 \times 10^{-3} \text{ год}^{-1} \times \left(\frac{M_{sc}}{100 \text{ тонн}} \right). \quad (2.8)$$

Ожидаемый сигнал от атмосферных нейтрино на 3 порядка меньше, чем ожидаемый сигнал событий, связанных с α -распадами, поэтому в дальнейшем им можно пренебречь.

2.3.2 БЫСТРЫЕ НЕЙТРОНЫ

Космические мюоны порождают быстрые космогенные нейтроны с энергиями до нескольких ГэВ. Такие нейтроны могут попасть в детектор и упруго рассеяться на протонах мишени, создавая фоновую компоненту, совпадающую по сигнатуре с искомым сигналом.

Однако наложение временного вето длительностью 2 секунды после регистрации мюона оставляет лишь 0.05% от всего фона быстрых нейтронов [31], что составляет $\approx 5.1 \times 10^{-2}$ событий/год на 100 тонн сцинтиллятора, поэтому фоном быстрых нейтронов можно пренебречь, по сравнению с фоном α -распадов.

2.4 СУММАРНЫЙ ОЖИДАЕМЫЙ ФОН

Учитывая значимые составляющие фона, представленные в разделах [2.1](#) и [2.2](#) получим

$$R_{\Phi} = R_{Po} + R_U + R_{Th} = 18.5 \pm 0.2 \text{ (сист) год}^{-1} \times \left(\frac{M_{sc}}{100 \text{ ТОНН}} \right). \quad (2.9)$$

3 АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ БОРЕКСИНО

3.1 ПАРАМЕТР ГАТТИ

Поиск протонов отдачи существенно облегчает отбор событий, так как тяжёлые заряженные частицы, лёгкие заряженные частицы и нейтральные частицы можно различить по форме импульса от соответствующих сцинтилляционных вспышек.

Параметр Гатти – параметр формы импульса электрического сигнала, возникающего в детекторе при прохождении через него элементарной частицы [32].

По известным формам импульса от интересующих частиц, определяются нормированные числа фотонов α_i, β_i , регистрируемые детектором в i -том промежутке времени (бине) электрического сигнала. Затем вычисляются значения весов (формула 3.1).

$$P_i = \frac{\alpha_i - \beta_i}{\alpha_i + \beta_i} \quad (3.1)$$

По значениям весов и нормированным числам s_i фотонов в i -том промежутке времени для исследуемого импульса вычисляется значение параметра Гатти

$$G = \sum_i P_i s_i \quad (3.2)$$

Так как знак весов определяется типом частицы, то значение параметра Гатти тоже будет зависеть от типа частицы. Для α -частиц среднее значение параметра Гатти больше 0, для импульсов от электронов среднее значение меньше 0. Таким образом, параметр Гатти можно использовать для отделения событий-кандидатов от электронного фона.

Протон, как и α -частицы, является тяжёлой заряженной частицей, поэтому среднее значение параметра Гатти для протонов тоже > 0 .

Для оценки значения параметра Гатти G_0 , который будет использоваться в отборе, был произведён анализ данных за 2007-2016 гг. (время набора данных: 1010 дней). Гистограмма распределения событий по параметру Гатти была фитирована двойным распределением Гаусса (рисунок 3.1). Затем были вычислены доли электронных (β) и α -событий с параметром Гатти больше G_0 (таблица 3.1).

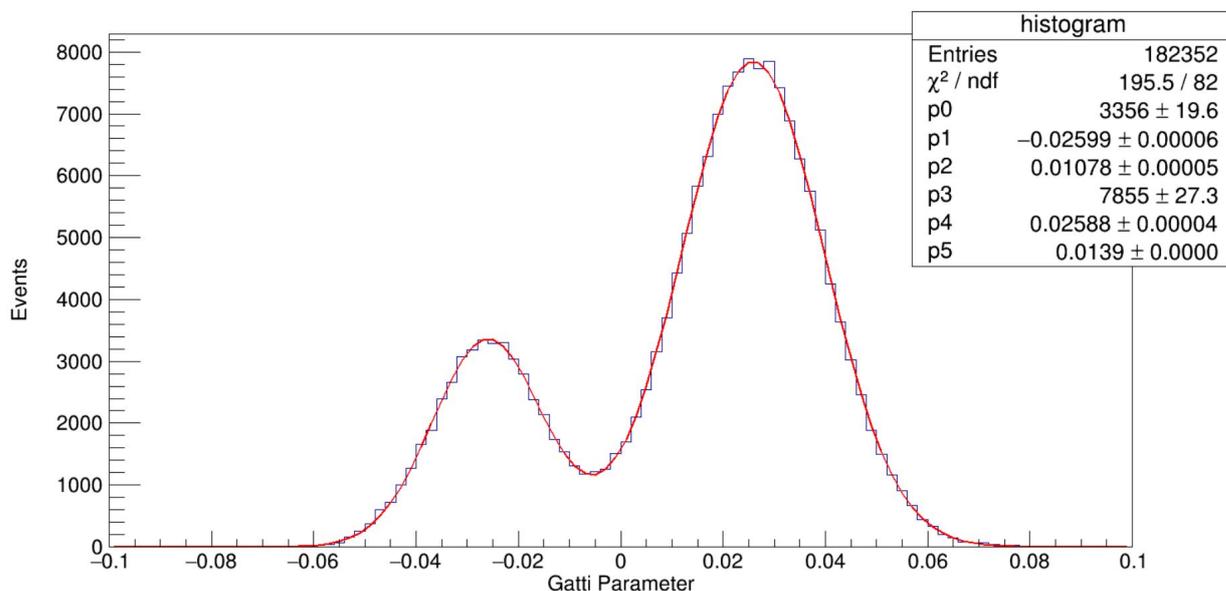


Рисунок 3.1 — Распределение событий по параметру Гатти

Параметр отбора G_0	Доля отброшенных β -событий, %	Доля оставшихся α -событий, %
-0.01	93	100
0	99	97
0.01	100	87
0.02	100	66
0.03	100	38

Таблица 3.1 — Зависимость числа отброшенных событий и числа отобранных событий от значения параметра отбора G_0

В дальнейшем для отбора выбрано значение параметра $G_0 = 0.02$, поэтому необходимо скорости счёта событий кандидатов и фонов умножить на долю событий, проходящих отбор: $\epsilon_{Gatti} = 0.66 \pm 0.01$ (сист).

3.2 ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ОБЪЁМ

Чтобы подтвердить уменьшение скорости счёта фоновых событий распада изотопа ^{210}Po после установки системы терморегулировки, был произведён анализ данных двух временных отрезков: 2009-2016 гг. (живое время набора данных: 1569 дней) и 2016-2019 гг. (живое время набора данных: 970 дней). Были построены гистограммы распределений событий по параметру Гатти для двух временных промежутков. Из рисунка 3.2 видно, что счёт событий с положительным средним параметром Гатти уменьшился.

Затем для использования свойств области низкого содержания полония (LPoF) был произведён дополнительный отбор событий по координатам. Критерий отбора: событие должно находиться на расстоянии не более чем 1 метр от центра детектора (рисунок 3.3). Такой выбор чувствительного объёма позволяет взять минимальное значение скорости счёта событий α -распадов полония из [16] и использовать приближение равномерного распределения этих событий в пространстве. Тогда масса сцинтиллятора, используемая для вычисления скоростей счёта событий-кандидатов и фоновых событий, принимает значение $M_{sc} = 3.7$ тонн.

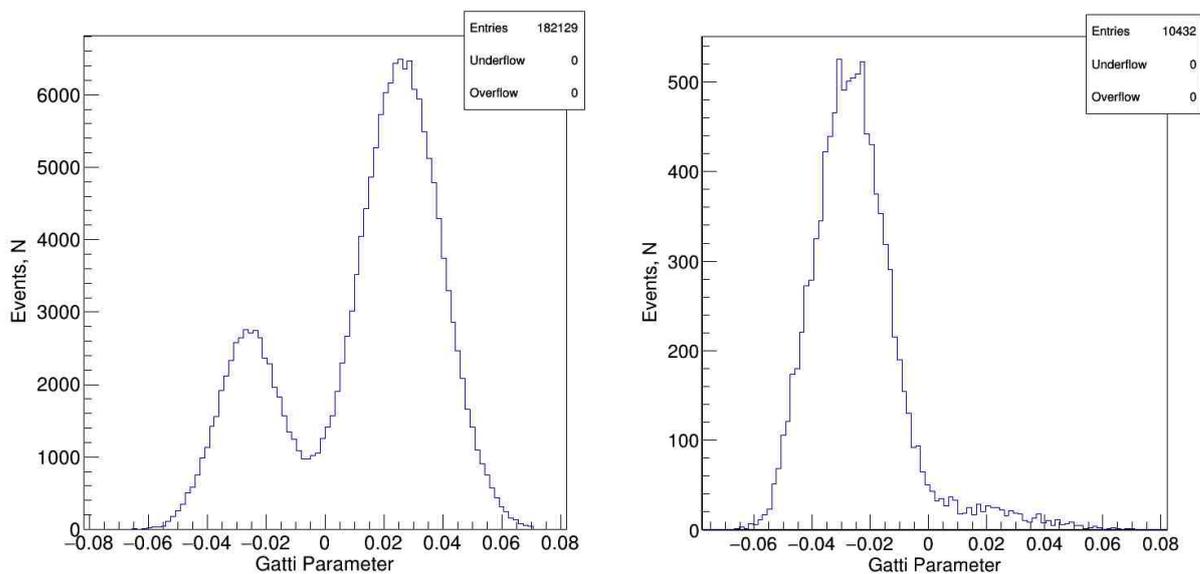


Рисунок 3.2 — Распределения событий по параметру Гатти для набора данных слева за 2009-2016 гг. (1010 дней) и справа за 2016-2019 гг. (970 дней)

3.3 ОБЩИЕ КРИТЕРИИ ОТБОРА

Общие критерии отбора событий-кандидатов:

- параметр Гатти события кандидата > 0.02 (раздел 3.1);
- событие-кандидат находится в выбранном чувствительном объёме (раздел 3.2);
- мюонное вето 2 с (отбрасывание событий, находящихся во временном окне длительностью 2 с после регистрации мюона);
- событие-кандидат не должно быть шумом электроники;
- тип триггера 1;
- событие-кандидат должно иметь один кластер;

Выбор нижней границы энергетического диапазона продиктован энергетическим порогом эффективности триггера детектора Борексина 0.2 МэВ. Верхняя граница может быть выбрана исходя из вида рассчитанного энергетического спектра событий-кандидатов и фоновых событий. Спектры фоновых событий распада ^{232}Th и ^{238}U имеют средние значения 0.24 и 0.27 МэВ соответственно и дисперсии 0.03 МэВ, поэтому отбросить их невозможно в независимости от выбора верхней границы исследуемого интервала энергий. Спектр событий распада ^{210}Po имеет среднее значение 0.42 МэВ и дисперсию 0.04 МэВ. Тогда при выборе верхней границы 0.3 МэВ фоновые события ^{210}Po будут отброшены на уровне 3σ .

Полное время сбора данных составило 1015 дней, мёртвое время, связанное с мюонным вето: 45 дней, т. е. живое время сбора данных: 970 дней. Результат отбора: в выбранном интервале энергий (0.2; 0.3) МэВ было отобрано $N_{\text{эксп}} = 1$ событие-кандидат.

3.4 ОГРАНИЧЕНИЕ НА ПОТОК ЧАСТИЦ ВОЗБУЖДЁННОЙ СКРЫТОЙ МАССЫ

Используя вычисленные ранее скорости счёта фоновых и сигнальных событий (формулы 1.22, 2.9), а также время сбора данных (970 дней) и выбранные критерии отбора, можно рассчитать ожидаемое число фоновых (формула 3.3) и сигнальных (формула 3.4) событий.

$$N_{\text{ф}} = 1.20 \pm 0.02 \text{ (сист) событий} \quad (3.3)$$

$$N_{\text{сиг}} = 1.36 \pm 0.03 \text{ (сист) событий} \times \left(\frac{\rho_D}{0.4 \text{ ГэВ/см}^3} \right) \times \left(\frac{F\sigma_n}{0.5 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2} \right) \times \left(\frac{M}{100 \text{ ГэВ}} \right)^{-1} \quad (3.4)$$

Используя принцип, описанный в [33], и зная ожидаемый фон и измеренное количество событий, можно определить доверительный интервал (в общем случае) или верхний предел количества событий для данного уровня достоверности. Тогда для $N_{\text{ф}} = 1.2$, $N_{\text{эксп}} = 1$ событие и уровня достоверности 90% получаем верхний предел:

$$N_{90} = 3.17 \pm 0.02 \text{ (сист) событий.} \quad (3.5)$$

Поток частиц возбуждённой скрытой массы можно вычислить по формуле

$$j = \langle v \rangle n \quad (3.6)$$

Здесь $\langle v \rangle = 370 \text{ км/с} = 3.7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ – средняя скорость (см 1.2), $n = \frac{\rho_D}{M}$ – концентрация частиц скрытой массы.

Для значений $\rho_D = 0.4 \text{ ГэВ/см}^3$ и $F = 0.5$ из неравенства

$$N_{\text{сиг}} \leq N_{90} \quad (3.7)$$

можно выразить верхний предел на поток частиц возбуждённой скрытой массы, причём он не зависит от массы M самих частиц.

$$j_{90} \leq (4.3 \pm 0.1 \text{ (сист)}) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2} \times \left(\frac{\sigma_n}{10^{-43} \text{ см}^2} \right)^{-1} \quad (3.8)$$

Полученный верхний предел изображен на рисунке 3.3.

Поток частиц возбуждённой скрытой массы можно перевести в энергетический поток, имеющий зависимость от массы частиц:

$$\mathcal{J}_{90} = M j_{90} \quad (3.9)$$

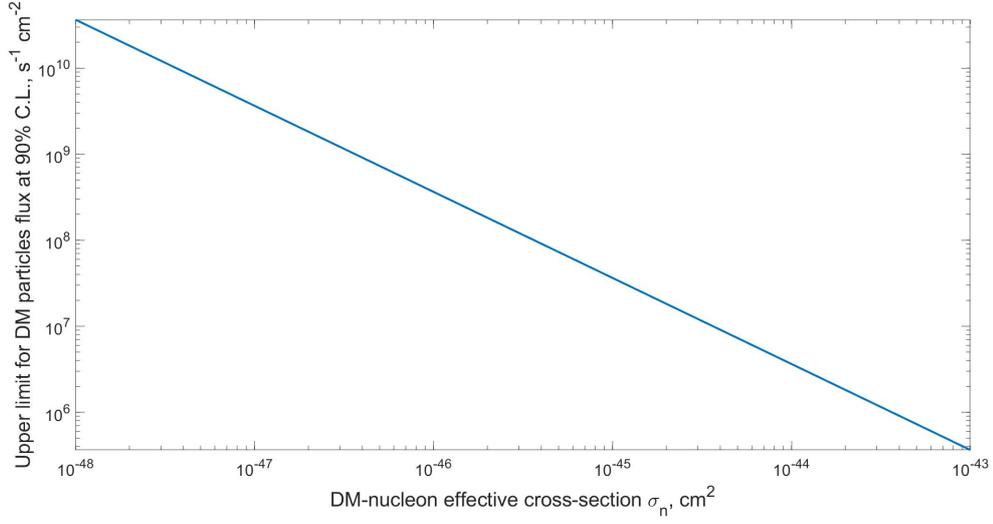


Рисунок 3.3 — Верхний предел на поток частиц возбуждённой скрытой массы при уровне достоверности 90%

Тогда ограничение на энергетический поток скрытой массы даётся формулой 3.10 и изображено на рисунке 3.4

$$\mathcal{J}_{90} \leq (4.3 \pm 0.1 \text{ (сист)}) \cdot 10^5 \text{ ГэВ с}^{-1} \text{ см}^{-2} \times M \times \left(\frac{\sigma_n}{10^{-43} \text{ см}^2} \right)^{-1} \quad (3.10)$$

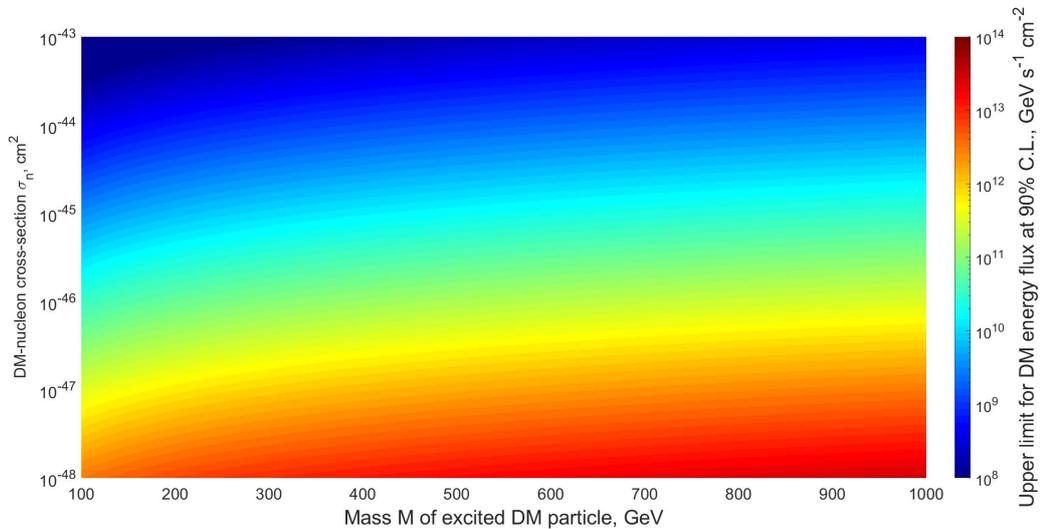


Рисунок 3.4 — Верхний предел энергетического потока возбуждённой скрытой массы при уровне достоверности 90%

Из неравенства 3.7 также можно вывести ограничение на эффективное сечение взаимодействия частицы скрытой массы с нуклоном σ_n в зависимости от массы M частиц скрытой массы, если снова фиксировать значение плотности скрытой массы $\rho_D = 0.4 \text{ ГэВ}/\text{см}^3$ и долю частиц скрытой массы, находящихся в возбуждённом состоянии $F = 0.5$.

$$(\sigma_n)_{90} \leq (2.4 \pm 0.1 \text{ (сист)}) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2 \times \left(\frac{M}{100 \text{ ГэВ}} \right) \quad (3.11)$$

Вид зависимости 3.11 представлен на рисунке 3.5.

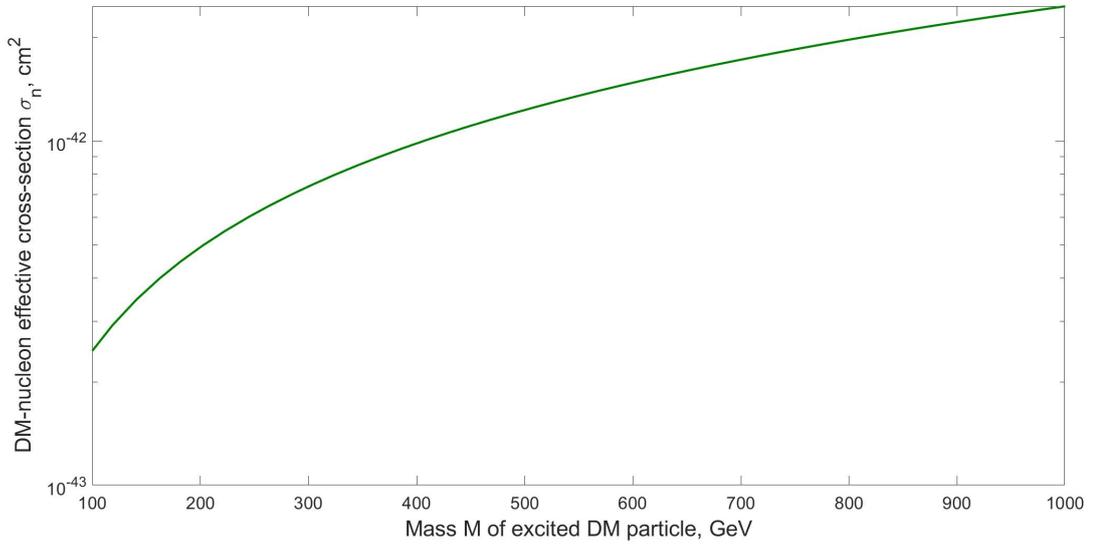


Рисунок 3.5 — Верхний предел эффективного сечения взаимодействия σ_n частиц скрытой массы с нуклонами для уровня достоверности 90%

Экспериментальные результаты поиска возбуждённой скрытой массы принято представлять в виде кривой или области в фазовом пространстве ΔE и σ_n . Используя данные таблицы 1.1, для интервала энергий возбуждения $\Delta E \in (0.7; 1.0) \text{ МэВ}$ и массы частиц $M = 120 \text{ ГэВ}$ получим зависимость, изображённую на рисунке 3.6 вместе с результатами других экспериментов (XENON, CDMS, CRESST, DAMA/LIBRA).

Полученный в данной работе результат дополняет исследования, проведённые в рамках других экспериментов: изучена иная область параметров $(\Delta E; \sigma_n)$. Как видно из рисунка 3.6, есть указания для поиска возбуждённой скрытой массы с энергией возбуждения в промежутке $(0.15; 0.70) \text{ МэВ}$. Эта задача может быть решена с помощью других детекторов, чув-

ствительных к возбуждённой скрытой массе в таком интервале энергий возбуждения.

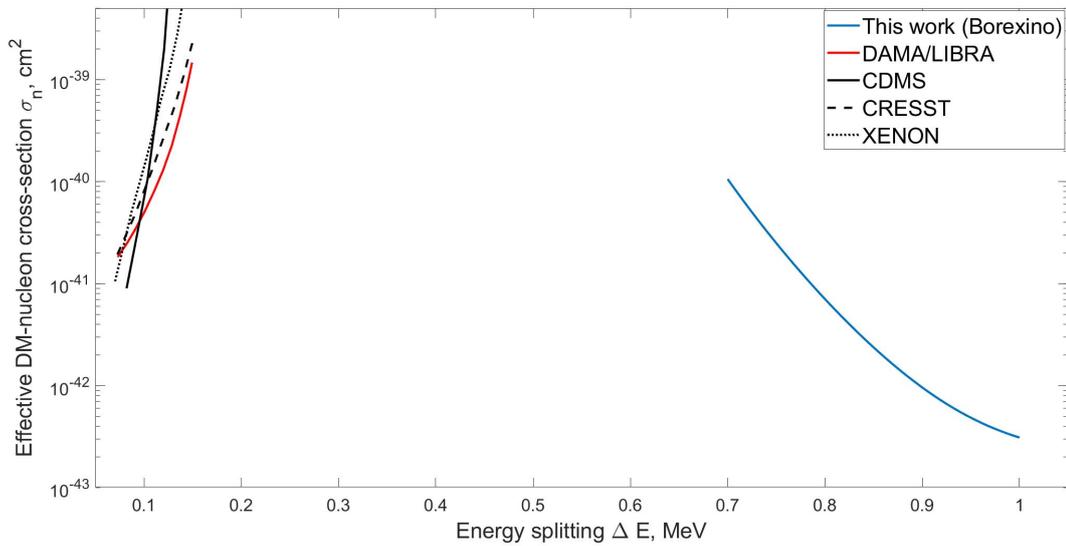


Рисунок 3.6 — Ограничения на параметры $(\Delta E; \sigma_n)$, полученные для массы частиц скрытой массы $M = 100$ ГэВ в экспериментах CDMS (чёрная линия из точек), CRESST (чёрная пунктирная линия), XENON (чёрная линия мелким пунктиром), DAMA/LIBRA (красная линия) [9] и в этой работе (синяя линия)

4 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе проведённых исследований получены следующие основные результаты:

- рассмотрена модель возбуждённой скрытой массы с набором параметров (раздел 1.2);
- произведён расчёт ожидаемого энергетического спектра событий от взаимодействия частиц возбуждённой скрытой массы с протонами мишени детектора Борексина (рисунок 1.6) и рассчитана ожидаемая скорость счёта (формула 1.22) событий для выбранных значений параметров модели (раздел 1.2);
- для уровня достоверности 90% получены верхние пределы потока частиц (рисунок 3.3) и энергетического потока (рисунок 3.4) возбуждённой скрытой массы, а также верхние пределы эффективного сечения σ_n взаимодействия частиц возбуждённой скрытой массы с нуклонами в зависимости от массы M частицы при фиксированном значении $\Delta E = 1$ МэВ (рисунок 3.5) и от энергии возбуждения ΔE при фиксированном значении массы частицы $M = 120$ ГэВ (рисунок 3.6).

Получены результаты в неисследованной другими экспериментами области параметров $(\Delta E; \sigma_n)$, дополняющие исследования, проведённые на других детекторах и указывающие на возможность поиска возбуждённой скрытой массы с энергией возбуждения в интервале $(0.15; 0.70)$ МэВ.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Review of Particle Physics / P. D. Group [et al.] // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2022. — Vol. 2022, no. 8. — ISSN 2050-3911. — eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2022/8/083C01/49175539/ptac097.pdf> ; — 083C01.
2. First Dark Matter Search with Nuclear Recoils from the XENONnT Experiment / E. Aprile [et al.] // arXiv preprint arXiv:2303.14729. — 2023.
3. The INTEGRAL mission / Winkler, C. [et al.] // A&A. — 2003. — Vol. 411, no. 1. — P. L1–L6.
4. The PAMELA experiment in space / V. Bonvicini [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2001. — Vol. 461, no. 1. — P. 262–268. — ISSN 0168-9002. — 8th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
5. *Finkbeiner D. P., Weiner N.* Exciting dark matter and the INTEGRAL/SPI 511 keV signal // Phys. Rev. D. — 2007. — Vol. 76, issue 8. — P. 083519.
6. Inelastic dark matter in light of DAMA/LIBRA / S. Chang [et al.] // Phys. Rev. D. — 2009. — Vol. 79, issue 4. — P. 043513.
7. *Batell B., Pospelov M., Ritz A.* Direct detection of multicomponent secluded WIMPs // Phys. Rev. D. — 2009. — Vol. 79, issue 11. — P. 115019.
8. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5–100 GeV / O. Adriani [et al.] // Nature. — 2009. — Vol. 458, no. 7238. — P. 607–609. — ISSN 1476-4687.

9. Inelastic dark matter in light of DAMA/LIBRA / S. Chang [et al.] // Physical Review D. — 2009. — Vol. 79, no. 4. — P. 043513.
10. Borexino / G. Ranucci [et al.] // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements. — 2001. — Vol. 91, no. 1. — P. 58–65. — ISSN 0920-5632. — Neutrino 2000.
11. Science and technology of Borexino: a real-time detector for low energy solar neutrinos / G. Alimonti [et al.] // Astroparticle Physics. — 2002. — Vol. 16, no. 3. — P. 205–234. — ISSN 0927-6505.
12. Status and prospects for CUORE / L. Canonica [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 888, no. 1. — P. 012034.
13. The GERmanium Detector Array (Gerda) for the search of neutrinoless $\beta\beta$ decays of ^{76}Ge at LNGS / S. Schönert [et al.] // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements. — 2005. — Vol. 145. — P. 242–245. — ISSN 0920-5632. — NOW 2004.
14. Low-Mass Dark Matter Search with the DarkSide-50 Experiment / P. Agnes [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Vol. 121, issue 8. — P. 081307.
15. Precision Measurement of the ^7Be Solar Neutrino Interaction Rate in Borexino / G. Bellini [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Vol. 107, issue 14. — P. 141302.
16. Experimental evidence of neutrinos produced in the CNO fusion cycle in the Sun / M. Agostini [et al.] // Nature. — 2020. — Vol. 587, no. 7835. — P. 577–582. — ISSN 1476-4687.
17. The RAVE survey: the Galactic escape speed and the mass of the Milky Way / Piffl, T. [et al.] // A & A. — 2014. — Vol. 562. — A91.
18. THE MILKY WAY'S CIRCULAR-VELOCITY CURVE BETWEEN 4 AND 14 kpc FROM APOGEE DATA / J. Bovy [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2012. — Vol. 759, no. 2. — P. 131.
19. Final results of Borexino Phase-I on low-energy solar neutrino spectroscopy / G. Bellini [et al.] // Physical Review D. — 2014. — Vol. 89, no. 11. — P. 112007.

20. The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso / G. Alimonti [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2009. — Vol. 600, no. 3. — P. 568–593. — ISSN 0168-9002.
21. *Lotz W.* Ionization potentials of atoms and ions from hydrogen to zinc // JOSA. — 1967. — Vol. 57, no. 7. — P. 873–878.
22. *Birks J. B.* Scintillations from organic crystals: specific fluorescence and relative response to different radiations // Proceedings of the Physical Society. Section A. — 1951. — Vol. 64, no. 10. — P. 874.
23. *Bethe H.* On the theory of the passage of rapid charged particle radiation through matter // Annalen der Physik. — 1930. — T. 5, № 3. — C. 325–400.
24. *Bloch F.* Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen // Zeitschrift für Physik. — 1933. — T. 81, № 5/6. — C. 363–376.
25. Comprehensive measurement of pp-chain solar neutrinos // Nature. — 2018. — Vol. 562, no. 7728. — P. 505–510.
26. *Katakura J.-i., Minato F.* JENDL decay data file 2015. — Nihon Genshiryoku Kenkyū Kaihatsu Kikō, 2016.
27. The Borexino Thermal Monitoring & Management System and simulations of the fluid-dynamics of the Borexino detector under asymmetrical, changing boundary conditions / D. Bravo-Berguño [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2018. — Vol. 885. — P. 38–53.
28. *Bahcall J. N.* Neutrino astrophysics. — Cambridge University Press, 1989.
29. The atmospheric neutrino flux below 100 MeV: The FLUKA results / G. Battistoni [et al.] // Astroparticle Physics. — 2005. — Vol. 23, no. 5. — P. 526–534.
30. *Weinberg S.* Effects of a neutral intermediate boson in semileptonic processes // Physical Review D. — 1972. — Vol. 5, no. 6. — P. 1412.

31. Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino / M. Agostini [et al.] // Physical Review D. — 2020. — Vol. 101, no. 1. — P. 012009.
32. *Gatti E., Martini F. D.* A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters. — International Atomic Energy Agency (IAEA) : Brueder Rosenbaum, 1962. — INSTRUMENTATION RELATED TO NUCLEAR SCIENCE AND TECHNOLOGY.
33. *Feldman G. J., Cousins R. D.* Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // Phys. Rev. D. — 1998. — Vol. 57, issue 7. — P. 3873–3889.