

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

УДК 539.123

ОТЧЁТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
**УСТАНОВЛЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ НА ПОТОК ЧАСТИЦ  
ТЁМНОЙ МАТЕРИИ ПРИ ПОМОЩИ ДЕТЕКТОРА  
БОРЕКСИНО**

Научный руководитель

Младший научный сотрудник

\_\_\_\_\_ Р. Р. Нугманов

Студент

\_\_\_\_\_ К. К. Киселев

Москва 2022

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>3</b>
Тёмная материя . . . . .	3
Возбуждённая тёмная материя . . . . .	3
Чувствительность детектора Борексино к возбуждённой тёмной материи . . . . .	3
<b>1 Теоретический вид зависимости энергетического спектра событий от тёмной материи</b>	<b>4</b>
1.1 Кинематика реакции . . . . .	4
1.2 Расчёт спектра по энергии отдачи протона . . . . .	5
1.3 Учёт разрешения детектора . . . . .	5
1.4 Учёт эффекта квенчинга . . . . .	6
<b>2 Предполагаемый метод отбора событий</b>	<b>7</b>
2.1 Ранее использованные критерии . . . . .	7
2.2 Параметр Гатти . . . . .	8
2.3 Отношение «tail-to-total» для электрических импульсов . . . . .	8
<b>3 Заключение</b>	<b>8</b>

# Введение

## Тёмная материя

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

- Кривые вращения галактик
- Анизотропия реликтового излучения
- Гравитационное линзирование

Кандидаты на роль тёмной материи [1]:

- МАСНО (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 тёмной материи затруднено в связи с малостью сечения их взаимодействия с барионной материей:  $\sigma \sim 10^{-45} \text{ см}^2$  [2].

## Возбуждённая тёмная материя

В связи с результатами таких экспериментов, как INTEGRAL [3] и PAMELA [4], получила распространение следующая гипотеза [5],[6] о тёмной материи: существование у её частиц возбуждённых состояний с энергией  $\Delta E \sim 1 \text{ МэВ}$ . Это может объяснить сигнал гамма-излучения из центра Млечного Пути с энергией 511 МэВ, зарегистрированный экспериментом INTEGRAL, если предположить, что переход частицы тёмной материи из возбуждённого состояния в основное может происходить с испусканием электрон-позитронной пары. Кроме того, аномально большое число позитронов в космических лучах, полученное в эксперименте PAMELA, также может быть объяснено подобным процессом.

## Чувствительность детектора Борексино к возбуждённой тёмной материи

Исходной задачей детектора Борексино был поиск CNO-цикла термоядерных реакций на Солнце с помощью сигнала от солнечных нейтрино [7], но другие физические проблемы, связанные с нейтринной физикой, также были исследованы [8][9].

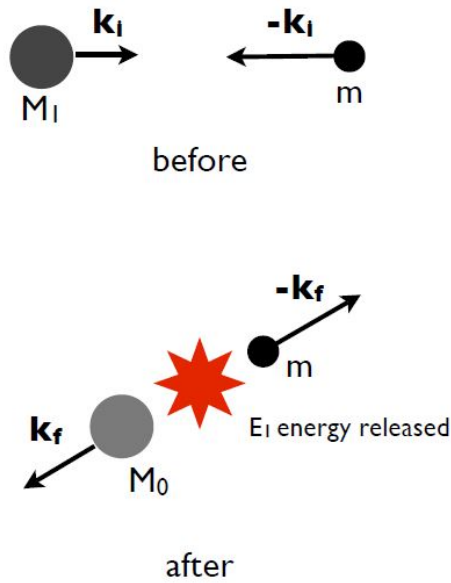
Как было показано [10], детектор Борексино чувствителен к событиям неупругого рассеяния частиц возбуждённой тёмной материи на протонах детектора. Для возбуждённого состояния с энергией  $\Delta E \sim 800\text{--}1000 \text{ кэВ}$  верхняя граница сечения взаимодействия  $F\sigma_n \sim 10^{-42} \text{ см}^2$ .

# 1 Теоретический вид зависимости энергетического спектра событий от тёмной материи

## 1.1 Кинематика реакции

Рассматриваемый процесс (рисунок 1) рассеяния является неупругим: при столкновении частицы тёмной материи с протоном мишени выделяется энергия  $\Delta E$ .

WIMP-p collision in CM frame



Generic XDM Energy Levels

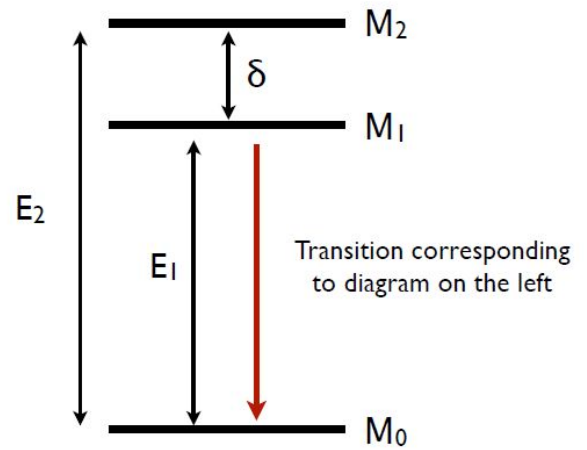


Рисунок 1 — Схема процесса неупругого рассеяния частицы тёмной материи на протонах мишени и схема энергетических уровней возбуждения частиц тёмной материи, соответствующих процессу.

При рассмотрении следующих условий

- Дифференциальное сечение реакции получено в первом борновском приближении
- Масса переносчика взаимодействия  $m_V \sim 1$  ГэВ
- Масса частицы тёмной материи много больше массы протона  $M \gg m$
- Начальная кинетическая энергия протона в лабораторной системе отсчёта много меньше энергии перехода частицы тёмной материи между состояниями  $\frac{mv^2}{2} \ll \Delta E$

можно получить

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \frac{\sigma_n}{2mv^2} \quad (1)$$

где  $\sigma_n$  – нуклонное сечение взаимодействия при нулевом переданном импульсе,  $E_R$  – энергия отдачи протона,  $v$  – скорость протона в СЦИ или скорость частицы тёмной материи в лабораторной системе отсчёта.

## 1.2 Расчёт спектра по энергии отдачи протона

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

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{N_T F \rho_D}{M} \int_{v_{min}}^{\infty} v f(v, v_E, v_{esc}) dv \frac{d\sigma}{dE_R} \quad (2)$$

где  $R$  – скорость счёта событий,  $N_T$  – число протонов на единицу массы мишени,  $F$  – доля частиц тёмной материи, находящихся в возбуждённом состоянии,  $\rho_D$  – плотность частиц тёмной материи,  $f(v, v_E, v_{esc})$  – максвелловская функция плотности распределения частиц тёмной материи по скоростям в системе покоя Земли со среднеквадратичным отклонением  $v_0=220$  км/с,  $v_E=220$  км/с – скорость Земли относительно галактического гало тёмной материи (зависимость скорости счёта от неё проявляется лишь в четвёртом знаке после запятой, поэтому ей можно пренебречь),  $v_{esc}=550$  км/с – максимальная скорость частиц тёмной материи в гало,  $v_{min} = \frac{|E_R - \Delta E|}{\sqrt{2mv^2}}$  – минимальная скорость частицы тёмной материи, при которой возможно рассеяние протона с энергией отдачи  $E_R$ .

Подставляя формулу 1 и максвелловское распределение по скоростям частиц тёмной материи:

$$f(v, v_{esc}) = \begin{cases} \left( \frac{3 - \frac{8}{\pi}}{2\pi v_0^2} \right)^{\frac{3}{2}} 4\pi v^2 e^{-\frac{(3 - \frac{8}{\pi})v^2}{2v_0^2}} & \text{for } v < v_{esc} \\ 0 & \text{for } v > v_{esc} \end{cases}$$

получим

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{N_T F \rho_D \sigma_n}{2mM} \sqrt{\frac{2(3 - \frac{8}{\pi})}{\pi v_0^2}} \left( e^{-\frac{(E_R - \Delta E)^2 (3 - \frac{8}{\pi})}{4v_0^2 m \Delta E}} - e^{-\frac{v_{esc}^2 (3 - \frac{8}{\pi})}{2v_0^2}} \right) \quad (3)$$

Вторым слагаемым можно пренебречь, тогда

$$\frac{dR}{dE_R} \approx \frac{N_T F \rho_D \sigma_n}{2mM} \sqrt{\frac{2(3 - \frac{8}{\pi})}{\pi v_0^2}} e^{-\frac{(E_R - \Delta E)^2 (3 - \frac{8}{\pi})}{4v_0^2 m \Delta E}} = A e^{-\frac{(E_R - \Delta E)^2}{2\sigma_1^2}} \quad (4)$$

где введены обозначения  $A = \frac{N_T F \rho_D \sigma_n}{2mM} \sqrt{\frac{2(3 - \frac{8}{\pi})}{\pi v_0^2}}$ ,  $\sigma_1^2 = \frac{2v_0^2 \Delta E m}{3 - \frac{8}{\pi}}$

## 1.3 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:

$$G(E, E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} e^{-\frac{(E-E')^2}{2\sigma_0^2}} \quad (5)$$

где  $\sigma_0 = 0.11\sqrt{E}$ , где энергия выражена в МэВ, то есть для частицы с энергией 1 МэВ относительное энергетическое разрешение составляет 11%.

Спектр событий с учётом разрешения детектора даётся формулой

$$\frac{dR}{dE} = \int_{E'_{min}}^{E'_{max}} \frac{dR}{dE'} G(E, E') dE' = \int_0^{\infty} \frac{dR}{dE_R} G(E, E_R) dE_R \quad (6)$$

Взяв интеграл, получим

$$\frac{dR}{dE} = A \frac{\sigma}{\sigma_0} \left( 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erf} \left( \frac{\tilde{E}}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right) e^{-\frac{(E-\Delta E)^2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_0^2)}} \quad (7)$$

где введены обозначения  $\sigma^2 = \frac{\sigma_1^2 \sigma_0^2}{\sigma_1^2 + \sigma_0^2}$ ,  $\tilde{E} = \frac{E\sigma_1^2 + \Delta E\sigma_0^2}{\sigma_1^2 + \sigma_0^2}$ .

## 1.4 Учёт эффекта квенчинга

Квенчинг – эффект, возникающий в сцинтилляторах при регистрации заряженных частиц, сильно ионизирующих среду (протоны, альфа частицы), уменьшающий световыход в сцинтилляционной вспышке и имеющий зависимость от энергии регистрируемой частицы.

Экспериментальная зависимость видимой в детекторе Борексина энергии от действительной энергии регистрируемой частицы выглядит следующим образом [11]:

$$E_{vis} = \frac{E^2}{0.083 + 0.974E} \quad (8)$$

где все энергии выражены в МэВ.

Спектры видимой энергии и действительной связаны соотношением:

$$\frac{dR}{dE_{vis}} = \frac{dR}{dE} \frac{\partial E}{\partial E_{vis}}$$

Выразив  $E$  из экспериментальной зависимости и взяв производную, получим:

$$E(E_{vis}) = \frac{0.974E_{vis} + \sqrt{0.949E_{vis}^2 + 0.332E_{vis}}}{2} \quad (9)$$

$$\frac{\partial E}{\partial E_{vis}} = 0.487 + \frac{0.475E_{vis} + 0.083}{\sqrt{0.949E_{vis}^2 + 0.332E_{vis}}} \quad (10)$$

Тогда

$$\frac{dR}{dE_{vis}} = \left( 0.487 + \frac{0.475E_{vis} + 0.083}{\sqrt{0.949E_{vis}^2 + 0.332E_{vis}}} \right) \left( 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erf} \left( \frac{\tilde{E}}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right) A \frac{\sigma}{\sigma_0} e^{-\frac{(E(E_{vis})-\Delta E)^2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_0^2)}} \quad (11)$$

Чтобы сравнить получающиеся зависимости, построим их на одном графике, нормируя на максимум спектра по энергии отдачи протона, то есть положим  $A = 0$ , к тому же возьмём  $\Delta E = 1$  МэВ.

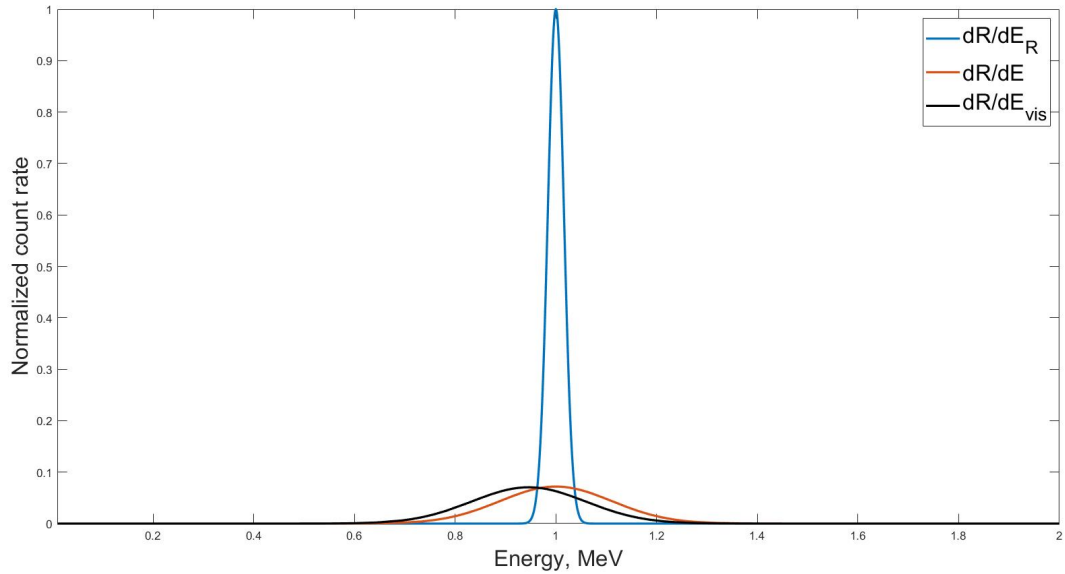


Рисунок 2 — Теоретические спектры событий от частиц тёмной материи по энергиям отдачи протона (синий), энергии отдачи протона с учётом разрешения детектора (красный) и энергии регистрируемой детектором с учётом эффекта квенчинга (чёрный)

Как видно из рисунка 2, спектр с учётом разрешения детектора, как ожидалось, имеет меньшее максимальное значение, а также большую дисперсию, чем спектр по энергии отдачи. Но интерес представляет регистрируемый на детекторе спектр  $\frac{dR}{dE_{vis}}$ , среднее значение которого из-за эффекта квенчинга не лежит в области изначально возможных энергий отдачи протона.

## 2 Предполагаемый метод отбора событий

### 2.1 Ранее использованные критерии

Ранее были использованы следующие критерии отбора событий-кандидатов

- Мюонное вето
- Событие-кандидат не должно быть шумом электроники
- Тип триггера 1
- Событие-кандидат должно иметь один кластер

Метод можно дополнить критериями отбора, связанными формой исследуемых импульсов.

## 2.2 Параметр Гатти

Параметр Гатти – параметр формы импульса электрического сигнала, возникающего в детекторе при прохождении через него элементарной частицы [12].

По известным формам импульса от интересующих частиц, определяются нормированные числа фотонов  $\alpha_i, \beta_i$ , регистрируемые детектором в  $i$ -том промежутке времени (бине) электрического сигнала. Затем вычисляются значения весов

$$P_i = \frac{\alpha_i - \beta_i}{\alpha_i + \beta_i} \quad (12)$$

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

$$G = \sum_i P_i s_i \quad (13)$$

Так как знак весов определяется типом частицы, то значение параметра Гатти тоже будет зависеть от типа частицы. Для  $\alpha$ -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 фона.

## 2.3 Отношение «tail-to-total» для электрических импульсов

Время высвечивания сцинтилляционной вспышки зависит от типа регистрируемой сцинтилляционным детектором частицы. На этом основан метод «tail-to-total» разделения регистрируемых элементарных частиц по типу: отношение интеграла «хвоста» электрического импульса к интегралу импульса целиком различно для разных частиц.

## 3 Заключение

- Был произведён расчёт теоретического спектра событий от взаимодействия протонов мишени с частицами возбуждённой тёмной материи. Полученный спектр даёт повод для экспериментального поиска возбуждённой тёмной материи с помощью детектора Борексино.
- Были предложены предполагаемые критерии отбора событий-кандидатов

## Список литературы

- [1] Review of Particle Physics Particle Data Group Progress of Theoretical and Experimental Physics, Volume 2022, Issue 8, August 2022, 083C01
- [2] E. Aprile, et al., The XENON100 dark matter experiment, Astroparticle Physics, Volume 35, Issue 9, 2012
- [3] The INTEGRAL mission, C. Winkler, et al., A&A, 411 1 (2003) L1-L6



- [4] V. Bonvicini, et al. The PAMELA experiment in space, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Volume 461, Issues 1–3, 2001
- [5] Exciting dark matter and the INTEGRAL/SPI 511 keV signal, Douglas P. Finkbeiner and Neal Weiner, *Phys. Rev. D* 76, 083519 – Published 22 October 2007
- [6] Inelastic dark matter in light of DAMA/LIBRA Spencer Chang, Graham D. Kribs, David Tucker-Smith, and Neal Weiner, *Phys. Rev. D* 79, 043513 – Published 12 February 2009
- [7] Gioacchino Ranucci, et al., *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, Volume 91, Issues 1–3, 2001
- [8] M. Agostini, et al., Search for low-energy neutrinos from astrophysical sources with Borexino, *Astroparticle Physics*, Volume 125, 2021
- [9] The Borexino Collaboration. Experimental evidence of neutrinos produced in the CNO fusion cycle in the Sun. *Nature* 587, 577–582 (2020).
- [10] Alvaro E. Chavarria, Sensitivity of Borexino to Excited Dark Matter (XDM)
- [11] Machulin, I., et. al, G4bx simulation of Am-Be source in Borexino, Borexino Internal Memo, 2009.
- [12] E. Gatti and F. De Martini, A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters, *Nuclear Electronics* 2, 265 (1962).