

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

УДК 539.12.01

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПАДА ЧАСТИЦ СКРЫТОЙ МАССЫ

Научный руководитель
д.ф.-м.н.

_____ К. М. Белоцкий

Студент

_____ Я. А. Басов

Москва, 2025

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Построение модели	4
2 Поиск аналитического решения	6
2.1 Работа с зарядовым сопряжением	6
2.2 Расчет ширины распада $X \rightarrow e^+ + e^-$	7
2.3 Расчет ширины распада $X \rightarrow e^+ + e^+$	8
2.4 Расчет ширины распада $X \rightarrow Y^- + e^+ + \gamma$	9
3 Моделирование	12
Заключение	14

ВВЕДЕНИЕ

Избыток позитронов в космических лучах, впервые обнаруженный экспериментом PAMELA [1] и в дальнейшем нашедший подтверждение в данных экспериментов AMS-02 и Fermi-LAT [2; 3], все еще остается без общепризнанного объяснения. Наиболее многообещающим предположением о природе так называемой позитронной аномалии является существование ранее неизвестных источников первичных позитронов, самыми популярными кандидатами в которые являются пульсары и скрытая масса. Однако существующие модели имеют существенную проблему с производством сопутствующего гамма-излучения.

В данной работе проводится поиск возможного решения проблемы позитронной аномалии путем рассмотрения подавления гамма-излучения в моделях с модой распада бозонной и фермионной частицы скрытой массы. Исследуется влияние эффектов спинового и кулоновского взаимодействия, тождественности частиц, количества позитронов в конечном состоянии. Влияние может оказывать принцип запрета Паули [4], что приведет к подавлению гамма-излучения. В работе рассматриваются следующие возможные случаи массивных частиц скрытой массы: скалярный и векторный бозоны X (заряд 0, +1, +2) в паре с фермионами (заряд -1, 0, +1); фермионы X (заряд +1) в паре со скалярным и векторным бозоном Y (заряд 0). В ходе работы планируется проверка результатов исследования распада двухпозитронной моды частицы с зарядом +2 [5].

1 ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ

В работе были рассмотрены следующие возможные случаи массивных частиц скрытой массы.

В распаде вида $X \rightarrow e^+ + e^\pm$:

- скалярный бозон X (заряд 0, +2);
- векторный бозон X (заряд 0, +2).

В распаде вида $X \rightarrow e^+ + Y$:

- скалярный бозон X (заряд 0, +1, +2) и фермион Y (заряд -1, 0, +1);
- векторный бозон X (заряд 0, +1, +2) и фермион Y (заряд -1, 0, +1);
- фермион X (заряд +1) и скалярный бозон Y (заряд 0);
- фермион X (заряд +1) и векторный бозон Y (заряд 0).

Для этих случаев с учетом спиновых состояний [6] написаны соответствующие лагранжианы, включающие члены, описывающие моду распада частицы X:

$$\mathcal{L}_{X^0 scalar} = \frac{1}{2}\partial_\mu X \partial^\mu X - \frac{1}{2}M_X^2 X^2 - \lambda\bar{\psi}X\psi, \quad (1)$$

$$\mathcal{L}_{X^{++} scalar} = D_\mu X^\dagger D^\mu X - M_X^2 X^\dagger X - \lambda\bar{\psi}X\psi^C - \lambda\bar{\psi}^C X^\dagger\psi, \quad (2)$$

$$\mathcal{L}_{X^0 vector} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}M_X^2 X_\mu X^\mu - \lambda\bar{\psi}\gamma^\mu X_\mu\psi, \quad (3)$$

$$\mathcal{L}_{X^{++} vector} = -\frac{1}{2}F_{\mu\nu}^\dagger F^{\mu\nu} + M_X^2 X_\mu^\dagger X^\mu - \lambda\bar{\psi}\gamma^\mu X_\mu\psi^C - \lambda\bar{\psi}^C\gamma^\mu X_\mu^\dagger\psi, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{X^0 scalar, Y^- fermion} = & \frac{1}{2}\partial_\mu X \partial^\mu X - \frac{1}{2}M_X^2 X^2 + i\bar{Y}\gamma^\mu D_\mu Y - \\ & - m_y\bar{Y}Y - \lambda X\bar{\psi}Y - \lambda X\psi\bar{Y}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{X^+ scalar, Y^0 fermion} = & D_\mu X^\dagger D^\mu X - M_X^2 X^\dagger X + iY\gamma^\mu\partial_\mu Y - \\ & - m_y Y^2 - \lambda X\psi Y - \lambda X^\dagger\bar{\psi}Y, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{X^{++} scalar, Y^+ fermion} = & D_\mu X^\dagger D^\mu X - M_X^2 X^\dagger X + i\bar{Y}\gamma^\mu D_\mu Y - \\ & - m_y\bar{Y}Y - \lambda X\psi\bar{Y} - \lambda X^\dagger\bar{\psi}Y, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{X^0vector,Y^-fermion} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}M_X^2X_\mu X^\mu + i\bar{Y}\gamma^\mu D_\mu Y - \\ & -m_y\bar{Y}Y - \lambda Y\gamma^\mu X_\mu\psi - \lambda\bar{Y}\gamma^\mu X_\mu\bar{\psi},\end{aligned}\tag{8}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{X^+vector,Y^0fermion} = & -\frac{1}{2}F_{\mu\nu}^\dagger F^{\mu\nu} + M_X^2X_\mu^\dagger X^\mu + iY\gamma^\mu\partial_\mu Y - \\ & -m_yY^2 - \lambda\bar{\psi}\gamma^\mu X_\mu^\dagger Y - \lambda Y\gamma^\mu X_\mu\psi,\end{aligned}\tag{9}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{X^{++}vector,Y^+fermion} = & -\frac{1}{2}F_{\mu\nu}^\dagger F^{\mu\nu} + M_X^2X_\mu^\dagger X^\mu + i\bar{Y}\gamma^\mu D_\mu Y - \\ & -m_y\bar{Y}Y - \lambda\bar{\psi}\gamma^\mu X_\mu^\dagger Y - \lambda\bar{Y}\gamma^\mu X_\mu\psi,\end{aligned}\tag{10}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{X^+fermion,Y^0scalar} = & \frac{1}{2}\partial_\mu Y\partial^\mu Y - \frac{1}{2}m_y^2Y^2 + i\bar{X}\gamma^\mu D_\mu X - \\ & -M_X\bar{X}X - \lambda\bar{X}\psi Y - \lambda X\bar{\psi}Y,\end{aligned}\tag{11}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{X^+fermion,Y^0vector} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_y^2Y_\mu Y^\mu + i\bar{X}\gamma^\mu D_\mu X - \\ & -M_X\bar{X}X - \lambda\psi\gamma^\mu Y_\mu X - \lambda\bar{\psi}\bar{X}\gamma^\mu Y_\mu,\end{aligned}\tag{12}$$

где M_X – масса частицы X , m_y – масса частицы Y , λ – константа взаимодействия, ψ – биспиноры электронов и позитронов.

2 ПОИСК АНАЛИТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ

2.1 Работа с зарядовым сопряжением

Для распадов вида $X \rightarrow e^+ + e^-$ и $X \rightarrow e^+ + e^+$ лагранжианы взаимодействия выглядят разным образом, что приводит к изменению правил расчета матричных элементов. Их можно получить из соотношений для биспиноров [6] $\psi^C = C(\bar{\psi})^T$, $\overline{\psi^C} = (C(\bar{\psi})^T)^\dagger \gamma_0 = \psi^T C$, где $C = i\gamma_2\gamma_0$ – матрица оператора зарядового сопряжения в базисе Дирака со свойствами $C^+ = C^{-1} = C^T = -C = i\gamma_0\gamma_2$. Разложение $\psi(x)$ по собственным функциям гамильтониана Дирака имеет вид:

$$\psi(x) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \sum_s (a_p^s u^s(p) e^{-ipx} + b_p^{s\dagger} v^s(p) e^{ipx}), \quad (13)$$

$$\overline{\psi}(x) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \sum_s (b_p^s \bar{v}^s(p) e^{-ipx} + a_p^{s\dagger} \bar{u}^s(p) e^{ipx}), \quad (14)$$

где a_p^s – оператор уничтожения e^- с биспинором u , $b_p^{s\dagger}$ – оператор рождения e^+ с биспинором v , b_p^s – оператор уничтожения e^+ с биспинором \bar{v} , $a_p^{s\dagger}$ – оператор рождения e^- с биспинором \bar{u} . После применения операции зарядового сопряжения:

$$\psi^C(x) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \sum_s (b_p^s u^s(p) e^{-ipx} + a_p^{s\dagger} v^s(p) e^{ipx}), \quad (15)$$

$$\overline{\psi^C}(x) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \sum_s (a_p^s \bar{v}^s(p) e^{-ipx} + b_p^{s\dagger} \bar{u}^s(p) e^{ipx}), \quad (16)$$

где a_p^s – оператор уничтожения e^- с биспинором \bar{v} , $b_p^{s\dagger}$ – оператор рождения e^+ с биспинором \bar{u} , b_p^s – оператор уничтожения e^+ с биспинором u , $a_p^{s\dagger}$ – оператор рождения e^- с биспинором v .

Операторы рождения и уничтожения в этих разложениях поменялись местами относительно соответствующих несопряженных версий. Это означает, что для правил Фейнмана зарядово сопряженная частица ведет себя так же, как и частица (за исключением перестановки испульсов тождественных частиц): она обладает теми же биспинорами в начальном и конечном состоянии, тем же пропагатором, а в вершинном члене меняется только знак заряда. Таким образом, матричный элемент двух распадов составляется из одинаковых биспиноров. В распаде $X \rightarrow e^\pm + e^\mp$ фермионам в конечном состоянии соответствуют биспиноры: e^- , $C(e^-) - \bar{u}(p_1)$ и $e^+ - v(p_2)$.

2.2 Расчет ширины распада $X \rightarrow e^+ + e^-$

Дифференциальная ширина распада определяется выражением

$$d\Gamma = \frac{1}{2M_X} \frac{1}{2S_X + 1} \prod_{i=1}^N \frac{d^3 p_i}{2E_i(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_X - \sum_{i=1}^N p_i) \sum_{s_1, s_2} |\mathcal{M}|^2. \quad (17)$$

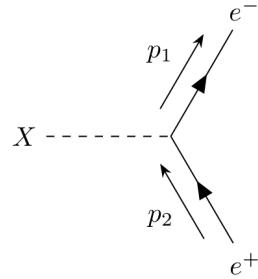


Рисунок 1 — Диаграмма Фейнмана для распада $X \rightarrow e^+ + e^-$.

Для расчета ширины распада строим матричный элемент в соответствии с диаграммой Фейнмана (рисунок 1):

$$i\mathcal{M} = (-i\lambda)\bar{u}^{s_1}(p_1)v^{s_2}(p_2). \quad (18)$$

Квадрат матричного элемента распада:

$$\sum_{s_1, s_2} |\mathcal{M}|^2 = \lambda^2 \sum_{s_1, s_2} \bar{u}^{s_1}(p_1)v^{s_2}(p_2)\bar{v}^{s_2}(p_2)u^{s_1}(p_1). \quad (19)$$

После суммирования и преобразований матричный элемент принимает значение константы:

$$\sum_{s_1, s_2} |\mathcal{M}|^2 = 2\lambda^2 M_X^2 \left(1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2}\right), \quad (20)$$

где m_e — масса электрона.

Полная ширина распада:

$$\Gamma = \frac{\lambda^2 M_X}{8\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2}} \left(1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2}\right). \quad (21)$$

2.3 Расчет ширины распада $X \rightarrow e^+ + e^+$

Строим матричный элемент с учетом тождественности частиц в конечном состоянии в соответствии с диаграммами Фейнмана (рисунок 2):

$$i\mathcal{M} = (-i\lambda)\bar{u}^{s_1}(p_1)v^{s_2}(p_2) + (-i\lambda)\bar{u}^{s_2}(p_2)v^{s_1}(p_1). \quad (22)$$

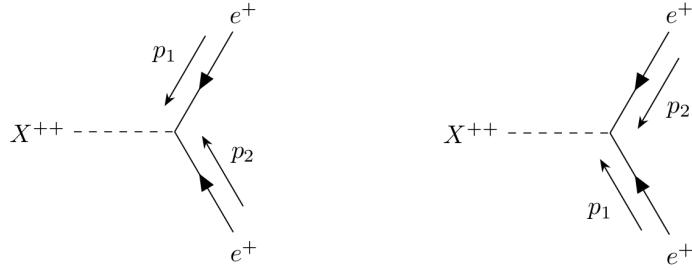


Рисунок 2 — Диаграммы Фейнмана для распада $X \rightarrow e^+ + e^+$.

Квадрат матричного элемента распада:

$$\begin{aligned} \sum_{s_1, s_2} |\mathcal{M}|^2 &= \lambda^2 \sum_{s_1, s_2} (\bar{u}^{s_1}(p_1)v^{s_2}(p_2)\bar{v}^{s_2}(p_2)u^{s_1}(p_1) + \bar{u}^{s_2}(p_2)v^{s_1}(p_1)\bar{v}^{s_1}(p_1)u^{s_2}(p_2) + \\ &\quad + \bar{u}^{s_1}(p_1)v^{s_2}(p_2)\bar{v}^{s_1}(p_1)u^{s_2}(p_2) + \bar{u}^{s_2}(p_2)v^{s_1}(p_1)\bar{v}^{s_2}(p_2)u^{s_1}(p_1)). \end{aligned} \quad (23)$$

После суммирования и преобразований матричный элемент принимает значение константы:

$$\sum_{s_1, s_2} |\mathcal{M}|^2 = 4\lambda^2 M_X^2 \left(1 + \frac{4m_e^2}{M_X^2}\right). \quad (24)$$

Полная ширина распада:

$$\Gamma = \frac{\lambda^2 M_X}{4\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2}} \left(1 + \frac{4m_e^2}{M_X^2}\right). \quad (25)$$

По сравнению со случаем распада $X \rightarrow e^- + e^+$ (формула (21)) ширина распада увеличилась вдвое, а также изменился знак в одной из скобок. Таким образом, можно говорить о качественном отличии двух случаев.

2.4 Расчет ширины распада $X \rightarrow Y^- + e^+ + \gamma$

Матричные элементы в соответствии с диаграммами Фейнмана (рисунок 3):

$$\begin{aligned} i\mathcal{M}_A &= \bar{u}(p_1)(-ie\gamma^\mu)\epsilon_\mu^*(k)i\frac{\not{q}_1 + m_y}{q_1^2 - m_y^2}(-i\lambda)v(p_2), \\ i\mathcal{M}_B &= \bar{u}(p_1)(-i\lambda)i\frac{-\not{q}_2 + m_e}{q_2^2 - m_e^2}(-ie\gamma^\mu)\epsilon_\mu^*(k)v(p_2), \end{aligned} \quad (26)$$

где $q_1 = p_1 + k$, $q_2 = p_2 + k$ – импульсы виртуальных фотонов, e – элементарный электрический заряд.

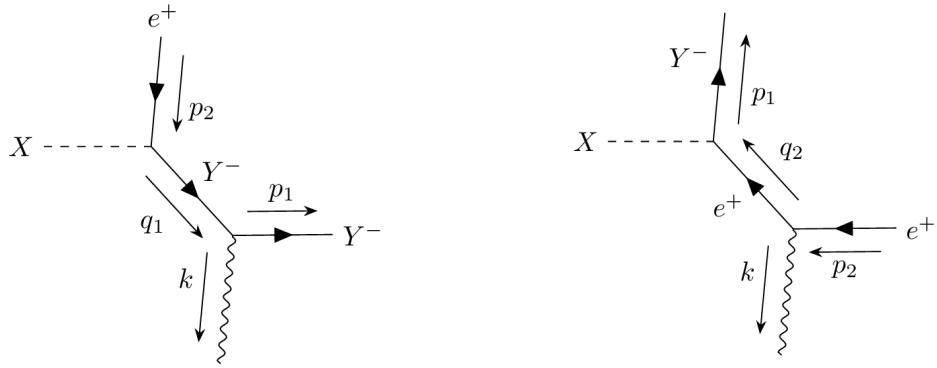


Рисунок 3 – Диаграммы Фейнмана для распада $X \rightarrow Y^- + e^+ + \gamma$.

Полный матричный элемент:

$$i\mathcal{M} = -ie\lambda \bar{u}(p_1) \left(\gamma^\mu \frac{\not{q}_1 + m_y}{2p_1 \cdot k} + \frac{-\not{q}_2 + m_e}{2p_2 \cdot k} \gamma^\mu \right) \epsilon_\mu^*(k) v(p_2). \quad (27)$$

Квадрат матричного элемента:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= e^2 \lambda^2 \epsilon_\mu^*(k) \epsilon_\nu(k) \bar{u}(p_1) \left(\gamma^\mu \frac{\not{q}_1 + m_y}{2p_1 \cdot k} + \frac{-\not{q}_2 + m_e}{2p_2 \cdot k} \gamma^\mu \right) \cdot \\ &\cdot v(p_2) \bar{v}(p_2) \left(\frac{\not{q}_1 + m_y}{2p_1 \cdot k} \gamma^\nu + \gamma^\nu \frac{-\not{q}_2 + m_e}{2p_2 \cdot k} \right) u(p_1). \end{aligned} \quad (28)$$

После суммирования по поляризациям фотона и спинам фермионов:

$$\sum_{s_1, s_2, \lambda'} |\mathcal{M}|^2 = \frac{-e^2 \lambda^2}{4} \left(\frac{T_{11}}{(p_1 \cdot k)^2} + \frac{T_{12} + T_{21}}{(p_1 \cdot k)(p_2 \cdot k)} + \frac{T_{22}}{(p_2 \cdot k)^2} \right), \quad (29)$$

где матричные следы T_{11} , T_{12} , T_{21} , T_{22} определены как

$$\begin{aligned} T_{11} &= \text{Tr} \left((\not{p}_1 + m_y) \gamma^\mu (\not{q}_1 + m_y) (\not{p}_2 - m_e) (\not{q}_1 + m_y) \gamma_\mu \right), \\ T_{12} &= \text{Tr} \left((\not{p}_1 + m_y) \gamma^\mu (\not{q}_1 + m_y) (\not{p}_2 - m_e) \gamma_\mu (-\not{q}_2 + m_e) \right), \\ T_{21} &= \text{Tr} \left((\not{p}_1 + m_y) (-\not{q}_2 + m_e) \gamma^\mu (\not{p}_2 - m_e) (\not{q}_1 + m_y) \gamma_\mu \right), \\ T_{22} &= \text{Tr} \left((\not{p}_1 + m_y) (-\not{q}_2 + m_e) \gamma^\mu (\not{p}_2 - m_e) \gamma_\mu (-\not{q}_2 + m_e) \right). \end{aligned} \quad (30)$$

После вычисления следов матриц и приведения подобных слагаемых матричный элемент принимает вид

$$\begin{aligned} \sum_{s_1, s_2, \lambda'} |\mathcal{M}|^2 = & 4e^2 \lambda^2 \left(2 + 2 \frac{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_e m_y (p_1 \cdot p_2)}{(p_1 \cdot k)(p_2 \cdot k)} + \right. \\ & + \frac{p_2 \cdot k + 2p_1 \cdot p_2 - m_y^2}{(p_1 \cdot k)} + m_y^2 \frac{m_e m_y - p_1 \cdot p_2 - p_2 \cdot k}{(p_1 \cdot k)^2} + \\ & \left. + \frac{p_1 \cdot k + 2p_1 \cdot p_2 - m_e^2}{(p_2 \cdot k)} + m_e^2 \frac{m_e m_y - p_1 \cdot p_2 - p_1 \cdot k}{(p_2 \cdot k)^2} \right). \end{aligned} \quad (31)$$

На основе кинематики распада в 3 частицы вычислены пределы на энергию частицы Y :

$$\begin{aligned} E_1^\pm &= \frac{(E_{1m} - E_\gamma) (M_X - E_\gamma) \pm E_\gamma \sqrt{(E_{\gamma m} - E_\gamma) (A - E_\gamma)}}{M_X - 2E_\gamma}, \\ E_{1m} &= \frac{M_X^2 + m_y^2 - m_e^2}{2M_X}, \quad E_{2m} = \frac{M_X^2 + m_e^2 - m_y^2}{2M_X}, \quad E_{\gamma m} = \frac{M_X^2 - (m_e + m_y)^2}{2M_X}, \\ E &= \frac{M_X^2 - m_e^2 - m_y^2}{2M_X}, \quad A = \frac{M_X^2 - (m_e - m_y)^2}{2M_X}, \end{aligned} \quad (32)$$

где E_1 – энергия частицы Y , E_2 – энергия позитрона, E_γ – энергия фотона конечного состояния, E_{1m} – максимально возможная энергия частицы Y , E_{2m} – максимально возможная энергия позитрона, $E_{\gamma m}$ – максимально возможная энергия фотона, E, A – параметры для универсальности и краткости обозначений.

Для удобства интегрирования по переменной E_1 – энергии частицы Y –

матричный элемент можно представить в виде

$$\sum_{s_1, s_2, \lambda'} |\mathcal{M}|^2 = 4e^2 \lambda^2 \left(\frac{E_\gamma^2 - 2E_\gamma E_{\gamma m} + 2E_{\gamma m} E}{(E_{2m} - E_2)(E_{1m} - E_1)} - \right. \\ \left. - \frac{E_{\gamma m}}{M_X} \left(\frac{m_e^2}{(E_{2m} - E_2)^2} + \frac{m_y^2}{(E_{1m} - E_1)^2} \right) \right). \quad (33)$$

Выражение для дифференциальной ширины распада в 3 частицы в системе покоя родительской частицы имеет вид:

$$d\Gamma = \frac{\sum_{s_1, s_2, \lambda'} |\mathcal{M}|^2}{2M_X(2\pi)^5(2S_X + 1)} \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 p_i}{2E_i} \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_\gamma) \delta(E_1 + E_2 + E_\gamma - M_X). \quad (34)$$

После интегрирования дифференциальной ширины распада по нескольким кинематическим переменным остается интеграл

$$\frac{d\Gamma}{dE_\gamma} = \frac{1}{8M_X(2\pi)^3} \int_{E_1^-}^{E_1^+} \sum_{s_1, s_2, \lambda'} |\mathcal{M}|^2 dE_1. \quad (35)$$

Дифференциальная ширина распада в зависимости от энергии фотона принимает вид

$$\frac{d\Gamma}{dE_\gamma} = \frac{e^2 \lambda^2}{2M_X^2(2\pi)^3} \left(\frac{m_e^2 E_{\gamma m}}{E_1 + E_\gamma + E_{2m} - M_X} - \frac{m_y^2 E_{\gamma m}}{E_{1m} - E_1} + \right. \\ \left. + \frac{M_X}{E_\gamma} (E_\gamma^2 - 2E_\gamma E_{\gamma m} + 2E_{\gamma m} E) \ln \frac{E_1 + E_\gamma + E_{2m} - M_X}{E_{1m} - E_1} \right) \Big|_{E_1^-}^{E_1^+}, \quad (36)$$

3 МОДЕЛИРОВАНИЕ

Создание расширений Стандартной модели, предполагающих существование рассмотренных частиц, было произведено с помощью программы FeynRules. За основу была выбрана Стандартная модель, установленная в FeynRules. В качестве входных данных использовались соответствующие лагранжианы частиц скрытой массы X и Y и их взаимодействий, заданных формулами (1-12), масса частицы X – 1000 ГэВ, масса частицы Y – 0,1 ГэВ, константа взаимодействия $\lambda = 1$.

Моделирование распада частицы X в электроны, позитроны, частицы Y и фотоны производилось в программах CompHEP и MadGraph 5, использующих файлы моделей, созданные в программе FeynRules. Были рассмотрены следующие моды распада:

$$X \rightarrow e^+ + Y + \gamma, \quad X \rightarrow e^+ + e^\pm + \gamma,$$

Обе программы являются Монте-Карло генераторами, что позволяет получить более достоверные результаты при генерации большего количества событий.

Было произведено моделирование двух видов распадов частиц как с фотоном в конечном состоянии, так и без него. Во втором случае ширина распада рассчитывалась аналитически в программе CompHEP, численно в программе MadGraph 5, при этом проводилось сравнение результатов с аналитическим решением для различных масс частиц (формулы (21, 25)). Полученные значения приведены в таблицах 1, 2.

Таблица 1 – Ширины распадов вида $X \rightarrow e + e$ при $m_e = 5, 11 \cdot 10^{-4}$ ГэВ

Вид распада	CompHEP, ГэВ	MadGraph 5, ГэВ	Аналитическая, ГэВ
$X \rightarrow e^+ + e^-$	39,79	39,79	39,79
$X \rightarrow e^+ + e^+$	19,89	79,58	79,58

Таблица 2 – Ширины распадов вида $X \rightarrow e + e$ при $m_e = 100$ ГэВ

Вид распада	CompHEP, ГэВ	MadGraph 5, ГэВ	Аналитическая, ГэВ
$X \rightarrow e^+ + e^-$	37,43	37,43	37,43
$X \rightarrow e^+ + e^+$	18,71	74,85	81,09

Полученные в программе MadGraph 5 значения совпадают с теоретическим расчетом в случае малых масс частиц конечного состояния, но при больших массах наблюдается расхождение ввиду использования программой приближения, приводящего к увеличению ширины распада в 2 раза в случае с тождественными частицами в конечном состоянии.

Построены графики зависимости по энергии энергетических спектров распада $X \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ для аналитического решения и данных моделирования в программах MadGraph 5 и CompHEP (рисунок 4). Построенные графики аналитического решения и моделирования в MadGraph 5 совпадают на всем промежутке рассматриваемых энергий фотона в конечном состоянии, что говорит о корректности работы программы MadGraph 5 и некорректности работы программы CompHEP при моделировании подобных процессов.

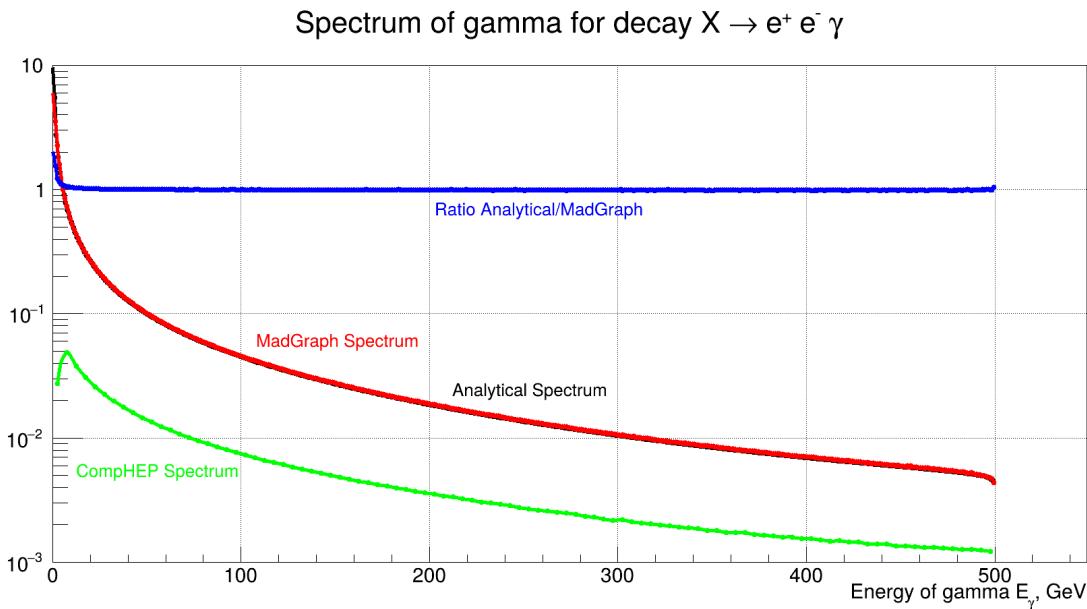


Рисунок 4 — Аналитический и смоделированный фотонные спектры распада $X \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ и их отношение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проводилось исследование возможных вариантов моды распада бозонных и фермионных частиц скрытой массы. Рассмотрены 12 моделей существования заряженных и незаряженных частиц скрытой массы и их мод распадов с и без испускания фотона высокой энергии. Произведено моделирование процессов распада частиц и получены энергетические спектры. При исследовании всех моделей также производилась проверка согласования работы Монте-Карло генераторов и сравнение их точности в расчетах процессов распада частиц.

Для проверки данных моделирования аналитически были получены формулы дифференциальной ширины распада скалярной частицы скрытой массы на электрон или позитрон, позитрон и фотон в зависимости от энергии фотона. Данные моделирования и спектр аналитического решения полностью совпадают в случае незаряженной частицы, что позволяет говорить о верности работы программ для моделирования в подобных случаях, однако при использовании зарядового сопряжения у используемых программ наблюдаются существенные расхождения друг с другом и с аналитическим решением ввиду неправильного учета нестандартных эффектов квантовой теории поля.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5–100 GeV / O. Adriani [и др.] // Nature. — 2009. — Т. 458. — С. 607–609.
2. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV / M. Aguilar [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Т. 110, вып. 14.
3. Measurement of Separate Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra with the Fermi Large Area Telescope / M. Ackermann [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 108, вып. 1. — С. 011103.
4. Indirect effects of dark matter / K. M. Belotsky [и др.] // Int. J. Mod. Phys. D. — 2019. — Т. 28, № 13.
5. Barak R., Belotsky K., Shlepkina E. Proposition of FSR Photon Suppression Employing a Two-Positron Decay Dark Matter Model to Explain Positron Anomaly in Cosmic Rays // Universe. — 2023. — Т. 9, № 8. — С. 370.
6. Peskin M. E., Schroeder D. V. An Introduction to Quantum Field Theory. — Boulder, CO: Westview Press, 1995. — С. 864.