Теоретическое исследование физики возможного взаимодействия скрытой массы на основе данных по космическим лучам и крупномасштабной структуре Вселенной

Выполнил: Камалетдинов Айрат
Научный руководитель: Белоцкий К.М.

Национальный Исследовательский Ядерный Университет МИФИ

2 июля 2020 г.

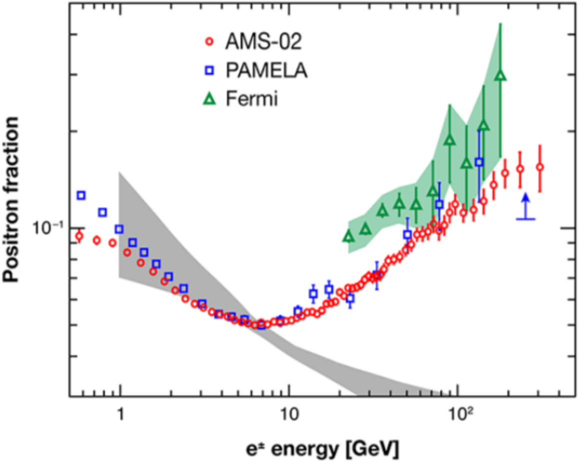
Часть 1

Поиск подавления выхода фотонов от распадов частиц скрытой массы

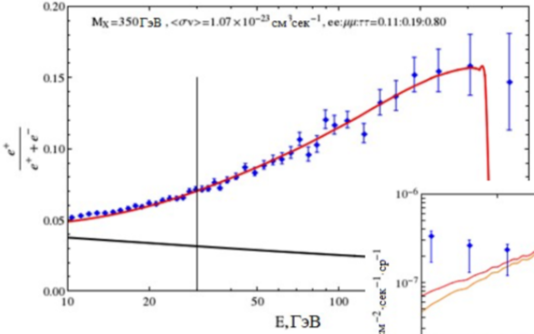
Позитронная аномалия

Pamela
Спутник: Ресурс ДК1
Since: 15 june 2006

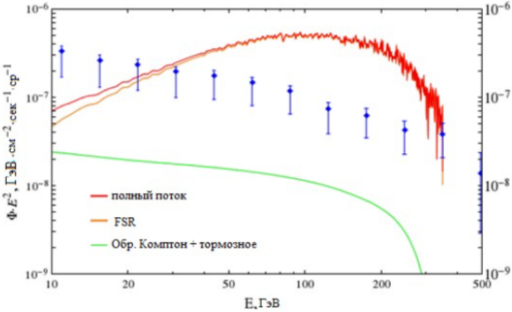
АМС-02
Установлен на МКС
Since: 16 may 2011



Противоречия с данными по IRGB



Satisfactory description of the positron fraction



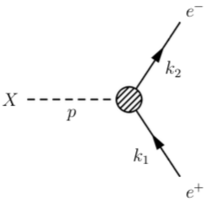
Strong contradiction (excess) in IGRB

Идея параметризации вершины взаимодействия

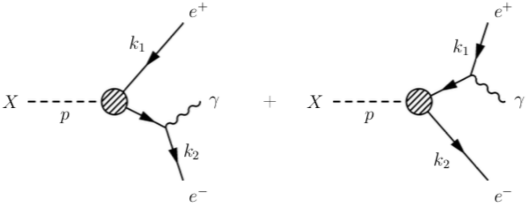
Мы начали с рассмотрения простейших вершин распада вида:

$$\mathcal{L} = X\bar{\Psi}(a + b\gamma^5)\Psi \qquad \text{и} \qquad \mathcal{L} = X_\mu\bar{\Psi}\gamma^\mu(a + b\gamma^5)\Psi$$

Двухчастичный



Трехчастичный



Подавление выхода фотона достигается при

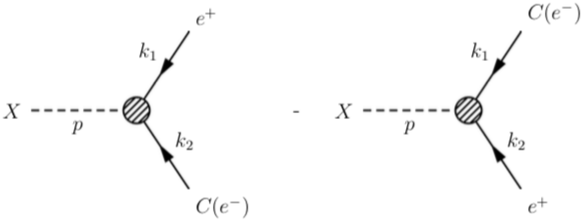
$$\frac{\sigma(X \to e^- e^+ \gamma)}{\sigma(X \to e^- e^+)} \to min \qquad \text{где a и b фиксированы}$$

Распад на тождественные позитроны

Так же была рассмотрена модель дважды заряженной скрытой массы

$$\mathcal{L}_C = X\overline{\psi^C}(a + b\gamma^5)\psi + X^*\overline{\psi}(a + b\gamma^5)\psi^C.$$
$$X \to e^+e^+ \qquad X^* \to e^-e^-$$

Предполагается отсутствие частиц X^* в секторе темной материи.



Подобные модели тяжелой дважды заряженной скрытой массы предлагаются например в `arXiv:1411.365` и `arXiv:astro-ph/0511789`

Независимость выхода фотонов от параметризации

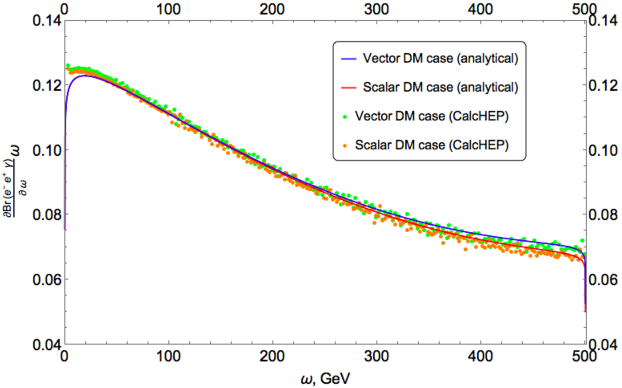
Для $X \to e^- e^+ (\gamma)$

	$\mathcal{L} = X\bar{\Psi}(a + b\gamma^5)\Psi$	$\mathcal{L} = X_\mu \bar{\Psi}\gamma^\mu(a + b\gamma^5)\Psi$
$\lvert M\rvert^2_{2\ body}$	$2\ (a^2 + b^2) m_X^2$	$4\ (a^2 + b^2) m_X^2$
$\lvert M\rvert^2_{(3\ body)}$	$(a^2 + b^2) F(k_1, k_2, l)$	$(\mathrm{a}^2 + b^2) G(k_1, k_2, l)$
$\frac{\sigma(e^- e^+ \gamma)}{\sigma(e^- e^+)}$	$\frac{F(k_1,k_2,l)}{2\ m_X^2}$	$\frac{G(k_1,k_2,l)}{4\ m_X^2}$

Для $X \to e^+ e^+ (\gamma)$ $\quad \mathcal{L} = X\overline{\Psi^C}\hat{O}\Psi + X^*\overline{\Psi}\hat{O}\Psi^C \quad |in\rangle \equiv \hat{X}|0\rangle$

	$\mathcal{L} = X\bar{\Psi}^C(a + b\gamma^5)\Psi$	$\mathcal{L} = X_\mu \bar{\Psi}^C\gamma^\mu(a + b\gamma^5)\Psi$
$\lvert M\rvert^2_{(2\ body)}$	$8\ (a^2 + b^2) m_X^2$	$16\ b^2 m_X^2$
$\lvert M\rvert^2_{(3\ body)}$	$(a^2 + b^2) F(k_1, k_2, l)$	$b^2 G(k_1, k_2, l)$
$\frac{\sigma(e^+ e^+ \gamma)}{\sigma(e^+ e^+)}$	$\frac{F(k_1,k_2,l)}{8\ m_X^2}$	$\frac{G(k_1,k_2,l)}{16\ m_X^2}$

Наличие подавления **скалярной** связи $\mathcal{L} = X\overline{\Psi}(a + b\gamma^5)\Psi$ в сравнении с **векторной** $\mathcal{L} = X_\mu\overline{\Psi}\gamma^\mu(a + b\gamma^5)\Psi$



$$\left.\frac{\partial\sigma(e^-e^+\gamma)/\partial\omega}{\sigma(e^-e^+)}\right|_{scalar} = -e^2\left.\frac{(m^2 - 2m\omega + 2\omega^2)\log(|\frac{m-2E_1}{m-2(E_1+\omega)}|)}{4\pi^2 m^2\omega}\right|_{E_1^-}^{E_1^+}$$

$$\left.\frac{\partial\sigma(e^-e^+\gamma)/\partial\omega}{\sigma(e^-e^+)}\right|_{vector} = -e^2\left.\frac{(m^2 - 2m\omega + 2\omega^2)\log(|\frac{m-2E_1}{m-2(E_1+\omega)}|) - 4E_1\omega}{4\pi^2 m^2\omega}\right|_{E_1^-}^{E_1^+}$$

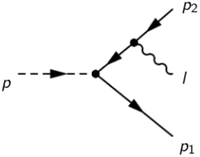
Вершина с производной

Был рассмотрен класс вершин взаимодействия, имеюших зависимость от импульса распадающейся частицы:

$$\mathcal{L} = \overline{\Psi}\gamma^{\mu}(a + b\frac{\gamma^{\nu}\partial_{\nu}}{m})X_{\mu}\Psi \qquad \mathcal{L} = \overline{\Psi}\gamma^{\mu}(a + b\frac{(\gamma^{\nu}\partial_{\nu})(\gamma^{\rho}\partial_{\rho})\ldots}{m^n})X_{\mu}\Psi$$

$$\mathcal{L} = \overline{\Psi}\gamma^{\mu}(a\gamma^5 + b\frac{(\gamma^{\nu}\partial_{\nu})}{m})X_{\mu}\Psi \qquad \ldots$$

Подобная зависимость позволяет добиться различия в зависимости от параметров a и b между $(X \to e^+e^-)$ и $(X \to e^+e^-\gamma)$, поскольку:



$$(X \to e^+e^-) \;\Rightarrow\; \bar{u}(p_1)\gamma^{\mu}\left(a + b\frac{\hat{p_1} + \cancel{\hat{p_2}}}{m}\right)v(p_2) = \bar{u}(p_1)\gamma^{\mu}\left(a + b\frac{\hat{p_1}}{m}\right)v(p_2)$$

$$(X \to e^+e^-\gamma) \;\Rightarrow\; \bar{u}(p_1)\gamma^{\mu}\left(a + b\frac{\hat{p_1} + \hat{p_2} + \hat{l}}{m}\right)\left[\frac{\hat{p_2} + \hat{l}}{(p_2 + l)^2}\hat{\epsilon}(l)\right]v(p_2)$$

Например для вершины $\mathcal{L} = \overline{\Psi}\gamma^\mu(a + \frac{b(\gamma^\nu\partial_\nu)}{m})X_\mu\Psi$:

$$\frac{\partial Br(e^+e^-\gamma)}{\partial\omega} = -e^2 \frac{(2a^2+b^2)m(m^2-2m\omega+2\omega^2)\log(|\frac{m-2E_\mathbf{1}}{m-2(E_\mathbf{1}+\omega)}|) - 8E_\mathbf{1}\omega(a^2m+2b^2\omega)}{4\pi^2m^3\omega(2a^2+b^2)}\Bigg|_{E_\mathbf{1}^-}^{E_\mathbf{1}^+}$$

Однако данная вершина не приводит к существенному результату. Кроме того класс таких вершин ограничен и невозможно их существенное усложнение до полиномов $f(\hat{p})$ произвольной степени поскольку:

$$\hat{p}\hat{p} \equiv p^2 = m^2$$

$$f(\hat{p}) = a + b\frac{\hat{p}}{m} + c\frac{\hat{p}\hat{p}}{m^2} + d\frac{\hat{p}\hat{p}\hat{p}}{m^3} + ... + A\gamma^5 + B\gamma^5\frac{\hat{p}}{m} + C\gamma^5\frac{\hat{p}\hat{p}}{m^2} + D\gamma^5\frac{\hat{p}\hat{p}\hat{p}}{m^3} + ... =$$
$$= a + b\frac{\hat{p}}{m} + c + d\frac{\hat{p}}{m} + ... + A\gamma^5 + B\gamma^5\frac{\hat{p}}{m} + C\gamma^5 + D\gamma^5\frac{\hat{p}}{m} =$$
$$= (a + c + ...) + (b + d + ...)\frac{\hat{p}}{m} + (A + C + ...)\gamma^5 + (B + D + ...)\gamma^5\frac{\hat{p}}{m}$$

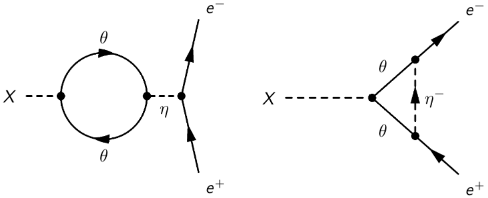
Таким образом $f(\hat{p})$ может быть толкьо линейной функцией от $\hat{p}$

Рассмотрение петлевых вкладов

Зависимости коэффициентов a и b от энергий распада можно так же достичь рассматривая коэффициенты как петлевые формфакторы.

$$a \to F_1(\sqrt{s}), \qquad b \to F_2(\sqrt{s})$$

Были рассмотрены следующие процессы



Соответствующие лагранжианы взаимодействия этих моделей:

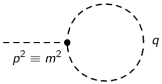
$$\mathcal{L}_{\bigcirc} = X\bar{\theta}(a + \mathrm{i}\, b\gamma^5)\theta + \eta\, \bar{\theta}(c + \mathrm{i}\, d\gamma^5)\theta + \eta\bar{\Psi}\Psi$$

$$\mathcal{L}_{\triangle} = X\bar{\theta}(a + \mathrm{i}\, b\gamma^5)\theta + \eta\, \bar{\theta}(c + \mathrm{i}\, d\gamma^5)\Psi + \eta^*\, \bar{\Psi}(c + \mathrm{i}\, d\gamma^5)\theta$$

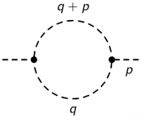
Для рассчета использовалась процедура редукции Пассарино и Вельтмана для однопетлевых интегралов, подробно описанная в работе https://arxiv.org/abs/1105.4319.

Данная процедура заключается в сведении однопетлевых интегралов к линейной комбинации стандартных скалярных интегралов вида:

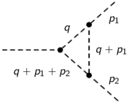
$$A_0(m) = \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{1}{(q^2 - m^2)}$$



$$B_0(p;\ m_1, m_2) = \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{1}{(q^2 - m_1^2)((q+p)^2 - m_2^2)}$$

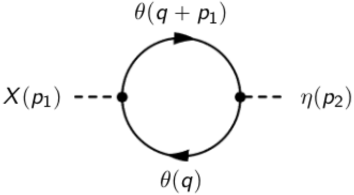


$$C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3) = \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{1}{d_1 d_2 d_3}$$



$d_i \equiv \left((q + \sum_{k=1}^{i-1} p_k)^2 - m_i^2\right)$, Значения которых хорошо известны

Пузырьковая диаграмма



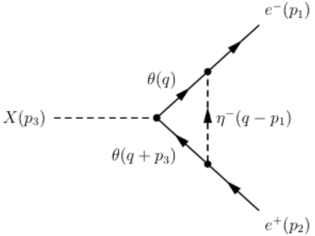
Функции A_0, B_0, C_0 квадратично зависят от своих аргументов. Таким образом петлевой вклад в $(X \to e^+e^-)$ и $(X \to e^+e^-\gamma)$ оказывается одинаковым $\Rightarrow$ уменьшить выход γ можно только уменьшая вероятность самого распада $X \to e^+e^-$.

$$\hat{O} = \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{Tr\Big((a+ib\gamma^5)(\hat{q}+m)(c+id\gamma^5)(\hat{q}+\hat{p_1}+m)\Big)}{(q^2-m^2)((q+p_1)^2-m^2)} =$$

$$= \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{4m^2(ac-bd)}{(q^2-m^2)((q+p_1)^2-m^2)} + \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{4(q^2-p_1\cdot q)(ac+bd))}{(q^2-m^2)((q+p_1)^2-m^2)} =$$

$$= 4m^2(ac-bd)B_0(p_1,m,m) + 4(ac+bd)\Big(A_0(m) + m^2 B_0(p_1,m,m) - \frac{p_1^2}{2} B_0(p_1,m,m)\Big)$$

Треугольная диаграмма (двухчастичный распад)



$$i\,\mathcal{M} = \bar{u}\left[(c+id\gamma^5)\int\frac{d^Dq}{(2\pi)^D}\frac{i(\hat{q}+m_1)(a+ib\gamma^5)i(\hat{q}-\hat{p_1}-\hat{p_2}+m_3)(-i)}{(q^2-m_1^2)((q-p_1)^2-m_2^2)((q-p_1-p_2)^2-m_3^2)}(c+id\gamma^5)\right]v =$$

$$= i\;\bar{u}(p_1)\left[\int\frac{d^Dq}{(2\pi)^D}\frac{\hat{f}_1(q)-i\hat{f}_2(q)\gamma^5}{d_1d_2d_3}\right]v(p_2) \quad ; \qquad d_i \equiv (q-\sum_{k=1}^{i-1}p_k)^2-m_i^2$$

$$\hat{f}_1(q) = a(c^2+d^2)\Big(m_1(\hat{q}-\hat{p_1}-\hat{p_2})+m_3\hat{q}\Big)+a(c^2-d^2)\Big(\hat{q}(\hat{q}-\hat{p_1}-\hat{p_2})+m_1m_3\Big)+$$

$$+2bcd\Big(\hat{q}(\hat{q}-\hat{p_1}-\hat{p_2})-m_1m_3\Big)$$

$$\hat{f}_2(q) = b(c^2+d^2)\Big(m_1(\hat{q}-\hat{p_1}-\hat{p_2})-m_3\hat{q}\Big)+b(c^2-d^2)\Big(\hat{q}(\hat{q}-\hat{p_1}-\hat{p_2})-m_1m_3\Big)-$$

$$-2acd\Big(\hat{q}(\hat{q}-\hat{p_1}-\hat{p_2})+m_1m_3\Big)$$

Сопутствующие вычисления ($X \to e^+e^-$)

Необходимо проинтегрировать следующие вершинные факторы:

$$\hat{f}_\pm(q) = H_{(\pm)}(c^2+d^2)\Big(m_1(\hat{q}-\hat{p}_1-\hat{p}_2) \pm m_3\hat{q}\Big) + H_{(\pm)}(c^2-d^2)\Big(\hat{q}(\hat{q}-\hat{p}_1-\hat{p}_2) \pm m_1 m_3\Big) \pm$$

$$\pm 2\; H_{(\mp)}\; cd\Big(\hat{q}(\hat{q}-\hat{p}_1-\hat{p}_2) \mp m_1 m_3\Big) \quad \text{где} \quad \{H_{(+)}, H_{(-)}\} \equiv \{a, b\}$$

Определим следующий векторный интеграл

$$C^\mu(p_1,p_2;\; m_1,m_2,m_3) = \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{q^\mu}{(q^2-m_1^2)((q+p_1)^2-m_2^2)((q+p_1+p_2)^2-m_3^2)}$$

Из соображений лоренц-инвариантности данного интеграла

$$C^\mu(p_1,p_2;\; m_1,m_2,m_3) = p_1^\mu C_1(p_1,p_2;\; m_1,m_2,m_3) + p_2^\mu C_2(p_1,p_2;\; m_1,m_2,m_3)$$

$$\Rightarrow \quad \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{\hat{q}}{d_1 d_2 d_3} = \gamma_\mu C^\mu = -\hat{p}_1 C_1 - \hat{p}_2 C_2 \qquad \Rightarrow \qquad \bar{u}(p_1)\gamma_\mu C^\mu v(p_2) = 0$$

Таким образом первое слагаемое вершинных факторов не вносит вклада в двухчастичный распад

Таким образом остается проинтегрировать величину

$$\hat{f}_{\pm}(q) = H_{(\pm)}(c^2 - d^2)\Big(\hat{q}(\hat{q} - \hat{p_1} - \hat{p_2}) \pm m_1 m_3\Big) \pm 2\, H_{(\mp)} cd \Big(\hat{q}(\hat{q} - \hat{p_1} - \hat{p_2}) \mp m_1 m_3\Big)$$

$$1\Big) \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{\hat{q}\hat{q} \equiv q^2}{d_1 d_2 d_3} = \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{q^2}{d_1 d_2 d_3} = d_1 C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3) +$$
$$+ m_1^2 C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3) = B_0(p_2;\ m_2, m_3) + m_1^2 C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3)$$
$$\left(d_1 C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3) = \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{1}{d_2 d_3} \overset{q \to q + p_1}{=\!=\!=} B_0(p_2;\ m_2, m_3) \right)$$

$$2\Big) \bar{u}(p_1) \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{\hat{q}(\hat{q} - \hat{p_1} - \cancel{\hat{p_2}})}{d_1 d_2 d_3} v(p_2) = \Big/ p_{1,2}^2 = 0 \Big/ = \bar{u}(p_1)\Big(B_0(p_2;\ m_2, m_3) +$$
$$+ m_1^2 C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3) + 2(p_1 \cdot p_2) C_2(p_1, p_2;\ m_1 . m_2 . m_3)\Big) v(p_2) =$$
$$= \bar{u}(p_1)\Big(B_0(p_1 + p_2;\ m_1, m_3) + m_2^2 C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3)\Big) v(p_2)$$

$$3\Big) C_2 = \frac{1}{2(p_1 \cdot p_2)} \Big((m_2^2 - m_1^2 - \cancel{p_1^2}) C_0 + B_0(p_1 + p_2;\ m_1, m_3) - B_0(p_2;\ m_2, m_3) \Big)$$

$$\Rightarrow F_{\pm} = H_{(\pm)}(c^2 - d^2)\Big(B_0(\sqrt{s};\ m_1, m_3) + (m_2^2 \pm m_1 m_3) C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3)\Big) \pm$$
$$\pm 2 H_{(\mp)}\Big(B_0(\sqrt{s};\ m_1, m_3) + (m_2^2 \mp m_1 m_3) C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3)\Big)$$

$$\Rightarrow i\,\mathcal{M} = i\bar{u}(p_1)\Big(F_1(\sqrt{s}) - iF_2(\sqrt{s})\gamma^5\Big)v(p_2) \qquad C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3) \sim F(s)$$

Использование петлевых вершин приводит к сложной зависимости вероятности распада от энергии распада. Соответствующие вершинные факторы имеют вид:

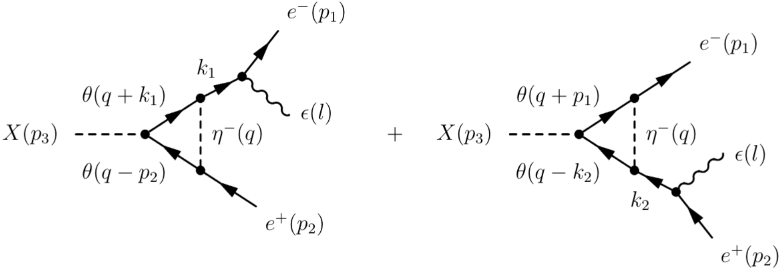
$$F_1(\sqrt{s}) = a(c^2 - d^2)\Big(B_0(\sqrt{s};\ m_1, m_3) + (m_2^2 + m_1 m_3)C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3)\Big) +$$
$$+2bcd\Big(B_0(\sqrt{s};\ m_1, m_3) + (m_2^2 - m_1 m_3)C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3)\Big)$$
$$F_2(\sqrt{s}) = b(c^2 - d^2)\Big(B_0(\sqrt{s};\ m_1, m_3) + (m_2^2 - m_1 m_3)C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3)\Big) -$$
$$-2acd\Big(B_0(\sqrt{s};\ m_1, m_3) + (m_2^2 + m_1 m_3)C_0(p_1, p_2;\ m_1, m_2, m_3)\Big)$$

Квадрат амплитуды усредненный по поляризациям конечных частиц оказывается равным:

$$\frac{1}{4}\sum_{\lambda}\mathcal{M}\mathcal{M}^* = \frac{m_X^2}{2}\Big(F_1(\sqrt{s})^2 + F_2(\sqrt{s})^2\Big)$$

$$\frac{1}{4}\sum_{\lambda}\mathcal{M}\mathcal{M}^* = (c^2 + d^2)^2 m_X^2 \frac{a^2\Big(B_0 + (m_2^2 + m_1 m_3)C_0\Big)^2 + b^2\Big(B_0 + (m_2^2 - m_1 m_3)C_0\Big)^2}{2}$$

Треугольная диаграмма (трехчастичный распад)



$$i\,\mathcal{M} = i\;\bar{u}(p_1)\left[\gamma^\mu \frac{\hat{p}_1+\hat{l}}{(p_1+l)^2}\right]\left[\int \frac{d^D q}{(2\pi)^D}\frac{\hat{f}_{11}(q) - i\hat{f}_{12}(q)\gamma^5}{b_1 b_2 b_3}\right] v(p_2) +$$

$$+\;i\;\bar{u}(p_1)\left[\int \frac{d^D q}{(2\pi)^D}\frac{\hat{f}_{21}(q) - i\hat{f}_{22}(q)\gamma^5}{b_1 b_2 b_3}\right]\left[\frac{\hat{p}_2+\hat{l}}{(p_2+l)^2}\gamma^\mu\right] v(p_2),$$

$$\int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{\hat{f_{11}}}{b_1 b_2 b_3} = a(c^2+d^2)\Big(\hat{p_1}(m_1+m_3)C_1(k_1,p_2) + \hat{k_1} m_3 C_0(k_1,p_2)\Big) +$$

$$+a(c^2-d^2)\Big(B_0(\sqrt{s}) + (m_2^2 + m_1 m_3)C_0(k_1,p_2) + 2(p_1\cdot l)C_1(k_1,p_2)\Big)\hat{1} +$$

$$+2bcd\Big(B_0(\sqrt{s}) + (m_2^2 - m_1 m_3)C_0(k_1,p_2) + 2(p_1\cdot l)C_1(k_1,p_2)\Big)\hat{1},$$

$$\int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{\hat{f_{12}}}{b_1 b_2 b_3} = a(c^2+d^2)\Big(\hat{p_1}(m_1+m_3)C_1(k_1,p_2) + \hat{k_1} m_3 C_0(k_1,p_2)\Big) +$$

$$+a(c^2-d^2)\Big(B_0(\sqrt{s}) + (m_2^2 - m_1 m_3)C_0(k_1,p_2) + 2(p_1\cdot l)C_1(k_1,p_2)\Big)\hat{1} +$$

$$+2bcd\Big(B_0(\sqrt{s}) + (m_2^2 + m_1 m_3)C_0(k_1,p_2) + 2(p_1\cdot l)C_1(k_1,p_2)\Big)\hat{1},$$

$$\int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{\hat{f_{21}}}{b_1 b_2 b_3} = a(c^2+d^2)\Big(\hat{p_2}(m_1+m_3)C_2(p_1,k_2) - \hat{k_2} m_1 C_0(p_1,k_2)\Big) +$$

$$+a(c^2-d^2)\Big(B_0(\sqrt{s}) + (m_2^2 + m_1 m_3)C_0(p_1,k_2) + 2(p_2\cdot l)C_2(p_1,k_2)\Big)\hat{1} +$$

$$+2bcd\Big(B_0(\sqrt{s}) + (m_2^2 - m_1 m_3)C_0(p_1,k2) + 2(p_2\cdot l)C_2(p_1,k_2)\Big)\hat{1},$$

$$\int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{\hat{f_{22}}}{b_1 b_2 b_3} = a(c^2+d^2)\Big(\hat{p_2}(m_1+m_3)C_2(p_1,k_2) - \hat{k_2} m_1 C_0(p_1,k_2)\Big) +$$

$$+a(c^2-d^2)\Big(B_0(\sqrt{s}) + (m_2^2 - m_1 m_3)C_0(p_1,k_2) + 2(p_2\cdot l)C_2(p_1,k_2)\Big)\hat{1} +$$

$$+2bcd\Big(B_0(\sqrt{s}) + (m_2^2 + m_1 m_3)C_0(p_1,k2) + 2(p_2\cdot l)C_2(p_1,k_2)\Big)\hat{1},$$

Был найден аналитический вид квадрата матричного элемента трехчастичного распада.

$$\frac{1}{4}\sum_{\lambda}\mathcal{M}\mathcal{M}^* = (c^2+d^2)^2\Big(|M_1|^2 - M_1M_2^* - M_2M_1^* + |M_2|^2\Big),$$

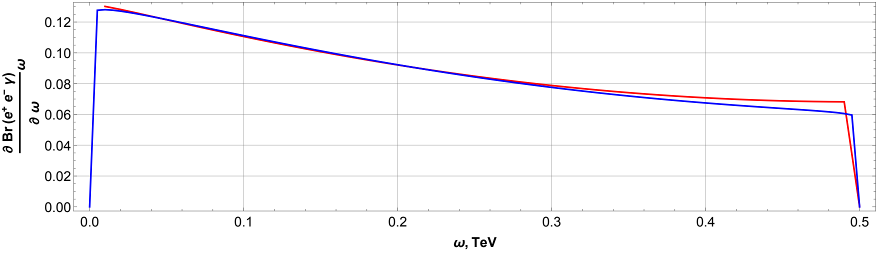
$$|M_1|^2 = a^2\frac{|X_1^+|^2 + 2m_1^2(l\cdot p_1)^2(p_1\cdot p_2)|Y_1|^2}{(p_1+l)^4} + b^2\frac{|X_1^-|^2 + 2m_1^2(l\cdot p_1)^2(p_1\cdot p_2)|C_0(k_1,p_2)|^2}{(p_1+l)^4},$$

$$|M_2|^2 = a^2\frac{|X_2^+|^2 + 2m_1^2(l\cdot p_2)^2(p_1\cdot p_2)|Y_2|^2}{(p_2+l)^4} + b^2\frac{|X_2^-|^2 + 2m_1^2(l\cdot p_2)^2(p_1\cdot p_2)|C_0(p_1,k_2)|^2}{(p_2+l)^4},$$

$$\begin{aligned}
M_1M_2^* = {} & a^2\frac{2m_1^2(p_1\cdot p_2)(l\cdot p_1)(l\cdot p_2)\Big(Y_1Y_2^* + Y_2Y_1^* - 4C_1C_2^* - 4C_2C_1^*\Big)}{(p_1+l)^2(p_2+l)^2} - \\
& -a^2\frac{\Big((p_1\cdot p_2)^2 + (l\cdot p_1)(l\cdot p_2) + (p_1\cdot p_2)(l\cdot(p_1+p_2))\Big)(X_1^+X_2^{+*} + X_2^+X_1^{+*})}{(p_1+l)^2(p_2+l)^2} + \\
& +b^2\frac{2m_1^2(p_1\cdot p_2)(l\cdot p_1)(l\cdot p_2)\Big(C_0(k_1,p_2)C_0(p_1,k_2)^* + C_0(p_1,k_2)C_0(k_1,p_2)^*\Big)}{(p_1+l)^2(p_2+l)^2} - \\
& -b^2\frac{\Big((p_1\cdot p_2)^2 + (l\cdot p_1)(l\cdot p_2) + (p_1\cdot p_2)(l\cdot(p_1+p_2))\Big)(X_1^-X_2^{-*} + X_2^-X_1^{-*})}{(p_1+l)^2(p_2+l)^2},
\end{aligned}$$

$$X_1^{\pm} = 2(l \cdot p_1) C_1 + B_0(\sqrt{s}) + C_0(k_1, p_2)(m_2^2 \pm m_1^2),$$
$$X_2^{\pm} = 2(l \cdot p_2) C_2 + B_0(\sqrt{s}) + C_0(p_1, k_2)(m_2^2 \pm m_1^2),$$
$$Y_1 = 2C_1 + C_0(k_1, p_2) \qquad Y_2 = 2C_2 + C_0(p_1, k_2),$$
$$C_1 = C_1(k_1, p_2) \qquad C_2 = C_2(p_1, k_2).$$

Интегрирование по фазовому объему выполнялось численно при помощи программной среды Wolfram Mathematica. Для вычисления функций Пассарино-Вельтмана использовался пакет PackageX для Wolfram Mathematica.



Полученные результаты

В поисках модели подавления выхода γ была проделана большая работа, результаты которой на данный момент следующие:

Модель	Результат
$X^0 \to e^+e^-$, $X^0 \to e^+e^-\gamma$	—
$X^0_\mu \to e^+e^-$, $X^0_\mu \to e^+e^-\gamma$	—
$X^{2+} \to e^+e^+$, $X^{2+} \to e^+e^+\gamma$	— /+
$X^{2+}_\mu \to e^+e^+$, $X^{2+}_\mu \to e^+e^+\gamma$	— /+
Сравнение $X_\mu \to e^+e^-(\gamma)$ и $X \to e^+e^-(\gamma)$	— /+
Линейная по $\hat{p}$ вершина $a + b\hat{p}/m$	—
"Пузырьковая"петля	—
Треугольная петля	—

Часть 2
Постановка ограничений на параметры моделей SIMP

Ограничение на сечение рассеяния SIMP

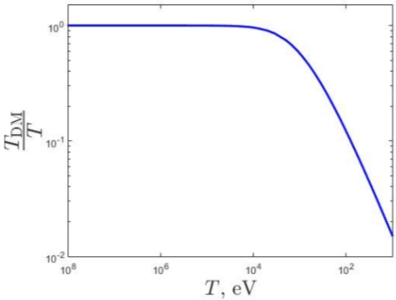
Крупномасштабная структура Вселенной сильно зависит от момента отцепления скрытой массы, взаимодействующей с барионным веществом от окружающей релятивистской плазмы.

Анализ основан на работах arXiv:astro-ph/0607319 и arXiv:astro-ph/0504112. Для определения минимальной температуры отцепления требуется чтобы неоднородности размера карликовых галактик ($\sim 10^8 M_\odot$) сохранились.

Из результатов работы arXiv:1506.03094 Масса неоднородностей темной материи, оказавшихся под горизонтом в момент отцепления оценивается как $0.1M_{\odot}\left(\frac{T}{1\mathrm{MeV}}\right)^3$. Тогда ограничение на температуру отцепления имеет вид: $T_{\mathrm{dec}} > 1 \div 5\mathrm{keV}$.

$$\frac{dT_{\mathrm{s}}}{dT} = -\frac{2}{3T}\left(\frac{1}{H}\langle\overline{\Delta E}\sigma v\rangle_{\mathrm{sp}} n_{\mathrm{p}} - 3T_{\mathrm{s}}\right),$$

Температурная эволюция SIMP компоненты скрытой массы:



Зная ограничения на температуру отцепления - можно получить ограни-чение на сечение взаимодействия, представленное в уравнении. В работе arXiv:1909.04735 было получено такое ограничение. Приближенную его оценку можно получить из

$$\left\langle \overline{\Delta E} \sigma v \right\rangle_{\mathrm{sp}} = \frac{8\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \frac{m_{\mathrm{s}} m_{\mathrm{p}}}{(m_{\mathrm{s}} + m_{\mathrm{p}})^2} \sigma_{\mathsf{sp}} \sqrt{\frac{T_{\mathrm{s}}}{m_{\mathrm{s}}} + \frac{T_{\mathrm{p}}}{m_{\mathrm{p}}}} \cdot (T_{\mathrm{p}} - T_{\mathrm{s}}),$$

В момент отцепления $(T_{\mathrm{p}} - T_{\mathrm{s}}) \sim T_{\mathrm{p}} = T$ и при $m_{\mathrm{s}} \gg m_{\mathrm{p}}$ можно получить приблизительную оценку:

$$T_{\mathrm{dec}} \sim \left(\frac{m_{\mathrm{s}}}{\eta_B m_{\mathrm{Pl}} m_{\mathrm{p}}^{1/2} \sigma_{\mathrm{sp}}} \right)^{2/3} .$$

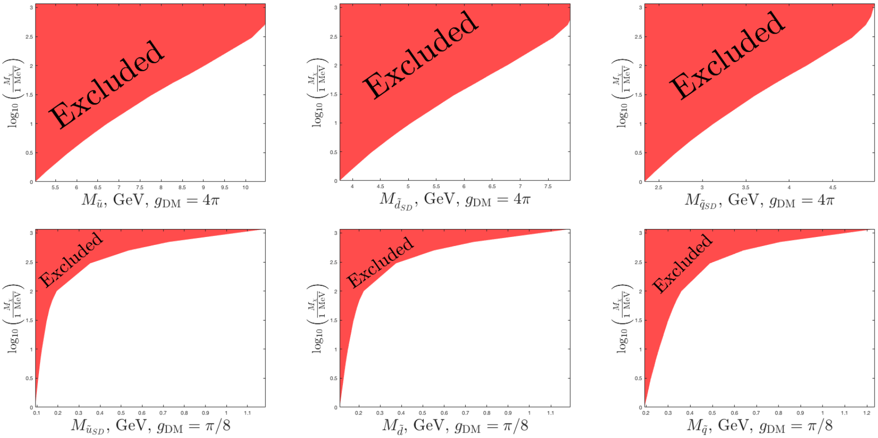
Отсюда можно оценить ограничение на сечение взаимодействия

$$\sigma_{\mathrm{sp}} < \frac{m_{\mathrm{s}}}{\eta_B m_{\mathrm{Pl}} m_{\mathrm{p}}^{1/2} T_{\mathrm{HDM}}^{3/2}} \sim 10^{-29} \mathrm{cm}^2 \frac{m_{\mathrm{s}}}{\mathrm{GeV}} \left(\frac{5\ \mathrm{keV}}{T_{\mathrm{HDM}}} \right)^{3/2} ,$$

Ограничения на параметры моделей SIMP

В модели Anthony DiFranzo и Keiko I. Nagao (arXiv:1308.2679)

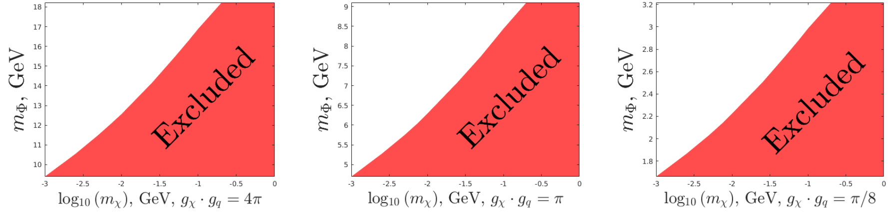
$$\mathcal{L} = i\bar{\chi}\hat{\partial}\chi - M_\chi\bar{\chi}\chi + (D_\mu\tilde{u})^*(D^\mu\tilde{u}) - M_{\tilde{u}}^2\tilde{u}^*\tilde{u} + (g_{DM}\tilde{u}^*\bar{\chi}P_R u + h.c.),$$



В работе N. Daci, I. De Bruyn (arXiv:1503.05505). сечение упругого рассеяния $\chi q \to \chi q$ имеет вид:

$$\sigma_{\chi N} \approx \frac{g_\chi^2 g_q^2}{\pi m_\phi^4} \mu_{\chi N}^2 f_N^2, \tag{1}$$

Аналогично, были получены ограничения на параметры данной модели (m_χ, m_ϕ), которые приведены на рисунке ниже:



Заключение

- В рамках задачи подавления выхода фотонов при распадах частиц скрытой массы были разработаны и исследованы 7 различных моделей взаимодействия.

  Было показано, что в рамках рассматриваемого класса моделей существенного подавления производства фотонов добиться не получается. Однако имеет место частичное подавление, которого не достаточно для решения противоречия с избытком фотонов в задаче объяснения спектра позитронной аномалии.

- Во второй части работы на примере двух частных моделей был продемонстрирован метод постановки косвенных космологических ограничений на параметры частных моделей SIMP, основанный на наблюдательных данных о крупномасштабной структуре вселенной. Были исключены запрещенные области масс частиц и масс переносчиков в этих моделей для различных констант взаимодействия.

Спасибо за внимание

Сопутствующие вычисления ("Пузарьковая"диаграмма)

$$\int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{4(q^2 - p_1 \cdot q)(ac + bd))}{(q^2 - m^2)((q + p_1)^2 - m^2)} = ?$$

$$1\Big) \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{1}{(q+p)^2 - m^2} \overset{q \to q - p}{=\!=\!=} \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{1}{(q^2 - m^2)} = A_0(m)$$

$$2\Big) \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{q^2}{(q^2 - m_1^2)((q + p_1)^2 - m_2^2)} = \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{\cancel{(q^2 - m_1^2)}}{\cancel{(q^2 - m_1^2)}((q + p_1)^2 - m_2^2)} +$$

$$+ m_1^2 B_0(p_1, m_1, m_2) = A_0(m_2) + m_1^2 B_0(p_1, m_1, m_2)$$

$$3\Big) \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{p_1 \cdot q}{(q^2 - m_1^2)((q + p_1)^2 - m_2^2)} = \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{\cancel{q^2 + 2\, p_1 \cdot q + p_1^2 - m_2^2}}{(q^2 - m_1^2)\cancel{((q + p_1)^2 - m_2^2)}} -$$

$$- \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{p_1 \cdot q}{(q^2 - m_1^2)((q + p_1)^2 - m_2^2)} - \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{q^2 + p_1^2 - m_2^2}{(q^2 - m_1^2)((q + p_1)^2 - m_2^2)} =$$

$$= A_0(m_1) - A_0(m_2) - m_1^2 B_0(p_1, m_1, m_2) - p_1^2 B_0(p_1, m_1, m_2) + m_2^2 B_0(p_1, m_1, m_2) -$$

$$- \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{p_1 \cdot q}{(q^2 - m_1^2)((q + p_1)^2 - m_2^2)} \quad \Rightarrow \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{p_1 \cdot q}{(q^2 - m_1^2)((q + p_1)^2 - m_2^2)} =$$

$$= \frac{1}{2} A_0(m_1) - \frac{1}{2} A_0(m_2) + \Big(\frac{m_2^2}{2} - \frac{m_1^2}{2} - \frac{p_1^2}{2}\Big) B_0(p_1, m_1, m_2)$$