

Поиск тяжелой темной материи методами астрофизики частиц высоких энергий

Михаил Кузнецов

По материалам кандидатской диссертации,
науч.рук. д.ф.-м.н. Григорий Игоревич Рубцов



Семинар Лаборатории Ядерных Проблем ОИЯИ, Дубна
Июль 2017

- Введение & мотивация
 - Астрофизика частиц: многокомпонентный подход (multimessenger)
 - Проблема темной материи
 - Тяжелая темная материя и ее непрямой поиск
- Частицы высоких энергий от распада тяжелой темной материи (Гл.1)
 - Физика распада
 - Вклады различных структур темной материи в поток частиц
 - Распространение частиц в космосе
- Ограничения из данных о фотонах высоких энергий (Гл.2)
 - Обзор наблюдательных данных
 - Ограничения на время жизни темной материи
- Ограничения из данных о нейтрино высоких энергий (Гл.3)
 - Обзор наблюдательных данных
 - Ограничения на время жизни темной материи
 - Интерпретация нейтрино IceCube
- Ограничения из данных об анизотропии космических лучей (Гл.4)
 - Обзор наблюдательных данных
 - Ограничения на время жизни темной материи
 - Перспективы дальнейшего поиска

Существенный прогресс за последнее десятилетие:
Fermi, IceCube, Pierre Auger, Telescope Array, HESS и др.

В частности:

I Достижения

- Fermi : ГэВ фотонный сигнал от центра Галактики Daylan et al. '14
- IceCube : регистрация нейтрино с энергиями до ПэВ Aartsen et al. '13
- Auger & TA : наблюдение ГЗК-обрезания Abraham et al. '08; Abu-Zayyad et al. '12

II Проблемы

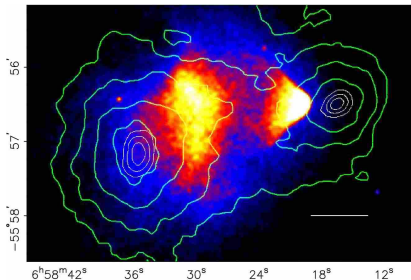
- Происхождение сигнала Fermi от центра Галактики
- Происхождение нейтрино IceCube
- Происхождение и состав космических лучей ультравысоких энергий

Проблема темной материи

- Скорости галактик в скоплениях
- Кривые вращения галактик
- Линзирование в скоплениях
- Угловой спектр CMB
- Масштаб BAO
- Крупномасштабная структура Вселенной
и т.д.



$$\Lambda\text{CDM}, \frac{\Omega_{DM}}{\Omega_c} = 0.26$$

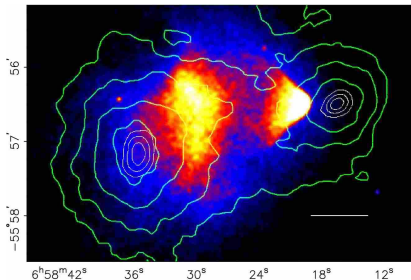


Проблема темной материи

- Скорости галактик в скоплениях
- Кривые вращения галактик
- Линзирование в скоплениях
- Угловой спектр CMB
- Масштаб BAO
- Крупномасштабная структура Вселенной и т.д.



$$\Lambda\text{CDM}, \frac{\Omega_{DM}}{\Omega_c} = 0.26$$



$$\text{WIMP: } m_\chi \sim \text{ТэВ}$$

Good:

- Мотивирован из SUSY (LSP) и космологии (WIMP miracle)
- Потенциально доступен для прямого детектирования

Bad:

- SUSY на масштабе до ~ 2 ТэВ не найдена **ATLAS '16**
- Прямое детектирование WIMP не произошло **LUX '13, Xenon100 '12**

Тяжелая темная материя (HDM): особенности и поиск

Частицы X с массой $M_X \gg 100$ ТэВ и временем жизни $\tau \gg 10^{10}$ лет

Kuzmin, Rubakov '97; Berezhinsky et al. '97

1. Нетермальная генерация в ранней Вселенной:
 - Нестационарные грав. поля
 - Неравновесная плазма
 - Распад инфлатона
2. Слишком маленькая концентрация сегодня \Rightarrow недоступно к прямому детектированию ($\sigma_{AX}^{\text{est.}} \sim 10^{-55} \text{ cm}^2$)
3. Непрямое детектирование чувствительно только к распаду ($\sigma_{\text{ann.}} \lesssim \frac{1}{M_X^2}$)
4. Для разных моделей генерации DM существуют ограничения на массу частиц — не учитываем и рассматриваем $10^7 \leq M_X \leq 10^{16}$ ГэВ

Тяжелая темная материя: физика распада I

- Распад описывается на языке первичных каналов, например $X \rightarrow b\bar{b}$, $X \rightarrow \mu^+\mu^-$ и т.д. Так можно задать любую модель с известным брэнчингом.
- Возникает каскад с полной или частичной адронизацией.
- В конечном состоянии имеем набор $\{e^\pm, p, \bar{p}, \gamma, \nu_{e,\mu,\tau}, \bar{\nu}_{e,\mu,\tau}\}$

Методы вычисления:

Полное Монте-Карло моделирование каскада (PITHIA, HERWIG).

- Максимальная доступная точность
- Подходит для любых каналов распада
- Можно получить спектр при любых $x \equiv \frac{2E}{M_X}$
- Медленно
- Сложно в использовании
- Для слишком больших энергий (масс DM) не работает (по техническим причинам)

Аналитическое вычисление с помощью фрагментационных функций

- Более низкая точность
- Подходит только для адронных каналов распада
- Верно только в ограниченной области x (для слишком малых x не подходит)
- Быстро
- С помощью уравнений DGLAP можно использовать для любых M_X

Тяжелая темная материя: физика распада II

В формализме фрагментационных функций $X \rightarrow q\bar{q}$ моделируется как $e^+e^- \rightarrow$ адроны.

$$\frac{1}{\Gamma_X} \frac{\partial \Gamma^h}{\partial x} \equiv F^h(x, s) = \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} C_i(z, \alpha_s(s)) D_i^h\left(\frac{x}{z}, s\right) = \sum_i D_i^h(x, s)$$

$D_i^h(x, s)$ — функция фрагментации адрона типа h из партона типа i .

- Для двухчастичного распада, в LO по α_s $C_i(z, \alpha_s(s)) \sim \delta(1-z)$
- $D_i^h(x, s)$ при $s = 1$ ГэВ известны из эксперимента Hirai et al. '08
- Экстраполируем на область $10^{-5} \leq x \leq 1$. Aloisio et al. '03
- Экстраполяция на энергетический масштаб M_X с помощью уравнений ДГЛАП.

Gribov, Lipatov '72; Lipatov '74; Dokshitzer '77; Altarelli, Parisi '77

Тяжелая темная материя: физика распада III

Рассматриваем глюонную и синглетную кварковую фрагментационные функции

$$D_q^h(x, s) = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} [D_{q_i}^h(x, s) + D_{\bar{q}_i}^h(x, s)].$$
$$D_g^h(x, s)$$

В этом случае уравнения ДГЛАП имеют вид:

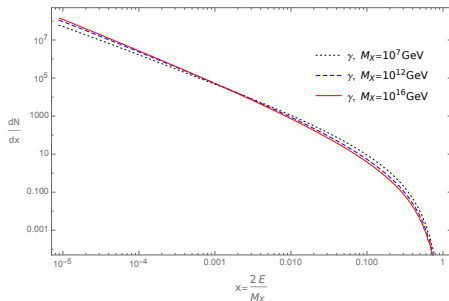
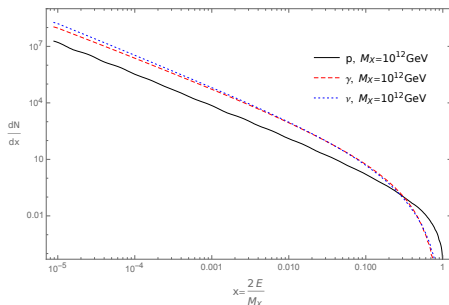
$$\frac{\partial}{\partial \ln s} \begin{pmatrix} D_q^h(x, s) \\ D_g^h(x, s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{qq}(x, s) & P_{gq}(x, s) \\ 2N_f P_{qg}(x, s) & P_{gg}(x, s) \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} D_q^h(x, s) \\ D_g^h(x, s) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Решение в LO по α_s с помощью численного кода из работы [Aloisio et al. '03](#).

Тяжелая темная материя: физика распада IV

Предположения:

1. Пренебрегаем электрослабыми поправками к каскаду.
2. Основной поток фотонов идет от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.
3. Поток нейтрино от цепочки распадов $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$, $\mu \rightarrow e\nu_\mu\nu_e$.
4. Вклад каонов порядка 10%, остальное еще меньше — пренебрегаем



Темная материя: распределение во Вселенной

Поток частиц от распада DM пропорционален ρ_{DM} — кластеризация DM во Вселенной не играет особой роли.

Поток от распада DM в Млечном Пути:

$$\frac{\partial F^{\text{G}}}{\partial E}(E) = \frac{1}{4\pi M_{\text{X}\tau}} \cdot \frac{\partial N}{\partial E}(E) \int_V \frac{\rho_{\text{DM}}(R[r])}{4\pi r^2} dV; \quad (2)$$

Внегалактический поток:

$$\frac{\partial F^{\text{EG}}}{\partial E}(E) = \frac{1}{4\pi M_{\text{X}\tau}} \int_0^\infty \frac{\rho_0 c/H_0}{\sqrt{\Omega_{\text{DM}}(1+z)^3 + (1-\Omega_{\text{DM}})}} \frac{\partial N}{\partial E}[E(1+z)] dz \quad (3)$$

Темная материя: распределение во Вселенной

Поток частиц от распада DM пропорционален ρ_{DM} — кластеризация DM во Вселенной не играет особой роли.

Поток от распада DM в Млечном Пути:

$$\frac{\partial F^G}{\partial E}(E) = \frac{1}{4\pi M_{\chi\tau}} \cdot \frac{\partial N}{\partial E}(E) \int_V \frac{\rho_{DM}(R[r])}{4\pi r^2} dV; \quad (2)$$

Внегалактический поток:

$$\frac{\partial F^{EG}}{\partial E}(E) = \frac{1}{4\pi M_{\chi\tau}} \int_0^\infty \frac{\rho_0 c/H_0}{\sqrt{\Omega_{DM}(1+z)^3 + (1-\Omega_{DM})}} \frac{\partial N}{\partial E}[E(1+z)] dz \quad (3)$$

Рассматриваем два распределения DM: NFW и Буркерта

$$\begin{aligned} \rho_{NFW}(r) &= \rho_s \frac{r_s}{r} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-2} \\ \rho_{Burkert}(r) &= \frac{\rho_s}{(1+r/r_s)(1+(r/r_s)^2)} \end{aligned} \quad (4)$$

Фотоны высоких энергий: распространение

Фотоны рассеиваются на фоновом излучении (CMB, EBL, ради фон)



При энергиях $10^{14} \text{ эВ} < E < 10^{20} \text{ эВ}$ длина затухания $< 30 \text{ Мпк}$



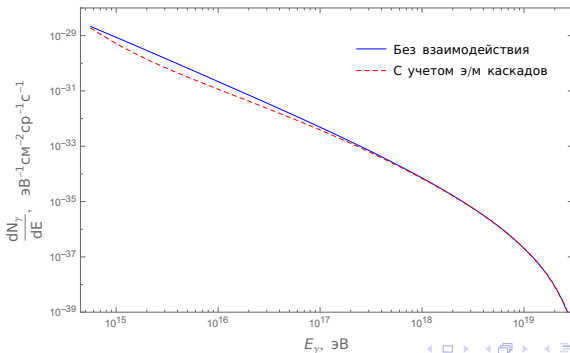
Внегалактический поток $\sim 1\%$ от галактического — пренебрегаем

Более точно:

Взаимодействие с фоновым излучением порождает $\gamma \rightarrow e^+e^- \rightarrow \gamma$ каскады.
Спектр достигающий Земли более мягкий.

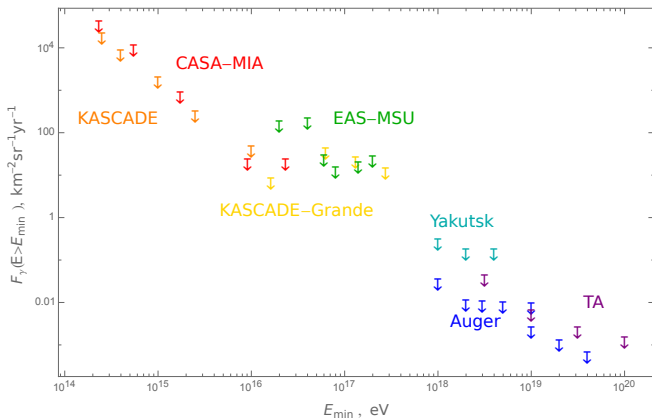
Для вычисления каскадных спектров используем код.

Kalashov, Kido '14



Фотоны высоких энергий: наблюдательные данные

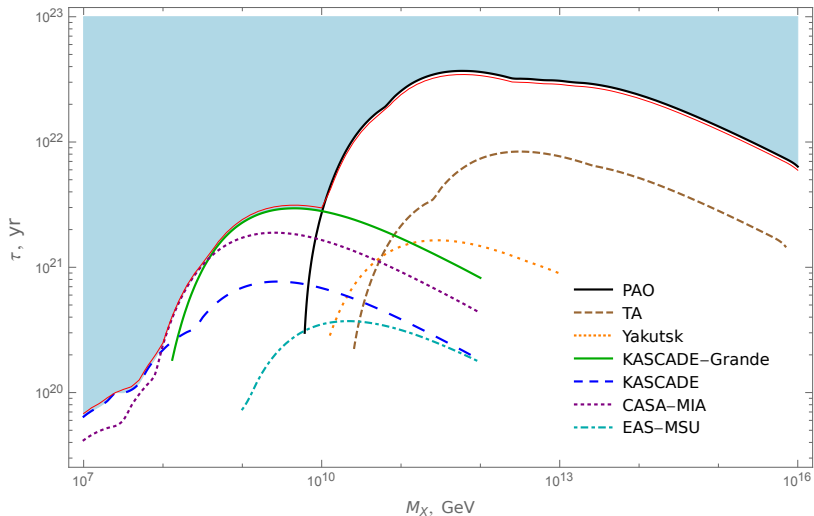
- При энергиях $E \geq 100$ ТэВ фотоны регистрируются косвенно, через широкие атмосферные ливни (ШАЛ).
- Появляется проблема различения фотонов от заряженных частиц.
- До сих пор такие фотоны не были зарегистрированы.
- Существуют верхние пределы на диффузный поток.



Фотоны высоких энергий: ограничения на HDM

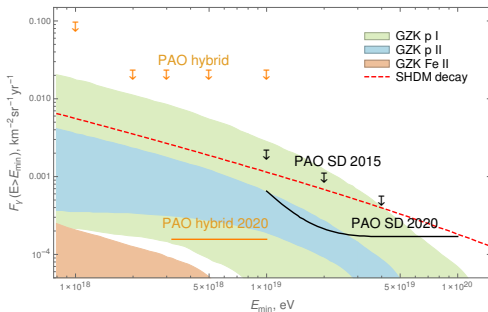
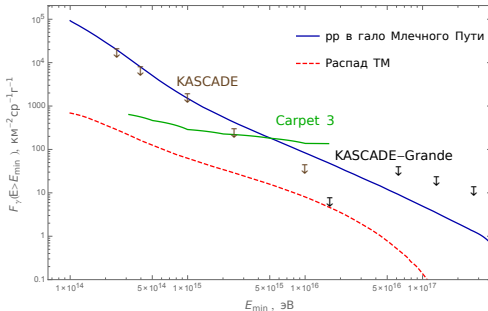
Сравниваем модельный поток с этими пределами с учетом экспозиции (усреднение по области обзора эксперимента).

Для каждой массы M_χ получаем ограничение на время жизни.



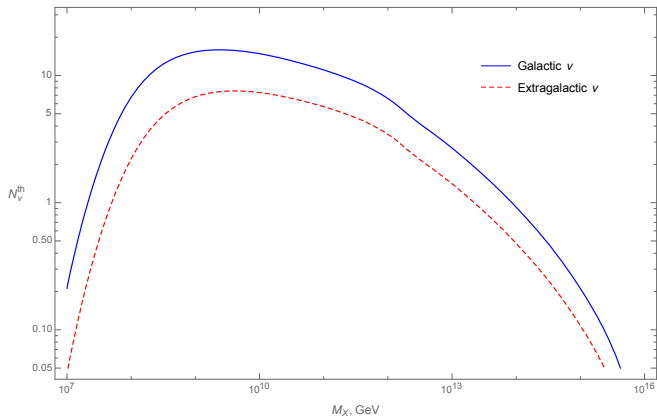
Фотоны высоких энергий: HDM vs cosmogenic

Вывод:
Если фотоны будут зарегистрированы, то нужны доп. наблюдаемые чтобы выяснить их происхождение.



Нейтрино высоких энергий: распространение и детектирование

- Нейтрино распространяются без взаимодействия на космологические расстояния.
- Для начального состава ароматов из распада пионов и непрерывного распределения источников, до Земли доходит полностью перемешанный поток. $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau \simeq 1 : 2 : 0 \rightarrow \nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau \simeq 1 : 1 : 1$
- Соотношение галактического и внегалактического вкладов $\sim 2 : 1$

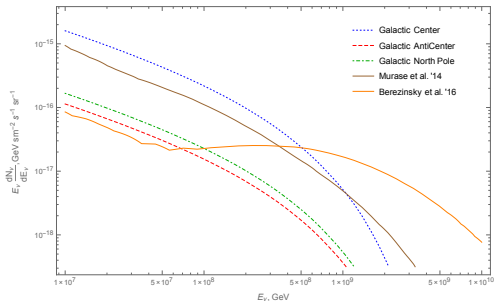
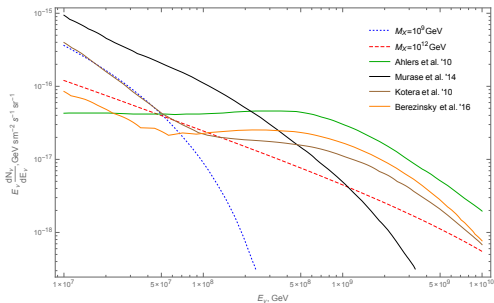


Нейтрино высоких энергий: интерпретация данных

Сравнение разрешенных нейтринных сигналов DM с космогенными.

Усредненный сигнал неотличим

Сигнал из GC можно отличить (если профиль DM — NFW)



Анизотропия космических лучей (КЛ): детектирование

Эксперименты ШАЛ наблюдают только часть неба \Rightarrow сложно наблюдать крупномасштабную анизотропию.

Решения:

1. Гармонический анализ по прямому восхождению α (полнота благодаря вращению Земли, усреднение по склонению δ).

$$J(\alpha, E) = a_0(E) + \sum_n [a_n(E) \sin(n\alpha) + b_n(E) \cos(n\alpha)] , \quad (5)$$

Основная наблюдаемая — амплитуда первой гармоники $r_1(E) = \sqrt{a_1^2 + b_1^2}$.

2. Комбинация данных двух экспериментов и гармонический анализ по полному небу. TA & PAO '14

$$J(\delta, \alpha, E) = \sum_{l \geq 0} \sum_{m=-l}^l a_{lm}(E) Y_{lm}(\delta, \alpha) , \quad (6)$$

Наблюдаемые — коэффициенты $a_{lm}(E)$ или угловой спектр

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_m |a_{lm}|^2 .$$

Анизотропия КЛ: предсказания HDM

Моделируем полный поток как изотропный “экспериментальный” + небольшая анизотропная примесь от DM:

$$J_{\text{DM}}(\delta, \alpha, E) = J_{\text{exp}}(E) + J_p^{\text{EG}}(E) + J_\gamma^{\text{EG}}(E) + J_p^{\text{G}}(\delta, \alpha, E) + J_\gamma^{\text{G}}(\delta, \alpha, E) \quad (7)$$

- $J_p^{\text{EG}} \in J_{\text{exp}}$
- $J_\gamma^{\text{EG}} \rightarrow 0$
- При $E < E_{\text{GZK}}$,

$$J_{\text{exp}}(E) \gg J_{\text{DM}}(E)$$

- При $E \lesssim 10^{19}$ эВ, $J_p^{\text{G}}(\delta, \alpha, E)$ — изотропизуется галактическим магнитным полем
- При $E \gtrsim E_{\text{GZK}}$, $J_{\text{exp}}(E)$ имеет очень большую неопределенность (до двух порядков величины).

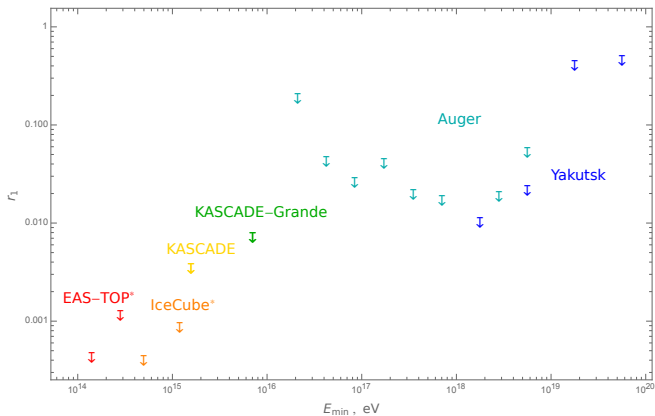
Анизотропия КЛ: наблюдательные данные

Анизотропия величиной $r_1 \sim 10^{-4}$ обнаружена на энергиях 100 – 1000 ТэВ.
EAS-TOP '09; IceCube '16

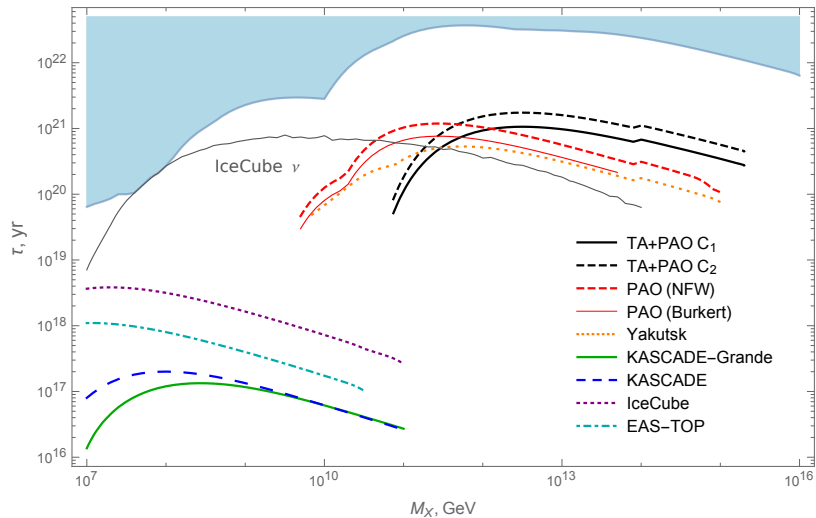
Выше есть только верхние пределы и малодостоверные указания.

KASCADE '04; KASCADE-Grande '15; Pierre Auger '15; Yakutsk '14; Pierre Auger & TA '14

Не учитываем недавнее заявление Pierre Auger о достоверном наблюдении диполя



Анизотропия КЛ: ограничения на HDM

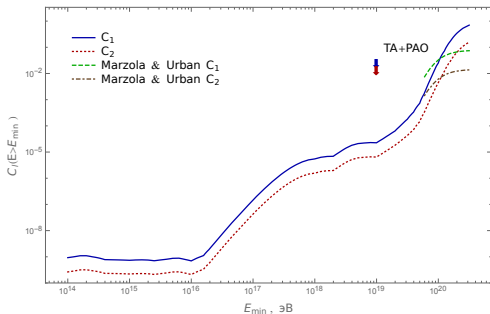
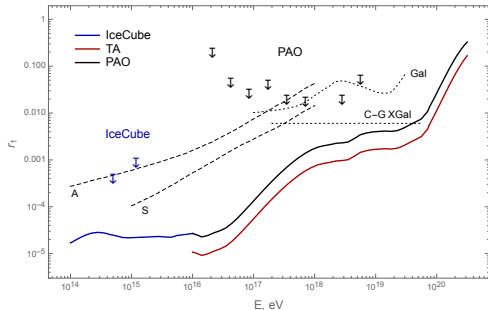


Перспективы непрямого поиска HDM

Фиксируем время жизни разрешенное фотонными пределами, находим требуемую чувствительность к анизотропии.

Выводы:

- Фотоны сильнее анизотропии в существующих экспериментах.
- Если будет найдена анизотропия без фотонов \Rightarrow она не из DM.
- Если будут найдены фотоны \Rightarrow нужно смотреть анизотропию за пределами первой гармоники и нейтрино.



Положения выносимые на защиту I

- 1) Получены наиболее сильные на сегодняшний день консервативные ограничения на время жизни темной материи состоящей из частиц X с массами $10^7 \leq M_X \leq 10^{16}$ ГэВ, распадающейся в адроны. Эти ограничения получены с помощью пределов на диффузный поток фотонов с энергиями выше 100 ТэВ установленных экспериментами по детектированию широких атмосферных ливней.
- 2) Ограничения на модели тяжелой темной материи получены из экспериментальных данных о нейтрино с энергиями выше 100 ТэВ. Показано, что ограничения на время жизни почти для всех масс M_X не превосходят фотонных ограничений.
- 3) Ограничения на модели тяжелой темной материи получены из экспериментальных данных об анизотропии космических лучей с энергиями выше 100 ТэВ. Показано, что ограничения на время жизни не превосходят фотонных ограничений.
- 4) На основании сравнения нейтринных и фотонных ограничений сделан вывод о том, что интерпретация нейтрино, зарегистрированных в эксперименте IceCube в качестве продуктов адронного распада темной материи с массами $10^7 \leq M_X \leq 10^{16}$ ГэВ, не поддерживается.

- 5) Сделаны предсказания уровня чувствительности установок по регистрации космических лучей к анизотропии, необходимого для детектирования сигнала распада темной материи удовлетворяющей современным фотонным ограничениям.
- 6) Показано, что наиболее перспективным направлением поиска сигнала распада тяжелой темной материи является поиск фотонов ультравысоких энергий на установках по регистрации широких атмосферных ливней, тогда как исследования анизотропии и нейтринного сигнала могут быть вспомогательными инструментами для выяснения происхождения обнаруженного фотонного сигнала.

Публикации:

1. O. E. Kalashev and M. Yu. Kuznetsov, "Constraining heavy decaying dark matter with the high energy gamma-ray limits," Phys. Rev. D **94**, no. 6, 063535 (2016) [arXiv:1606.07354 [astro-ph.HE]].
2. M. Yu. Kuznetsov, "Hadronically decaying heavy dark matter and high-energy neutrino limits," JETP Lett. 105, no. 9, 561 (2017) [arXiv:1611.08684 [astro-ph.HE]].
3. O. E. Kalashev and M. Yu. Kuznetsov, "Heavy decaying dark matter and large-scale anisotropy of high-energy cosmic rays," JETP Lett. (2017) [arXiv:1704.05300 [astro-ph.HE]].

The example of couplings that yield $X \rightarrow q\bar{q}$ decay channel:

$$\tilde{\phi}\bar{Q}U, \quad \phi\bar{Q}D \quad \Rightarrow \quad X \rightarrow q\bar{q}, \quad 100\%$$

$$Q = \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}, \quad \phi = \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\phi} = i\sigma^2\phi^*$$

$$XG_{\mu\nu}G^{\mu\nu} \quad \Rightarrow \quad X \rightarrow \text{hadrons}, \quad 100\%$$