

Миллизаряженные частицы в экспериментах на пучках с фиксированной мишенью

Арефьева Наталия

Научный руководитель член-корр. РАН, д.ф.-м. наук,
Горбунов Дмитрий Сергеевич

Миллизаряженные частицы могут возникать естественным образом в моделях со скрытыми секторами физики

Лагранжиан модели имеет вид:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1 = -\frac{1}{4}F_{1\mu\nu}F_1^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{2\mu\nu}F_2^{\mu\nu} - \frac{\kappa}{2}F_{1\mu\nu}F_2^{\mu\nu} + \\ + \bar{f}(i\gamma^\mu(\partial_\mu - ig_{SM}A_{1\mu}) - m_f)f + \bar{\chi}(i\gamma^\mu(\partial_\mu - ig_H A_{2\mu}) - m_\chi)\chi$$

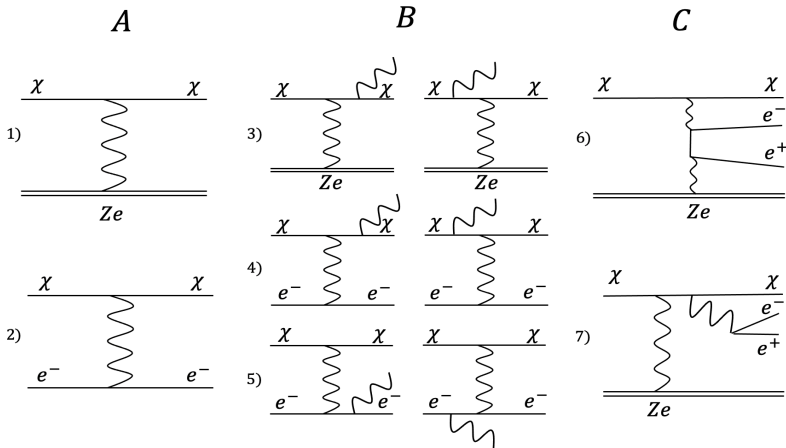
Преобразование, приводящее кинетические слагаемые к диагональному виду:

$$A_1^\mu = \frac{1}{\sqrt{1-\kappa^2}}A^\mu, \quad A_2^\mu = -\frac{\kappa}{\sqrt{1-\kappa^2}}A^\mu + A'^\mu$$

Слагаемое в лагранжиане, отвечающее за взаимодействие фермионов скрытого сектора с A_μ :

$$q_\chi A^\mu \bar{\chi} \gamma^\mu \chi, \quad q_\chi = e \cdot e = -\frac{\kappa}{\sqrt{1-\kappa^2}} \cdot g_H$$

Взаимодействие миллизаряженных частиц с веществом



A: процессы, определяющие ионизационные потери и угол отклонения,
 B, C: процессы, определяющие радиационные потери энергии

Потери энергии и определяющие их соотношения

Ионизационные потери:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi Z e^2 r_e^2 m_e c^2}{\beta_\chi^2} \frac{N_A \rho}{M_A} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta_\chi^2 \gamma_\chi^2 T_{\max}}{I^2} - \beta_\chi^2 - \frac{\delta(\beta_\chi \gamma_\chi)}{2} \right), \text{ МэВ/см}$$

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta_\chi^2 \gamma_\chi^2}{1 + 2\gamma_\chi \frac{m_e}{m_\chi} + \left(\frac{m_e}{m_\chi}\right)^2}, \quad I \text{ потенциал ионизации, } \rho \text{ плотность вещества}$$

$$\delta(\beta_\chi \gamma_\chi) \approx 2 \ln(\hbar \omega_p \beta_\chi \gamma_\chi / I) - 1 \text{ учитывает эффект плотности}$$

Радиационные потери:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} &= \frac{N_A \rho}{M_A} \int_0^{E_\chi - m_\chi} \omega \frac{d\omega}{\omega} 4\alpha r_e^2 \epsilon^4 \left(\frac{m_e}{m_\chi}\right)^2 \times \\ &\times \left(\left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3} \frac{\omega}{E_\chi} + \frac{\omega^2}{E_\chi^2}\right) [Z^2 A + Z B] + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{\omega}{E_\chi}\right) (Z^2 + Z) \right) \end{aligned}$$

A, B множители экранировки

Общие потери и глубина проникновения:

$$\left|\frac{dE}{dx}\right| = \left|\frac{dE}{dx}\right|_{\text{ион}} + \left|\frac{dE}{dx}\right|_{\text{рад}}, \quad X = \int_{E_{\text{cut}}}^E \frac{dE}{|dE/dx|}, \quad E_{\text{cut}} \text{ — энергия обрезания}$$

Угол отклонения при многократном рассеянии

Определяющие процессы:

рассеяние на экранированном ядре и на Z атомных электронах

Экранированный потенциал $A_0(x) = \frac{Ze}{4\pi r} \rightarrow A_0(q) \frac{a^2 q^2}{1 + a^2 q^2}$,

размер атома $a \simeq 111 Z^{-1/3} m_e^{-1}$

$$d\sigma_z = \frac{Z^2 \epsilon^2 r_e^2 m_e^2}{4 E_X^2 \beta_X^2} \frac{1 - \beta_X^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + (2ap_X)^{-2}} 2\pi \sin\theta d\theta$$

Сечение рассеяния на электроном $\vec{p}_X' \vec{p}_X = |\vec{p}_X'| |\vec{p}_X| \cos\theta$:

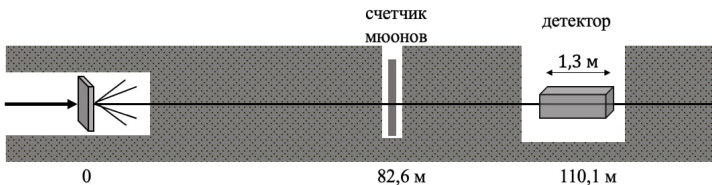
$$d\sigma_e = \frac{2}{\pi} \frac{\epsilon^2 r_e^2 m_e |\vec{p}_X'|}{E_e' |\vec{p}_X|} \frac{m_e^2 (E_X^2 + E_X'^2) + \frac{1}{2} (m_e^2 + m_X^2) (2m_X^2 - 2E_X E_X' + 2|\vec{p}_X'| |\vec{p}_X| \cos\theta)}{(2m_X^2 - 2E_X E_X' + 2|\vec{p}_X'| |\vec{p}_X| \cos\theta)^2} dE_X' \sin\theta d\theta$$

с условием $E_X' < E_X - \frac{\alpha^2}{2} m_e$.

Тогда для угла получаются выражения:

$$\frac{d\overline{\theta_Z^2}}{dx} = \frac{N_A \rho}{M_A} \int_0^\pi \theta^2 d\sigma_z(\theta), \quad \frac{d\overline{\theta_e^2}}{dx} = Z \frac{N_A \rho}{M_A} \int_0^\pi \int_{E_X - T_{\max}}^{E_X - \frac{\alpha^2}{2} m_e} \theta^2 \frac{d\sigma_e}{dE_X' d\theta} dE_X' d\theta$$

Схема эксперимента на SLAC mQ [Prinz A.A. et al., 1998]



Параметры:

- Электронный пучок с энергией 29.5 ГэВ
 $3.17 \cdot 10^{12} e^- / \text{сек}$, длительность $\sim 10 \cdot 10^{-12}$ сек
- Вещество: $L = 88.5$ м песчаника
 $\rho = 2.19 \text{ г/см}^3$, потенциал ионизации $I = 8.15$ эВ
- Детектор: 4 сцинтилляционных счетчика $42\text{см} \times 42\text{см} \times 131\text{см}$
чувствительность: 1/3 сигнала фотоэлектрона
- Временное окно сбора данных: $t = 250$ нс
60 нс от начала временного окна: прибытие мюонов в счетчик
- Угол принятия детектора: $\theta = 2$ мрад

Отсутствие сигнала в детекторе (верхняя граница)

1) Потери энергии в веществе по пути к детектору

$$\begin{aligned} S_{\text{без потерь}} &= \sum_{\text{Energies}} N_{\text{prod}}(\epsilon) \times N_{\text{det}}(\epsilon) \times (\text{Detection process}) = \\ &= S_{\text{с потерями}} = \sum_{\text{Energies}} N_{\text{prod}}(\epsilon^*) \times N_{\text{det}}(\epsilon^*) \times (\text{Detection process}) \times \exp\left(-\frac{L}{X(\epsilon^*)}\right) \\ \epsilon^4 &< \epsilon^{*4} \exp\left(-\frac{L}{X(\epsilon^*)}\right) \end{aligned}$$

2) Многократное рассеяние в веществе, отклонение от угла принятия детектора

$$\theta_{\chi} = \sqrt{\theta_Z^2 + \theta_e^2} < 2 \text{ мрад}$$

3) Непопадание во временное окно сбора данных

$$\tau_{\chi} = \int_{L_{\mu}}^L \frac{dx}{\beta_{\chi} c} = \int_{E_L}^{E_{\mu}} \frac{dE}{|dE/dx|} \frac{1}{\beta_{\chi} c} < 190 \text{ нс}, \quad E_{L/\mu} = E_{\chi} - \left| \frac{dE}{dx} \right| L_{/\mu}$$

Дифференциальный энергетический спектр

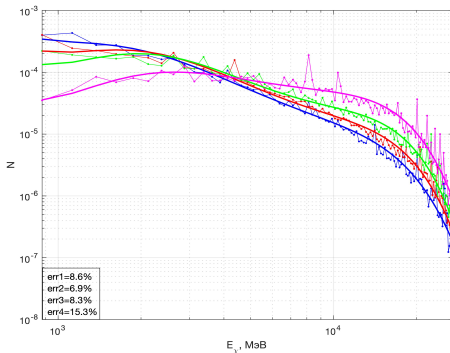
Функция, аппроксимирующая энергетическое распределение МЗЧ:

$$F(E) = 10^{P_4(\log_{10} E_\chi(m_\chi))} \frac{1}{N_0}, \quad P_4 \text{ полином 4-ой степени, } N_0 \text{ — общее число частиц}$$

Нормировка спектра на единицу — функция массы:

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} F(E) dE = f(m_\chi), \quad \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{F(E)}{f(m_\chi)} dE = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{dN}{dE} dE = 1$$

$$E_{\min}=0.125 \text{ GeV}, \quad E_{\max}=29.5 \text{ GeV}$$



Верхняя граница

1) Из потерь энергии:

Энергия, выделяемая миллизаряженной частицей в сцинтилляторе :

$$E_{\text{сцин}} = \frac{4\pi Z\epsilon^2 r_e^2 m_e c^2}{\beta_\chi^2} \frac{N_{A\rho}}{M_A} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta_\chi^2 \gamma_\chi^2 T_{\max}}{I^2} - \beta_\chi^2 - \frac{\delta(\beta_\chi \gamma_\chi)}{2} \right) L_{\text{сцин}} > 1.05 \text{ кэВ}$$

$$E_\chi [E_{\text{сцин}} = 1.05] = E_{\text{cut}} \quad L_{\text{сцин}} = 131 \text{ см}$$

Верхняя граница в этом случае получается, решая:

$$\epsilon_\chi^4 \exp\left(-\frac{L}{X_\chi(\epsilon_\chi)}\right) = \epsilon^4, \quad X_\chi = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(\int_{E_{\text{cut}}}^E \frac{dE'}{|dE/dx(E')|} \right) \frac{dN}{dE}(E) dE$$

2) Временное окно сбора данных:

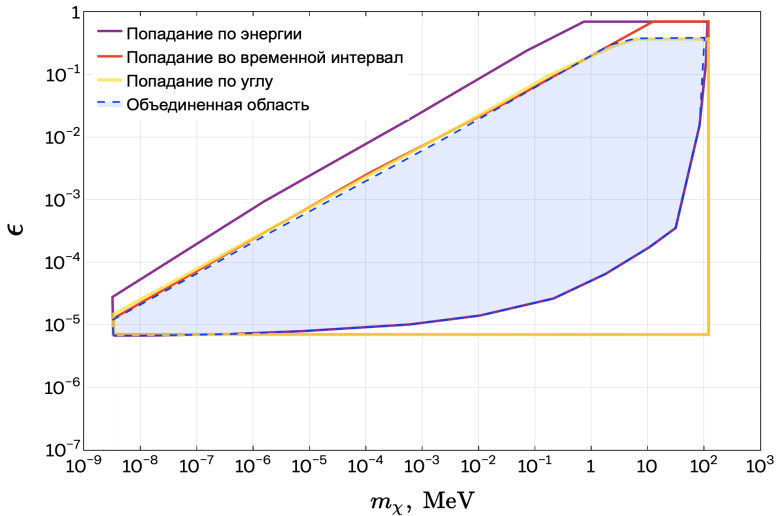
Верхняя граница задана:

$$\tau_\chi = \int_{E_\mu}^{E_L} \frac{dE}{|dE/dx|} \frac{1}{\beta c} = 190 \text{ нс}, \quad E_{L/\mu} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(E' - \left| \frac{dE}{dx} \right| (E') L/\mu \right) \frac{dN}{dE}(E') dE'$$

3) Угловое разрешение детектора — 2 мрад, таким образом:

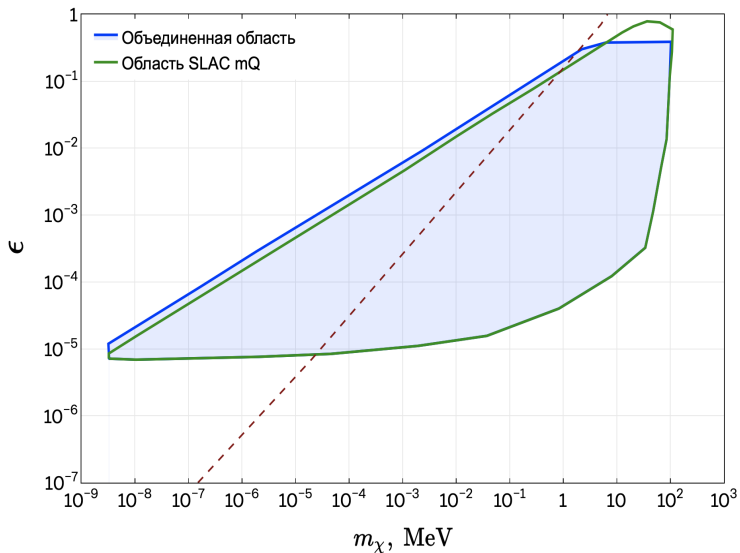
$$\theta_\chi = \sqrt{\theta_Z^2 + \theta_e^2} = 2 \text{ мрад при } E_\chi = E_L$$

Верхняя граница



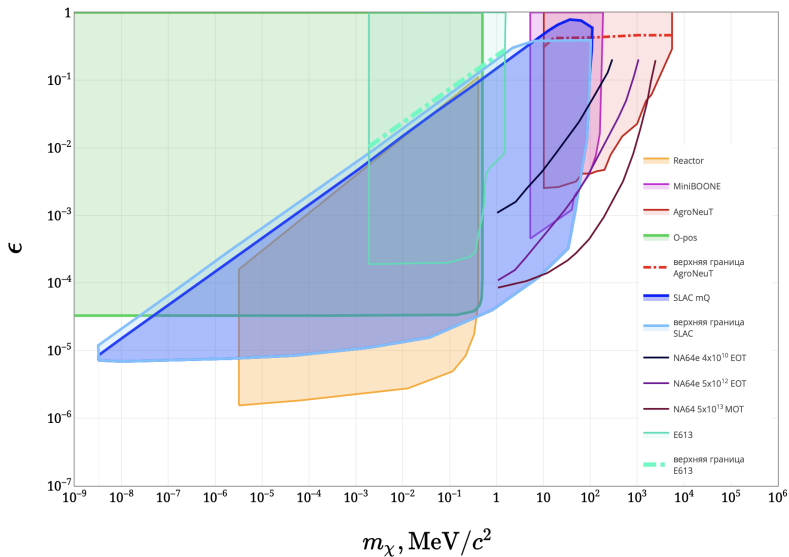
Объединенная область исключения параметров

Верхняя граница



Сравнение результатов с границей из SLAC mQ

Другие ограничения



Выводы:

- Проведен анализ взаимодействий МЗЧ с веществом и построена область их исключения
- Данное исследование применимо к другим экспериментам, в которых возможны потери энергии, и позволяет ограничить прямые поиски в области малых масс
- Параметры МЗЧ лучше ограничиваются в экспериментах, основанных на принципе "недостатка" энергии (например, эксперимент NA64 по исследованию темного сектора). Для экспериментов на пучках с фиксированной мишенью характерно большое расстояние до детектора, поэтому потери энергии в веществе становятся уже существенными

Спасибо за внимание!