Рождение псевдоскалярных сголдстино в столкновениях низкоэнергетических протонных пучков

Парамонова Мария

Филиал Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова в городе Сарове

5 декабря 2025

Мотивация

- Суперсимметрия (SUSY) - одна из наиболее развитых расширений Стандартной Модели (СМ). Одно из возможных проявлений SUSY - взаимодействия суперсимметричных частиц с частицами СМ через скрытый сектор, которые можно искать при низких энергиях.
- Эту ситуацию можно реализовать в сценарии спонтанно нарушенной суперсимметрии с относительно низким масштабом нарушения SUSY.
- Поля скрытого сектора могут слабо взаимодействовать с калибровочными бозонами, лептонами и кварками СМ, при этом взаимодействие подавлено масштабом нарушения суперсимметрии. Новую физику такого рода можно искать в экспериментах с высокой статистикой, например в протонных столкновениях.

Мотивация

- Можно наблюдать влияние полей из скрытого сектора на реакции в протонных столкновениях. Псевдоскалярная компонента скрытого сектора может смешиваться с псевдоскалярными мезонами (пионами, каонами) и давать вклад в матричный элемент взаимодействия.
- В рамках нашей модели мы ограничимся двумя флейворами (u,d кварки), поскольку проект (TiMoFey, Институт ядерных исследований РАН) предполагает изучение низкоэнергетических протонных столкновений с энергией 400 (1200) МэВ и током 300 (100) μA на первом (втором) этапе .

Модель

Рассматривается Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ), дополненная киральным суперполем:

$$\Phi = \phi + \sqrt{2}\theta\Psi + \theta^2 F,$$

where Ψ – голдстино (фермион);
ϕ – сголдстино (скаляр); $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(S + iP)$;
F – вспомогательное поле, vev $< F > =$ F.
$\sqrt{F}$ шкала нарушения суперсимметрии. Рассматриваемая шкала $10 - 10^3$ ТэВ.
Взаимодействия сголдстино с калибровочными и фермионными полями СМ:

$$\mathcal{L}_P^{\text{gauge}} = \frac{M_{\gamma\gamma}}{4\sqrt{2}F}\, P\, F_{\mu\nu} F_{\lambda\rho}\, \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} + \frac{M_3}{4\sqrt{2}F}\, P\, G^a_{\mu\nu} G^a_{\lambda\rho}\, \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho}$$
$$- P\, \frac{vA_Q y^q_{ij}}{\sqrt{2}F}\, \bar{q}_i \gamma_5 q_j - P\, \frac{vA_l y^l_{ij}}{\sqrt{2}F}\, \bar{l}_i \gamma_5 l_j.$$

Киральная теория возмущений для мезонов

Киральная теория возмущений (ChPT) - эффективная теория для изучения взаимодействия кварков в пределе нулевых масс (рассматриваются u, d и s кварки.)
Рассмотрим лагранжианы КХД и сголдстино:

$$\mathcal{L} = -\frac{M_3}{2\sqrt{2}F} P G^a_{\mu\nu} \tilde{G}^a_{\mu\nu} + i\bar{q}\gamma^\mu D_\mu q - \bar{q} m_q q$$

Делая киральный поворот $q(x) \to exp(i\alpha_q(x)\gamma^5)q(x)$, получаем, что вклад от глюонных полей сокращается, когда $\alpha_q = \frac{\sqrt{2}\pi M_3}{F} P\kappa_q$ и $\kappa_u + \kappa_d = 1$.
Окончательный лагранжиан:

$$\mathcal{L} = i\bar{q}\gamma^\mu D_\mu q - \bar{q} e^{2i\alpha_q\gamma^5} m_q q + \bar{q}_L \gamma^\mu l^q_\mu q_L - \bar{q}_R \gamma^\mu r^q_\mu q_R,$$

где

$$l^q_\mu = \frac{\sqrt{2}\pi M_3}{\alpha_s F_\pi} \partial_\mu P \kappa_q,$$
$$r^q_\mu = -l^q_\mu$$
$$\hat{\kappa} = \mathrm{diag}(\kappa_u, \kappa_d)$$

Киральная теория возмущений для мезонов

После кирального поворота массовая матрица меняется:

$$\hat{m}_q(P) = exp(2i\kappa_q c_{GG} P) m_q$$

И вклад в лагранжиан:

$$\mathcal{L} \supset \frac{F_\pi^2}{4} B_0 \, Tr[\hat{m}_q(P)\Sigma^\dagger + h.c.]$$
$$\Sigma = \exp(-i\hat{\kappa}P) \, U \, \exp(i\hat{\kappa}P),$$

$$U = \exp\left(\frac{i\sqrt{2}}{F_\pi}\Phi\right), \qquad \Phi = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & \pi^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}.$$

Киральная теория возмущений для барионов

Накладывая услове отсутствия смешивания масс между сголдстино и кварками получаем соотношения для κ_q:
$\kappa_u = \frac{m_d}{m_u+m_d}, \kappa_d = \frac{m_u}{m_u+m_d}$.
Чтобы включить взаимодействие сголдстино с барионами (p, n), используем ChPT для барионов:

$$\mathcal{L}_{\pi N} = \bar{\Psi}(i\not{D} - m_N + \frac{g_A}{2}\gamma^\mu\gamma^5 u_\mu)\Psi, \Psi = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$$

где p и n - поля протона и нейтрона;

$$\begin{aligned}
D_\mu &= \partial_\mu + \Gamma_\mu, \\
\Gamma_\mu &= \frac{1}{2}(u^\dagger(\partial_\mu - ir_\mu)u + u(\partial_\mu - il_\mu)u^\dagger), u = \sqrt{U} \\
u_\mu &= i(u^\dagger(\partial_\mu - ir_\mu)u - u(\partial_\mu - il_\mu)u^\dagger)
\end{aligned}$$

Явный вид Γ_μ и u_μ:

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{2}(\frac{1}{2F_0^2}\Phi\partial_\mu\Phi + \frac{1}{F_0}(\Phi l_\mu - l_\mu\Phi))$$

$$u_\mu = i(\frac{i}{F_0}\partial_\mu\Phi + 2il_\mu + i\frac{A\partial_\mu P}{2F_0^2}\Phi\kappa^q\Phi)$$

$$l_\mu^q = \frac{\sqrt{2}\pi M_3}{\alpha_s F_\pi}\partial_\mu P\kappa_q$$

$$r_\mu^q = -l_\mu^q$$

Диаграммы Фейнмана

1) Из аксиального взаимодействия (u_μ):
$V_{P-NN} = -\frac{g_A\sqrt{2}\pi M_3}{\alpha_s F_\pi}\gamma^\mu\gamma^5 k_\mu \kappa_{u(d)}$
где $N = p, n$

2) Из векторного (Γ_μ):

а) $\mathrm{V} = \frac{\sqrt{2}\pi M_3}{\alpha_s F_\pi^2}\gamma^\mu k_\mu(\kappa_u - \kappa_d)$

б) $\mathrm{V} = \frac{\sqrt{2}\pi M_3}{\alpha_s F_\pi^2}\gamma^\mu k_\mu\sqrt{2}(\kappa_d - \kappa_u)$