

Рождение псевдоскалярных сголдстино в столкновениях низкоэнергетических протонных пучков

Парамонова Мария

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

5 декабря 2025

- 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.

- 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 .

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, $\text{vev} \langle F \rangle = F$.

\sqrt{F} шкала нарушения суперсимметрии. Рассматриваемая шкала $10 - 10^3$ ТэВ.

Взаимодействия сголдстино с калибровочными и фермионными полями СМ:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_P^{\text{gauge}} = & \frac{M_{\gamma\gamma}}{4\sqrt{2}F} P F_{\mu\nu} F_{\lambda\rho} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} + \frac{M_3}{4\sqrt{2}F} P G_{\mu\nu}^a G_{\lambda\rho}^a \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} \\ & - P \frac{v A_Q y_{ij}^q}{\sqrt{2}F} \bar{q}_i \gamma_5 q_j - P \frac{v A_l y_{ij}^l}{\sqrt{2}F} \bar{l}_i \gamma_5 l_j. \end{aligned}$$

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:

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

Делая киральный поворот $q(x) \rightarrow \exp(i\alpha_q(x)\gamma^5)q(x)$, 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:

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

где

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

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

$$\hat{\kappa} = \text{diag}(\kappa_u, \kappa_d)$$

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:

$$\mathcal{L} \supset \frac{F_\pi^2}{4} B_0 \text{Tr}[\hat{m}_q(P) \Sigma^\dagger + h.c.]$$

$$\Sigma = \exp(-i\hat{\kappa}P) U \exp(i\hat{\kappa}P),$$

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

Киральная теория возмущений для барионов

Накладывая условие 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;

$$D_\mu = \partial_\mu + \Gamma_\mu,$$

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{2}(u^\dagger(\partial_\mu - ir_\mu)u + u(\partial_\mu - il_\mu)u^\dagger), u = \sqrt{U}$$

$$u_\mu = i(u^\dagger(\partial_\mu - ir_\mu)u - u(\partial_\mu - il_\mu)u^\dagger)$$

Киральная теория возмущений для барионов

Явный вид Γ_μ и u_μ :

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

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

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

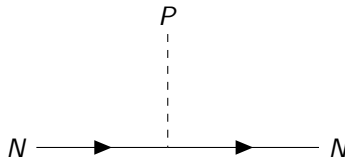
$$r_\mu^q = -l_\mu^q$$

Диаграммы Фейнмана

1) Из аксиального взаимодействия (u_μ):

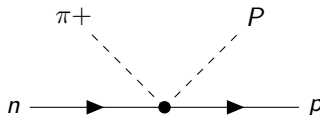
$$V_{P-NN} = -\frac{g_A \sqrt{2} \pi M_3}{\alpha_s F_\pi} \gamma^\mu \gamma^5 k_\mu \kappa_{u(d)}$$

где $N = p, n$



2) Из векторного (Γ_μ):

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



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

