

КИРАЛЬНАЯ СРЕДА В ОБОБЩЕННОЙ ЛИНЕЙНОЙ Σ -МОДЕЛИ И КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

В. А. Андрианов¹, А. А. Андрианов^{1,2}, Д. Эсприу²

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

² Институт наук о космосе Барселонского университета, Барселона, Испания

Исследуется возможность образования фазы с локальным нарушением пространственной четности в киральной среде в центральных столкновениях тяжелых ионов в высоких энергиях. Проведено сравнение полученных ограничений на параметры обобщенной линейной киральной Σ -модели для легких мезонов и структурных констант взаимодействия кирального лагранжиана Гассера–Лейтвилера (ГЛ) для киральной теории возмущений в киральной среде. Получен ряд соотношений для низкоэнергетических структурных констант связи кирального лагранжиана ГЛ и соответствующих параметров взаимодействия в обобщенной сигма-модели. Приведены выражения для константы распада пиона и массы мезона a_0 в киральной среде с дисбалансом. Описан процесс (сигнатура) в киральной среде, который может экспериментально указывать на существование фазы с локальным нарушением пространственной четности и который проявляется в подавлении потока мюонов в распадах заряженных пионов в фэйрболе.

The possibility of the formation of a phase with Local Parity Violation (LPV) in a chiral medium at central collisions of heavy ions at high energies is investigated. The obtained restrictions are compared on parameters of the generalized Linear Σ -Model (LSM) for light mesons and structural constants of the interaction of the chiral Gasser–Leutwyler (GL) Lagrangian for the Chiral Perturbation Theory (ChPT) in a chiral medium. A number of relations are obtained for the low-energy structural coupling constants of the chiral GL Lagrangian and the corresponding parameters interaction in the generalized Sigma Model. Expressions for the decay constant of the pion and the mass of the a_0 meson in unbalanced chiral environment are given. A process (signature) in a chiral medium is described, which can serve as an experimental indication of the existence of a phase with LPV, which is manifested in the suppression of flux of muons in decays of charged pions in a fireball.

PACS: 12.38.-t; 12.38.Mh; 12.40.-y; 13.25.Jx

ВВЕДЕНИЕ

В октябре 2020 г. в Санкт-Петербурге прошла юбилейная LXX Международная конференция «Ядро-2020» (Nuclear Physics and Elementary Particle Physics. Nuclear Physics Technologies). Наше первое участие

в подобных мероприятиях состоялось в 1979 г. в Риге на XXIX совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Это совещание в значительной степени было организовано Константином Александровичем Гридневым, который стимулировал наше участие в нем. С 1980-х гг. более 25 лет К. А. Гриднев был и заведующим кафедрой ядерной физики физического факультета СПбГУ, и постоянным организатором такого рода совещаний и конференций, в которых мы, сотрудники кафедры физики высоких энергий и элементарных частиц физического факультета СПбГУ, не раз принимали участие. И в продолжение этой традиции на прошедшей конференции «Ядро-2020» ряд сотрудников кафедры физики высоких энергий и элементарных частиц физического факультета СПбГУ принимали участие, за что все еще раз благодарны К. А. Гридневу и его ученикам — последователям, организовавшим эту международную конференцию.

В память о годах, проведенных вместе, мы посвящаем эту работу К. А. Гридневу.

ВВЕДЕНИЕ: КИРАЛЬНАЯ СРЕДА

В текущих экспериментах по столкновениям тяжелых ионов при высоких энергиях на ускорителях RHIC и LHC [1] исследуются различные фазы кварк-адронной материи при экстремальных условиях. В частности, возможно образование фазы с локальным нарушением пространственной четности [2–4] при различных условиях в экспериментах.

В столкновениях тяжелых ионов различают две экспериментальные ситуации: периферийные и центральные. В первом случае может возникнуть так называемый киральный магнитный эффект [2] (см. также [5] и его обсуждение в [6]), и здесь существенную роль играет электромагнитное поле.

Во втором случае в работе [3] было предложено, что образование фазы с нарушением пространственной четности является особенностью сильных взаимодействий в кварк-адронной материи, описываемой квантовой хромодинамикой (КХД) в плотной среде. Так, в частности, локальное нарушение пространственной четности может быть индуцировано образованием специфической среды в файерболе, в которой существуют метастабильные области с ненулевыми топологическими зарядами, которые, в свою очередь, характеризуются так называемым киральным имбалансом (дисбалансом), т. е. нетривиальной разностью в плотностях левых и правых киральных кварковых степеней свободы. В этом процессе и последующем описании мы не рассматриваем влияние электромагнитного поля на характеристики системы. Кроме того, имеется ряд указаний на избыточный выход дилептонов в области малых инвариантных масс и средних поперечных импульсов [7], который, в частности, тоже может быть следствием локального нарушения пространственной четности (ЛНПЧ). Детали можно найти в работе [8].

В процессе эволюции фибрбола, в адронной фазе, будем предполагать, что вследствие флуктуаций топологического заряда может возникнуть псевдоскалярное фоновое поле, растущее линейно во времени. Это поле мы ассоциируем с постоянным аксиальным вектором, нулевая компонента которого идентифицируется с киральным химическим потенциалом, который описывает киральную среду фибрбола. В такой среде возможно искать проявления фазы с ЛНПЧ, в частности, в работе [9] было показано, что значительный выход дилептонов, рожденных в центральных столкновениях [10], может быть следствием генерации псевдоскалярного изосинглетного конденсата, динамика которого определяется эволюцией кварк-адронной материи в фибрболе. Конечно, полное описание такой киральной среды с дисбалансом требует учета как тепловых флуктуаций, так и электромагнитных эффектов. В данной работе рассматривается случай нулевых температур в пренебрежении магнитными полями. Как было описано в работе [9], рождение и описание киральной среды, генерируемой нетривиальными топологическими флуктуациями глюонных полей и описываемой киральным химическим (топологическим) потенциалом μ_5 , порождается добавлением к лагранжиану КХД слагаемого $\Delta\mathcal{L}_q = \mu_5 q^\dagger \gamma_5 q \equiv \mu_5 \rho_5$. А переход от кварк-глюонной среды к адронной материи может изучаться в рамках гипотезы кварк-адронной непрерывности [11] после адронизации кварк-глюонной плазмы. Поведение различных спектральных характеристик для легких скалярных и псевдоскалярных (σ, π^a, a_0^a) -мезонов в киральной среде описывается обобщенной Σ -моделью, мотивируемой низкоэнергетической КХД, для флейворной группы $SU_L(2) \times SU_R(2)$ с включением в полное рассмотрение изосинглетного кирального химического потенциала [12]. Параметры лагранжиана Σ -модели берутся в качестве исходных для описания спектральных характеристик легких мезонов в вакууме. Учет же киральной среды в модели достигается путем специальной экстраполяции ее на киральную среду [9]. Однако в этом случае априорно нет надежной предсказательности в определении отклика адронной системы на киральный дисбаланс. Поэтому для достижения большей надежности в предсказательности результатов мы используем другой, альтернативный подход в описании тех же низкоэнергетических спектральных характеристик для легких мезонов. Это — вакуумный киральный лагранжиан Гассера–Лейтвилера (ГЛ) [13, 14] с феноменологическими низкоэнергетическими структурными константами, но с учетом киральной среды с дисбалансом в фибрболе. В данной работе показано, что параметризация обобщенной Σ -модели хорошо согласуется с феноменологией пионов при низких энергиях, полученной из киральной теории возмущений и лагранжиана ГЛ. Установлено условие, при котором пионы меняют свою динамику в распадах в киральной среде, и, в частности, показано, как заряженные пионы перестают распадаться на мюоны и нейтрино при

достаточно большом значении кирального химического потенциала. Это может служить указанием на возможное экспериментальное обнаружение кирального дисбаланса и фазы с локальным нарушением пространственной четности внутри фэйрбола.

1. ОБОБЩЕННАЯ ЛИНЕЙНАЯ Σ -МОДЕЛЬ ИЗ КХД В КИРАЛЬНОЙ СРЕДЕ

Для описания спектральных характеристик легких мезонов в киральной среде приведем лагранжиан обобщенной линейной Σ -модели [15] в вакууме для случая $SU_L(N_f) \times SU_R(N_f)$ и для u -, d -кварков (число флейворов $N_f = 2$):

$$\begin{aligned} \frac{L}{N_c} = & \frac{1}{4} \text{Tr} (D_\mu H (D^\mu H)^\dagger) + \frac{B}{2} \text{Tr} [m(H + H^\dagger)] + \frac{M^2}{2} \text{Tr} (HH^\dagger) - \\ & - \frac{\lambda_1}{2} \text{Tr} [(HH^\dagger)^2] - \frac{\lambda_2}{4} [\text{Tr} (HH^\dagger)]^2 + \frac{c}{2} (\det H + \det H^\dagger), \quad (1) \end{aligned}$$

где $H = \xi \Sigma \xi$ — оператор мезонных полей; N_c — число цветов; m — средняя масса токовых кварков u , d ; M — тахионная масса, генерирующая спонтанное нарушение киральной симметрии; B , c , λ_1 , λ_2 — вещественные постоянные. Матрица Σ включает синглетный скалярный мезон σ , его вакуумное среднее v и изотриплет скалярных мезонов a_0^0 , a_0^- , a_0^+ (детали см. в [15]). Оператор ξ реализует нелинейное представление киральной группы $SU_L(2) \times SU_R(2)$, а именно $\xi^2 = U$, и определяется изотриплетом псевдоскалярных мезонов π^0, π^-, π^+ [15]. Ковариантная производная H содержит внешние калибровочные поля R_μ и L_μ , $D_\mu H = \partial_\mu H - iL_\mu H + iHR_\mu$. Эти поля включают фотонное поле A_μ и дополняются также фоновым 4-вектором аксиального (кирального) химического потенциала $(b_\mu) = (b_0, \mathbf{b})$, $R_\mu = e Q_{\text{em}} A_\mu - b_\mu \cdot 1_{2 \times 2}$, $L_\mu = e Q_{\text{em}} A_\mu + b_\mu \cdot 1_{2 \times 2}$, где $Q_{\text{em}} = (1/2)\tau_3 + (1/6)1_{2 \times 2}$ — матрица электромагнитного заряда.

Массовая матрица для скалярных и псевдоскалярных мезонов на диагонали принимает вид

$$m_\sigma^2 = -2 (M^2 - 6 (\lambda_1 + \lambda_2) F_\pi^2 + c + 2\mu_5^2), \quad (2)$$

$$m_a^2 = -2 (M^2 - 2 (3\lambda_1 + \lambda_2) F_\pi^2 - c + 2\mu_5^2), \quad (3)$$

$$m_\pi^2(\mu_5) = \frac{2bm}{F_\pi} \simeq m_\pi^2(0) \left(1 - \frac{\mu_5^2}{2(\lambda_1 + \lambda_2)F_0^2} \right), \quad (4)$$

$$F_\pi^2(\mu_5) = \frac{M^2 + 2\mu_5^2 + c}{2(\lambda_1 + \lambda_2)} = F_0^2 + \frac{\mu_5^2}{\lambda_1 + \lambda_2}. \quad (5)$$

Для мезонов в движении $|\mathbf{p}| \neq 0$ и при CP-смешивании эффективные массы $m_{\text{эф}\mp}^2$ приобретают вид

$$m_{\text{эф}-}^2 = \frac{1}{2} \left(16\mu_5^2 + m_a^2 + m_\pi^2 - \sqrt{(16\mu_5^2 + m_a^2 + m_\pi^2)^2 - 4(m_a^2 m_\pi^2 - 16\mu_5^2 |\mathbf{p}|^2)} \right), \quad (6)$$

$$m_{\text{эф}+}^2 = \frac{1}{2} \left(16\mu_5^2 + m_a^2 + m_\pi^2 + \sqrt{(16\mu_5^2 + m_a^2 + m_\pi^2)^2 - 4(m_a^2 m_\pi^2 - 16\mu_5^2 |\mathbf{p}|^2)} \right).$$

Для малых значений $\mu_5^2, m_\pi^2 \ll m_a^2 \simeq 1 \text{ ГэВ}^2$ можно приближенно определить зависимость массы пиона от волнового вектора \mathbf{p} :

$$m_{\text{эф}-}^2 \simeq m_\pi^2 - 16\mu_5^2 \frac{|\mathbf{p}|^2}{m_a^2}. \quad (7)$$

И, наконец, при нормировании на вакуумные значения спектральных характеристик мезонов можно определить и зафиксировать параметры лагранжиана обобщенной Σ -модели [16]: $\lambda_1 = 16,4850$, $\lambda_2 = -13,1313$, $c = -4,46874 \cdot 10^4 \text{ МэВ}^2$, $F_0 = 92 \text{ МэВ}$, $b = B_0 F_0 = 1,61594 \cdot 10^5 \text{ МэВ}^2$. Чтобы достичь большей предсказательности в теоретических и экспериментальных исследованиях по обнаружению киральной среды и, как следствие, фазы с локальным нарушением пространственной четности в столкновениях тяжелых ионов при высоких энергиях, мы в качестве альтернативы используем другой подход — феноменологический киральный лагранжиан Гассера–Лейтвилера [13, 14], описывающий тот же изотриплет псевдоскалярных мезонов в вакууме. И впоследствии, сравнивая два подхода в описании спектральных характеристик мезонов в киральной среде, получим как их относительную степень предсказательности в этих двух описаниях, так и новые указания на возможное проявление ЛНПЧ в экспериментах.

2. КИРАЛЬНЫЙ ЛАГРАНЖИАН ГАССЕРА–ЛЕЙТВИЛЕРА С КИРАЛЬНЫМ ХИМИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Вакуумный киральный лагранжиан Гассера–Лейтвилера, описывающий спектр масс и константы распада низколежащих псевдоскалярных мезонов в киральной среде, дополняется, как и ранее в работе [15], ковариантной производной

$$D_\nu \implies \overline{D}_\nu - i\{\mathbf{I}_q \mu_5 \delta_{0\nu}, \star\} = \mathbf{I}_q \partial_\nu - 2i\mathbf{I}_q \mu_5 \delta_{0\nu}, \quad (8)$$

где не учитывается влияние электромагнитного поля, а киральный (аксиальный) химический потенциал вводится как постоянная по времени

компонента изосинглетного аксиально-векторного поля. В рамках приближения большого числа цветов N_c для флейверной группы $SU(3)$ киральный лагранжиан ГЛ содержит следующие операторы размерности 2 [14]:

$$\mathcal{L}_2 = \frac{F_0^2}{4} \langle -j_\mu j^\mu + \chi^\dagger U + U^\dagger \chi \rangle, \quad (9)$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает взятие операции следа во флейворном пространстве, $j_\mu \equiv U^\dagger \partial_\mu U$, киральное поле $U = \exp(i\hat{\pi}/F_0)$, затравочная константа распада пиона $F_0 \simeq 92$ МэВ, $\chi(x) = 2B_0 s(x)$ и $M_\pi^2 = 2B_0 \hat{m}_{u,d}$ – «древесная» масса нейтрального пиона. Константа B_0 соотносится с кварковым киральным конденсатом $\langle \bar{q}q \rangle$ как $F_0^2 B_0 = -\langle \bar{q}q \rangle$. Используя ковариантную производную в (8), приходим к соотношению

$$\mathcal{L}_2(\mu_5) = \mathcal{L}_2(\mu_5 = 0) + \mu_5^2 N_f F_0^2. \quad (10)$$

Здесь мы использовали тождество для кирального поля $U \in SU(n)$, $\langle j_\mu \rangle = 0$. В приближении больших чисел N_c операторы размерности 4 [14] в киральном лагранжиане ГЛ задаются выражением

$$\mathcal{L}_4 = \bar{L}_3 \langle j_\mu j^\mu j_\nu j^\nu \rangle + L_0 \langle j_\mu j_\nu j^\mu j^\nu \rangle - L_5 \langle j_\mu j^\mu (\chi^\dagger U + U^\dagger \chi) \rangle, \quad (11)$$

где L_0, \bar{L}_3, L_5 – затравочные низкоэнергетические константы. Для групп $SU(3)$ и $SU(2)$ при $\langle j_\mu \rangle = 0$ имеет место тождество

$$\langle j_\mu j_\nu j^\mu j^\nu \rangle = -2 \langle j_\mu j^\mu j_\nu j^\nu \rangle + \frac{1}{2} \langle j_\mu j^\mu \rangle \langle j_\nu j^\nu \rangle + \langle j_\mu j_\nu \rangle \langle j^\mu j^\nu \rangle, \quad (12)$$

а для $SU(2)$ существует еще одно тождество

$$2 \langle j_\mu j^\mu j_\nu j^\nu \rangle = \langle j_\mu j^\mu \rangle \langle j_\nu j^\nu \rangle. \quad (13)$$

Используя эти тождества для $SU(3)$ кирального лагранжиана ГЛ (размерности 4), можно получить

$$\mathcal{L}_4 = L_1 \langle j_\mu j^\mu \rangle \langle j_\nu j^\nu \rangle + L_2 \langle j_\mu j_\nu \rangle \langle j^\mu j^\nu \rangle + L_3 \langle j_\mu j^\mu j_\nu j^\nu \rangle - L_5 \langle j_\mu j^\mu (\chi^\dagger U + \chi U^\dagger) \rangle \quad (14)$$

с соотношениями

$$L_1 = \frac{1}{2} L_0, \quad L_2 = L_0, \quad L_3 = \bar{L}_3 - 2L_0. \quad (15)$$

Для группы $SU(2)$ можно провести еще одну редукцию лагранжиана размерности 4

$$\mathcal{L}_4 = \frac{1}{4} l_1 \langle j_\mu j^\mu \rangle \langle j_\nu j^\nu \rangle + \frac{1}{4} l_2 \langle j_\mu j_\nu \rangle \langle j^\mu j^\nu \rangle - \frac{1}{4} l_4 \langle j_\mu j^\mu (\chi^\dagger U + U^\dagger \chi) \rangle, \quad (16)$$

где l_1, l_2, l_4 — ренормированные для $SU(2)$ низкоэнергетические константы (по сравнению с [13]), нормированные так, что

$$\begin{aligned} l_1 &= 2L_0 + 2\bar{L}_3, & l_2 &= 4L_2 = 4L_0, \\ (l_1 + l_2) &= 2\bar{L}_3 + 6L_0, & l_4 &= 4L_5. \end{aligned} \quad (17)$$

Подчеркнем, что эта редукция имеет место, только если $\langle j_\mu \rangle = 0$.

Отклик кирального лагранжиана на киральный дисбаланс проводится с помощью ковариантной производной (8), примененной к лагранжиану ГЛ (11):

$$\begin{aligned} \Delta\mathcal{L}_4(\mu_5) &= -\mu_5^2 \left\{ 12(l_1 + l_2) \langle j^0 j^0 \rangle - \right. \\ &\quad \left. - 4(l_1 + l_2) \langle j_k j_k \rangle - l_4 \langle \chi^\dagger U + U^\dagger \chi \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (18)$$

Отметим, что этот результат разительно отличается от того, который можно получить из окончательного лагранжиана (16). Это происходит в силу того, что тождества (12) и (13) нарушаются при $\langle j_\mu \rangle \neq 0$. Приведенная модификация различным образом меняет коэффициенты в дисперсионном законе в энергии p^0 и импульсе $|\mathbf{p}|$ на массовой поверхности, а также и в массовом члене для пионов (все вместе это приводит к обратному пропагатору для пионов):

$$\begin{aligned} \mathcal{D}^{-1}(\mu_5) &= (F_0^2 + 48\mu_5^2(l_1 + l_2))p_0^2 - (F_0^2 + 16\mu_5^2(l_1 + l_2))|\mathbf{p}|^2 - \\ &\quad - (F_0^2 + 4l_4\mu_5^2)m_\pi^2(0) \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (19)$$

В главном порядке разложения при больших числах N_c эмпирические значения констант l_1, l_2, l_4 лагранжиана ГЛ для $SU(2)$ приведены в работе [13]. Таким образом, в системе покоя пиона

$$\begin{aligned} F_\pi^2(\mu_5^2) &\simeq F_0^2 + 48\mu_5^2(l_1 + l_2), \\ m_\pi^2(\mu_5^2) &\simeq \left(1 - 4\frac{\mu_5^2}{F_0^2}(12(l_1 + l_2) - l_4) \right) m_\pi^2(0), \end{aligned} \quad (20)$$

т. е. константа распада пиона растет, а его масса уменьшается в киральной среде. Из этих соотношений можно определить зависимость кваркового конденсата от киральной среды с дисбалансом

$$\langle \bar{q}q \rangle(\mu_5) = \langle \bar{q}q \rangle(0) \left(1 + 4l_4 \frac{\mu_5^2}{F_0^2} \right), \quad (21)$$

откуда можно заключить, что $l_4 > 0$ [13] и величина кваркового конденсата увеличивается с ростом кирального химического потенциала, как было указано в работах [12, 16, 17].

3. СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕЗОНОВ В ДВУХ ПОДХОДАХ И ПРЕДЛОЖЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ КИРАЛЬНОЙ СРЕДЫ В РАСПАДАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ

Прежде всего получаем сравнительную оценку в относительном изменении константы распада пиона в обобщенной линейной Σ -модели и кирального лагранжиана ГЛ в киральной среде

$$\frac{\Delta F_\pi^2}{\mu_5^2} = \frac{1}{\lambda_1 + \lambda_2} \approx 0,3, \quad 48(l_1 + l_2), \quad (22)$$

т. е. $(l_1 + l_2) \approx 6,2 \cdot 10^{-3}$, что вполне удовлетворительно соответствует пионной феноменологии [13].

В системе покоя пиона с учетом массовой поправки $m_\pi^2(\mu_5)F_\pi^2(\mu_5) \simeq \simeq 2m_q b F_\pi(\mu_5)$ нетрудно получить оценку для феноменологической константы лагранжиана ГЛ:

$$l_4 = \frac{1}{8(\lambda_1 + \lambda_2)} \approx 3,7 \cdot 10^{-2}, \quad (23)$$

откуда следует соотношение $6(l_1 + l_2) = l_4$ из обобщенной линейной Σ -модели. Это опять свидетельствует об удовлетворительном соответствии пионной феноменологии [13]. Из выражения

$$m_{\text{eff-}}^2 \simeq m_\pi^2 - 16\mu_5^2 \frac{|\mathbf{p}|^2}{m_a^2} \quad (24)$$

и (19) можно получить соотношение для массы изотриплетного скалярного мезона и констант лагранжиана ГЛ

$$m_a = \frac{F_0}{\sqrt{2(l_1 + l_2)}} \simeq 0,9 \text{ ГэВ}, \quad (25)$$

которая близка к значению, приведенному в базе данных [18], и лежит в пределах экспериментальных погрешностей.

На установленном ранее дисперсионном законе (19) можно сделать предсказание о возможном экспериментальном обнаружении киральной среды в распадах заряженных пионов, а именно найти значение порога в распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$. Если заряженный пион генерируется киральной средой и его масса меньше, чем в вакууме, то условие для его распада следует из (19):

$$\left(1 - 32(l_1 + l_2) \frac{\mu_5^2}{F_0^2}\right) |\mathbf{p}|^2 + \left(1 - 24(l_1 + l_2) \frac{\mu_5^2}{F_0^2}\right) m_{0,\pi}^2 \geq |\mathbf{p}|^2 + m_\mu^2, \quad (26)$$

где используется соотношение $6(l_1 + l_2) \simeq l_4$. Канал распада закрывается для значений $|\mathbf{p}|^2 \simeq 0$, если $\mu_5 \simeq 160 \text{ МэВ}$.

Этот процесс может быть зарегистрирован как результат значительного подавления потока мюонов в распадах заряженных пионов в файрболе. Именно при рассмотрении процессов распадов заряженных пионов в мюон и соответствующее нейтрино при значениях кирального химического потенциала ниже чем $\mu_5 \simeq 160$ МэВ выход мюонного потока из файрбола очевидным образом уменьшается при достаточно больших значениях импульса. Это и дает возможность измерить киральный химический потенциал и тем самым зафиксировать фазу с локальным нарушением пространственной четности, но при достаточной степени экспериментальной статистики таких событий.

ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

- Проведено сравнение ряда спектральных характеристик для легких мезонов в среде с киральным дисбалансом, описываемой киральным химическим потенциалом, в двух подходах — обобщенной линейной киральной Σ -модели (ЛСМ), мотивированной низкоэнергетической КХД, и феноменологическим киральным лагранжианом ГЛ со структурными константами взаимодействия. Получен ряд соотношений между низкоэнергетическими константами взаимодействия кирального лагранжиана ГЛ, массой a_0 -мезона и константой распада пиона в киральной среде.

- Показано, что низкоэнергетическое описание КХД в двух подходах и в пределе больших чисел цветов N_c дает определенные основания для поиска состояния с киральным дисбалансом в физических процессах, происходящих в файрболе в столкновениях тяжелых ионов.

- Полученный закон дисперсии пионов в киральной среде позволяет найти порог распада заряженного пиона на мюон и нейтрино, который может быть подавлен с увеличением кирального химического потенциала.

- Как показано в работе [16], при высоких энергиях возникают экзотические распады изоскалярных мезонов на три пиона в результате смешивания состояний π^- и a_0 -мезонов при наличии кирального дисбаланса. В работах [9, 16] показано, что для более широкого класса прямого нарушения пространственной четности при высоких энергиях и в рамках обобщенной линейной Σ -модели с изотриплетом скалярных a_0 - и псевдоскалярных (пионов) мезонов их смешивание возникает с генерацией $\pi\pi^-$ и $\pi\pi^0$ -распадов более тяжелого скалярного состояния. Независимая проверка наших оценок подтверждается также расчетами на решетке [17]).

- Проявление ЛНПЧ может происходить и при наличии кирального дисбаланса в секторе векторных мезонов ρ и ω [3, 4], и в данном случае важную роль играет взаимодействие Черна–Саймонса. Оказывается, спектр массивных векторных мезонов распадается на три компоненты, но с разными поляризациями и эффективными массами $m_{V,+} < m_{V,\text{long}} < m_{V,-}$ [3].

• Таким образом, вполне возможно экспериментальное обнаружение состояния с киральным дисбалансом в файерболе (и, следовательно, фазы с ЛНПЧ) в распадах заряженных пионов, а также в процессах с участием векторных поляризованных мезонов.

• Следует также отметить недавнее предложение по измерению фотонной поляризационной асимметрии в $\pi\gamma$ -рассеянии [12, 16, 19, 20] как еще один способ обнаружения ЛНПЧ в киральной среде. Это происходит в рамках киральной теории возмущений, но с учетом действия Весса–Зумино–Виттена и электромагнитного поля [21].

• Подчеркнем близость результатов, полученных в обобщенной Σ -модели и в расчетах на решетке в работе [17], а именно тенденцию роста кирального конденсата и уменьшение массы пиона при увеличении кирального химического потенциала μ_5 при фиксированных температурах порядка 150 МэВ. Это означает, что полученные в данной работе соотношения для спектральных характеристик легких мезонов выполняются и для некоторого диапазона температур [12]. Конечно, для более реалистичного количественного описания обсужденных явлений в файерболе необходимо учитывать как тепловые эффекты, так и «размытие» данных детектора (acceptance), что предполагается рассмотреть в последующих работах.

• Приведенные выше оценки и процессы при различных подходах при описании среды с киральным дисбалансом приводят к убеждению, что существование фазы с локальным нарушением пространственной четности является неотъемлемой частью фазовой диаграммы КХД, а ее обнаружение вполне возможно в экспериментах на ускорительных комплексах LHC, RHIC, FAIR и NICA.

Благодарности. Мы признательны организаторам LXX Международной конференции «Ядро-2020» за возможность представить результаты наших исследований. Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 21-12-000200).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kharzeev D. E.* The Chiral Magnetic Effect and Anomaly-Induced Transport // Prog. Part. Nucl. Phys. 2014. V. 75. P. 133–151.
2. *Kharzeev D. E.* Parity Violation in Hot QCD: Why It Can Happen, and How to Look for It // Phys. Lett. B. 2006. V. 633. P. 260–264; Topologically Induced Local P and CP Violation in QCD \times QED // Ann. Phys. (NY). 2010. V. 325. P. 205–218;
Kharzeev D. E., McLerran L. D., Warringa H. J. The Effects of Topological Charge Change in Heavy Ion Collisions: “Event by Event P and CP Violation” // Nucl. Phys. A. 2008. V. 803. P. 227–253;
Fukushima K., Kharzeev D. E., Warringa H. J. The Chiral Magnetic Effect // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 074033;
Fukushima K., Kharzeev D. E., Warringa H. J. Electric-Current Susceptibility and the Chiral Magnetic Effect // Nucl. Phys. A. 2010. V. 836. P. 311–336.

3. *Andrianov A. A., Espriu D.* On the Possibility of P Violation at Finite Baryon-Number Densities // *Phys. Lett. B.* 2008. V. 663. P. 450–455;
Andrianov A. A., Andrianov V. A., Espriu D. Spontaneous P Violation in QCD in Extreme Conditions // *Phys. Lett. B.* 2009. V. 678. P. 416–421.
4. *Andrianov A. A., Andrianov V. A., Espriu D., Planells X.* Abnormal Dilepton Yield from Parity Breaking in Dense Nuclear Matter // *AIP Conf. Proc.* 2011. V. 1343. P. 450–452.
5. *Bzdak A., Koch V., Liao J. F.* Topological Charge Fluctuations in the Plasma // *Lect. Notes Phys.* 2013. V. 871. P. 503–536;
Xu-Guang Huang. Chiral Magnetic Effect in Heavy Ion Collisions // *Rep. Prog. Phys.* 2016. V. 79. P. 076302;
Jinfeng Liao. Chiral Magnetic Effect in Heavy Ion Collisions // *Nucl. Phys. A.* 2016. V. 956. P. 99–107;
Xu-Guang Huang. Electromagnetic Fields and Anomalous Transports in Heavy-Ion Collisions — A Pedagogical Review // *Rep. Prog. Phys.* 2016. V. 79. P. 076302;
Gang Wang. Experimental Overview of the Search for Chiral Effects at RHIC // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2017. V. 779. P. 012013.
6. *Rihan Haque Md.* Measurements of the Chiral Magnetic Effect in Pb-Pb Collisions with ALICE // *Nucl. Phys. A.* 2019. V. 982. P. 543–546.
7. *Tserruya I.* Exotic Meson Decays and Polarization Asymmetry in Hadron // *Landolt-Börnstein.* 2010. V. 23. P. 176–180.
8. *Andrianov A. A., Andrianov V. A., Espriu D., Planells X.* Abnormal Enhancement of Dilepton Yield in Central Heavy-Ion Collisions from Local Parity Breaking // *Theor. Math. Phys.* 2012. V. 170. P. 17–25;
Andrianov A. A., Andrianov V. A. Bosonization of the Meson Sector of QCD and Parity Breaking in Strong Interactions // *Theor. Math. Phys.* 2015. V. 185. P. 1370–1382.
9. *Andrianov A. A., Andrianov V. A., Espriu D., Planells X.* Dilepton Excess from Local Parity Breaking in Baryon Matter // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 710. P. 230–235; Implications of Local Parity Breaking in Heavy Ion Collisions // *Proc. Sci. QFTHEP.* 2013. V. 25; Analysis of Dilepton Angular Distributions in a Parity Breaking Medium // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 90. P. 034024.
10. *Adare A. et al. (PHENIX Collab.).* Detailed Measurement of the e^+e^- Pair Continuum in $p + p$ and Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and Implications for Direct Photon Production // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 81. P. 034911.
11. *Fukushima K., Hatsuda T.* The Phase Diagram of Dense QCD // *Rep. Prog. Phys.* 2011. V. 74. P. 014001.
12. *Andrianov A. A., Andrianov V. A., Espriu D.* QCD with Chiral Chemical Potential: Models versus Lattice // *Acta Phys. Polon. Suppl.* 2016. V. 9. P. 515–521; Decays of Light Mesons Triggered by Chiral Chemical Potential // *Acta Phys. Polon. Suppl.* 2017. V. 10. P. 977–982.
13. *Gasser J., Leutwyler H.* Chiral Perturbation Theory to One Loop // *Ann. Phys. (NY).* 1984. V. 158. P. 142–210;
Gasser J., Leutwyler H. Chiral Perturbation Theory: Expansions in the Mass of the Strange Quark // *Nucl. Phys. B.* 1985. V. 250. P. 465–516;
Bijnens J., Ecker G. Mesonic Low-Energy Constants // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2014. V. 64. P. 49–174.

14. *Kaiser R., Leutwyler H.* Large $N(c)$ in Chiral Perturbation Theory // *Eur. Phys. J. C.* 2000. V. 17. P. 623–649.
15. *Andrianov A. A., Espriu D., Planells X.* An Effective QCD Lagrangian in the Presence of an Axial Chemical Potential // *Eur. Phys. J. C.* 2013. V. 73. P. 2294.
16. *Andrianov A. A., Andrianov V. A., Espriu D., Iakubovich A. V., Putilova A. E.* Exotic Meson Decays in the Environment with Chiral Imbalance // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2017. V. 158. P. 03012; arXiv:1710.01760v1 [hep-ph].
17. *Braguta V. V. et al.* Study of QCD Phase Diagram with Non-Zero Chiral Chemical Potential // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 93. P. 034509;
Braguta V. V., Kotov A. Yu. Catalysis of Dynamical Chiral Symmetry Breaking by Chiral Chemical Potential // *Ibid.* P. 105025.
18. *Zyla P. A. et al. (Particle Data Group)* // *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020. P. 083C01.
19. *Kawaguchi M., Harada M., Matsuzaki S., Ouyang R. M.* Charged Pions Tagged with Polarized Photons Probing Strong CP Violation in a Chiral-Imbalance Medium // *Phys. Rev. C.* 2017. V. 95. P. 065204.
20. *Andrianov A. A., Andrianov V. A., Espriu D., Iakubovich A. V., Putilova A. E.* Chiral Imbalance in Hadron Matter: Its Manifestation in Photon Polarization Asymmetries // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2019. V. 16. P. 493–497.
21. *Wess J., Zumino B.* Consequences of Anomalous Ward Identities // *Phys. Lett. B.* 1971. V. 37. P. 95;
Witten E. Global Aspects of Current Algebra // *Nucl. Phys. B.* 1983. V. 223. P. 422;
Andrianov A. A., Andrianov V. A., Novozhilov V. Yu., Novozhilov Yu. V. Asymmetry of the Quark Spectrum and Effective Lagrangian for Massive Pseudoscalar Mesons // *Theor. Math. Phys.* 1987. V. 70. P. 43.