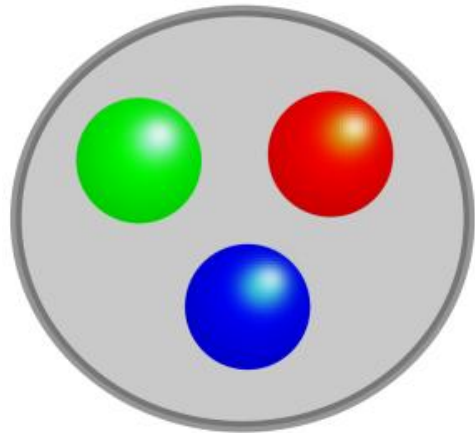


核物質中のカイラル凝縮



京都大学 原子核理論研究室
D1 郷田創一郎
共同研究者 慈道大介 (YITP)

原子核三者若手夏の学校8月19日
@白浜荘

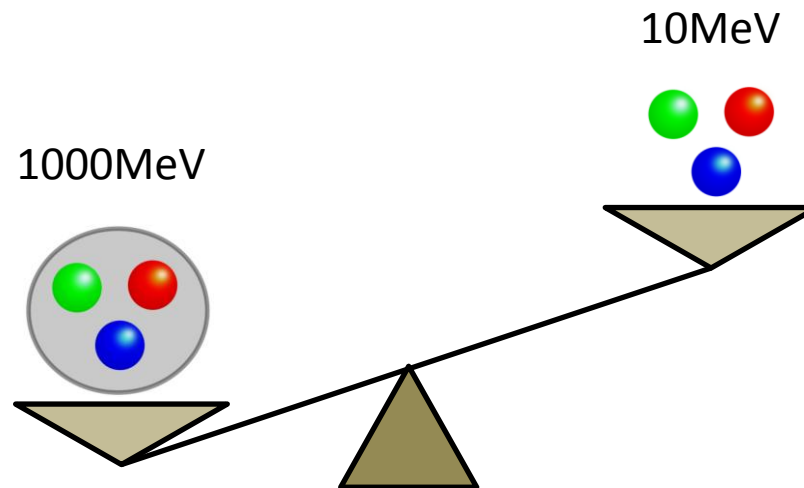
● カイラル対称性の自発的破れ

低エネルギー領域では

● QCD真空: カイラル対称性の自発的破れ $SU(2_f)_V$

➡ クォークが質量を獲得 カイラル凝縮 $\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_0 \neq 0$

● 生成される質量
真空中



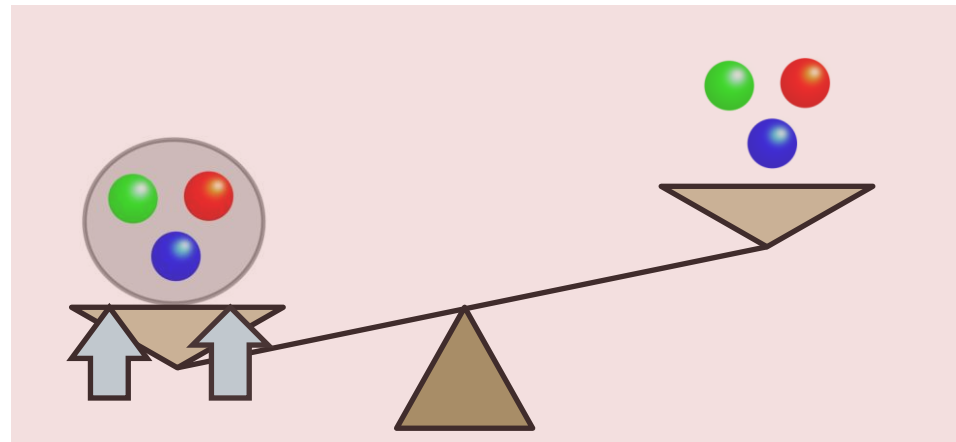
● カイラル対称性の自発的破れ

低エネルギー領域では

● QCD真空: カイラル対称性の自発的破れ $SU(2_f)_V$

➡ クォークが質量を獲得 カイラル凝縮 $\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_0 \neq 0$

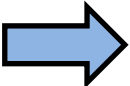
● 生成される質量
有限密度中だと・・・
軽くなる？



カイラル対称性の部分的回復

● 研究の目的

- 原子核において、カイラル対称性の自発的破れはどう現れるか？
- ハドロン間の強い相互作用により、原子核中でカイラル対称性の自発的破れが回復する？

 **カイラル対称性の部分的回復**について理解したい
＝カイラル凝縮の減少にともなうハドロンの性質の変化

● 今回の研究でやること

- 核物質中でのカイラル凝縮の密度依存性を解析し、どのような寄与がカイラル凝縮を回復させるかを明らかにする

● 先行研究

● 線形密度近似 (モデルに依存しない)

E. G. Drukarev and E. M. Levin, Prog. Part. Nucl. Phys. 27, 77 (1991)

$$\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle^* \approx \langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_0 - \frac{\rho}{m_\pi^2 f_\pi^2} \sigma_{\pi N} \quad \sigma_{\pi N} = m_q \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d | N \rangle$$

● Hellmann-Feynmanの定理 + ハドロン有効理論

$$\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle^* = \langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_0 + \frac{d}{dm_q} \left(\frac{E}{A} \right)$$

R. Brockmann, W. Weise, Phys. Lett. B 367 (1996) 40.

N. Kaiser, P. de Homont and W. Weise, Phys. Rev. C77 (2008) 025204.

- 核物質のエネルギーに現れるすべてのパラメータのクォーク質量依存性を知らなければならない

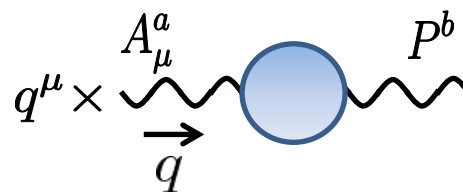
有限密度中のカイラル凝縮

D. Jido, T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Lett. B 670 (2008) 109

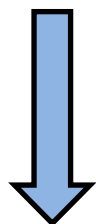
- 2-flavor, chiral limitを考える

Chiral Ward-高橋恒等式

- $\Pi_5^{ab}(q) = \int d^4x e^{iqx} \partial^\mu \langle \Omega | T[A_\mu^a(x) P^b(0)] | \Omega \rangle$



P^a : 擬スカラー密度 A_μ^a : 軸性カレント $|\Omega\rangle$: 有限密度の基底状態



soft limit $q^\mu \rightarrow 0$

軸性カレントの保存 $\partial^\mu A_\mu^a = 0$ chiral limit

- $\Pi_5^{ab}(0) = \underline{-i\delta^{ab} \langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle^*} = -iq^\mu \langle A_\mu^a P^b \rangle^*$ あらゆる密度で成り立つ

➡ 核物質中のカイラル凝縮をWard-高橋恒等式に従って求める

Chiral Perturbation Theory

S. Weinberg, Physica A96, 327 (1979)
J. Gasser and H. Leutwyler, Annals Phys. 158, 142 (1984)
J. Gasser and H. Leutwyler, Nucl. Phys. B 250, 465 (1985)
J. Gasser, M. E. Sainio, and A. Svarc, Nucl. Phys. B307,779 (1988).

● Chiral Perturbation Theory (CHPT)

● 低エネルギーQCDの対称性に基づく有効理論

Symmetry breaking pattern $SU(2_f)_L \otimes SU(2_f)_R \rightarrow SU(2_f)_V$

● π 、 N の運動量、クォーク質量での展開

$$\frac{p}{\Lambda_\chi} \sim 0.1 \sim O(p) \quad \frac{m_\pi^2}{\Lambda_\chi^2} \sim O(p^2) \quad \Lambda_\chi \approx 4\pi f_\pi \sim 1\text{GeV}$$

● 系統的なオーダーカウンティング

● この理論のメリット

● ラグランジアンが運動量の次数(微分の数)でカウンティング可能

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_\pi^{(2)} + \mathcal{L}_\pi^{(4)} + \dots + \mathcal{L}_{\pi N}^{(1)} + \mathcal{L}_{\pi N}^{(2)} + \dots$$

● ダイアグラムもカウンティングできる ループ展開=運動量展開

● In-medium Chiral Perturbation Theory

- Fermi gas propagatorを用いる

$$G_0(p) = \frac{\not{p} + m_N}{p^2 - m_N^2 + i\epsilon} + \frac{2\pi\delta(p^2 - m_N^2) \theta(k_F - |\mathbf{p}|)\theta(p^0)}{\quad}$$

Free propagator

In-medium propagator

- 新たな摂動パラメーター

核物質のフェルミ運動量

$k_F \sim 270\text{MeV} \sim 2m_\pi$

$\frac{k_F}{\Lambda_\chi} \sim 0.2 \sim O(p)$

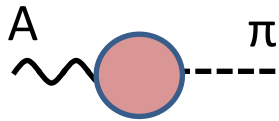
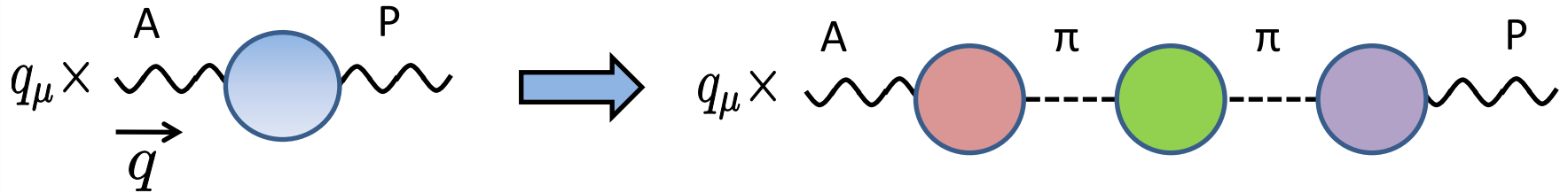
● この理論のメリット

- 核物質による有限密度効果も摂動で扱える
- 有限密度でも、系統的なオーダーカウンティングが可能
- 真空での相互作用を用いて有限密度系を扱える

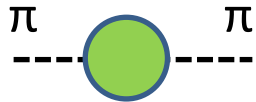
媒質中のカイラル凝縮を与えるダイアグラムの分類

$$\delta^{ab} \langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle^* = \lim_{q \rightarrow 0} q^\mu \langle A_\mu^a P^b \rangle^*$$

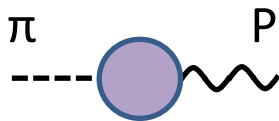
● 3つの部分に分けて考える



πA のvertex補正 \rightarrow π の崩壊定数の密度補正



π の自己エネルギー \rightarrow π の質量の密度補正



πP のvertex補正 \rightarrow 真空でのカイラル凝縮の変化

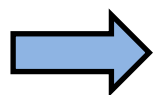
カレントの保存によるキャンセル

● 軸性カレントの保存による制限

● 核物質に対するGoldberger-Treiman関係式

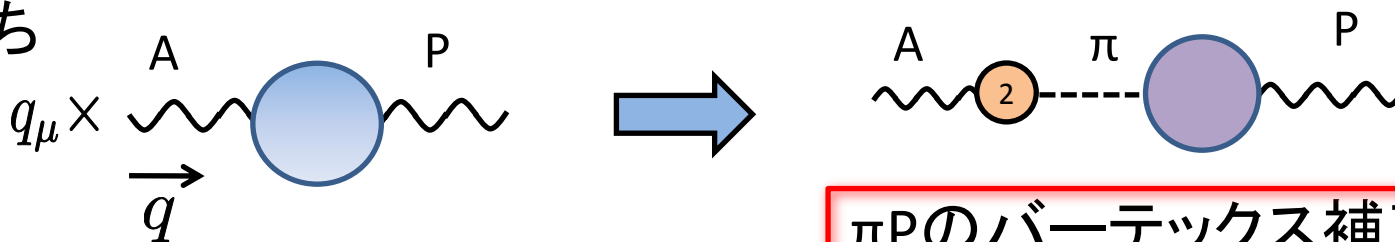
$$0 = q_\mu \times \left(\begin{array}{c} A \\ \text{~~~~~} \\ \text{●} \\ \text{~~~~~} \\ \pi \end{array} + \begin{array}{c} A \\ \text{~~~~~} \\ \text{○} \\ \text{~~~~~} \\ \pi \end{array} \text{ --- } \begin{array}{c} \pi \\ \text{-----} \\ \text{●} \\ \text{-----} \\ \pi \end{array} \right)$$

○2: 数字はバーテックスの次数を表す



πの自己エネルギーと崩壊定数の密度補正がキャンセルしあう

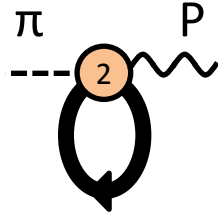
すなわち



πPのバーテックス補正のみ考えればよい

● πP へのリーディングの補正

● $O(p^5)$



太線:核物質からの寄与

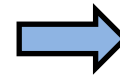
②:数字は
バーテックス
の次数を表す

● ここまででカイラル凝縮の密度依存性は

$$\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle^* = \lim_{q \rightarrow 0} q_\mu \times \left(\begin{array}{c} A \quad \pi \quad P \\ \text{wavy line} \text{---} \text{circled 2} \text{---} \text{circled 2} \text{---} \text{wavy line} \end{array} + \begin{array}{c} \text{wavy line} \text{---} \text{circled 2} \text{---} \text{circled 2} \text{---} \text{wavy line} \\ \text{loop with thick line} \end{array} \right)$$

$$= 1 + \frac{8c_1\rho}{f_\pi^2}$$

$c_1 = -0.9m_N^{-1}$
 πN 断面積に関係



まわりの核子がどれだけ
真空を埋め尽くしたか

● 通常の核密度では
 $\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$

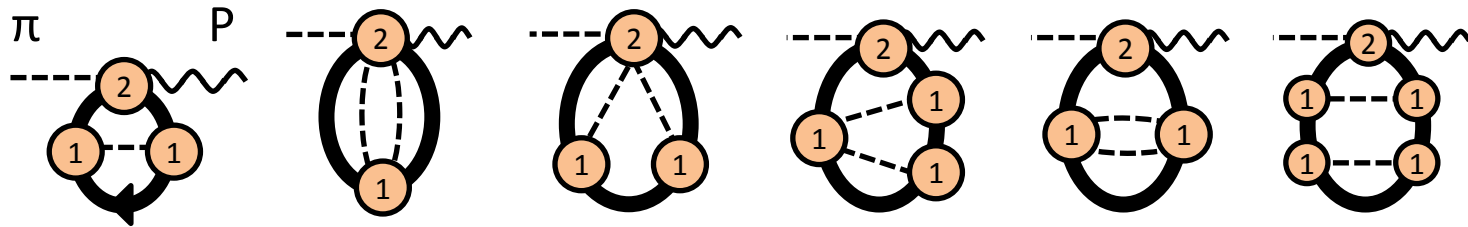
$$\frac{\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle^*}{\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_0} \sim 0.7 \quad \text{約三割回復}$$

線形密度近似の結果を再現

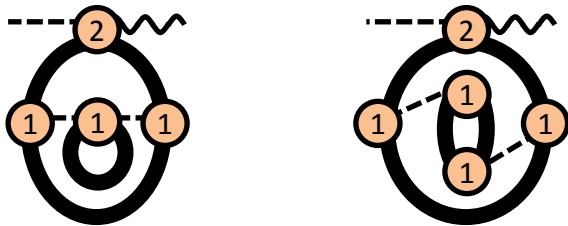
E. G. Drukarev and E. M. Levin, Prog. Part. Nucl. Phys. 27, 77 (1991)

● 線形密度近似を超えたダイアグラムの分類

- 核物質がまとう π の雲(1 π 、2 π 交換など・・・)



- 核子間の相関



● 結果

- カイラル凝縮の密度変化を与えるダイアグラムを分類
- その密度変化はフェルミガスへの補正からくる
- 同様の分類が有限クォーク質量でも同様

● まとめ

- 原子核中での**カイラル対称性の部分的回復**を調べるために、媒質中のカイラル摂動論および、媒質中でカイラル凝縮の満たす関係式を用いて、核物質中のカイラル凝縮を調べた
- **カレントの保存**から、 π の崩壊定数への密度補正と自己エネルギーがキャンセルし、考慮すべきダイアグラムの数が減少する
- カイラル凝縮の密度変化として、まず線形密度近似までで知られている結果を再現した
- 線形密度近似を超えるために高次のダイアグラムを分類し、周りに存在する**核子の相関**がカイラル凝縮の減少に重要であることがわかった

● 展望

- 定量的な議論のために 1π 交換、核子の接触相互作用、他の中間子などの核物質の形成に重要な寄与を含めてやる(現実的なNN相互作用)
- SU(3)に拡張