媒質中でのカイラル摂動論を用いたカイラル凝縮の解析

京都大学　原子核理論研究室
M2　郷田創一郎

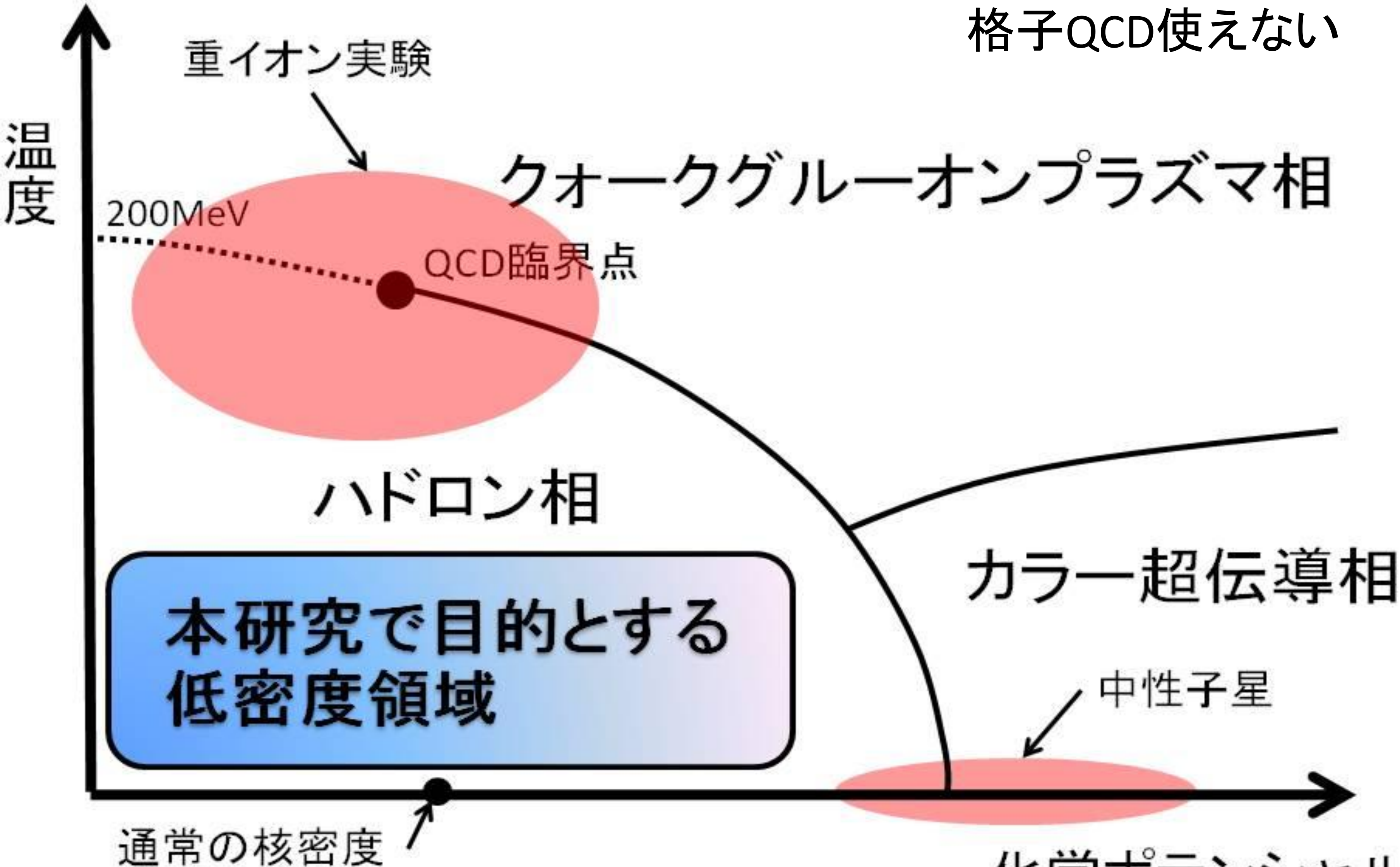
共同研究者　京大基研　慈道大介

夏の学校　８月９日

目次

背景

有限密度領域では
格子QCD使えない



QCD相図

ハドロン相

カイラル対称性の自発的破れ

しかし**有限密度**では

カイラル対称性が回復

カイラル凝縮

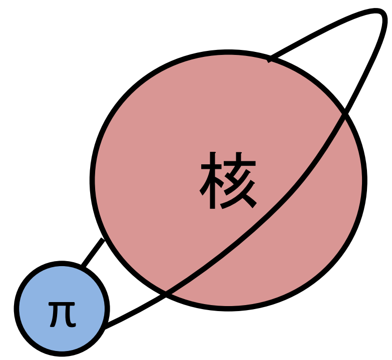
秩序変数は $\langle 0|\bar{q}q|0\rangle$

特に・・・

核媒質中での対称性の部分的回復に注目

NGボソン(π,K,η)と核子の多体系

中間子原子など



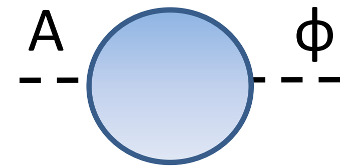
カイラル凝縮の密度依存性を知りたい

どれぐらいの密度でカイラル対称性が回復するか？
ハドロンの物理量から、如何に対称性の部分的回復がわかるか？

有限密度中でのカイラル凝縮

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

$$\Pi_5^{ab}(q) = \int d^4x e^{iqx} \partial^\mu \langle \Omega | T[A_\mu^a(x) \phi_5^b(0)] | \Omega \rangle$$



$\phi_5^a \equiv \bar{q} i \gamma_5 \frac{\tau^a}{2} q$: 擬スカラー密度

A_μ^a :カイラル変換の軸性カレント

$|\Omega\rangle$: 有限密度の基底状態

soft limit

$$\partial^\mu A_\mu^a = -\hat{m} \phi_5^a : PCAC \qquad \hat{m} = \frac{m_u + m_d}{2}$$

$$\begin{aligned} \Pi_5^{ab}(0) - \hat{m} \langle \Omega | \phi_5^a \phi_5^b | \Omega \rangle &= \langle \Omega | [Q_5^a, \phi_5^b] | \Omega \rangle \\ &= -i \delta^{ab} \langle \Omega | \bar{q} q | \Omega \rangle \end{aligned}$$

$$\bar{q}q = \bar{u}u + \bar{d}d$$

- **あらゆる密度で成り立つ関係式**
- **この2点関数を考えれば良い**

媒質中でのカイラル摂動論

J. A. Oller, Phys. Rev. C **65** (2002) 025204
U. G. Meissner, J. A. Oller and A. Wirzba, Annals Phys. **297** (2002) 27

低エネルギーQCDの対称性に基づく
NGボソンの有効理論

$$e^{iZ} = \int DqD\bar{q}DG_\mu \; e^{i\int d^4x\mathcal{L}_{QCD}}$$
$$= \int DU e^{i\int d^4x\mathcal{L}_{eff}}$$

カイラル対称性の自発的破れ ＋ NGボソンの質量、運動量で展開

＝ カイラル摂動論

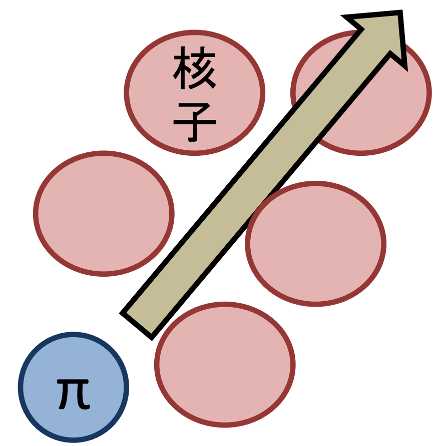
S. Weinberg, Physica A96, 327 (1979)
J. Gasser and H. Leutwyler, Nucl. Phys. B 250, 465 (1985)
J. Gasser and H. Leutwyler, Annals Phys. 158, 142 (1984)

⇓

核媒質中でのπの生成汎関数

$$e^{iZ} = \langle \Omega_{out} | \Omega_{in} \rangle_{\eta,\eta^\dagger,J}$$ J:s,p,v,aの外場

$$|\Omega_{in}\rangle, |\Omega_{out}\rangle = \prod^{N} a^\dagger(\mathbf{p_n})|\mathbf{0}\rangle$$ 核子はフェルミ気体



利点：カイラル摂動論と同じく定量的
真空で決めたパラメータで議論できる

媒質中でのカイラル摂動論

$$D_0(x) \equiv i\gamma^\mu \partial_\mu - m_N$$

$$\Gamma \equiv -iA[I_4 - D_0^{-1}A]^{-1}$$

A：核子、π、外場の相互作用

$$e^{i\mathcal{Z}} = \int DU(\det D)\exp\left\{i\int dx\mathcal{L}_{\pi\pi}\right.$$

$$-\,i\int\frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3\;2E(p)}\int dxdy\;e^{ip(x-y)}\mathrm{Tr}\Big(A[I_4-D_0^{-1}A]^{-1}|_{(x,y)}(\not{p}+m_N)n(p)\Big)$$

$$+\,\frac{1}{2}\int\frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3\;2E(p)}\frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3\;2E(q)}\int dxdx'dydy'e^{ip(x-y)}e^{-iq(x'-y')}$$

$$\left.\times\,\mathrm{Tr}\Big(A[I_4-D_0^{-1}A]^{-1}|_{(x,x')}(\not{q}+m_N)n(q)(A[I_4-D_0^{-1}A]^{-1}|_{(y',y)}(\not{p}+m_N)n(p)\Big)\right\}+\cdots$$

媒質効果

$$n(p) \;=\; \begin{pmatrix} \theta(k_F^{(p)}-|\mathbf{p}|) & 0 \\ 0 & \theta(k_F^{(n)}-|\mathbf{p}|) \end{pmatrix}$$

$$\rho_p = \frac{(k_f^{(p)})^3}{3\pi^2}$$

$$\rho_n = \frac{(k_f^{(n)})^3}{3\pi^2}$$

核子のフェルミ運動量での展開 $k_F \sim p_\pi \sim M_\pi \sim O(p)$

解析　O(p²)～リーディング

◻ Chiral limitの場合

$$q_\mu \langle \Omega | A_\mu^a \phi_5^b | \Omega \rangle = \delta^{ab} \langle \Omega | \bar{q} q | \Omega \rangle$$

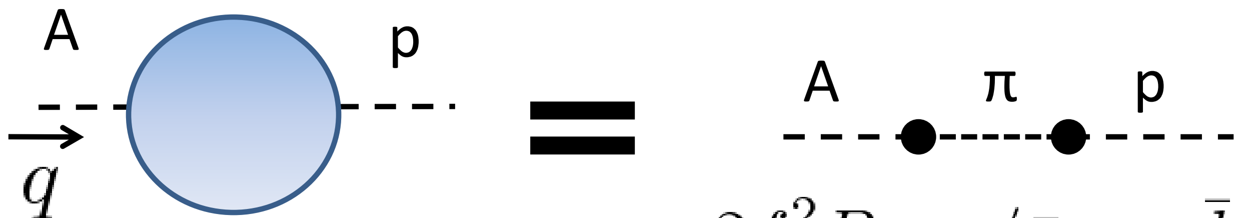
soft limit

$$q^\mu \to 0$$

A：軸性ベクトルカレント

$$\phi_5^a \equiv \bar{q} i \gamma_5 \frac{\tau^a}{2} q$$

：擬スカラー密度



$$= -2f^2 B_0 = \langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_{vac}$$

- 真空でのカイラルラグランジアンからのバーテックス

$$\mathcal{L}_2 = \frac{f^2}{4} tr[D_\mu U^\dagger D^\mu U + U^\dagger \chi + \chi^\dagger U]$$

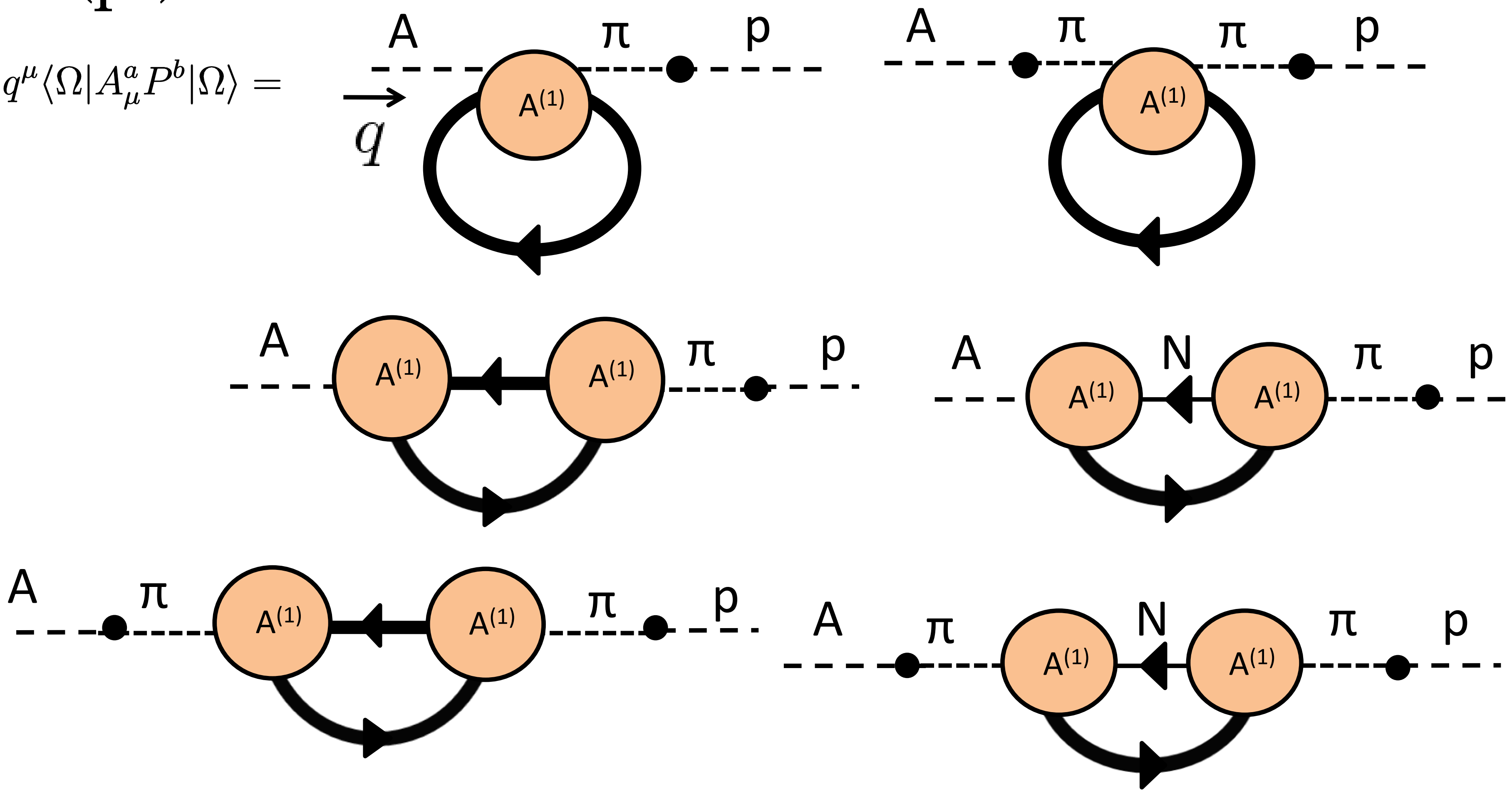
真空中でのカイラル摂動論で得られる結果と一致

$$q_\mu \langle \Omega | A_\mu^a \phi_5^b | \Omega \rangle + i\hat{m} \langle \Omega | \phi_5^a \phi_5^b | \Omega \rangle = \delta^{ab} \langle \Omega | \bar{q} q | \Omega \rangle$$

◻ Chiral limitではない場合も同じ結果

$O(p^4)$

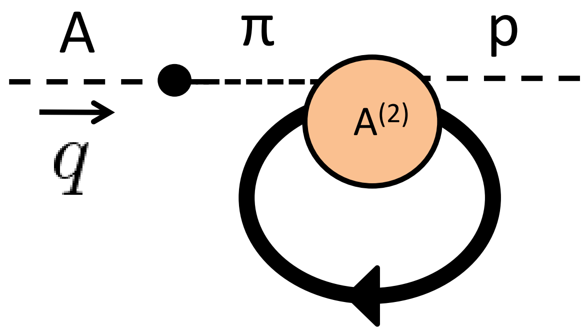
$$q^\mu \langle \Omega | A^a_\mu P^b | \Omega \rangle =$$

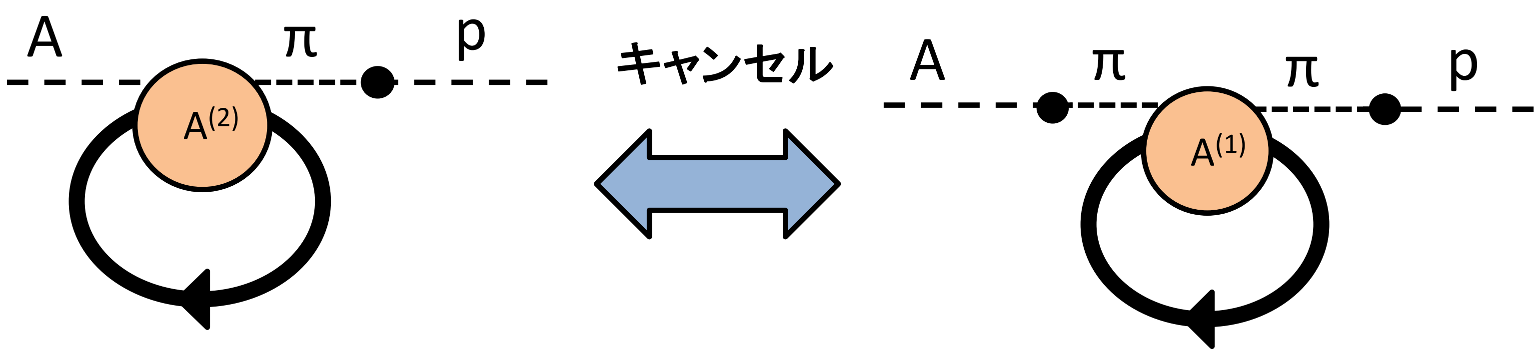


⇒ カイラル対称性からキャンセル

Chiral limitではない場合でも同様

$O(p^5)$





$$\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_{vac} \frac{8c_1\hat{\rho}}{f^2} \qquad \hat{\rho} = \frac{\rho_p + \rho_n}{2}$$

$$\rho_p = \frac{(k_f^{(p)})^3}{3\pi^2}$$

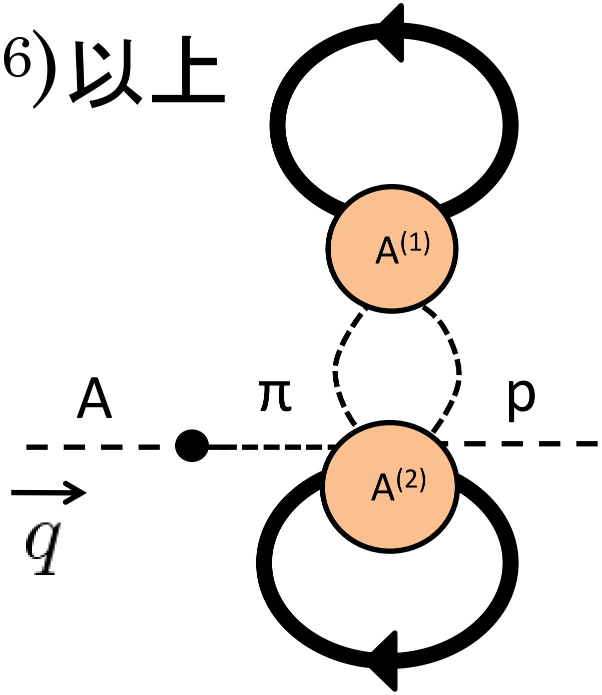
$$\rho_n = \frac{(k_f^{(n)})^3}{3\pi^2}$$

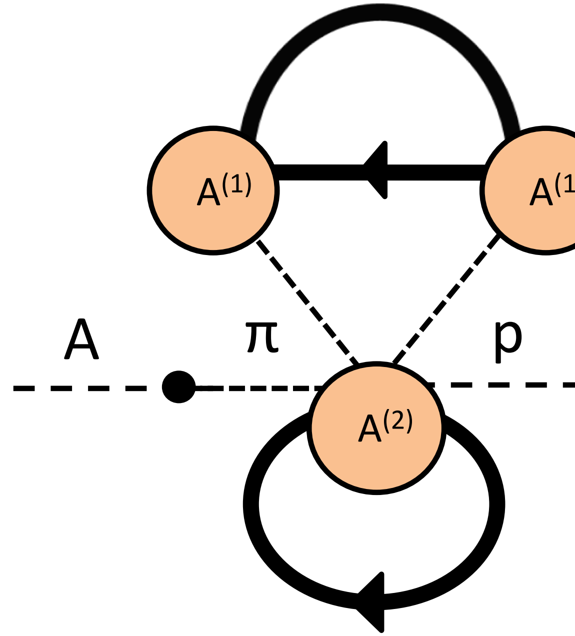
通常の核密度 $\longrightarrow$ 三割回復

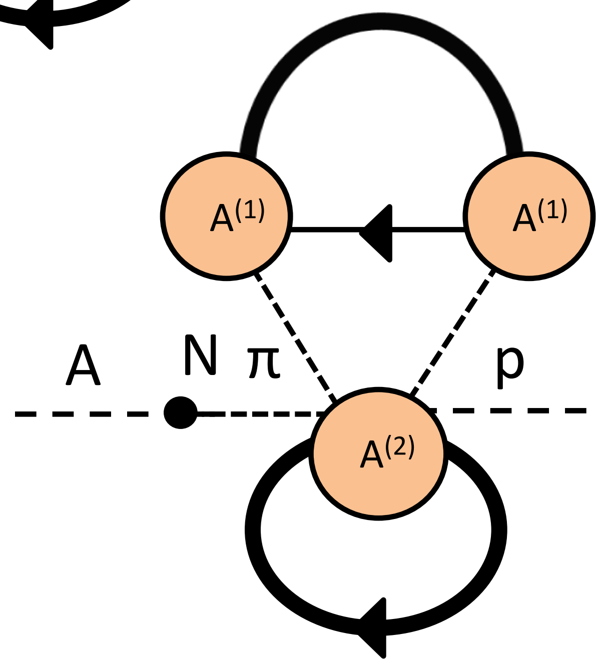
密度の一次までの結果と一致

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

$O(p^6)$以上







まだ解析中・・・

まとめ

- 有限密度中でカイラル凝縮が満たす関係式と、媒質中のカイラル摂動論から、カイラル凝縮の密度依存性を一次まで求めた
- その結果、よく知られた密度の一次補正までを再現できた

将来

- 解析をすすめ、カイラル凝縮の高次の密度依存性を明らかにする
- 他の物理量（π 崩壊定数、荷電二乗半径）の、密度変化を解析

πN相互作用1

$$\mathcal{L}_{\bar{\psi}\psi} = \bar{\psi} D \psi \qquad D = D_0 - A \qquad D_0(x) \equiv i\gamma^\mu \partial_\mu - m_N$$

$$A = A^{(1)} + A^{(2)} + \cdots$$

$$A^{(1)} = -i\gamma^\mu \Gamma_\mu - i\dot{g}_A \gamma^\mu \gamma_5 \Delta_\mu$$

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{2}\left[u^\dagger, \partial_\mu u\right] - \frac{i}{2} u^\dagger (v_\mu + a_\mu) u - \frac{i}{2} u (v_\mu - a_\mu) u^\dagger$$

$$\Delta_\mu = \frac{1}{2} u^\dagger \nabla_\mu U u^\dagger$$

$$U(\phi) = u(\phi)^2 \quad u(\phi) = e^{\frac{i\phi}{2f}}$$

$$\nabla_\mu U = \partial_\mu U - i(\ v_\mu(x) + a_\mu(x)\ ) U(x) + i U(x) (\ v_\mu(x) - a_\mu(x)\ )$$

πN相互作用2

$$A^{(2)} = \dot{m}_N I_2 - M_N - c_1\langle\chi_+\rangle + \frac{c_2}{2\dot{m}_N^2}\langle u_\mu u_\nu\rangle D^\mu D^\nu - \frac{c_3}{2}\langle u_\mu u^\mu\rangle$$

$$+ \frac{c_4}{4}\gamma^\mu\gamma^\nu[u_\mu, u_\nu] - c_5\hat{\chi}_+ - \frac{ic_6}{8\dot{m}_N}\gamma^\mu\gamma^\nu F^+_{\mu\nu} - \frac{ic_7}{8\dot{m}_N}\gamma^\mu\gamma^\nu\langle F^+_{\mu\nu}\rangle$$

$$\chi_+ = u^\dagger\chi u^\dagger + u\chi^\dagger u \qquad \hat{\chi}_+ = \chi_+ - \tfrac{1}{2}\langle\chi_+\rangle$$

$$u_\mu = 2i\Delta_\mu$$

$$D_\mu = \partial_\mu + \Gamma_\mu \qquad \Gamma_\mu = \frac{1}{2}\left[u^\dagger, \partial_\mu u\right] - \frac{i}{2}u^\dagger(v_\mu + a_\mu)u - \frac{i}{2}u(v_\mu - a_\mu)u^\dagger$$

$$F^L_{\mu\nu} = \partial_\mu\ell_\nu - \partial_\nu\ell_\mu - i[\ell_\mu, \ell_\nu] \qquad \ell_\mu = v_\mu - a_\mu$$

$$F^R_{\mu\nu} = \partial_\mu r_\nu - \partial_\nu r_\mu - i[r_\mu, r_\nu] \qquad r_\mu = v_\mu + a_\mu$$

$$F^+_{\mu\nu} = u^\dagger F^R_{\mu\nu}u + uF^L_{\mu\nu}u^\dagger$$