

# カイラル有効理論に基づく 媒質中での $\eta'$ の質量変化と $\eta'$ -N 相互作用

酒井俊太郎<sup>A</sup>, 慈道大介<sup>B</sup>  
京大理<sup>A</sup>, 京大基研<sup>B</sup>

## 1 導入

カイラル極限における QCD Lagrangian には古典的作用のレベルで  $U(N_f)_L \times U(N_f)_R$  の対称性を持つが、これは量子論のレベルでは Axial anomaly があり、あらわに破れている。このため、カイラル対称性の自発的破れの際には、pseudoscalar-isosinget 中間子である  $\eta'$  は零質量になる必然性がないため、他の擬スカラー中間子である  $\pi$  や  $K$ ,  $\eta$  に比べ大きな質量を持つ。しかし、この  $\eta'$  の大きな質量はカイラル対称性の破れを伴ったときのみ現れるということが分かっている [1,2]。このことは以下のように見ることができる。カイラル対称性が破れていない相で、かつカイラル極限の時には  $SU(3)_L \times SU(3)_R$  の対称性が存在する。このとき、スカラー、擬スカラー中間子場  $\bar{q}\Gamma q$  ( $\Gamma$  はディラック、フレーバー行列) の表現は、 $\bar{\mathbf{3}}_L \otimes \mathbf{3}_R$  と  $\bar{\mathbf{3}}_R \otimes \mathbf{3}_L$  なので規約分解によって  $\bar{\mathbf{3}} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{8} \otimes \mathbf{1}$  となる。これらの表現において、8 表現に  $\pi, K, \eta$  の flavor octet の粒子が対応し、1 表現に  $\eta'$  が対応する。scalar 中間子についても同様に 8 に  $a_0, \kappa, f_0$  と、 $\sigma$  がそれぞれ 8, 1 に対応するので、これら 18 個の中間子はカイラル変換により移り変わることができる。よって、カイラル対称性の回復した相においては pseudoscalar nonet の縮退する。よって、カイラル対称性の回復によって  $\eta'$  の質量が大きく変化することが期待される。有限密度中ではカイラル凝縮の値が減少することが [3,4] により示されているので、有限密度効果により  $\eta'$  の質量は密度効果によって減少することが期待される。この質量減少により  $\eta'$  の質量が真空中の値  $m_{\eta'}$  から  $m_{\eta'}^*$  になったとすると、 $m_{\eta'}^* = m_{\eta'} + \delta m$  として

$$m_{\eta'}^{*2} = m_{\eta'}^2 + m_{\eta'} \delta m + \mathcal{O}(\delta m^2) \quad (1)$$

右辺第 2 項は密度効果による自己エネルギーとなるため  $\eta'$  と媒質の相互作用と関係していて、さらに密度変化を線形密度近似し、 $\delta m \propto V_0 \frac{\rho}{\rho_0}$  とすると真空中での  $\eta'$ -N 相互作用  $V_0$  が得られる。これにより媒質中での  $\eta'$  の質量変化と真空中での  $\eta'$ -N 相互作用が関係していることが分かる。さらに、前の議論より  $\eta'$  の質量は密度効果によって減少することが期待されるので  $V_0 < 0$ 、つまり真空中での  $\eta'$ -N 相互作用は引力であることが期待される。しかし、理論と実験の両面に関して  $\eta'$ -N の相互作用に関する情報はほとんどないのが現状である。そこで今回カイラル有効模型を用いて有限密度中での  $\eta'$  の質量変化、および真空中での  $\eta'$ -N 間相互作用を議論する。さらに、求めた  $\eta'$ -N 相互作用をもとにして  $\eta'$ -N 束縛、または共鳴状態の存在の可能性を議論できる。 $\eta'$ -N 束縛状態については、同様に中間子と核子の束縛状態である  $\Lambda(1405)$  への chiral unitary approach をもとにした議論 [5] に則り解析を行った。

## 2 使用した模型

今回の計算においては以下に示すバリオン自由度を含み、 $U_A(1)$  対称性を破る項を持つ線形  $\sigma$  模型 Lagrangian をもとに計算を行った [6]。線形  $\sigma$  模型は QCD のもつ  $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R$  global 対称性をも

とに構成されており、自発的対称性の破れの機構を持つ模型である。

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \frac{1}{2}\text{tr}\partial_\mu M\partial^\mu M^\dagger - \frac{\mu^2}{2}\text{tr}(MM^\dagger) - \frac{\lambda}{4}\text{tr}[(MM^\dagger)^2] - \frac{\lambda'}{4}[\text{tr}(MM^\dagger)]^2 \\ &\quad - A\text{tr}(\chi M^\dagger + \chi^\dagger M) + \sqrt{3}B(\det M + \det M^\dagger) \\ &\quad + \text{tr}\bar{\psi}i\not{\partial}\psi + g\det\bar{\psi}M\psi + h.c. \\ M &= \sum_{a=0}^8 \frac{\lambda^a \sigma^a}{\sqrt{2}} + i \sum_{a=0}^8 \frac{\lambda^a \pi^a}{\sqrt{2}}, \psi = \sum_{a=1}^8 \frac{\lambda^a \psi^a}{\sqrt{2}}\end{aligned}$$

ここに  $M$  は中間子場であり、 $\psi$  はバリオン場である。

第5項目にあるように有限クォーク質量による  $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R$  があらわに破れている効果に加え、第6項目の determinant 型相互作用によって  $U_A(1)$  対称性が Axial Anomaly によって破れる効果も取り込まれている。この determinant 型相互作用は [7, 8] でよ指摘され、対称性や QCD の instanton liquid model によるクォークの6点相互作用をもとに構成されている。模型のパラメータの決定においては、中間子の部分については中間子の崩壊定数と質量、カレントクォーク質量をもとに決定することができる。一方バリオンの部分についてはバリオンと中間子の相互作用にかかわるパラメータ  $g$  が未定となっているがこれは、通常核密度でカイラル凝縮  $\langle \bar{q}q \rangle$  が 35% 程度回復することが  $\pi$  中間子原子の観測とその解析をもとに分かっている [4] ので、これをもとにパラメータ  $g$  を決定した。このようにパラメータ  $g$  を決定するためには模型に核子密度の効果を取り込まなければならないが、これは Lagrangian に含まれているバリオン場を平均場近似することによって導入することができる。このように決定されたパラメータをもとに、媒質中における  $\eta'$  の質量変化、 $\eta'$ -N の相互作用の強さ、 $\eta'$ -N 束縛状態の束縛エネルギーの計算を行った。

### 3 結果

$\eta'$  の質量については導入で述べたように媒質効果でカイラル対称性が部分的に回復した際に減少することが期待される。このことを線形  $\sigma$  模型を用いて表現した。SU(3) 対称性がある場合は  $\eta'$  と  $\eta$  の質量差は  $m_{\eta'}^2 - m_\eta^2 = 6B \langle \sigma_0 \rangle$  とあたえられ、 $\langle \sigma_0 \rangle$  は線形  $\sigma$  模型におけるカイラル対称性の秩序変数となっており QCD における  $\langle \bar{q}q \rangle$  に関係している。よってカイラル対称性の回復によって  $\eta'$  と  $\eta$  の質量差が減少することが分かる。実際には strange クォーク質量による SU(3) 対称性の破れの効果がある。以下に有限密度中でのカイラル凝縮と中間子質量の具体的に計算した結果を示す。カイラル凝縮の密度中での変化については、 $\langle \bar{q}q \rangle$  が通常核密度で 35% 程度回復することから決定しているので今回は input となっている。

また、中間子の質量については  $\pi, \eta$  の NG boson は質量変化が小さいのに比べ  $\eta'$  のみ大きな質量変化が見られる。真空と通常核密度で比較すると 82MeV の質量減少が起こることが分かった。

$\eta'$ -N 相互作用強度に関しては、今用いている線形  $\sigma$  模型において、 $U_A(1)$  対称性をあらわに破る項 (Lagrangian の6項目) により与えられることが分かる。さらにこの  $\eta'$ -N 相互作用は scalar 中間子  $\sigma$  の交換によって得られるが、この中間状態の中間子の質量に比べ十分小さいエネルギー領域を考えると相互作用の強さは  $-0.0534\text{MeV}^{-1}$  と計算できる。これは  $\Lambda(1405)$  の束縛状態を持つ  $\bar{K}$ -N 系の相互作用の強さ  $-0.087\text{MeV}^{-1}$  に比べると小さな値となっている。

$\eta'$ -N 束縛状態は T 行列の pole の位置によって調べることができる。今回は T 行列の評価に際し、on-shell factorization[9] を用いて T 行列を計算し、T 行列内の loop 関数の発散の繰り込みに Natural Renormalization scheme[10] を用いた。 $\eta'$ -N 相互作用に対して低エネルギー領域を考えることで運動量依存性のない接触相互作用となるため loop 関数は発散する。そのためその繰り込みをしなえなければならないので、束縛エネルギー

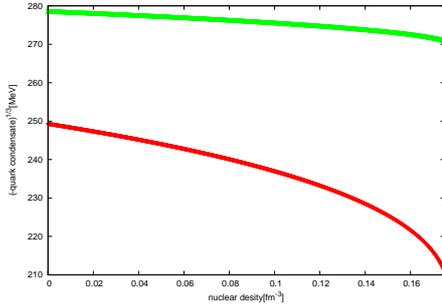


図1 密度中のカイラル凝縮

赤線は  $(-\langle \bar{q}q \rangle)^{1/3}$ , 緑線は  $(-\langle \bar{s}s \rangle)^{1/3}$

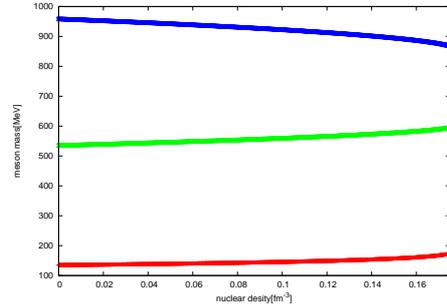


図2 密度中の中間子質量

赤線は  $\pi$  質量, 緑線は  $\eta$  質量, 青線は  $\eta'$  質量

ギーは繰り込みの手法に強く依存する。今回の結果はこの Natural Renormalization Scheme をとった時というとも制限された状態での結果となる。しかし、これらは前にも述べた  $\bar{K}$ -N 系において  $\Lambda(1405)$  を解析する際に用いられている手法と同じである。今述べたような手法で  $\eta'$ -N の T 行列を評価すると束縛エネルギーは 6.2MeV、散乱長は-2.69fm ということが分かった。

## 4 まとめ & 展望

今回の計算によって、線形  $\sigma$  模型によって密度中での  $\eta'$  と  $\eta$  の質量差の変化と  $\eta'$ -N の相互作用強度と  $\eta'$ -N 束縛状態の存在を検証した。 $\eta'$  の質量変化は真空中と通常核密度で比較すると 80MeV 程度減少することが分かった。束縛エネルギーは 6.2MeV と小さいが、 $\eta'$ -N 束縛状態を作りうるほど強い引力が働くことを示した。

しかし、今回の結果は繰り込み scheme に強く依存するので scheme に依存しない形で束縛エネルギーを評価したい。また、 $\eta'$ -N 相互作用においては  $\eta$  等の他の粒子に遷移し虚部を持つのでこれを考慮し  $\eta'$ -N 束縛エネルギーの幅を計算する必要がある。より定量的な評価のためには diagram の loop 計算が必要だが、線形  $\sigma$  模型においては摂動展開の方法は明らかでないので非線形  $\sigma$  模型等への模型の変更が必要となる。

## Reference

- [1] S. H. Lee, T. Hatsuda, Phys. Rev. D54(1996)54.
- [2] D. Jido, H. Nagahiro, S. Hirenzaki, Phys. Rev. C85(2012)032201(R).
- [3] E. G. Durkarev, E. M. Levin, Prog. Part. Nucl. Phys. 27(1991)77.
- [4] K. Suzuki, et al., Phys. Rev. Lett. 92(2004)72302.
- [5] T. Hyodo, D. Jido, Prog. Part. Nucl. Phys. 67(2012)55.
- [6] J. T. Lenaghan, et al. Phys. Rev.D62(2000)085008.
- [7] M. Kobayashi, H. Maskawa, PTP44(1970)1422.
- [8] G. t'Hooft, Phys. Rev. D14(1976)3423.
- [9] E. Oset, A. Ramos, Nucl. Phys. A635(1998)99.
- [10] T. Hyodo, D. Jido, A. Hosaka, Phys. Rev. C78(2008)025203.