
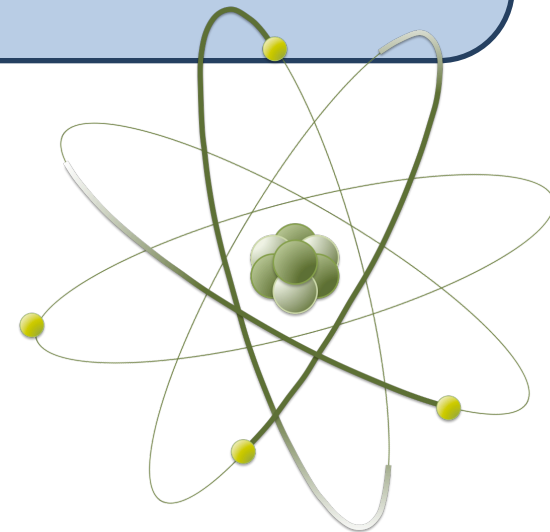


# 反D中間子で探る、核物質中でのカイラル対称性の部分的回復とハドロン質量の起源

名古屋大学

クォーク・ハドロン理論研究室 

末永 大輝



## 1. イントロダクション

## 2. 計算手法

## 3. 結果

## 4. まとめ

## 1. イントロダクション

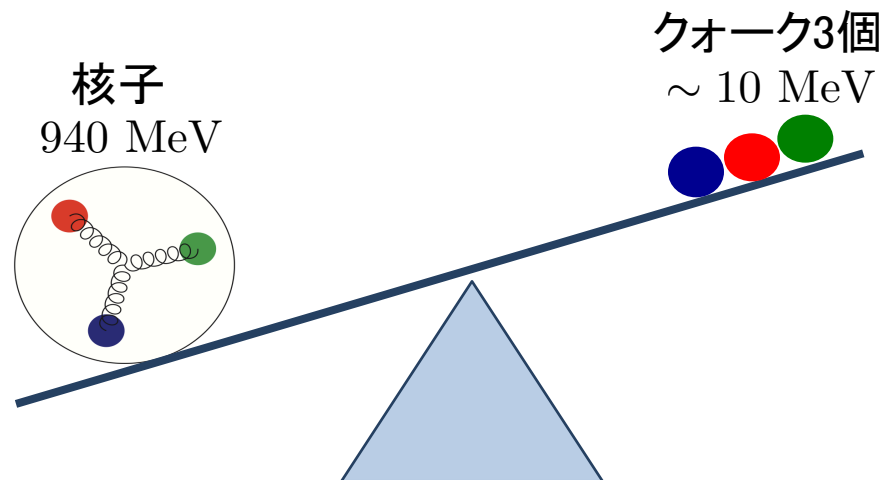
## 2. 計算手法

## 3. 結果

## 4. まとめ

## • 質量ギャップ問題

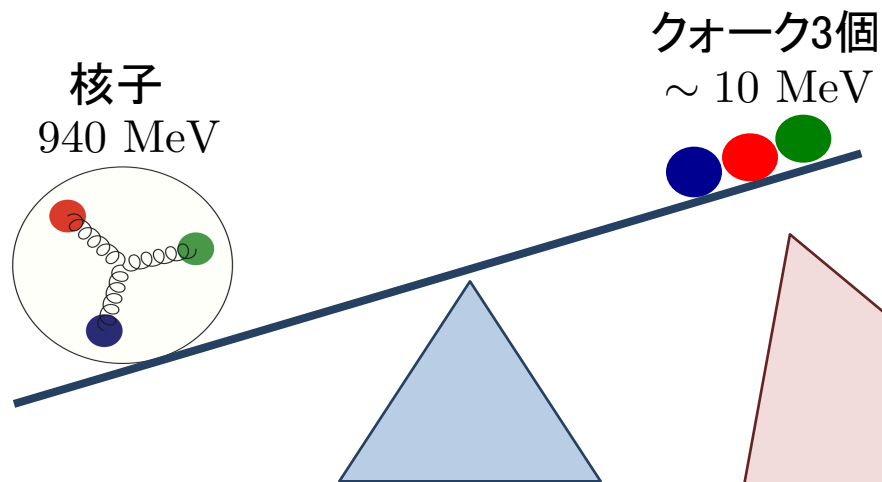
- 核子 (陽子・中性子) はクォーク3つで出来ているが...



- 核子とクォーク3つの質量に大きな差がある(質量ギャップ問題)
- QCDを解いて説明するのは困難を極める

## • 質量ギャップ問題

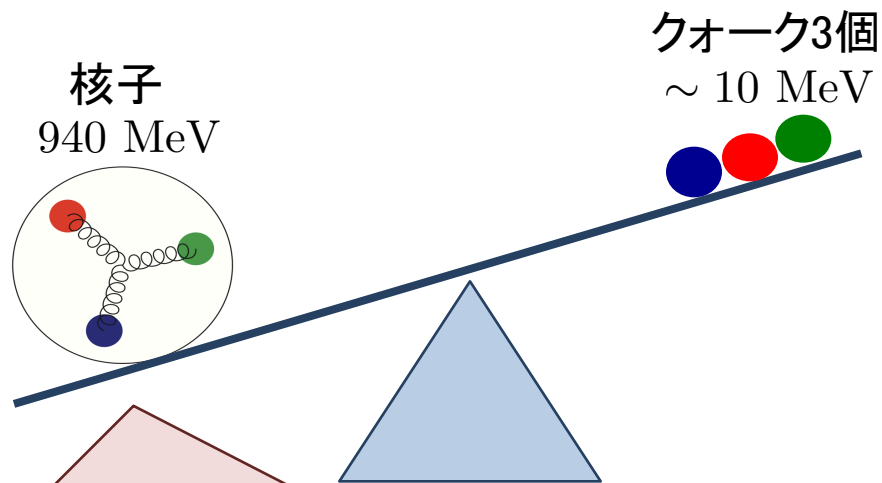
- 核子 (陽子・中性子) はクォーク3つで出来ているが...



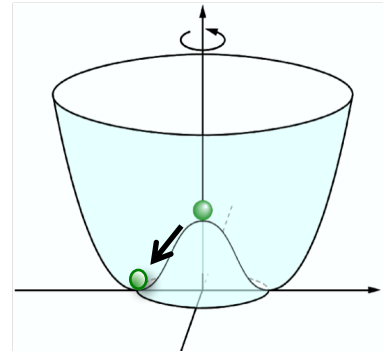
- クォークは (近似的に) ゼロ質量とみなせる
- QCD は (近似的に) カイラル対称性を持っている ( $SU(2)_L \times SU(2)_R$ )

## • 質量ギャップ問題

- 核子 (陽子・中性子) はクォーク3つで出来ているが...



Y.Nambu, G. Jona-Lasinio (1961)



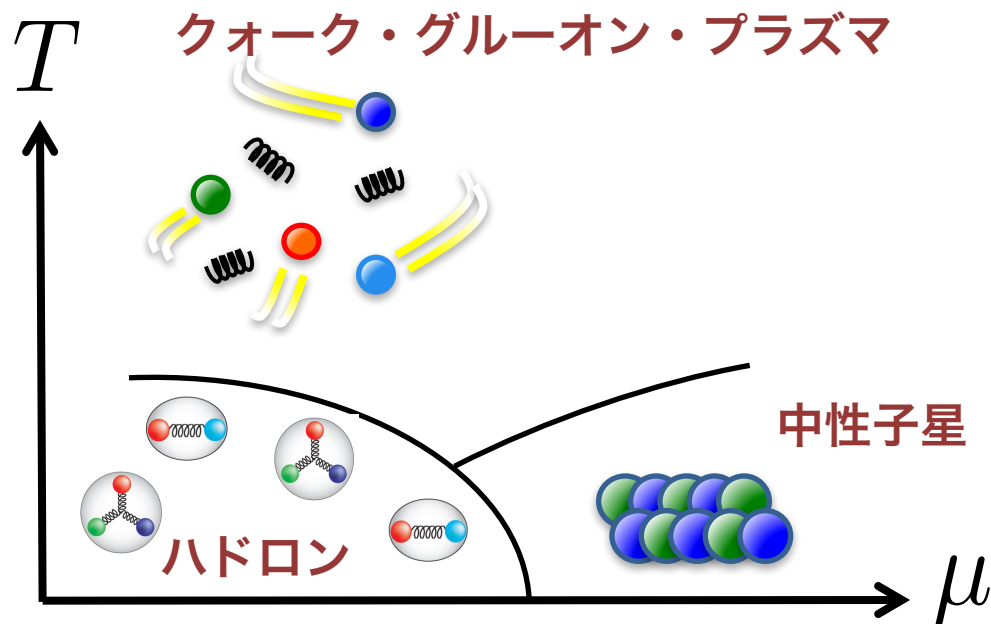
- 核子質量はカイラル対称性が自発的に破れて与えられると説明することが可能 ( $SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(2)_{V(=L+R)}$ )

# 1. イントロダクション

7/49

## ・有限温度・有限密度中でのカイラル対称性

– よく見るQCD相図

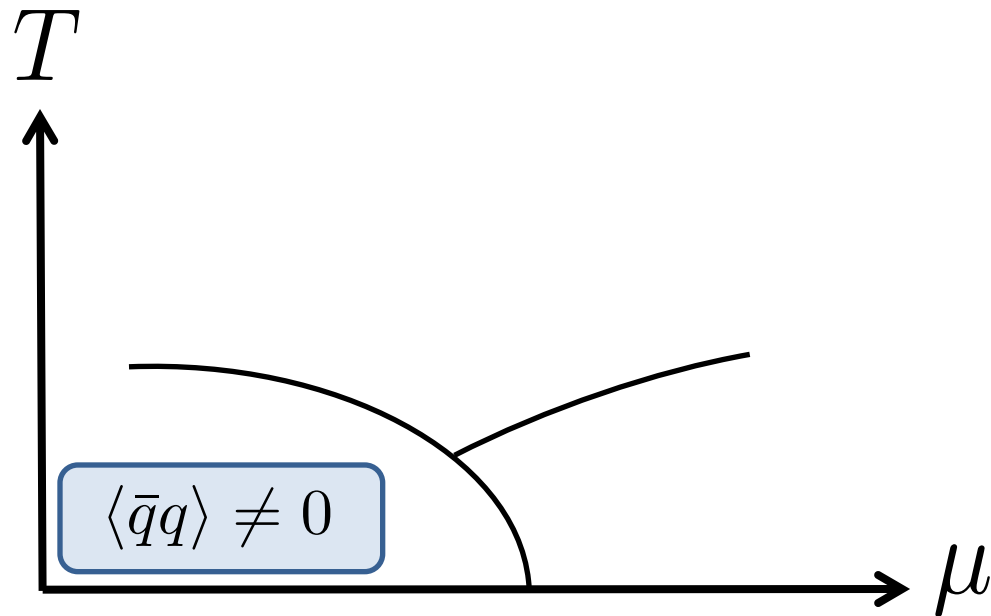


# 1. イントロダクション

8/49

- 有限温度・有限密度中でのカイラル対称性

- カイラル対称性に関するQCD相図

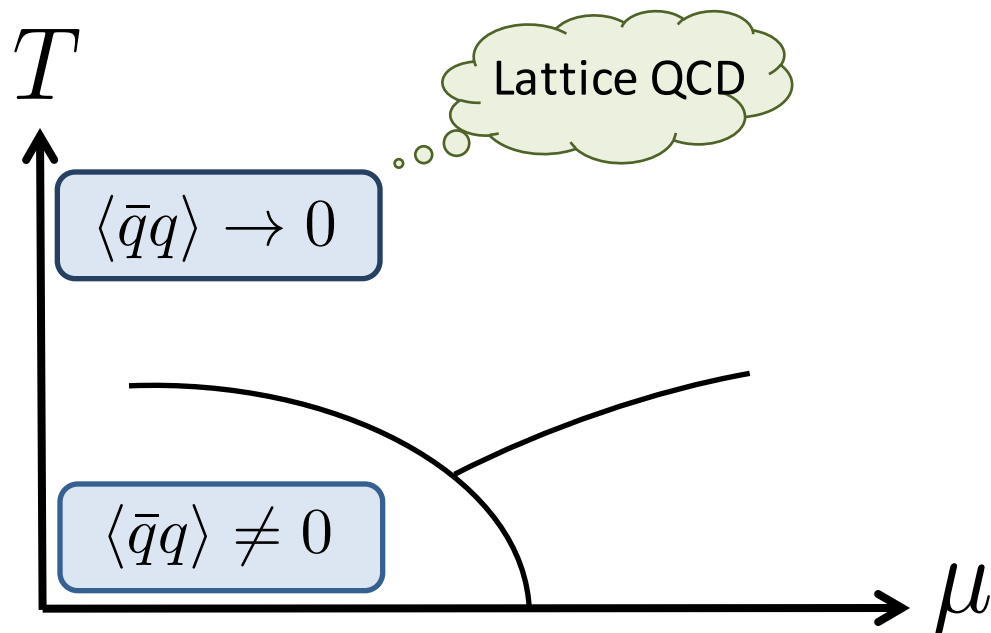




# 1. イントロダクション

- 有限温度・有限密度中でのカイラル対称性

- カイラル対称性に関するQCD相図

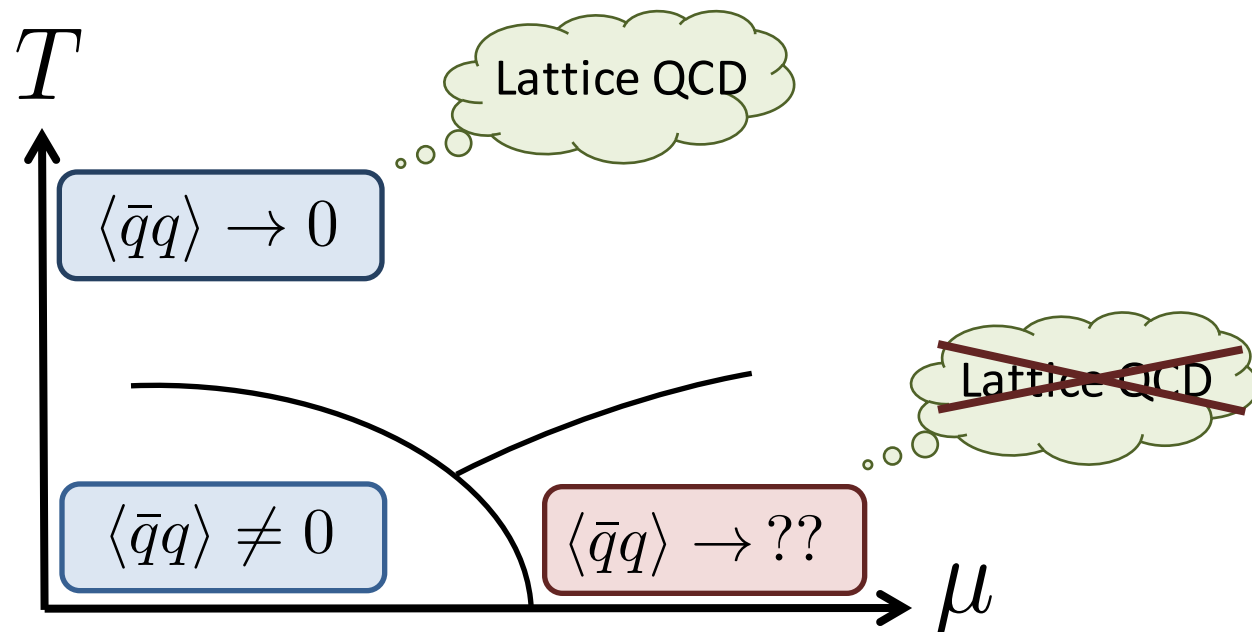


# 1. イントロダクション

10/49

## ・有限温度・有限密度中でのカイラル対称性

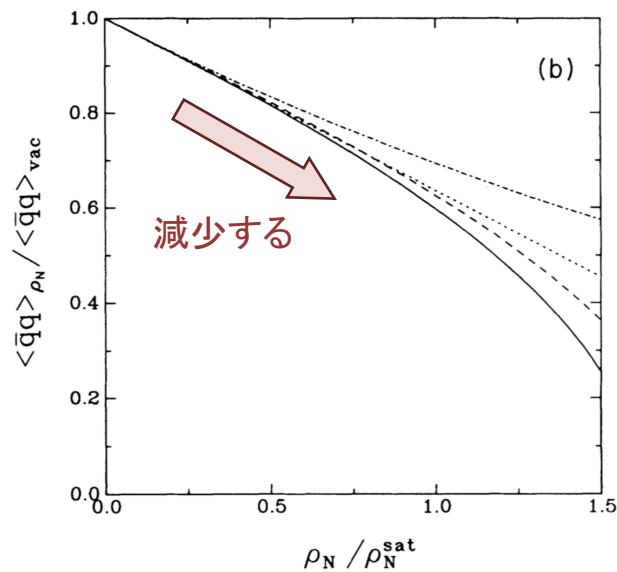
– カイラル対称性に関するQCD相図



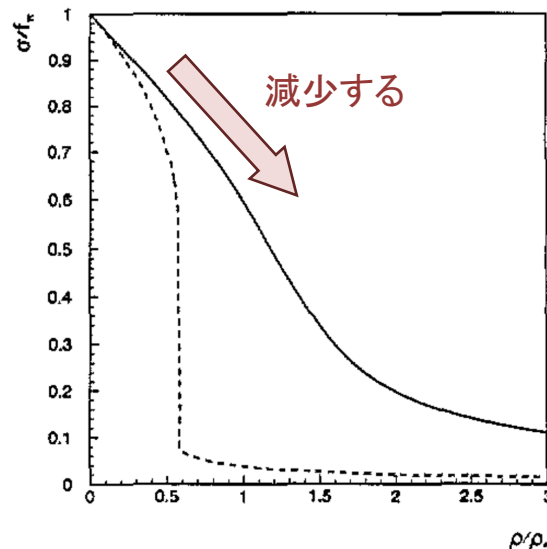
– 有限密度系でのカイラル対称性の理解は発展途上

## • 先行研究

- カイラル対称性の破れに関するオーダーパラメーターは  $\langle \bar{q}q \rangle$
- $\langle \bar{q}q \rangle$  は有限密度中で減少すると期待される



T. D. Cohen, R. J. Furnstahl, D. K. Griegel, PRC. 45. 1881 (1992)

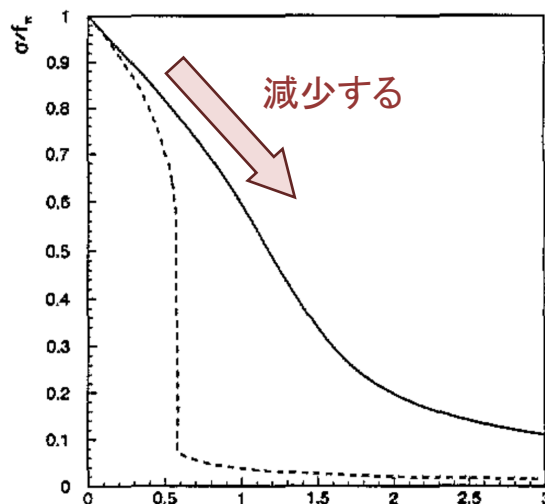
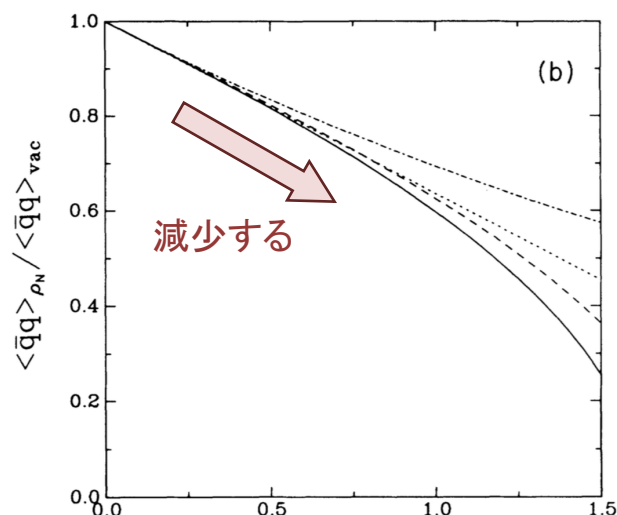


M.C. Birse, J.Phys. Nucl. Part. Phys. 20. 1537 (1994)

• • •

## • 先行研究

- カイラル対称性の破れに関するオーダーパラメーターは  $\langle \bar{q}q \rangle$
- $\langle \bar{q}q \rangle$  は有限密度中で減少すると期待される



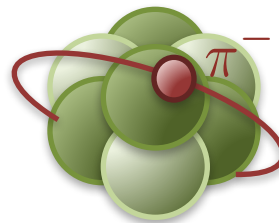
• • •

- カイラル対称性は核物質中では部分的 (不完全) に回復すると期待されている

## • 先行研究

- $\pi$ 中間子原子核を用いた実験からも、カイラル対称性は核物質中では部分的に回復していると思われる結果を得ている:

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_{\text{medium}}}{\langle \bar{q}q \rangle_{\text{vacuum}}} \sim 0.64 < 1$$



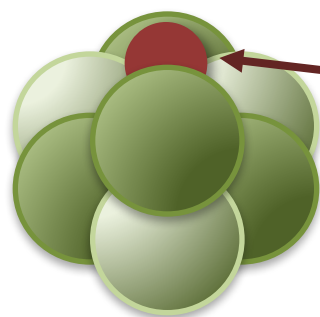
K. Suzuki, et. al.  
PRL. 92. 072302 (2004)



- 核物質中でのカイラル対称性の部分的回復の確証を得るためには**全く独立かつ異なる手法**による検証が必要となる (本研究の話へ...)

## • 我々が提案している手法

- 核物質中での  $\bar{D}$  ( $\sim \bar{c}q$ ) 中間子が良いプローブとなると提案



核物質中での  $\bar{D}$  中間子

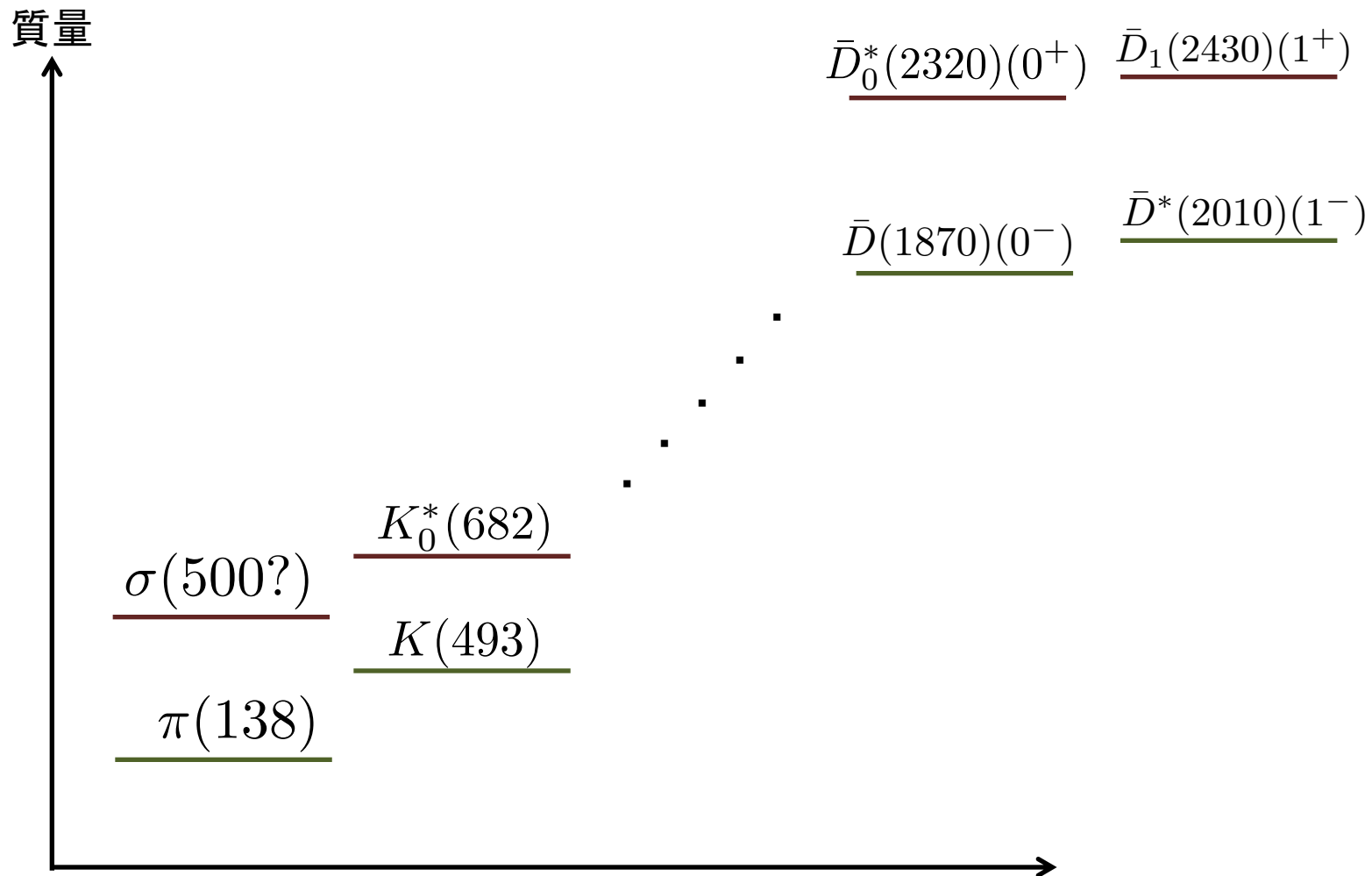
D Suenaga, et. al, PRC (2014), D.Suenaga, et al, PRD (2015)  
D. Suenaga and M. Harada PRD (2016), M. Harada, et al, PTEP (2017)  
D. Suenaga, et. al, PRC96 (2017)

### 利点

- (I)  $\bar{D}$  中間子は典型的QCDスケール ( $\Lambda_{\text{QCD}}$ ) に比べて大きな質量を持つ  
→  $SU(2)_S$  重クォークスピン対称性を (近似的に) 持つ
- (II)  $\bar{D}$  中間子は軽いクォークを1個のみ含む  
→  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  カイラル群の基本表現に属する

# 1. イントロダクション

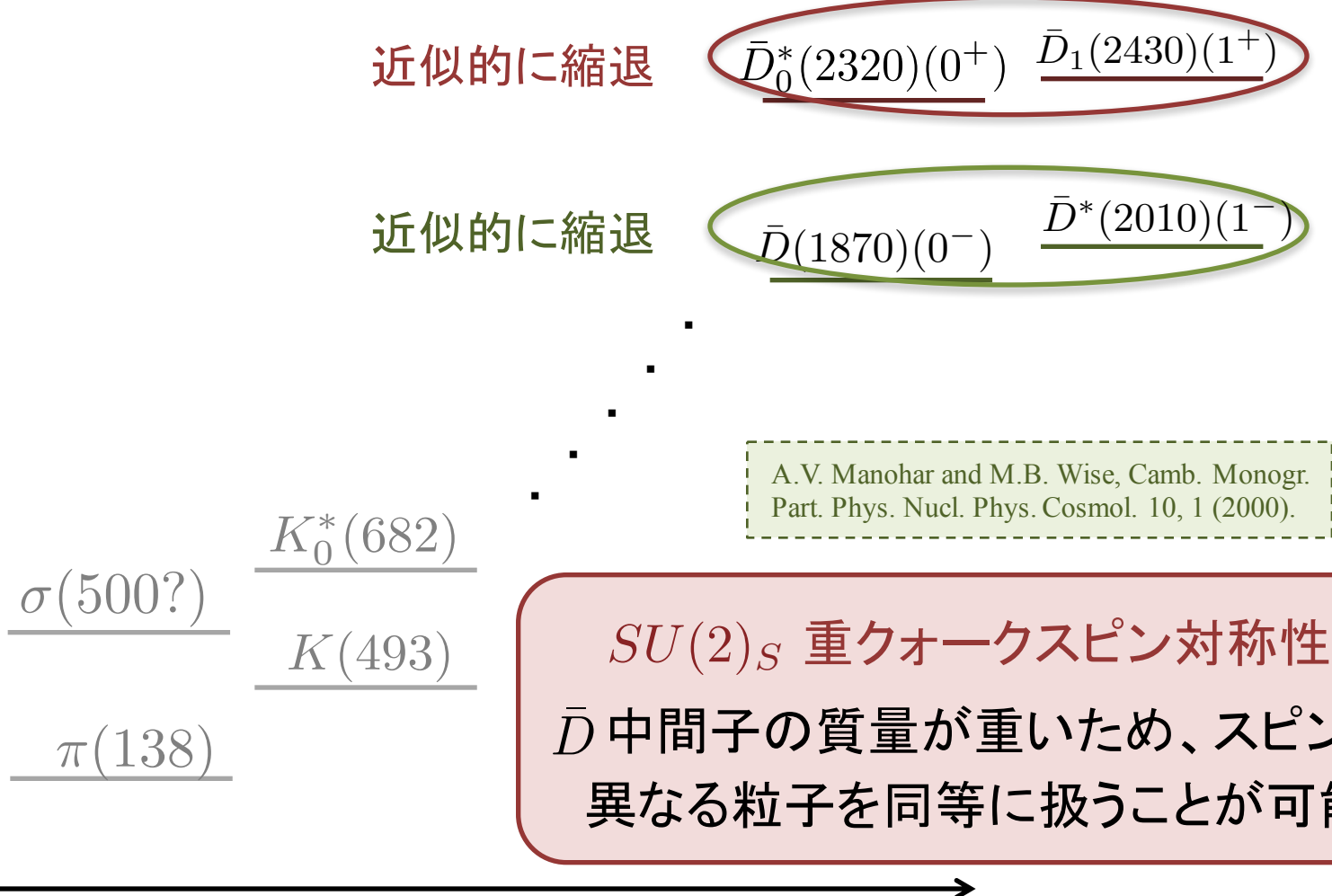
## • $\bar{D}$ 中間子とは?



# 1. イントロダクション

## • 重クォークスピン対称性

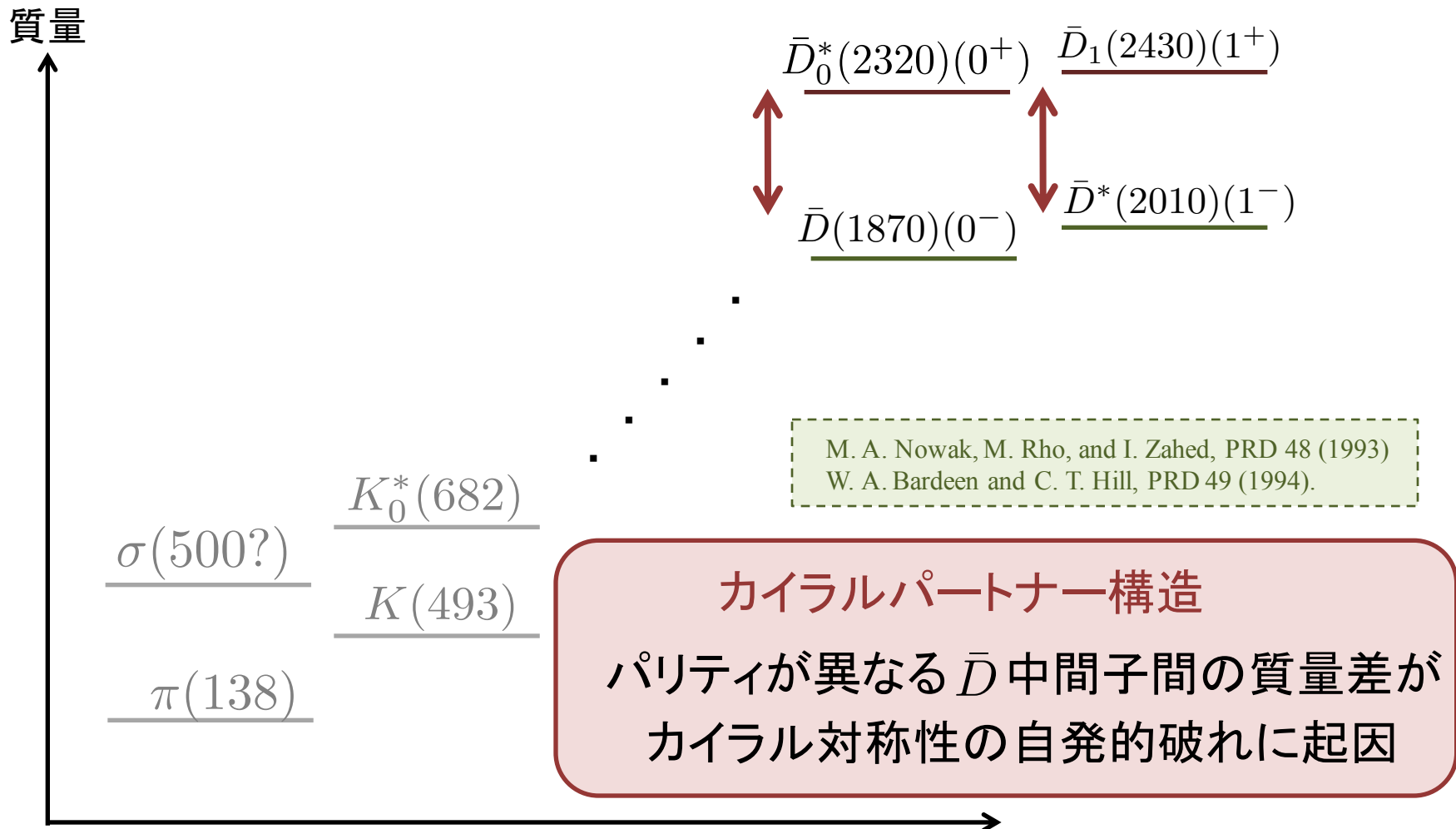
質量





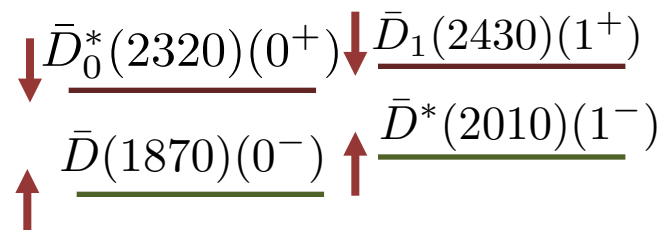
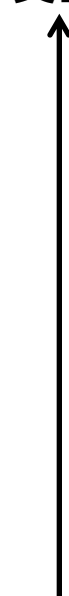
# 1. イントロダクション

## ・カイラルパートナー構造



- ・カイラル対称性が部分的に回復すると

質量



M. A. Nowak, M. Rho, and I. Zahed, PRD 48 (1993)  
W. A. Bardeen and C. T. Hill, PRD 49 (1994).

- パートナー間の質量差が小さくなる
- 核物質中でのパリティが異なる  $\bar{D}$  中間子の質量 ( $\bar{D}(0^-)$  と  $\bar{D}_0^*(0^+)$  等) はカイラル対称性の部分的回復の豊富な情報を含む

核物質中(原子核)での  $\bar{D}$  中間子の質量？

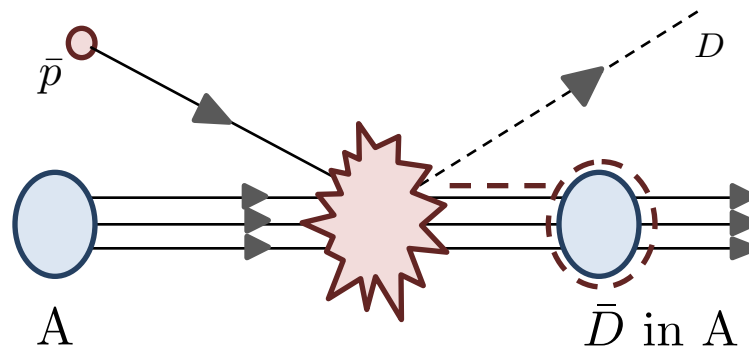
実験的に測ることは出来るの？

・・・観測量とは？

# 1. イントロダクション

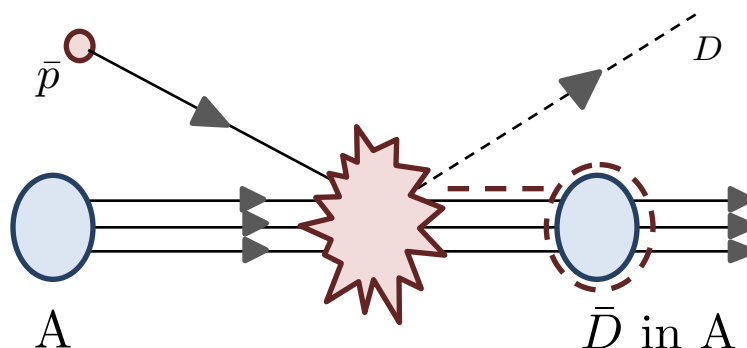
- 実験で実現され得る「核物質中の $\bar{D}$ 中間子」

- 核物質中の $\bar{D}$ 中間子は例えば  $\bar{p} + A \rightarrow D + (\bar{D} \text{ in } A)$  等の散乱プロセスで再現される



## • 実験で実現され得る「核物質中の $\bar{D}$ 中間子」

- 核物質中の $\bar{D}$ 中間子は例えば  $\bar{p} + A \rightarrow D + (\bar{D} \text{ in } A)$  等の散乱プロセスで再現される



- このプロセスの観測量は例えば二重微分散乱断面積  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_D dE_D}$  であり、これは次式で計算可能である:

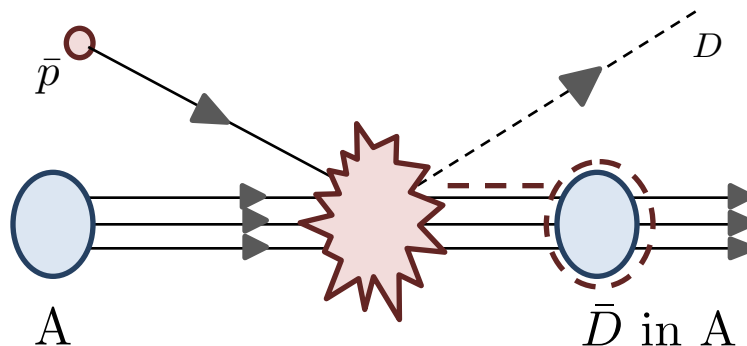
O. Morimatsu and K. Yazaki, (1985)

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_D dE_D} \propto \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_D} \right)_0 \times \bar{\rho}(E_{\bar{D}_0^*})$$

素過程

## • 実験で実現され得る「核物質中の $\bar{D}$ 中間子」

- 核物質中の $\bar{D}$ 中間子は例えば  $\bar{p} + A \rightarrow D + (\bar{D} \text{ in } A)$  等の散乱プロセスで再現される



- このプロセスの観測量は例えば二重微分散乱断面積  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_D dE_D}$  であり、これは次式で計算可能である:

O. Morimatsu and K. Yazaki, (1985)

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_D dE_D} \propto \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_D} \right)_0 \times \boxed{\bar{\rho}(E_{\bar{D}_0^*})}$$

素過程                      媒質効果

$\bar{\rho}(E_{\bar{D}_0^*})$ は核物質中での $\bar{D}_0^*(0^+)$ 中間子の  
(密度平均)スペクトル関数

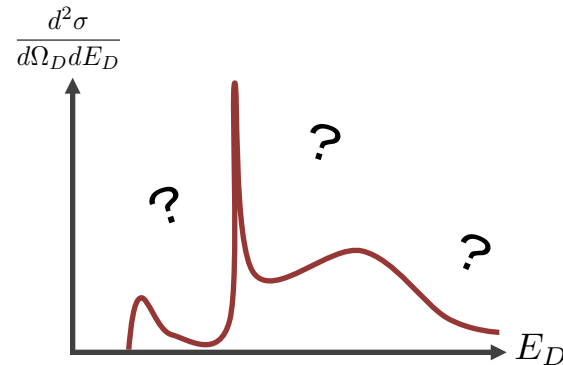
# 1. イントロダクション

## • 実験で実現され得る「核物質中の $\bar{D}$ 中間子」

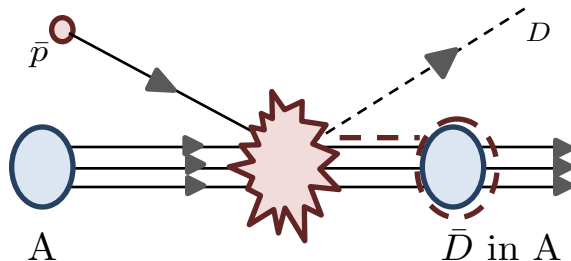
- 核物質中での $\bar{D}_0^*(0^+)$  中間子のスペクトル関数  $\rho(E_{\bar{D}_0^*})$  も調べる価値がある

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_D dE_D} \propto \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_D} \right)_0 \times \bar{\rho}(E_{\bar{D}_0^*})$$

素過程



- FAIR(ドイツ)やJ-PARC(日本)で将来可能になると期待される



FAIR



J-PARC (??)

## 本研究

- 核物質中での  $\bar{D}_0^*(0^+)$  中間子のスペクトル関数を、核物質中でのカイラル対称性の部分的回復の観点から調べた
- 核物質中での  $\bar{D}$  中間子のスペクトル関数を調べた先行研究もあるがカイラル対称性の部分的回復の効果をあらわに取り入れたものは無い (sum ruleは別として..)
- 励起状態の  $\bar{D}_0^*(0^+)$  中間子に着目した先行研究も無い



1. イントロダクション

**2. 計算手法**

3. 結果

4. まとめ

## • 計算手法

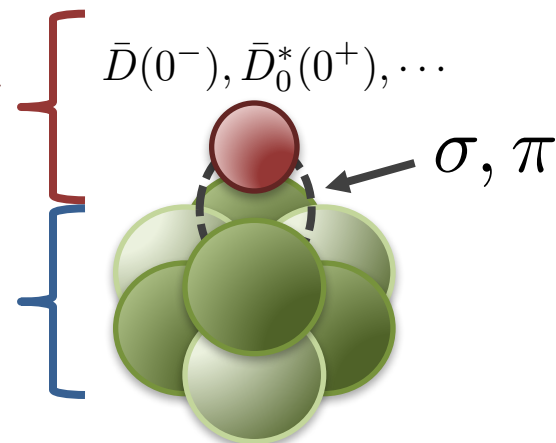
- $\bar{D}$  中間子と核物質は  $\sigma, \pi$  交換により相互作用する

カイラルパートナー構造に基づく  
 $\bar{D}$  中間子の有効ラグランジアン

M. A. Nowak, M. Rho, and I. Zahed, PRD 48 (1993)  
W. A. Bardeen and C. T. Hill, PRD 49 (1994).

核物質はパリティ二重項模型の  
核子1ループで構築される

Y. Motohiro, Y. Kim, M. Harada, PRC92, 025201 (2015)



## • $\bar{D}$ 中間子の有効ラグランジアン

– カイラルパートナー構造・重クォーク対称性に基づくラグランジアン:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \partial_\mu \bar{D}_0^* \partial^\mu \bar{D}_0^{\dagger} - m_G^2 \bar{D}_0^* \bar{D}_0^{\dagger} - \partial_\mu \bar{D}_{1\nu} \partial^\mu \bar{D}_1^{\dagger\nu} + \partial_\mu \bar{D}_{1\nu} \partial^\nu \bar{D}_1^{\dagger\mu} + m_G^2 \bar{D}_{1\mu} \bar{D}_1^{\dagger\mu} \\
 & + \partial_\mu \bar{D} \partial^\mu \bar{D}^\dagger - m_H^2 \bar{D} \bar{D}^\dagger - \partial_\mu \bar{D}_\nu^* \partial^\mu \bar{D}^{*\dagger\nu} + \partial_\mu \bar{D}_\nu^* \partial^\nu \bar{D}^{*\dagger\mu} + m_H^2 \bar{D}_\mu^* \bar{D}^{*\dagger\mu} \\
 & - \frac{1}{2} \frac{m \Delta_m}{f_\pi} [\bar{D}_0^*(M + M^\dagger) \bar{D}_0^{\dagger} - \bar{D}_{1\mu}(M + M^\dagger) \bar{D}_1^{\dagger\mu} - \bar{D}(M + M^\dagger) \bar{D}^\dagger + \bar{D}_\mu^*(M + M^\dagger) \bar{D}^{*\dagger\mu}] \\
 & - \frac{1}{2} \frac{m \Delta_m}{f_\pi} [\bar{D}_0^*(M - M^\dagger) \bar{D}^\dagger - \bar{D}_{1\mu}(M - M^\dagger) \bar{D}^{*\dagger\mu} - \bar{D}(M - M^\dagger) \bar{D}_0^{\dagger} + \bar{D}_\mu^*(M - M^\dagger) \bar{D}_1^{\dagger\mu}] \\
 & - \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}_1^\mu (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}_0^{\dagger} - \bar{D}_0^* (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}_1^{\dagger\mu} - \frac{1}{m} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{1\mu} (\partial_\nu M^\dagger - \partial_\nu M) i \partial_\sigma \bar{D}_1^{\dagger\mu}] \\
 & + \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}^{*\mu} (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}^\dagger - \bar{D} (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}^{*\dagger\mu} - \frac{1}{m} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_\mu^* (\partial_\nu M^\dagger - \partial_\nu M) i \partial_\sigma \bar{D}_\rho^{\dagger\mu}] \\
 & + \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}_1^\mu (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}^\dagger + \bar{D} (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}_1^{\dagger\mu}] \\
 & - \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}_0^* (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}^{*\dagger\mu} + \bar{D}^{*\mu} (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}_0^{\dagger}] \\
 & - \frac{g}{2} \frac{1}{f_\pi} [\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{1\nu} (\partial_\rho M^\dagger + \partial_\rho M) i \partial_\sigma \bar{D}_\mu^{\dagger} + \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_\mu^* (\partial_\rho M^\dagger + \partial_\rho M) i \partial_\sigma \bar{D}_{1\nu}^{\dagger}],
 \end{aligned}$$

$$M = \sigma + i\tau^a \pi^a$$

M. A. Nowak, M. Rho, and I. Zahed, PRD 48 (1993)  
 W. A. Bardeen and C. T. Hill, PRD 49 (1994).

## • $\bar{D}$ 中間子の有効ラグランジアン

- カイラルパートナー構造・重クォーク対称性に基づくラグランジアン:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \partial_\mu \bar{D}_0^* \partial^\mu \bar{D}_0^{\dagger} - m_G^2 \bar{D}_0^* \bar{D}_0^{\dagger} - \partial_\mu \bar{D}_{1\nu} \partial^\mu \bar{D}_1^{\dagger\nu} + \partial_\mu \bar{D}_{1\nu} \partial^\nu \bar{D}_1^{\dagger\mu} + m_G^2 \bar{D}_{1\mu} \bar{D}_1^{\dagger\mu} \\
 & + \partial_\mu \bar{D} \partial^\mu \bar{D}^\dagger - m_H^2 \bar{D} \bar{D}^\dagger - \partial_\mu \bar{D}_\nu^* \partial^\mu \bar{D}^{*\dagger\nu} + \partial_\mu \bar{D}_\nu^* \partial^\nu \bar{D}^{*\dagger\mu} + m_H^2 \bar{D}_\mu^* \bar{D}^{*\dagger\mu} \\
 \text{共通} \left\{ \right. & - \frac{1}{2} \frac{m \Delta m}{f_\pi} [\bar{D}_0^*(M + M^\dagger) \bar{D}_0^{\dagger} - \bar{D}_{1\mu}(M + M^\dagger) \bar{D}_1^{\dagger\mu} - \bar{D}(M + M^\dagger) \bar{D}^\dagger + \bar{D}_\mu^*(M + M^\dagger) \bar{D}^{*\dagger\mu}] \\
 & - \frac{1}{2} \frac{m \Delta m}{f_\pi} [\bar{D}_0^*(M - M^\dagger) \bar{D}^\dagger - \bar{D}_{1\mu}(M - M^\dagger) \bar{D}^{*\dagger\mu} - \bar{D}(M - M^\dagger) \bar{D}_0^{\dagger} + \bar{D}_\mu^*(M - M^\dagger) \bar{D}_1^{\dagger\mu}] \\
 \text{共通} \left\{ \right. & - \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}_1^\mu (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}_0^{\dagger} - \bar{D}_0^* (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}_1^{\dagger\mu} - \frac{1}{m} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{1\mu} (\partial_\nu M^\dagger - \partial_\nu M) i \partial_\sigma \bar{D}_{1\nu}^\dagger] \\
 & + \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}^{*\mu} (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}^\dagger - \bar{D} (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}^{*\dagger\mu} - \frac{1}{m} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_\mu^* (\partial_\nu M^\dagger - \partial_\nu M) i \partial_\sigma \bar{D}_\rho^{\dagger*}] \\
 & + \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}_1^\mu (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}^\dagger + \bar{D} (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}_1^{\dagger\mu}] \\
 & - \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}_0^* (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}^{*\dagger\mu} + \bar{D}^{*\mu} (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}_0^{\dagger*}] \\
 & - \frac{g}{2} \frac{1}{f_\pi} [\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{1\nu} (\partial_\rho M^\dagger + \partial_\rho M) i \partial_\sigma \bar{D}_\mu^{\dagger*} + \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_\mu^* (\partial_\rho M^\dagger + \partial_\rho M) i \partial_\sigma \bar{D}_{1\nu}^\dagger],
 \end{aligned}$$

$$M = \sigma + i\tau^a \pi^a$$

-  $SU(2)_S$  重クォークスピン対称性とカイラルパートナー構造により結合定数間に関係がついている

## • $\bar{D}$ 中間子の有効ラグランジアン

– カイラルパートナー構造・重クォーク対称性に基づくラグランジアン:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \partial_\mu \bar{D}_0^* \partial^\mu \bar{D}_0^{\dagger} - \underline{m_G^2} \bar{D}_0^* \bar{D}_0^{\dagger} - \partial_\mu \bar{D}_{1\nu} \partial^\mu \bar{D}_1^{\dagger\nu} + \partial_\mu \bar{D}_{1\nu} \partial^\nu \bar{D}_1^{\dagger\mu} + \underline{m_G^2} \bar{D}_{1\mu} \bar{D}_1^{\dagger\mu} \\
 & + \partial_\mu \bar{D} \partial^\mu \bar{D}^\dagger - \underline{m_H^2} \bar{D} \bar{D}^\dagger - \partial_\mu \bar{D}_\nu^* \partial^\mu \bar{D}^{*\dagger\nu} + \partial_\mu \bar{D}_\nu^* \partial^\nu \bar{D}^{*\dagger\mu} + \underline{m_H^2} \bar{D}_\mu^* \bar{D}^{*\dagger\mu} \\
 & - \frac{1}{2} \frac{m \Delta_m}{f_\pi} [\bar{D}_0^* (M + M^\dagger) \bar{D}_0^{\dagger} - \bar{D}_{1\mu} (M + M^\dagger) \bar{D}_1^{\dagger\mu} - \bar{D} (M + M^\dagger) \bar{D}^\dagger + \bar{D}_\mu^* (M + M^\dagger) \bar{D}^{*\dagger\mu}] \\
 & - \frac{1}{2} \frac{m \Delta_m}{f_\pi} [\bar{D}_0^* (M - M^\dagger) \bar{D}^\dagger - \bar{D}_{1\mu} (M - M^\dagger) \bar{D}^{*\dagger\mu} - \bar{D} (M - M^\dagger) \bar{D}_0^{\dagger} + \bar{D}_\mu^* (M - M^\dagger) \bar{D}_1^{\dagger\mu}] \\
 & - \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}_1^\mu (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}_0^{\dagger} - \bar{D}_0^* (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}_1^{\dagger\mu} - \frac{1}{m} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{1\mu} (\partial_\nu M^\dagger - \partial_\nu M) i \partial_\sigma \bar{D}_{1\rho}^\dagger] \\
 & + \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}^{*\mu} (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}^\dagger - \bar{D} (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}^{*\dagger\mu} - \frac{1}{m} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_\mu^* (\partial_\nu M^\dagger - \partial_\nu M) i \partial_\sigma \bar{D}_\rho^{*\dagger}] \\
 & + \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}_1^\mu (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}^\dagger + \bar{D} (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}_1^{\dagger\mu}] \\
 & - \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} [\bar{D}_0^* (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}^{*\dagger\mu} + \bar{D}^{*\mu} (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}_0^{\dagger}] \\
 & - \frac{g}{2} \frac{1}{f_\pi} [\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{1\nu} (\partial_\rho M^\dagger + \partial_\rho M) i \partial_\sigma \bar{D}_\mu^{\dagger} + \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_\mu^* (\partial_\rho M^\dagger + \partial_\rho M) i \partial_\sigma \bar{D}_{1\nu}^\dagger],
 \end{aligned}$$

$$M = \sigma + i\tau^a \pi^a$$

– 質量はカイラルパートナー構造  $\Delta_m^* = m_G - m_H = \frac{\Delta_m}{f_\pi} \langle \sigma \rangle \propto \langle \bar{q}q \rangle$  を示す

## • パリティ二重項模型

- 二種類のカイラル変換性を持つ  $N_1$  (naive) と  $N_2$  (mirror) を用意する

$$\begin{aligned} N_{1L} &\rightarrow g_L N_{1L}, & N_{1R} &\rightarrow g_R N_{1R} \\ N_{2L} &\rightarrow g_R N_{2L}, & N_{2R} &\rightarrow g_L N_{2R} \end{aligned} \quad \text{under } SU(2)_L \times SU(2)_R$$

C. E. DeTar and T. Kunihiro (1989)  
D. Jido, M. Oka, and A. Hosaka (2001)

- カイラル不変なラグランジアンは

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_N &= \bar{N}_{1R} \left( i\partial + (\mu_B + \frac{\mu_I}{2}\tau^3)\gamma_0 - g_\omega\psi - g_\rho\boldsymbol{\rho} \right) N_{1R} + \bar{N}_{1L} \left( i\partial + (\mu_B + \frac{\mu_I}{2}\tau^3)\gamma_0 - g_\omega\psi - g_\rho\boldsymbol{\rho} \right) N_{1L} \\ &+ \bar{N}_{2R} \left( i\partial + (\mu_B + \frac{\mu_I}{2}\tau^3)\gamma_0 - g_\omega\psi - g_\rho\boldsymbol{\rho} \right) N_{2R} + \bar{N}_{2L} \left( i\partial + (\mu_B + \frac{\mu_I}{2}\tau^3)\gamma_0 - g_\omega\psi - g_\rho\boldsymbol{\rho} \right) N_{2L} \\ &- m_0 [\bar{N}_{1L}N_{2R} - \bar{N}_{1R}N_{2L} - \bar{N}_{2L}N_{1R} + \bar{N}_{2R}N_{1L}] \\ &- g_1 [\bar{N}_{1R}M^\dagger N_{1L} + \bar{N}_{1L}MN_{1R}] - g_2 [\bar{N}_{2R}MN_{2L} + \bar{N}_{2L}M^\dagger N_{2R}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= \frac{1}{4}\text{tr}[\partial_\mu M \partial^\mu M^\dagger] + \frac{\bar{\mu}^2}{4}\text{tr}[MM^\dagger] - \frac{\lambda}{16}(\text{tr}[MM^\dagger])^2 + \frac{\lambda_6}{48}(\text{tr}[MM^\dagger])^3 + \frac{1}{4}\bar{m}\text{etr}[M + M^\dagger] \\ &- \frac{1}{4}\omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu} + \frac{m_\omega^2}{2}\omega_\mu\omega^\mu - \frac{1}{2}\text{Tr}[\rho_{\mu\nu}\rho^{\mu\nu}] + \frac{m_\rho^2}{2}\rho_\mu\rho^\mu \end{aligned}$$

$$M = \sigma + i\tau^a \pi^a$$

### • パリティ二重項模型

- 平均場近似  $\sigma \rightarrow \sigma_0$  ,  $\omega_\mu \rightarrow \omega_0 \delta_{\mu 0}$  ,  $\rho_\mu^a \rightarrow \rho_0 \delta_{\mu 0} \delta^{a3}$  を施す
- 質量項を対角化すれば

$$\begin{pmatrix} N(939) \\ N^*(1535) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \gamma_5 \sin \theta \\ -\gamma_5 \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{aligned} m_{N(939)} &= \frac{1}{2} \left[ \sqrt{(g_1 + g_2)^2 \sigma_0^2 + 4m_0^2} - (g_2 - g_1) \sigma_0 \right] \\ m_{N^*(1535)} &= \frac{1}{2} \left[ \sqrt{(g_1 + g_2)^2 \sigma_0^2 + 4m_0^2} + (g_2 - g_1) \sigma_0 \right] \end{aligned}$$

### • パリティ二重項模型

- 平均場近似  $\sigma \rightarrow \sigma_0$  ,  $\omega_\mu \rightarrow \omega_0 \delta_{\mu 0}$  ,  $\rho_\mu^a \rightarrow \rho_0 \delta_{\mu 0} \delta^{a3}$  を施す
- 質量項を対角化すれば

$$\begin{pmatrix} N(939) \\ N^*(1535) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \gamma_5 \sin \theta \\ -\gamma_5 \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{aligned} m_{N(939)} &= \frac{1}{2} \left[ \sqrt{(g_1 + g_2)^2 \sigma_0^2 + 4m_0^2} - (g_2 - g_1) \sigma_0 \right] \\ m_{N^*(1535)} &= \frac{1}{2} \left[ \sqrt{(g_1 + g_2)^2 \sigma_0^2 + 4m_0^2} + (g_2 - g_1) \sigma_0 \right] \end{aligned}$$

- $N(939)$  と  $N^*(1535)$  を同時にカイラル不変に取り扱うことが可能
- カイラル対称性の回復極限 ( $\sigma_0 \rightarrow 0$ ) で  $m_{N(939)} = m_{N^*(1535)} = m_0$  ( $m_0$  の値はよく理解されていない)

- Lattice QCDからの示唆

G. Aarts, et al, Phys.Rev. D92 (2015) no.1, 014503



## • パリティ二重項模型

- 以下のインプットを用いてフェルミオン1ループにより核物質を構築

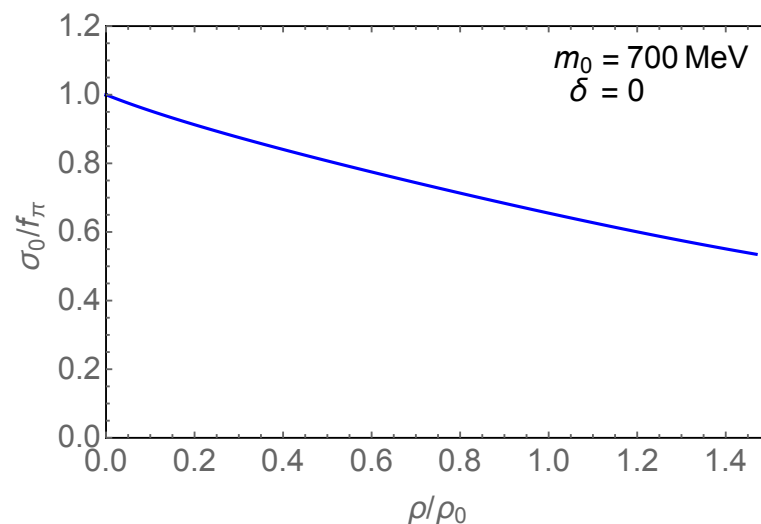
$m_+$	$m_-$	$m_\omega$	$m_\rho$	$f_\pi$	$m_\pi$	$\rho_0(\mu_B^*)$ (fm $^{-3}$ )	$E/A(\mu_B^*) - m_+$ (MeV)	$K$ (MeV)	$E_{\text{sym}}$ (MeV)
939	1535	783	776	93	140	0.16	-16	240	31

真空での物理量

核物質中での物理量

- $m_0 = 700$  MeV での  $\sigma_0$  vs  $\rho$  をプロット

核物質中でのカイラル対称性の部分的回復を確認

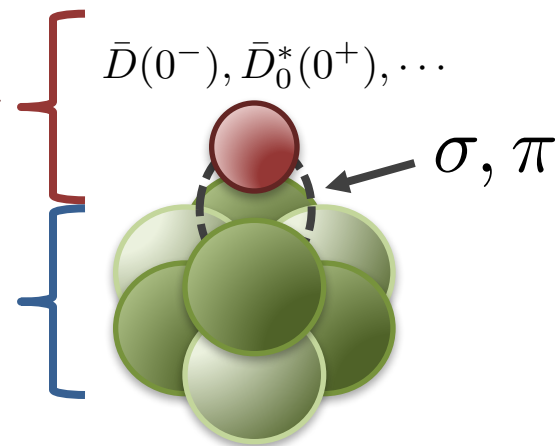


## • 計算手法

- $\bar{D}$  中間子と核物質は  $\sigma, \pi$  交換により相互作用する

カイラルパートナー構造に基づく  
 $\bar{D}$  中間子の有効ラグランジアン

核物質はパリティ二重項模型の  
核子1ループで構築される



- 媒介する  $\sigma, \pi$  中間子は、**カイラル・ワード高橋恒等式**を満たすように計算される (カイラル対称性を尊重)

1. イントロダクション

2. 計算手法

**3. 結果**

4. まとめ


# 3. 結果





## • $\bar{D}_0^*(0^+)$ 中間子の自己エネルギー

- 平均場  $\sigma_0$  と  $\sigma, \pi$  中間子交換の寄与を入れた


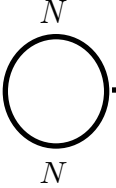
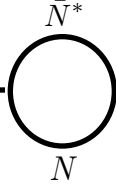
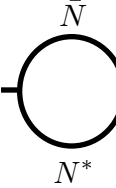
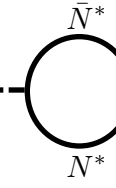
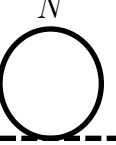
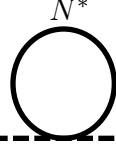
$$\begin{aligned} \Sigma_{\bar{D}_0^*}(q) = & \text{---} \overset{\sigma_0}{\times} \text{---} \quad + \quad \text{---} \overset{\sigma}{\circlearrowleft} \text{---} \\ & \text{---} \overset{\pi}{\circlearrowleft} \text{---} \quad + \quad \text{---} \overset{\pi}{\circlearrowleft} \text{---} \\ & + \dots \end{aligned}$$

- $\sigma, \pi$  中間子交換による媒質効果

- 例えば  $\pi$ -- $\pi$  は

$$\pi$$
-- $\pi$  =  $\pi$ - $\pi$  +  $\pi$ -- $\pi$  +  $\pi$ --- $\pi$  + ...

where

$$\pi$$
-- $\pi$  =  $\pi$ -- $\pi$  +  $\pi$ -- $\pi$  +  $\pi$ -- $\pi$  +  $\pi$ -- $\pi$  +  $\pi$ -- $\pi$  +  $\pi$ -- $\pi$

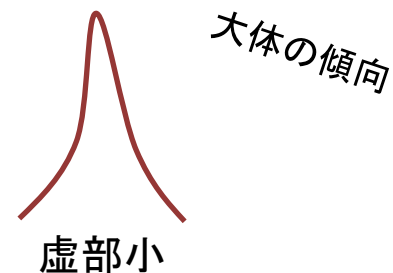
- カイラルWard-Takahashi恒等式が満たされる

## • スペクトル関数の定義

- スペクトル関数は、(遅延)グリーン関数の虚部で表される

$$\begin{aligned}\rho(q_0) &= 2\text{Im}G_R(q_0) \\ &= -\frac{2\epsilon(q_0)\text{Im}\Pi(q)}{(q^2 - m^2 - \text{Re}\Pi(q))^2 + (\text{Im}\Pi(q))^2}\end{aligned}$$

- 虚部が小さいと鋭く高くなる傾向がある



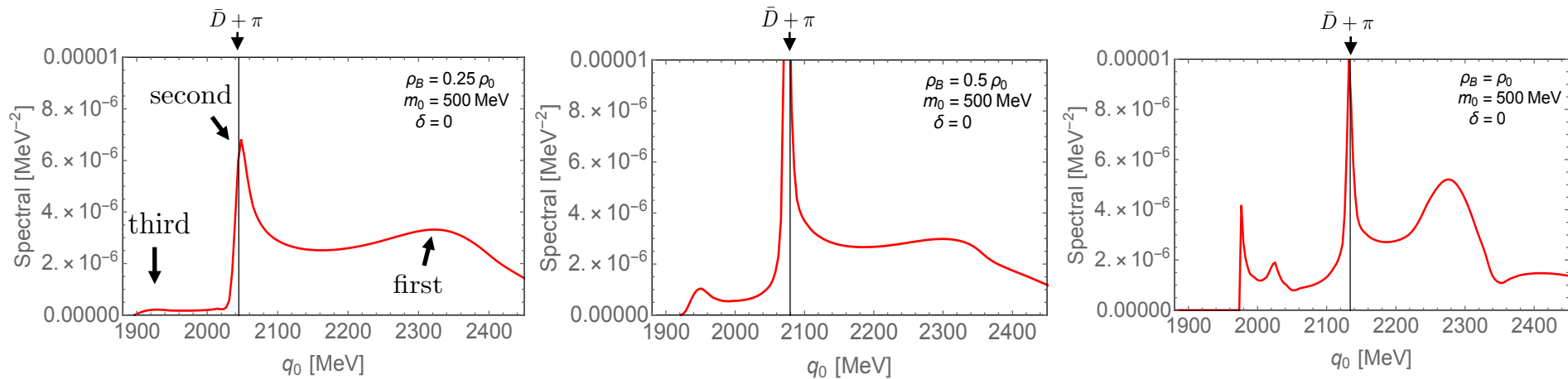
- 虚部が大きいと太く低くなる傾向がある



## • $\bar{D}_0^*(0^+)$ 中間子のスペクトル関数

D. Suenaga, in preparation

–  $m_0 = 500 \text{ MeV}$  における各密度でのスペクトル関数

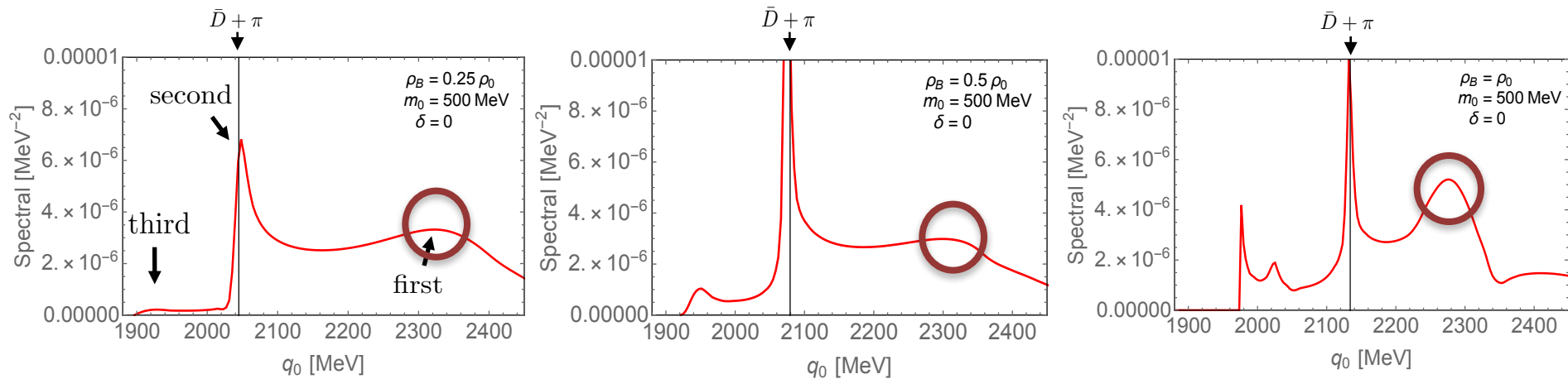


- 主に3種類のピークを得た
- それぞれのピークの密度依存性は異なる

## • $\bar{D}_0^*(0^+)$ 中間子のスペクトル関数

D. Suenaga, in preparation

–  $m_0 = 500 \text{ MeV}$  における各密度でのスペクトル関数



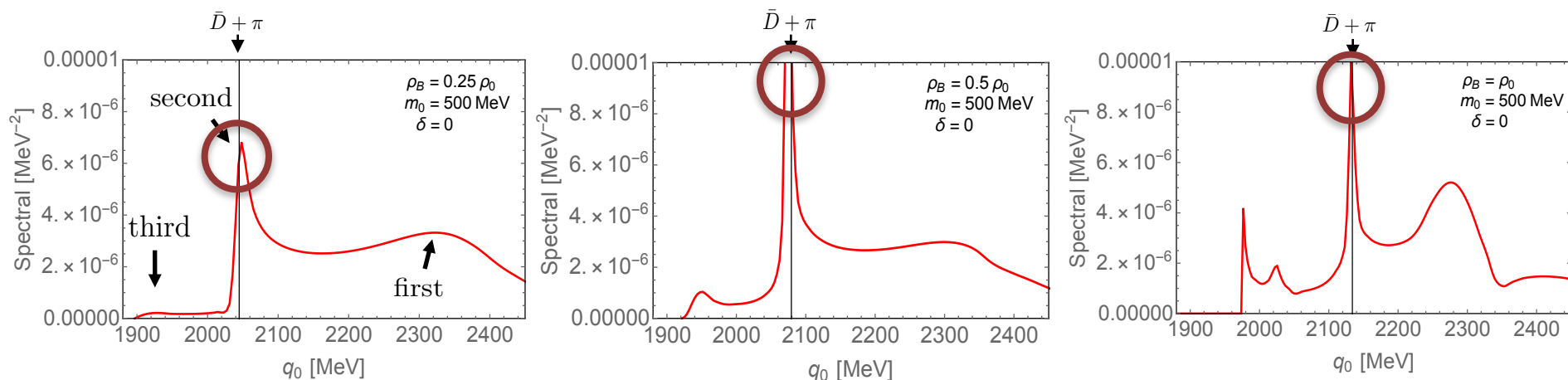
- 右から1個目のピークは  $\bar{D}_0^*(0^+)$  中間子の共鳴状態に対応する
- $\rho_B = 0.25\rho_0 \sim 0.5\rho_0$  では核子との衝突によって低くなり太る
- $\rho_B = 0.5\rho_0 \sim 1.0\rho_0$  では  $\bar{D}_0^* \rightarrow \bar{D} + \pi$  の相空間の減少が勝り、成長する



## • $\bar{D}_0^*(0^+)$ 中間子のスペクトル関数

D. Suenaga, in preparation

–  $m_0 = 500 \text{ MeV}$  における各密度でのスペクトル関数

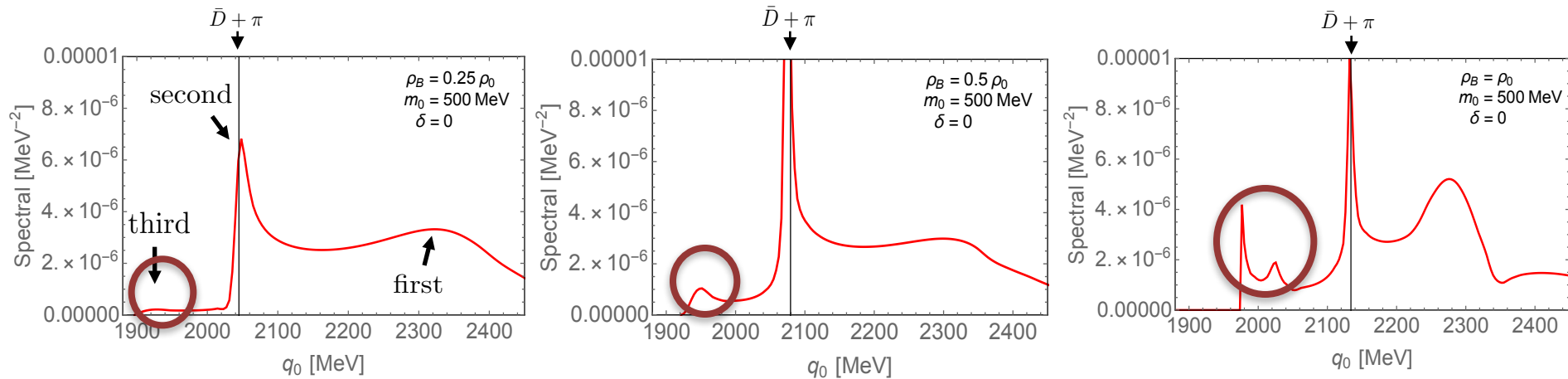


- 右から2個目のピークは閾値エンハンスメントに対応する
- ピーク位置は  $\bar{D}(0^-)$  の質量の情報を直接含み、非常に高く鋭く立つ
- 核物質中でのカイラル対称性の部分的回復を観測する  
良いプローブとなる

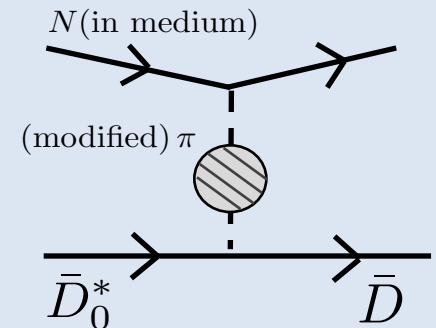
## • $\bar{D}_0^*(0^+)$ 中間子のスペクトル関数

D. Suenaga, in preparation

–  $m_0 = 500 \text{ MeV}$  における各密度でのスペクトル関数



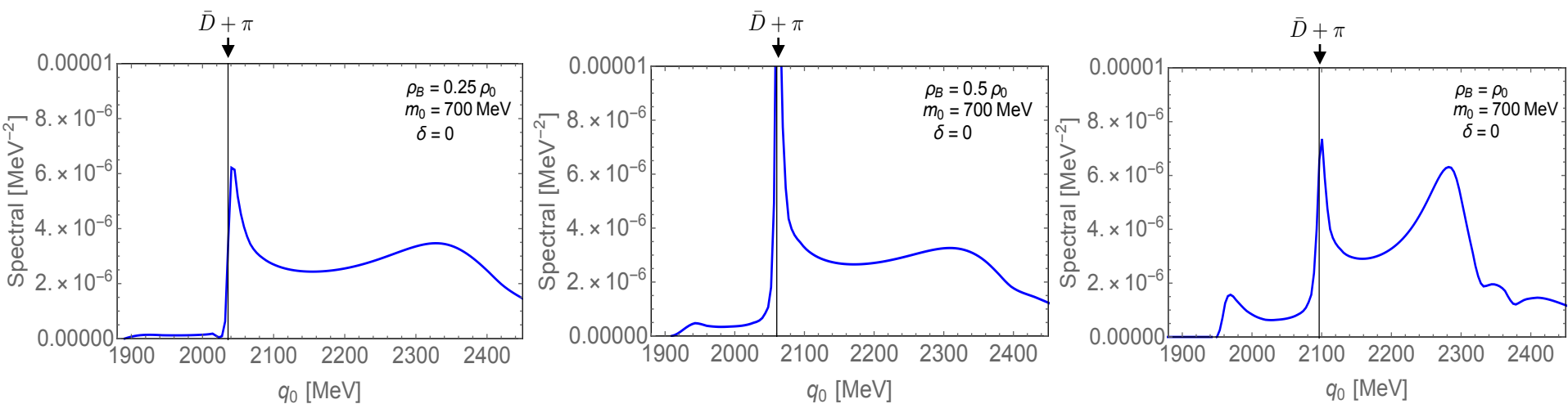
- 右から3個目のピークはランダウ減衰に対応する ( $\bar{D}_0^* N \rightarrow \bar{D} N$ )
- 密度が上がるにつれて高エネルギー側に移動し  
少しずつ成長する



## • $\bar{D}_0^*(0^+)$ 中間子のスペクトル関数

D. Suenaga, in preparation

–  $m_0 = 700$  MeVにおける各密度でのスペクトル関数



–  $m_0 = 700$  MeV においても定性的に同様な結果が得られた

# 3. 結果

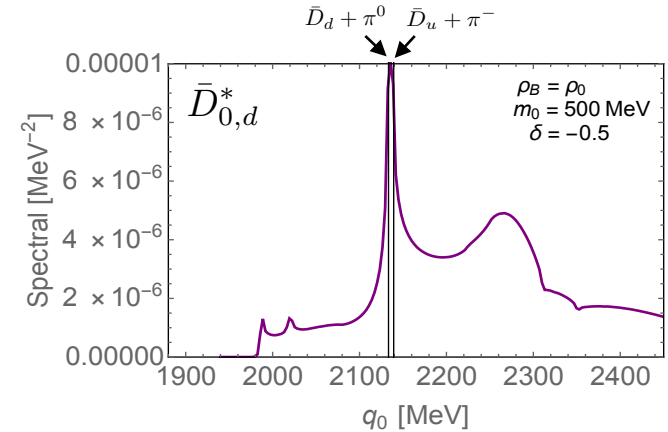
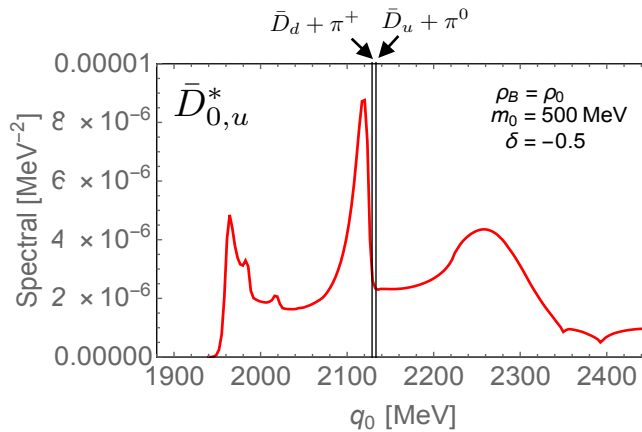
## • $\bar{D}_0^*(0^+)$ 中間子のスペクトル関数

D. Suenaga, in preparation

-  $m_0 = 500 \text{ MeV}$  における中性子過剰核物質中でのスペクトル関数

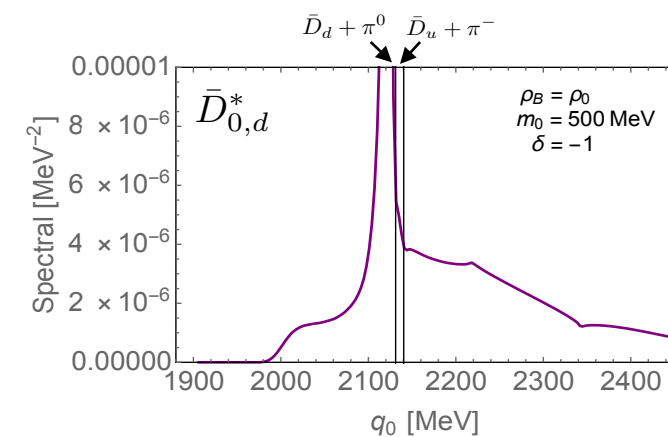
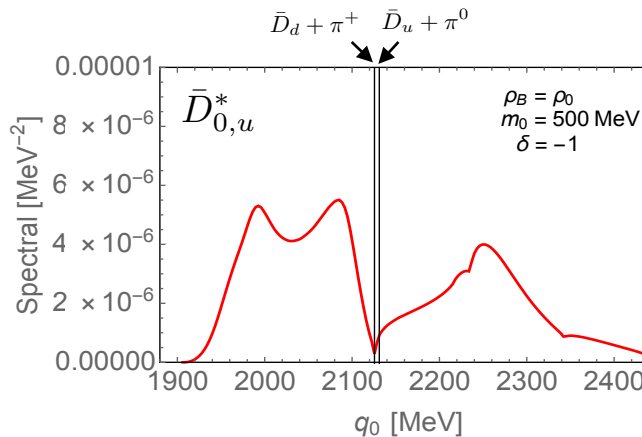
$$\rho_p = \frac{1}{4}\rho_0$$

$$\rho_n = \frac{3}{4}\rho_0$$



$$\rho_p = 0$$

$$\rho_n = \rho_0$$



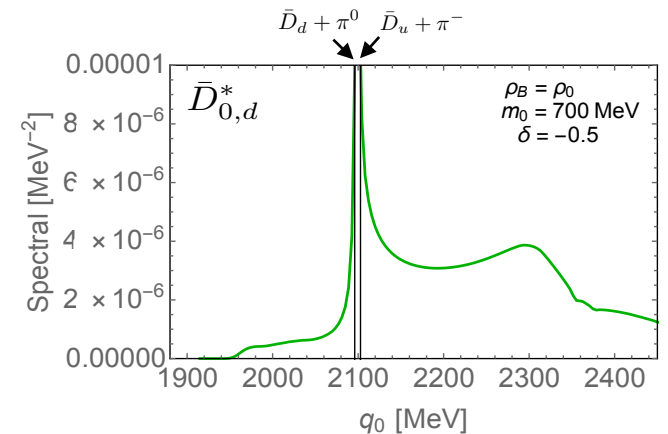
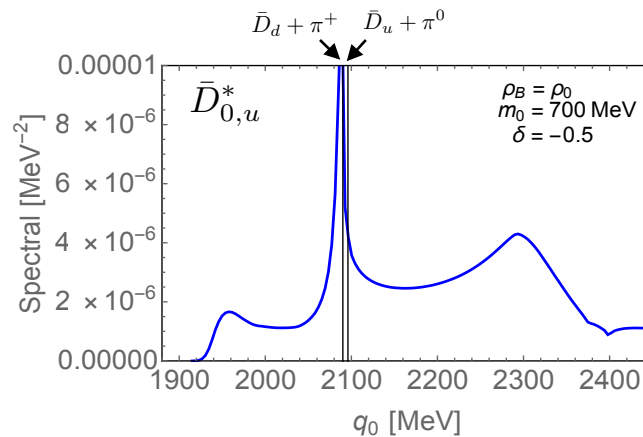
# 3. 結果

## • $\bar{D}_0^*(0^+)$ 中間子のスペクトル関数

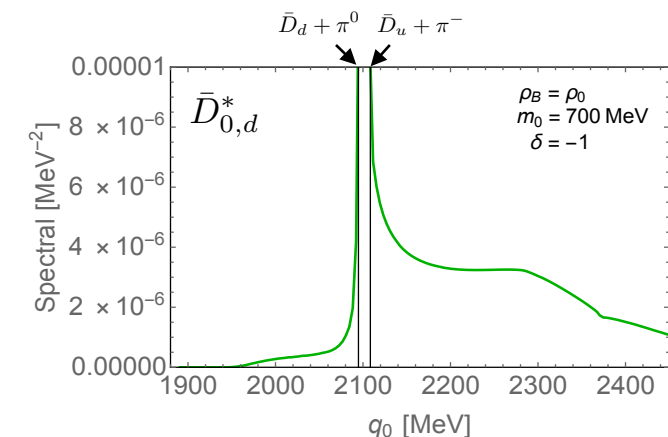
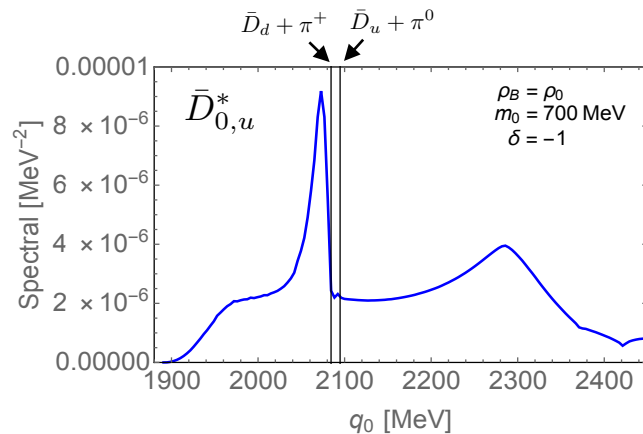
D. Suenaga, in preparation

-  $m_0 = 700$  MeVにおける中性子過剰核物質中でのスペクトル関数

$$\rho_p = \frac{1}{4}\rho_0$$
$$\rho_n = \frac{3}{4}\rho_0$$



$$\rho_p = 0$$
$$\rho_n = \rho_0$$



1. イントロダクション

2. 計算手法

3. 結果

4. まとめ

## • 結論

- パリティ二重項模型で構築した核物質中での  $\bar{D}_0^*(0^+)$  中間子のスペクトル関数を、カイラル対称性の部分的回復の観点から調べた
- カイラルパートナー構造により、核物質中で  $\bar{D}_0^*(0^+)$  の質量は軽くなり、 $\bar{D}(0^-)$  の質量は重くなる
- $\bar{D}_0^*(0^+)$  中間子のスペクトル関数に関して、**閾値エンハンスメント**が核物質中でのカイラル対称性の部分的回復を測る良いプローブになり得ることを見た

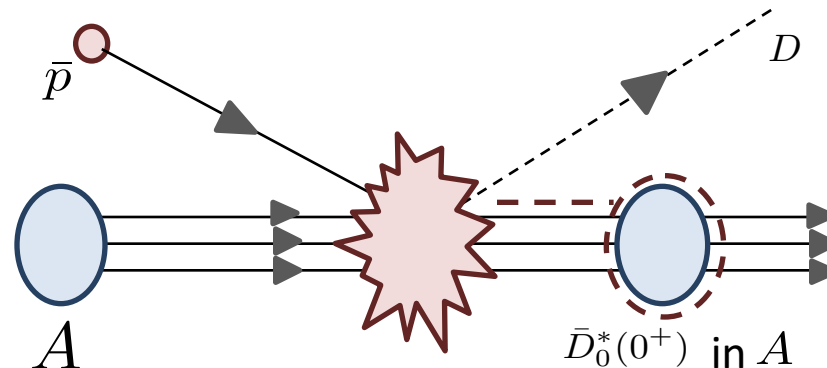
## • これからの展望

- $\bar{D}_0^*(0^+)$  の (密度平均) スペクトル関数  $\bar{\rho}(E_{\bar{D}_0^*})$  は、例えば  $\bar{p} + A \rightarrow D + (\bar{D} \text{ in } A)$  反応の二重微分散乱断面積に反映される:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_D dE_D} \propto \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_D} \right)_0 \times \bar{\rho}(E_{\bar{D}_0^*})$$

素過程 (今回計算した)

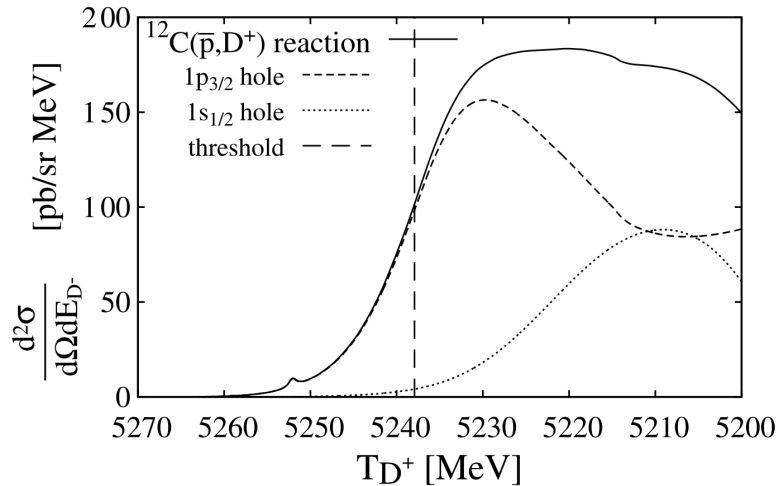
O. Morimatsu and K. Yazaki, (1985)





## • 先行研究

–  $^{12}\text{C}(\bar{p}, D^+)$  反応における  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{D^+}}$  計算の先行研究が存在する



J. Yamagata-Sekihara, et al,  
PLB 754 (2016) 26

– 本研究は原子核に束縛された  $\bar{D}_0^*(0^+)$  に着目しており、さらに閾値エンハンスメントも相まって、異なるオーダーの結果が出る可能性

**ありがとうございました**

- **Symmetry of heavy-light mesons**

- Let us introduce a heavy-light meson field  $H_{L(R)} \sim q_{L(R)} \bar{Q}$

- Lagrangian should be invariant under the . . .

- (I)  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  chiral symmetry

- (II)  $SU(2)_S$  heavy quark spin symmetry

- (III) parity

## • Symmetry of heavy-light mesons

- Let us introduce a heavy-light meson field  $H_{L(R)} \sim q_{L(R)} \bar{Q}$
- Lagrangian should be invariant under the . . .

(I)  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  chiral symmetry

(II)  $SU(2)_S$  heavy quark spin symmetry

(III) parity

transform as  $H_{L(R)} \rightarrow g_{L(R)} H_{L(R)} \quad (g_{L(R)} \in SU(2)_{L(R)})$

## • Symmetry of heavy-light mesons

- Let us introduce a heavy-light meson field  $H_{L(R)} \sim q_{L(R)} \bar{Q}$
- Lagrangian should be invariant under the . . .

(I)  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  chiral symmetry

(II)  $SU(2)_S$  heavy quark spin symmetry

(III) parity

transform as  $H_{L(R)} \rightarrow H_{L(R)} S^\dagger \quad ( S \in SU(2)_S )$

(global spin symmetry as in nonrelativistic system)

## • Symmetry of heavy-light mesons

- Let us introduce a heavy-light meson field  $H_{L(R)} \sim q_{L(R)} \bar{Q}$
- Lagrangian should be invariant under the . . .

(I)  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  chiral symmetry

(II)  $SU(2)_S$  heavy quark spin symmetry

(III) parity

transform as  $H_{L(R)}(x) \rightarrow \gamma^0 H_{L(R)}(x_p) \gamma^0$

# • Heavy meson effective Lagrangian

– Lagrangian is derived as

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \text{tr}[\bar{H}_L(iv \cdot \partial)H_L] + \text{tr}[\bar{H}_R(iv \cdot \partial)H_R] \\ &+ \frac{\Delta_m}{2f_\pi} \text{tr}[\bar{H}_L M H_R + \bar{H}_R M^\dagger H_L] \\ &+ i \frac{g}{2f_\pi} \text{tr}[\bar{H}_R \gamma_5 \gamma^\mu \partial_\mu M^\dagger H_L - \bar{H}_L \gamma_5 \gamma^\mu \partial_\mu M H_R] \\ &+ \dots\end{aligned}$$

– Here, the chiral field  $M = \sigma + i\tau^a \pi^a$  transforms under the  $SU(2)_R \times SU(2)_L$  transformation as

$$M \rightarrow g_L M g_R^\dagger$$

## • Heavy meson effective Lagrangian

– Lagrangian is derived as

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \text{tr}[\bar{H}_L(iv \cdot \partial)H_L] + \text{tr}[\bar{H}_R(iv \cdot \partial)H_R] \\ &+ \frac{\Delta_m}{2f_\pi} \text{tr}[\bar{H}_L M H_R + \bar{H}_R M^\dagger H_L] \\ &+ i \frac{g}{2f_\pi} \text{tr}[\bar{H}_R \gamma_5 \gamma^\mu \partial_\mu M^\dagger H_L - \bar{H}_L \gamma_5 \gamma^\mu \partial_\mu M H_R] \\ &+ \dots\end{aligned}$$

–  $\Delta_m$  is determined by mass difference between chiral partners

–  $g$  is determined by the decay width of  $D^* \rightarrow D\pi$



## • Heavy meson effective Lagrangian

- Parity eigenstate of heavy-light mesons  $G$ ,  $H$  are expressed via  $q_R \bar{Q} = \frac{1}{2} q \bar{Q} + \frac{1}{2} \gamma_5 q \bar{Q}$  and  $q_L \bar{Q} = \frac{1}{2} q \bar{Q} - \frac{1}{2} \gamma_5 q \bar{Q}$  as

$$H_R = \frac{1}{\sqrt{2}} [G - i\gamma_5 H] \quad H_L = \frac{1}{\sqrt{2}} [G + i\gamma_5 H]$$

## • Heavy meson effective Lagrangian

- Parity eigenstate of heavy-light mesons  $G, H$  are expressed via  $q_R \bar{Q} = \frac{1}{2} q \bar{Q} + \frac{1}{2} \gamma_5 q \bar{Q}$  and  $q_L \bar{Q} = \frac{1}{2} q \bar{Q} - \frac{1}{2} \gamma_5 q \bar{Q}$  as

$$H_R = \frac{1}{\sqrt{2}} [G - i\gamma_5 H] \quad H_L = \frac{1}{\sqrt{2}} [G + i\gamma_5 H]$$

- $G = \{\bar{D}_0^*(0^+), \bar{D}_1(1^+)\}$  and  $H = \{\bar{D}(0^-), \bar{D}^*(1^-)\}$  include observed  $\bar{D}$  mesons:

$$G = [\bar{D}_0^* - i\gamma_5 \bar{D}_1] \frac{1 + \not{v}}{2} \quad H = [\bar{D}^* + i\gamma_5 \bar{D}] \frac{1 + \not{v}}{2}$$

## • Heavy meson effective Lagrangian

– Heavy meson effective Lagrangian is of the form

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{HMET}} = & 2\bar{D}_v(iv \cdot \partial)\bar{D}_v^\dagger - 2\bar{D}_{v\mu}^*(iv \cdot \partial)\bar{D}_v^{*\dagger\mu} + 2\bar{D}_{0v}^*(iv \cdot \partial)\bar{D}_{0v}^{*\dagger} - 2\bar{D}_{1v\mu}(iv \cdot \partial)\bar{D}_{1v}^{\dagger\mu} \\
 & + \frac{\Delta m}{2f_\pi} [\bar{D}_{0v}^*(M + M^\dagger)\bar{D}_{0v}^{*\dagger} - \bar{D}_{1v\mu}(M + M^\dagger)\bar{D}_{1v}^{\dagger\mu} - \bar{D}_v(M + M^\dagger)\bar{D}_v^\dagger + \bar{D}_{v\mu}^*(M + M^\dagger)\bar{D}_v^{*\dagger\mu}] \\
 & + \frac{\Delta m}{2f_\pi} [\bar{D}_{0v}^*(M - M^\dagger)\bar{D}_v^\dagger - \bar{D}_{1v\mu}(M - M^\dagger)\bar{D}_v^{*\dagger\mu} - \bar{D}_v(M - M^\dagger)\bar{D}_{0v}^{*\dagger} + \bar{D}_{v\mu}^*(M - M^\dagger)\bar{D}_{1v}^{\dagger\mu}] \\
 & - \frac{g}{2f_\pi} [\bar{D}_{1v}^\mu(\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M)\bar{D}_{0v}^{*\dagger} - \bar{D}_{0v}^*(\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M)\bar{D}_{1v}^{\dagger\mu} - \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{1v\mu}(\partial_\nu M^\dagger - \partial_\nu M)\bar{D}_{1v\rho}^\dagger v_\sigma] \\
 & + \frac{g}{2f_\pi} [\bar{D}_v^{*\mu}(\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M)\bar{D}_v^\dagger - \bar{D}_v(\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M)\bar{D}_v^{*\dagger\mu} - \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{v\mu}^*(\partial_\nu M^\dagger - \partial_\nu M)\bar{D}_{v\rho}^{*\dagger} v_\sigma] \\
 & + \frac{g}{2f_\pi} [\bar{D}_{1v}^\mu(\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M)\bar{D}_v^\dagger + \bar{D}_v(\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M)\bar{D}_{1v}^{\dagger\mu}] \\
 & - \frac{g}{2f_\pi} [\bar{D}_{0v}^*(\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M)\bar{D}_v^{*\dagger\mu} + \bar{D}_v^{*\mu}(\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M)\bar{D}_{0v}^{*\dagger}] \\
 & - \frac{g}{2f_\pi} [\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{1v\nu}(\partial_\rho M^\dagger + \partial_\rho M)\bar{D}_{v\mu}^{*\dagger} v_\sigma + \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{v\mu}^*(\partial_\rho M^\dagger + \partial_\rho M)\bar{D}_{1v\nu}^{\dagger} v_\sigma] .
 \end{aligned}$$

## • Heavy meson effective Lagrangian

– The Lagrangian in a relativistic form is

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \partial_\mu \bar{D}_0^* \partial^\mu \bar{D}_0^{*\dagger} - m^2 \bar{D}_0^* \bar{D}_0^{*\dagger} - \partial_\mu \bar{D}_{1\nu} \partial^\mu \bar{D}_1^{\dagger\nu} + \partial_\mu \bar{D}_{1\nu} \partial^\nu \bar{D}_1^{\dagger\mu} + m^2 \bar{D}_{1\mu} \bar{D}_1^{\dagger\mu} \\
 & + \partial_\mu \bar{D} \partial^\mu \bar{D}^\dagger - m^2 \bar{D} \bar{D}^\dagger - \partial_\mu \bar{D}_\nu^* \partial^\mu \bar{D}^{*\dagger\nu} + \partial_\mu \bar{D}_\nu^* \partial^\nu \bar{D}^{*\dagger\mu} + m^2 \bar{D}_\mu^* \bar{D}^{*\dagger\mu} \\
 & - \frac{\Delta_m}{2f_\pi} m \left[ \bar{D}_0^* (M + M^\dagger) \bar{D}_0^{*\dagger} - \bar{D}_{1\mu} (M + M^\dagger) \bar{D}_1^{\dagger\mu} - \bar{D} (M + M^\dagger) \bar{D}^\dagger + \bar{D}_\mu^* (M + M^\dagger) \bar{D}^{*\mu\dagger} \right] \\
 & - \frac{\Delta_m}{2f_\pi} m \left[ \bar{D}_0^* (M - M^\dagger) \bar{D}^\dagger - \bar{D}_{1\mu} (M - M^\dagger) \bar{D}^{*\dagger\mu} - \bar{D} (M - M^\dagger) \bar{D}_0^{*\dagger} + \bar{D}_\mu^* (M - M^\dagger) \bar{D}_1^{\dagger\mu} \right] \\
 & - \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} \left[ \bar{D}_1^\mu (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}_0^{*\dagger} - \bar{D}_0^* (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}_1^{\dagger\mu} - \frac{1}{m} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{1\mu} (\partial_\nu M^\dagger - \partial_\nu M) i \partial_\sigma \bar{D}_{1\rho}^\dagger \right] \\
 & + \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} \left[ \bar{D}^{*\mu} (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}^\dagger - \bar{D} (\partial_\mu M^\dagger - \partial_\mu M) \bar{D}^{*\dagger\mu} - \frac{1}{m} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_\mu^* (\partial_\nu M^\dagger - \partial_\nu M) i \partial_\sigma \bar{D}_\rho^{*\dagger} \right] \\
 & + \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} \left[ \bar{D}_1^\mu (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}^\dagger + \bar{D} (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}_1^{\dagger\mu} \right] \\
 & - \frac{g}{2} \frac{m}{f_\pi} \left[ \bar{D}_0^* (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}^{*\dagger\mu} + \bar{D}^{*\mu} (\partial_\mu M^\dagger + \partial_\mu M) \bar{D}_0^{*\dagger} \right] \\
 & - \frac{g}{2} \frac{1}{f_\pi} \left[ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_{1\nu} (\partial_\rho M^\dagger + \partial_\rho M) i \partial_\sigma \bar{D}_\mu^{*\dagger} + \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{D}_\mu^* (\partial_\rho M^\dagger + \partial_\rho M) i \partial_\sigma \bar{D}_{1\nu}^\dagger \right],
 \end{aligned}$$

$$M = \sigma + i\tau^a \pi^a$$

## • カイラルパートナー構造

- カイラル対称性の自発的破れ  $\langle \sigma \rangle = \sigma_0$  ( $\propto \langle \bar{q}q \rangle$ ),  $\langle \pi^a \rangle = 0$  の下で

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \partial_\mu \bar{D}_0^* \partial^\mu \bar{D}_0^{\dagger} - \left( m^2 + \frac{m\Delta_m}{f_\pi} \sigma_0 \right) \bar{D}_0^* \bar{D}_0^{\dagger} - \partial_\mu \bar{D}_{1\nu} \partial^\mu \bar{D}_1^{\dagger\nu} + \partial_\mu \bar{D}_{1\nu} \partial^\nu \bar{D}_1^{\dagger\mu} + \left( m^2 + \frac{m\Delta_m}{f_\pi} \sigma_0 \right) \bar{D}_{1\mu} \bar{D}_1^{\dagger\mu} \\ & + \partial_\mu \bar{D} \partial^\mu \bar{D}^\dagger - \left( m^2 - \frac{m\Delta_m}{f_\pi} \sigma_0 \right) \bar{D} \bar{D}^\dagger - \partial_\mu \bar{D}_\nu^* \partial^\mu \bar{D}^{*\dagger\nu} + \partial_\mu \bar{D}_\nu^* \partial^\nu \bar{D}^{*\dagger\mu} + \left( m^2 - \frac{m\Delta_m}{f_\pi} \sigma_0 \right) \bar{D}_\mu^* \bar{D}^{*\dagger\mu} \end{aligned}$$



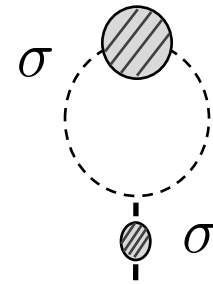
$$m_{\bar{D}_0^*(0+)}^* = m_{\bar{D}_1(1+)}^* = m + \frac{\Delta_m}{2f_\pi} \sigma_0$$

$$m_{\bar{D}(0-)}^* = m_{\bar{D}^*(1-)}^* = m - \frac{\Delta_m}{2f_\pi} \sigma_0$$

$$\Delta_m^* \equiv m_{\bar{D}_0^*(0+)}^* - m_{\bar{D}(0-)}^* = m_{\bar{D}_1(1+)}^* - m_{\bar{D}^*(1-)}^* = \frac{\Delta_m}{f_\pi} \sigma_0$$

## • 1ループ計算法

– 例えば平均場の1ループ補正  $\delta\sigma_0$  は



$$\begin{aligned}\delta\sigma_0 &= \frac{i}{-\tilde{m}_\sigma^2} \left( -i\lambda\sigma_0 + i\frac{10}{3}\lambda_6\sigma_0^3 \right) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} (F(k, \Lambda))^2 \text{Re} [G_\sigma(k) - G_\sigma^{\text{vac}}(k)] \times 3 \\ &= -\frac{3}{2\tilde{m}_\sigma^{*2}} \left( \lambda\sigma_0 - \frac{10}{3}\lambda_6\sigma_0^3 \right) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} (F(k, \Lambda))^2 \epsilon(k_0) \{ \rho_\sigma(k) - \rho_\sigma^{\text{vac}}(k) \} \\ &= -\frac{3}{4\pi^3\tilde{m}_\sigma^{*2}} \left( \lambda\sigma_0 - \frac{10}{3}\lambda_6\sigma_0^3 \right) \int_0^\infty dk_0 \int_0^\infty dk k^2 (F(k, \Lambda))^2 \{ \rho_\sigma(k) - \rho_\sigma^{\text{vac}}(k) \}\end{aligned}$$

$$F(k, \Lambda) = \frac{\Lambda^2}{\vec{k}^2 + \Lambda^2}$$