

# 核物質内のハイペロンポテンシャルに対する カイラル有効場理論 YNN 相互作用の寄与

河野通郎 (RCNP)

- 近年、原子核の微視的 (ab initio) 研究では、カイラル有効場理論によりパラメータ化される相互作用を用いるのが標準的
  - QCD の対称性と破れの機構に基づく低エネルギー有効理論
  - 2体力に整合的な3体力が系統的に定義され、不定性の評価が可能
- スレンジネスセクターの研究も進展
  - NN に比べ実験データが少なく、現状では NLO にとどまる
- ハイパー核物理においても、3体力の役割の解明を含め、カイラル有効場理論による相互作用を用いた記述が有用だろう
  - 中性子星物質におけるハイペロンの存在様式
- 現在パラメータ化されている NLO YN および YNN の性質を、核物質計算により調べる

# カイラル有効場理論ポテンシャルによる原子核の記述

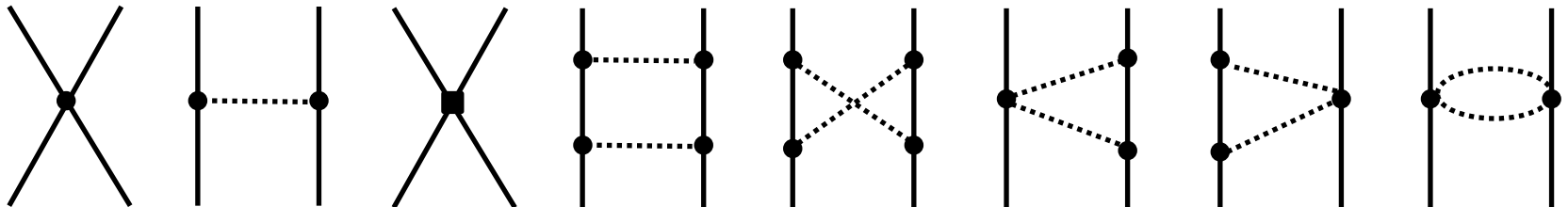
- 2体核力に整合的な3体力が系統的に導入される。
  - これまでの3体力はすべて現象論的調節 (1970年代の Skyrme のような密度依存有効相互作用と本質的には変わらない。)
  - 2体力のパラメーターで決まる3体力 + 3体力の段階で現れる3体力 (結合定数は調節する)
- 原子核の基本的性質が再現される
  - 飽和性 (核物質の飽和曲線): B.E., incompressibility, momentum-dependence of s.p. potential ← isoscalar E0, E2 GR
  - 一粒子描像・殻構造の成立 (spin-orbit 力)
  - 例、neutron (proton) drip line の再現 ( $^{24}\text{O}$ ) における tensor 力の役割
- 近年の ab initio 核構造研究 (CCM, no-core shell model, Monte-Carlo, ...) では ChEFT に基づくポテンシャルが標準的に用いられる
  - AV18, CD-Bonn, Nijmegen 等の modern NN potential に代わる新しい世代の核力記述

# 核力記述の変遷 (R. Machleidt, Phys. Rep. 503, 1 (2011) に準拠)

1935	湯川中間子論	
1950's	pion exchange potential	P.T.P. Suppl. 3 (1956)
	Fujita-Miyazawa (1957), Hamada-Johnston (1962)	
1960's	One-Boson-Exchange-Potential (OBEP) Reid potential (1968)	P.T.P. Suppl. 39 (1967)
1970's	さまざまな OBEP 模型 [QCD の確立]	StonyBrook, Paris, Bonn, Nijmegen
1980's	QCD-inspired quark models	Oka-Yazaki (1981)
		Faessler et al. (1983)
	modern NN potentials (高精度): AV18, CD-Bonn, Nijmegen	
1990's	Effective Field Theory of QCD (chiral symmetry)	Weinberg (1979)
2000's	ChEFT の精密化 NLO, N <sup>2</sup> LO, N <sup>3</sup> LO, ...	$V_{\text{low } k}$ , SRG の発展
	⇒ ChEFT を用いた原子核の第1原理的記述、3体力の寄与の定量性	

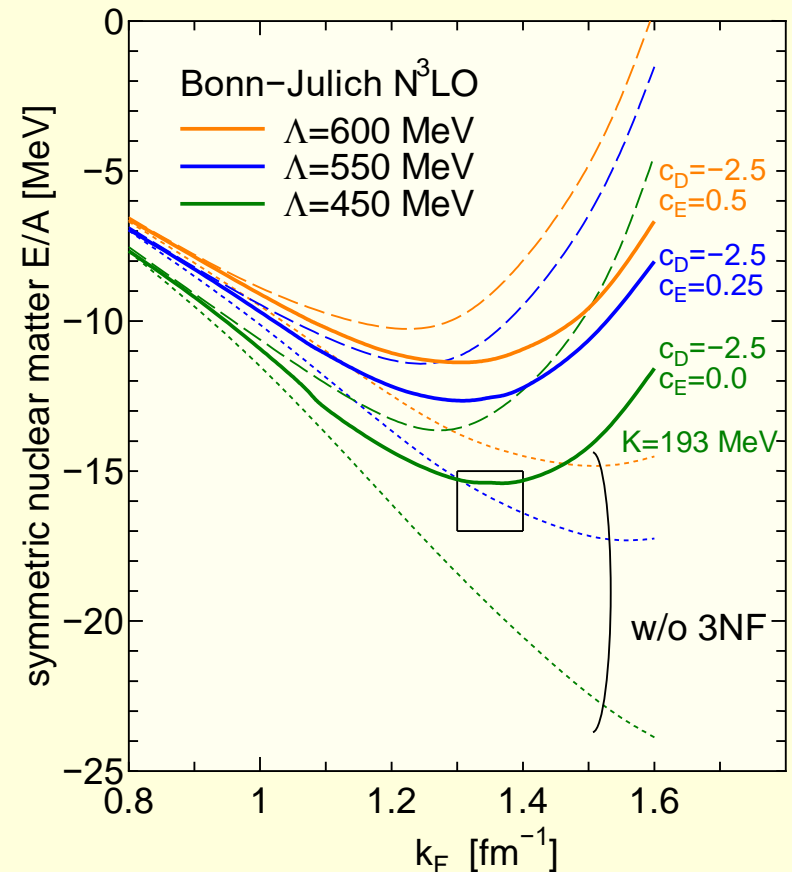
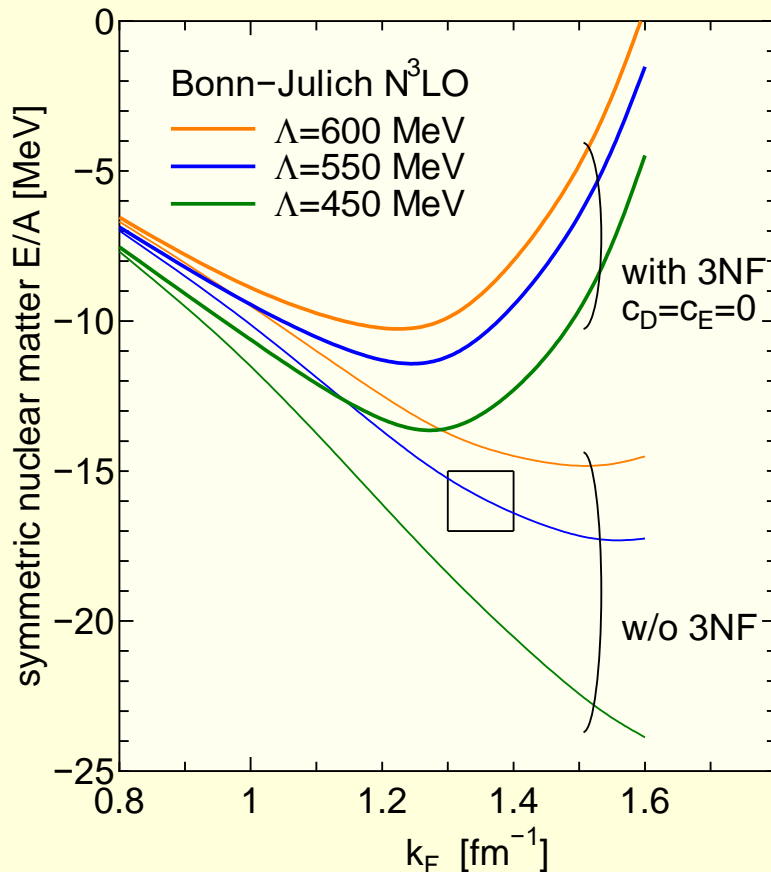
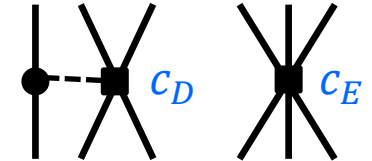
# カイラル有効場理論によるバリオン相互作用

- (QCD の)カイラル対称性を満たす一般的なラグランジアンから出発して、power counting による摂動展開(低エネルギー有効理論)
- ポテンシャルの構築(pion の消去、あるいは Feynman diagram 計算)
  - 結合定数は散乱データ(など)から決定
    - E. Epelbaum, H.-W. Hammer and U.-G. Meissner, Rev. Mod. Phys.81 1773 (2009)
    - R. Machleidt and D.R. Entem, Phys. Rep. 503,1 (2011)
- バリオン散乱・束縛状態は摂動で扱えない → Lippmann-Schwinger eq.
- Feynman diagram の発散のくりこみと、LS eq. の regularization
  - LS eq. の regulator function  $f(\Lambda) = \exp(-(p'^4 + p^4)/\Lambda^4)$   
cutoff scale  $\Lambda = 400 - 600 \text{ MeV}$
- NLO ダイアグラム ( $\pi, K, \eta$  exchange in SU(3) )



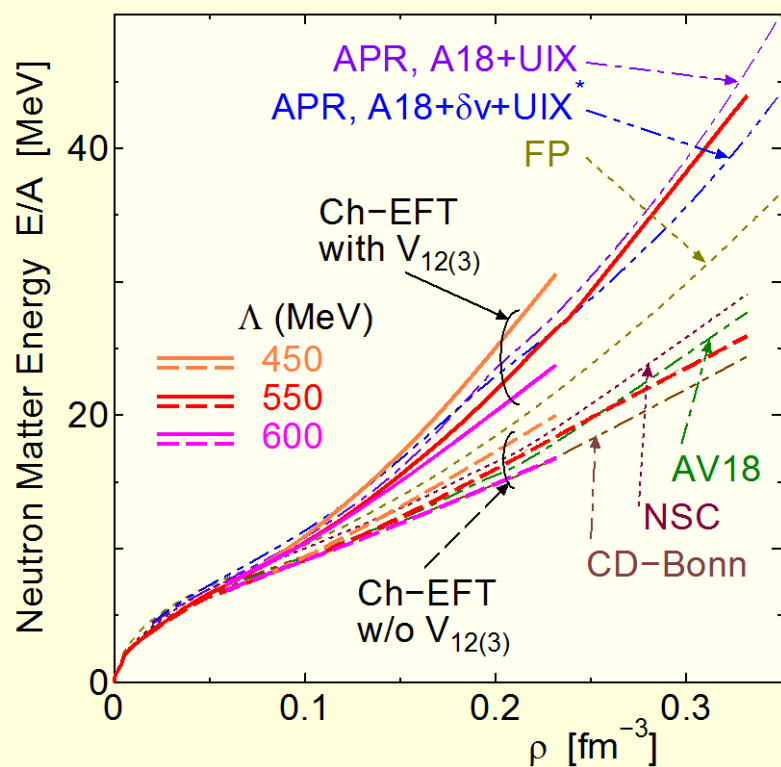
# LOBT calculations with NN+"3NF" of ChEFT

- Calculated saturation curves with three choices of cutoff  $\Lambda$ .
- Results of  $c_D = 0$  and  $c_E = 0$ .
- Tune  $c_D$  and  $c_E$ .
- Pauli effects are sizable.



# 中性子物質

- EoS of neutron matter: basic to theoretical studies of neutron star.
  - EoS of APR, including phenomenological 3NFs, has been standard.
    - Necessity of the repulsive contributions from 3NF.



- Dependence on different two-body NN interactions is small, because of the absence of tensor effects in the  ${}^3E$  state.
- The contribution of ChEFT 3NFs (no  $c_D$  and  $c_E$  terms) is similar to the standard phenomenological one by APR.
  - ChEFT is not applicable to the high-density region of  $\rho > 2\rho_0$ .

APR: Akmal, Pandharipande, and Ravenhall, PRC58, 1804 (1998)

# カイラル有効場理論による YN 相互作用

- Bonn-Jülich グループによるパラメータ化

- Lowest order:

- Polinder et al., Nucl. Phys. A779, 244 (2006)

- パラメーターは  $f_{NN\pi} = \frac{2f_\pi}{g_A}$  と  $\alpha = \frac{F}{F+D}$  および

5つの低エネルギー定数

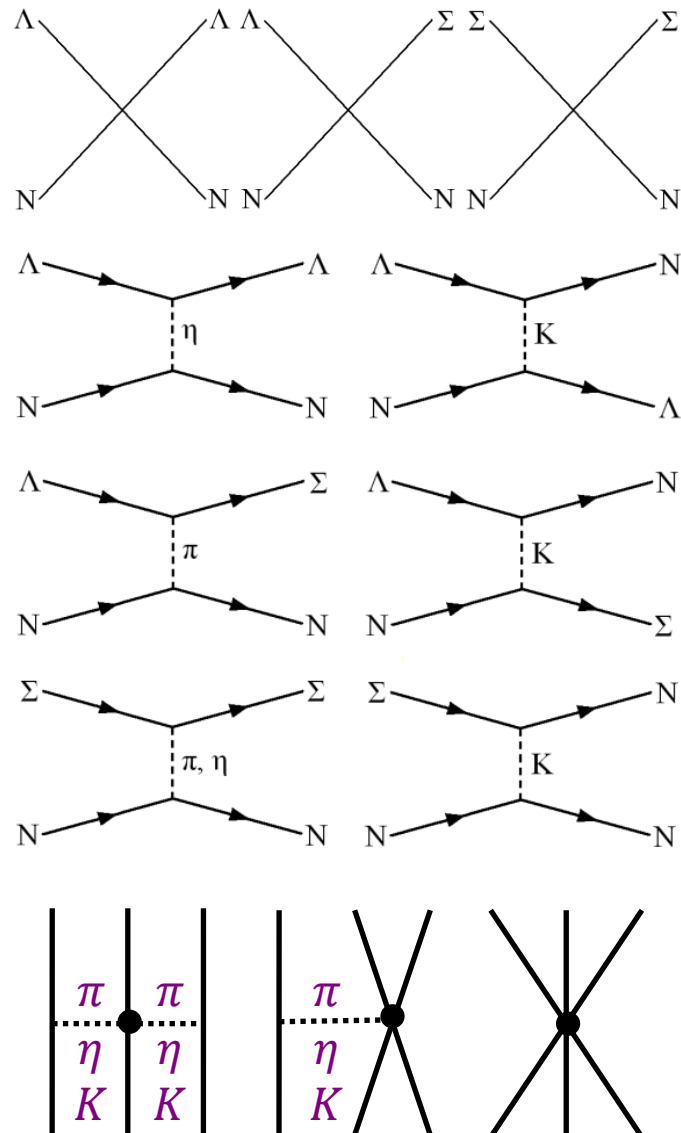
$$C_{1S0}^{\Lambda\Lambda}, C_{3S1}^{\Lambda\Lambda}, C_{1S0}^{\Sigma\Sigma}, C_{3S1}^{\Sigma\Sigma}, C_{3S1}^{\Lambda\Sigma}$$

- Next-to-Leading order

- Haidenbauer et al., Nucl. Phys. A915, 24 (2013)

- Leading three-baryon forces

- Petschauer et al., Phys. Rev. C93, 014001 (2016)

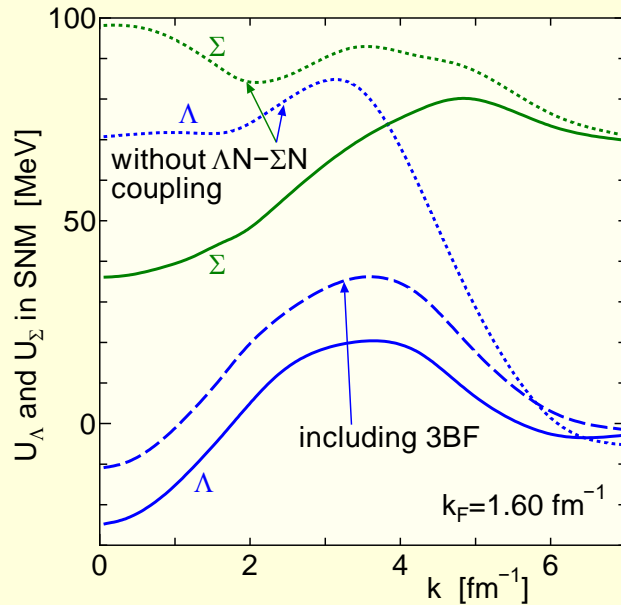
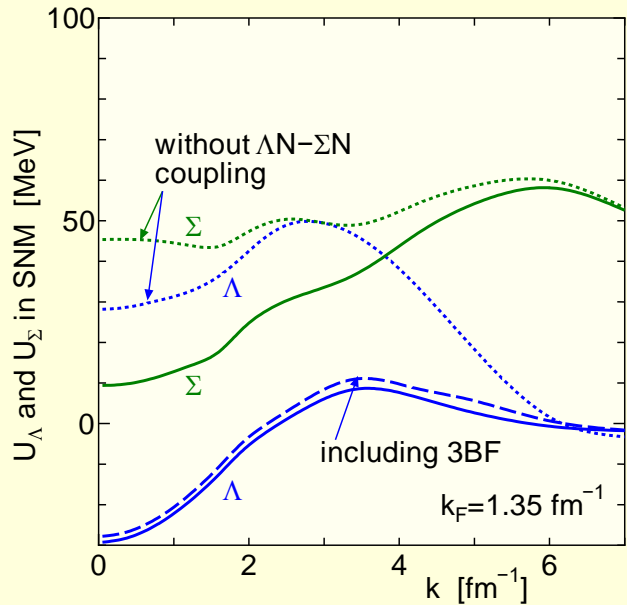


# G-matrix calculations only with ChEFT two-body YN

- まず、ChEFT NLO の2体 YN 相互作用のみを用いて、 $\Lambda$  の核物質内 s.p. potential の G 行列計算を行い、相互作用の特徴を調べる
  - cutoff scale 400~600 MeV は HF で扱えず、核内2体相関を考慮する必要がある  $\longrightarrow$  通常の最低次 Brueckner 理論で扱う
  - 従来のポテンシャルモデルとは異なる、ChEFT ポテンシャルの特徴
    - $\Lambda N$ - $\Sigma N$  結合による引力が非常に強い
      - ハイペロン少数系の CSB との関係
    - 高密度領域で、 $\Lambda$  s.p. potential が深くない
- 次に、 $\Lambda NN$  3体力を核物質で2体化し G 行列計算に取り入れる
  - ◆ 3体力の斥力は、2体力に対する媒質効果 (Pauli blocking) としての物理的意味を持つ
  - 核子の場合と同様、高密度領域で強い斥力
  - Contact terms からの引力的寄与により、調節

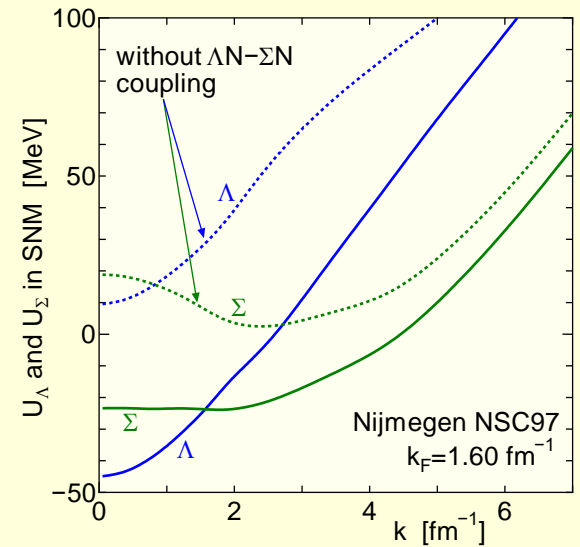
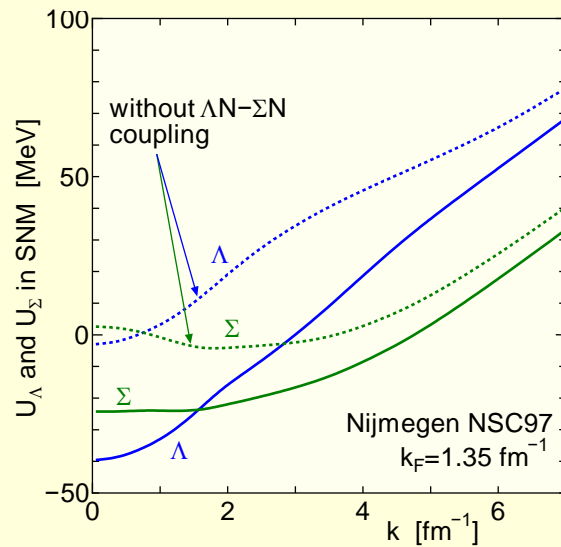
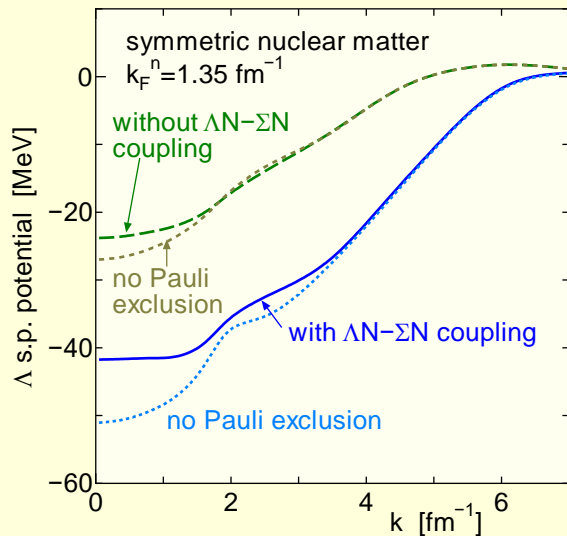


# 対称核物質中の $\Lambda$ and $\Sigma$ s.p. potential の G 行列計算



$\Lambda N$ - $\Sigma N$  coupling の寄与

- $\Lambda$  potential の引力には coupling 効果が重要
- 特に ChEFT による記述では強い
- NNLO tensor が coupling を弱める?



# 3体力の寄与：2-pion exchange $\Lambda NN$ interaction

- $2\pi$  交換  $\Lambda NN$  3体力  $V_{TPE}^{\Lambda NN}$

$$\frac{g_A^2}{3f_0^2} (\boldsymbol{\tau}_2 \cdot \boldsymbol{\tau}_3) \frac{(\boldsymbol{\sigma}_3 \cdot \mathbf{q}_{63})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q}_{52})}{(\mathbf{q}_{63}^2 + m_\pi^2)(\mathbf{q}_{52}^2 + m_\pi^2)} \{-Am_\pi^2 + B\mathbf{q}_{63} \cdot \mathbf{q}_{52}\}$$

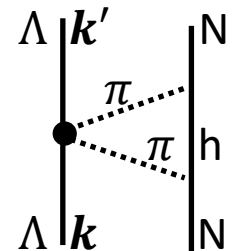
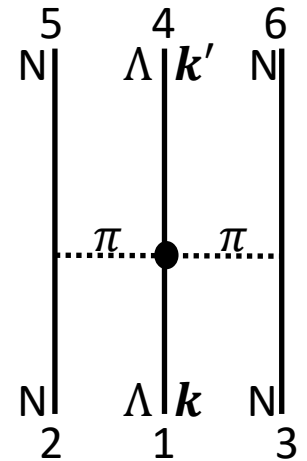
Petschauer の評価値：  $A = 0$ ,  $B = -3.0 \text{ GeV}^{-1}$

- 対称核物質での2体化

$$\langle \mathbf{k}' \sigma_{\Lambda'}, -\mathbf{k}' \sigma' \tau' | V_{\Lambda N(N)} | \mathbf{k} \sigma_{\Lambda}, -\mathbf{k} \sigma \tau \rangle$$

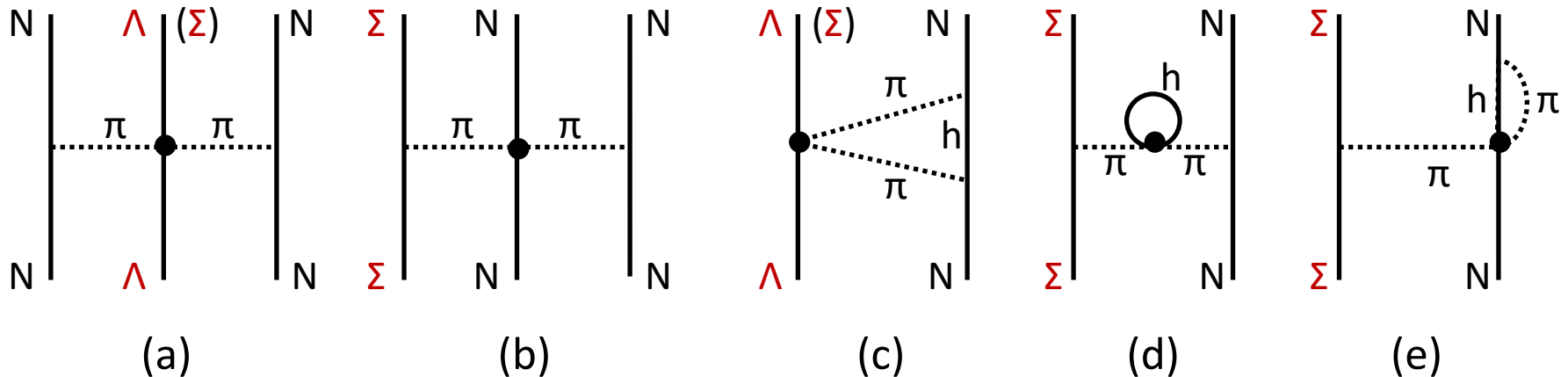
$$\equiv \sum_{\mathbf{k}_h, \sigma_h, \tau_h} \langle \mathbf{k}' \sigma_{\Lambda'}, -\mathbf{k}' \sigma' \tau', \mathbf{k}_h, \sigma_h, \tau_h | V_{\Lambda N(N)} | \mathbf{k} \sigma_{\Lambda}, -\mathbf{k} \sigma \tau, \mathbf{k}_h, \sigma_h, \tau_h \rangle_A$$

- 密度依存 central, LS, ALS 成分。tensor 成分は現れない
- 2体力に加える際には、統計因子  $\frac{1}{2}$  を掛ける
  - (中性子物質での寄与は核物質の  $\frac{1}{3}$ )
- Pauli blocking タイプの寄与であり、斥力的
- 部分波展開を行い、2体力に加え G 行列計算

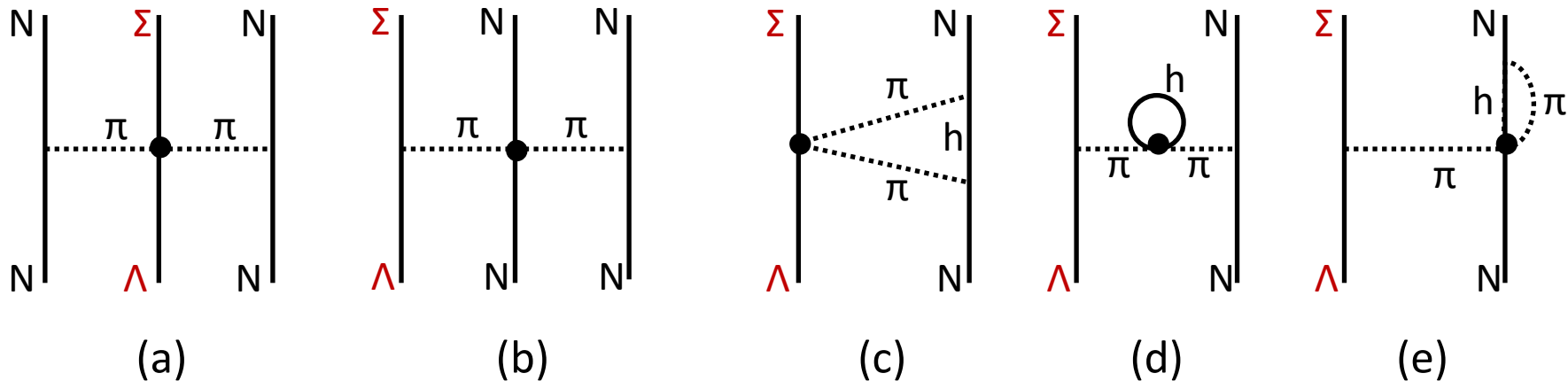


# カイラル有効場理論の3体相互作用

- Petschauer et al., “Leading three-baryon force from SU(3) chiral effective field theory”, Phys. Rev. C93, 014001 (2016)
- 2-pion 交換による  $\Lambda NN$  3体力 (a) を、核物質で2体化 (c, d, e) して (normal ordering)、核物質中の  $\Lambda$  s.p. potential への寄与を計算
  - Pauli blocking タイプの (c) が、free space での引力的寄与を抑制(したがって斥力)



# $\Lambda$ NN- $\Sigma$ NN coupling の有効2体力化



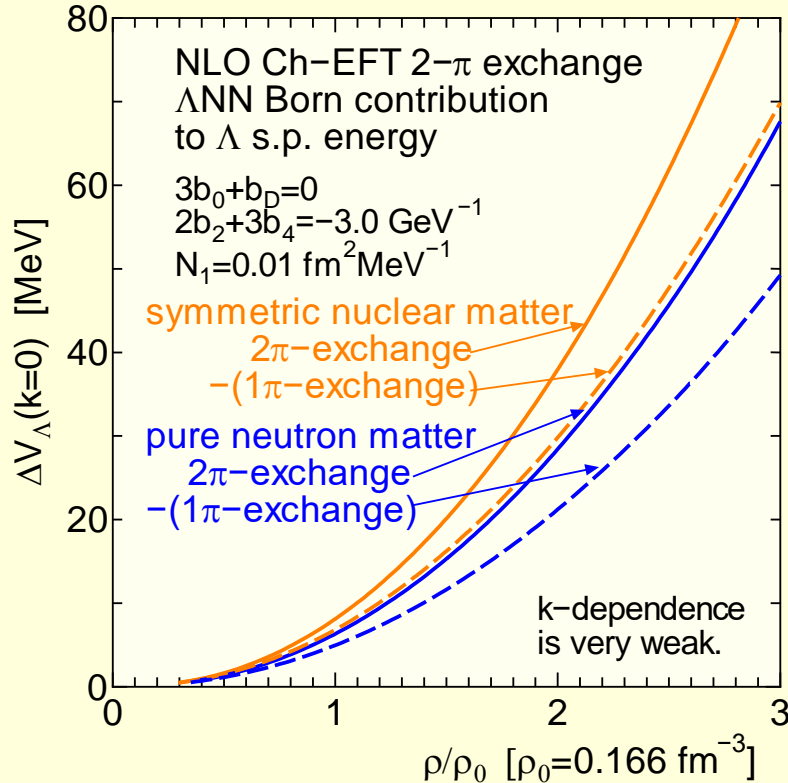
## ■ 核子の場合

- (c) の寄与は tensor 成分を enhance
- (d) と (e) の寄与は、ほぼキャンセル

## ■ 表式とプログラムチェックの段階

- 予備計算では、寄与はそれほど大きくない

## 2- $\pi$ 交換 $\Lambda$ NN 力の $\Lambda$ s.p. potential への寄与 (Born 項)

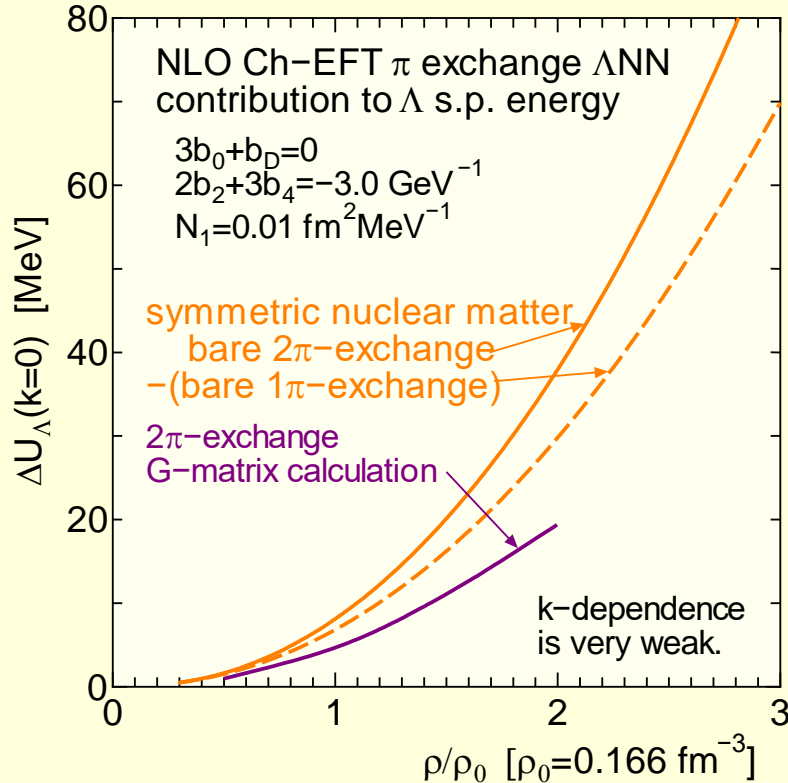


$$V_{TPE}^{\Lambda NN} = \frac{g_A^2}{3f_0^4} (\boldsymbol{\tau}_2 \cdot \boldsymbol{\tau}_3) \frac{(\boldsymbol{\sigma}_3 \cdot \mathbf{q}_{63})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q}_{52})}{(q_{63}^2 + m_\pi^2)(q_{63}^2 + m_\pi^2)} \times \{-(3b_0 + b_D)m_\pi^2 + (2b_2 + 3b_4)\mathbf{q}_{63} \cdot \mathbf{q}_{52}\}$$

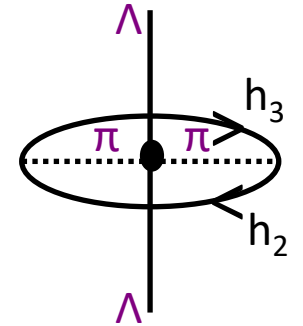
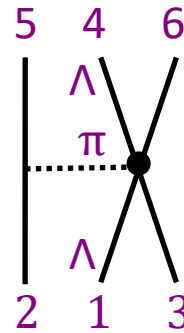
$$\begin{aligned} \Delta U_\Lambda(\mathbf{k}_\Lambda) &= \frac{1}{2} \sum_{2,3} \langle \mathbf{k}_\Lambda \mathbf{k}_2 \mathbf{k}_3 | V_{TPE}^{\Lambda NN} | \mathbf{k}_\Lambda \mathbf{k}_2 \mathbf{k}_3 \rangle_A \\ &= \frac{g_A^2}{3f_0^4} \frac{1}{(2\pi)^6} \int_0^{k_F} q^2 dq \frac{64\pi^2}{3} (k_F - q)^2 \\ &\quad \times (2k_F + q) \frac{4q^2}{(4q^2 + m_\pi^2)^2} \\ &\quad \times \{-(3b_0 + b_D)m_\pi^2 + (2b_2 + 3b_4)q^2\} \end{aligned}$$

- 核子の場合、contact termsのパラメーターを引力的に設定すれば、核子の飽和性をほぼ再現する飽和曲線が得られる
- ストレンジネスセクターでも同様に、contact terms を引力的にすることにより 2- $\pi$  交換  $\Lambda$ NN 力の斥力を弱めることが望ましい

# G 行列計算による 2- $\pi$ 交換 $\Lambda$ NN 力の寄与



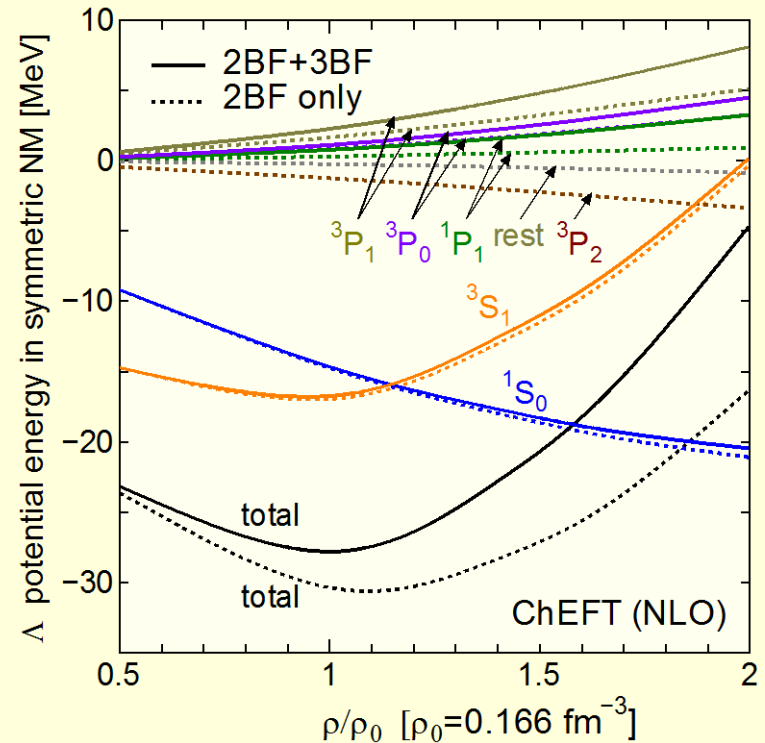
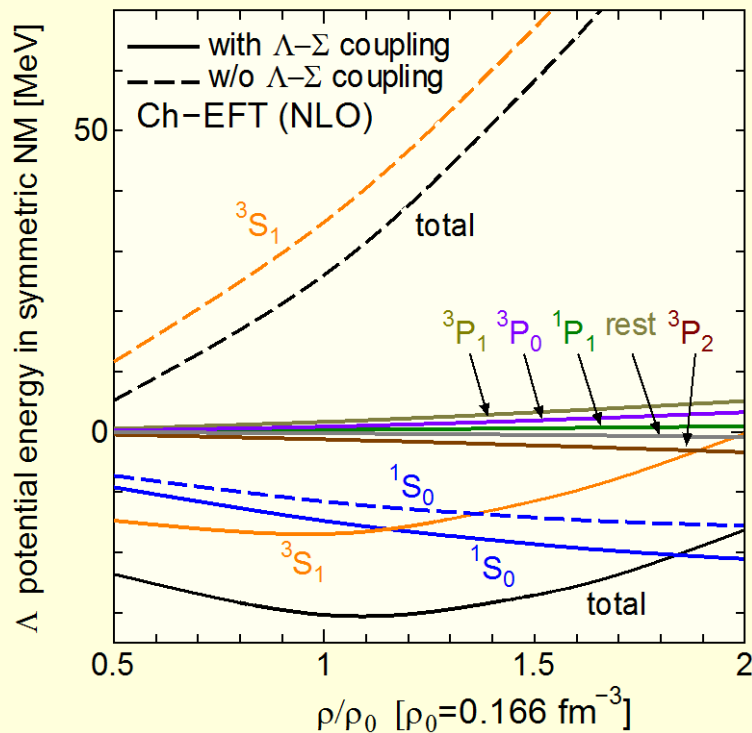
$$V_{TPE}^{\Lambda NN} = \frac{g_A^2}{3f_0^4} (\boldsymbol{\tau}_2 \cdot \boldsymbol{\tau}_3) \frac{(\boldsymbol{\sigma}_3 \cdot \mathbf{q}_{63})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q}_{52})}{(q_{63}^2 + m_\pi^2)(q_{63}^2 + m_\pi^2)} \times \{-(3b_0 + b_D)m_\pi^2 + (2b_2 + 3b_4)\mathbf{q}_{63} \cdot \mathbf{q}_{52}\}$$



$$V_{OPE}^{\Lambda NN} = \frac{1}{2f_0^4} \frac{(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q}_{52})}{(q_{52}^2 + m_\pi^2)} \times \{N_1 \boldsymbol{\sigma}_3 \cdot \mathbf{q}_{52} + N_2 i(\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_3) \cdot \mathbf{q}_{52}\}$$

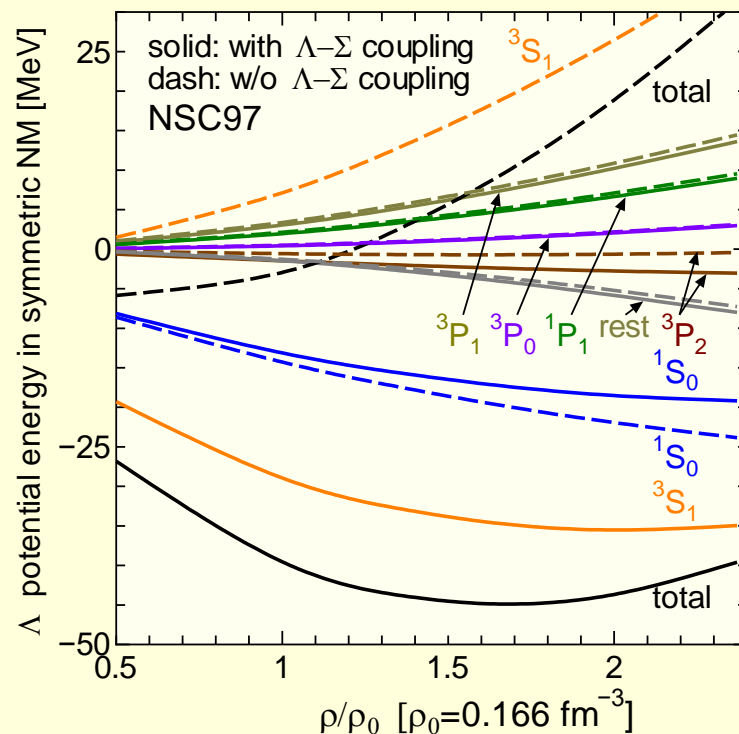
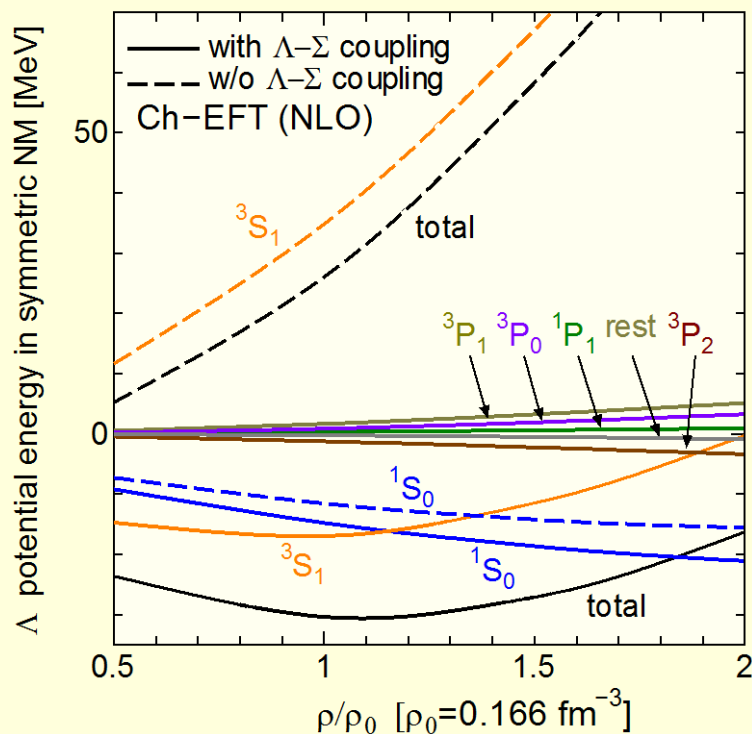
- G 行列方程式による相関を取り入れることにより、3体力効果の斥力の絶対値は抑制される
- contact term の引力的寄与を取り入れると、標準密度以下では3体力の寄与は小さい (contact term の結合定数は natural size)

# $\Lambda$ のポテンシャルの深さ(強さ)の密度依存性



- ChEFT の  $\Lambda$  potential が高密度で浅くなる原因は  $^3S_1$  の寄与の密度依存性
- さらに、3体力の p 波成分が高密度での斥力をもたらす

# $\Lambda$ のポテンシャルの深さの密度依存性: NSC との比較



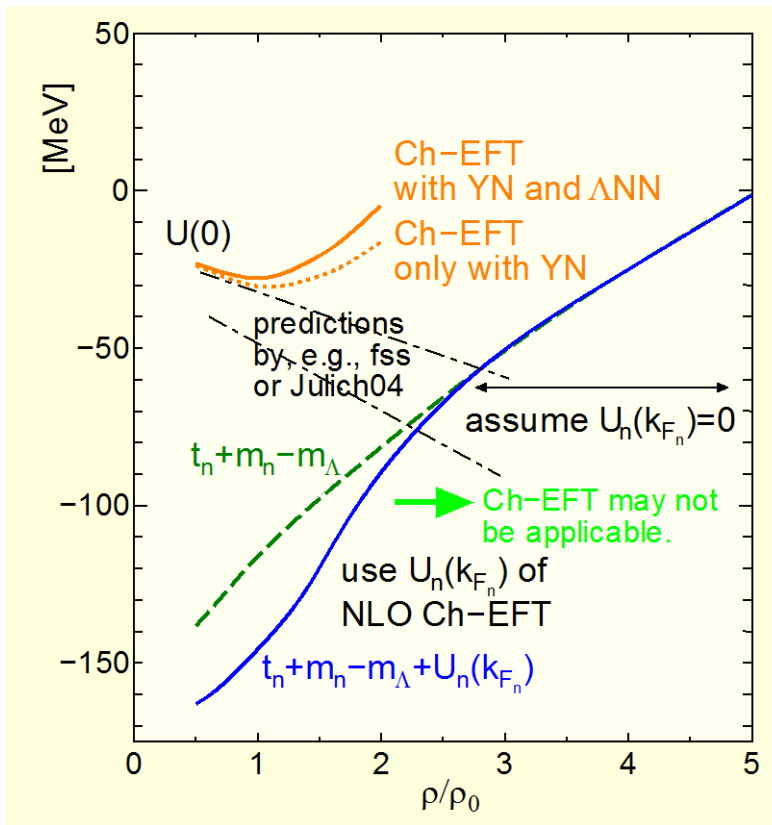
- ChEFT と NSC97F の部分波の寄与は、定性的に似ている
  - 注: NSC97f では  $\Sigma$  のポテンシャルは引力的



# 高密度核物質(中性子物質)における $\Lambda$ の析出？

- A naive condition for the  $\Lambda$  hyperon to appear in pure neutron matter.

$$U_{\Lambda}(0) < \frac{\hbar^2}{2m_n} \times k_{F_n}^2 + U_n(k_{F_n})$$



- NLO YN ポテンシャルが与える  $\Lambda$  s.p. potential は

- $U_{\Lambda}(0) \cong -25 \sim -30$  MeV
- ChEFT では2体力に対する pion 交換レベルでの媒質効果 (Pauli blocking) が3体力として考慮される
  - これまでの3体力は現象論
- 3体力による  $\Lambda$  NN- $\Sigma$  NN coupling はまだ取り入れていない

- $U_{\Lambda}(0)$  と  $\frac{\hbar^2}{2m_n} \times k_{F_n}^2 + U_n(k_{F_n})$  は、NLO ChEFT では cross しない
  - hyperon puzzle が生じない可能性

(注: 対称核物質の結果を用いた図と考察)

# まとめ

- カイラル有効場理論によりパラメータ化されるストレンジネスセクターの NLO 相互作用 (Bonn-Julich-Munich) の特徴を、最低次 Brueckner G 行列計算を行って、核物質中のハイペロンポテンシャルを求めることにより考察
  - 従来のポテンシャルモデルとは異なる特徴
    - $\Lambda N$ - $\Sigma N$  結合が非常に強い
    - 高密度核物質での  $\Lambda$  s.p. potential は、深くない
- $\Lambda NN$  3体力を核物質で2体化し寄与を検討: 核子の場合と同様、高密度領域で強い斥力 → 高密度核領域での  $\Lambda$  s.p. potential がさらに浅くなる
  - Hyperon puzzle を回避できる可能性
- 今後の(多くの)課題
  - ChEFT higher-order diagram の考慮
  - 結合定数の不定性を小さくする (新しい)ハイパー核実験データが必要
  - $\Lambda NN$ - $\Sigma NN$  coupling の効果を取り入れ(準備中、上の結果は定性的に変わらない)
  - ハイパー核および中性子星物質の記述への ChEFT ポテンシャルの具体的適用