



## 7. $\pi$ 凝縮による $\Lambda - \Sigma$ 混合

北大 理

一色 昭則

大西 明

### Abstract

We investigate  $\Lambda - \Sigma^0$  mixing through neutral pion condensation interior neutron matter, symmetric nuclear matter and hyperonic nuclear matter. Although there is no direct  $\Lambda\Lambda\pi$  coupling, the system gains energy as much as nucleon systems through  $\Lambda - \Sigma^0$  mixing. It is necessary to understand  $\pi$  condensation consistently with behavior of  $\Sigma$  in  $\Lambda$  hyper nuclei.

### 1 はじめに

これまで、中性子星コア近傍では  $\pi$  中間子凝縮 [1] やハイペロンの存在 [2] など、様々な可能性の議論が行われてきた。こうした中で中間子凝縮相とハイペロンの共存の可能性 [3] も議論されてはいるが、未だ決着はみていない。

一方、ハイパー核の分野では未解決とされてきた3体から5体の構造計算が統一的に理解されようとしている。問題とされてきたのは、3体 ( ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ) と5体 ( ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ) があうように相互作用をつくると4体 ( ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ) が underbinding し、3体と4体があうようにすると今度は5体が overbinding するということであった。しかし、最近ハイパー核内において  $\Lambda$  粒子に  $\Sigma$  粒子の成分を混ぜることによって4体における束縛が強くなり、3体から5体が矛盾なく記述可能であることが示された [4][5]。これは、ハイパー核内で  $\pi$  が何らかの形で期待値を持ち得ることを示している。この  $\Sigma$  成分の混合が平均場理論の範囲内でも起こるとすれば、これは  $\pi$  中間子凝縮であるとみなすこともできよう。

こうした可能性により中性子星を照らすと、コア近傍のような高密度下では、中間子凝縮、ハイペロンの存在により、異なるバリオン間の成分の混合がより顕著になることが期待される。そこで、ここではハイペロンの介在する  $\pi^0$  中間子凝縮を扱いたい。

### 2 ハイペロンの介在する $\pi^0$ 中間子凝縮

$\pi$  中間子凝縮が生じている核物質内にハイペロンが多数存在していた場合、強い  $\Lambda\Sigma\pi$  結合によって  $\Lambda$  粒子と  $\Sigma$  粒子が混合する ( $\Lambda$ - $\Sigma$  induced pion condensation) 可能性がある。そこで、ハイペロンの存在する核物質中での  $\pi$  中間子凝縮を考える。まず、SU(3) 対称性から導かれるバリオン8重項と擬スカラー中間子8重項の相互作用から  $\pi^0$  と  $p$ 、 $n$ 、 $\Lambda$ 、 $\Sigma$  が関与するもののみ取り出し、バリオンについて非相対論的近似をとった Lagrangian 密度は、

$$\mathcal{L} = \sum_i^{pn\Lambda\Sigma} [B_i^\dagger i \partial_0 B_i - \frac{1}{2M_i} (\vec{\nabla} B_i^\dagger) (\vec{\nabla} B_i) - M_i B_i^\dagger B_i]$$

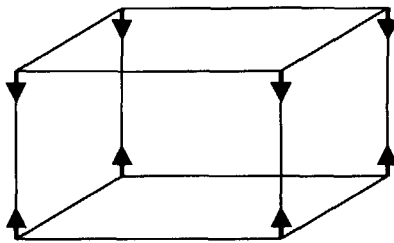


図 1: ALS 構造

$$+ \frac{1}{2} \partial_0 \phi \partial_0 \phi - \frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi - \frac{1}{2} m_\pi^2 \phi^2 + \mathcal{L}_{int} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{int} &= \frac{f_{NN\pi}}{m_\pi} (B_p^\dagger \vec{\sigma} B_p - B_n^\dagger \vec{\sigma} B_n) \cdot (\vec{\nabla} \phi) \\ &+ \frac{f_{\Lambda\Sigma\pi}}{m_\pi} (B_\Lambda^\dagger \vec{\sigma} B_{\Sigma^0} + B_{\Sigma^0}^\dagger \vec{\sigma} B_\Lambda) \cdot (\vec{\nabla} \phi) \\ &+ \frac{f_{\Sigma\Sigma\pi}}{m_\pi} (B_{\Sigma^+}^\dagger \vec{\sigma} B_{\Sigma^+} - B_{\Sigma^-}^\dagger \vec{\sigma} B_{\Sigma^-}) \cdot (\vec{\nabla} \phi) \end{aligned} \quad (2)$$

のように与えられる。SU(3) 対称性から、 $\alpha = F/(F + D) \simeq 0.3 \sim 0.4$  として  $f_{\Lambda\Sigma\pi} = 2(1 - \alpha)/\sqrt{3}f_{NN\pi}$ 、 $f_{\Sigma\Sigma\pi} = 2\alpha f_{NN\pi}$  と表せる。

この相互作用に注目すると、スピン上向きの陽子とスピン下向きの中性子、スピン下向きの陽子とスピン上向きの中性子は同じポテンシャルを感じる事がわかる。このことに起因する核子のスピンの交互に整列する ALS 構造 [6] を図 1 に示す。

ここで、簡単のために平均場近似を用いた上で、Lowest Harmonics Approximation [6] により  $\pi^0$  の波動関数を正弦波で近似する。

$$\phi \simeq \langle \phi \rangle = A \sin(kz) \quad (3)$$

相互作用を  $-\tilde{f} B^\dagger \vec{\sigma} B \vec{\nabla} \phi$  と仮定するとポテンシャル

$$U_N(Z) = \frac{f_{NN\pi}}{m_\pi} \frac{d}{dz} \phi = \frac{f_{NN\pi} k A}{m_\pi} \cos(kz) \quad (4)$$

$$U_{\Lambda\Sigma}(Z) = \frac{f_{\Lambda\Sigma\pi}}{m_\pi} \frac{d}{dz} \phi = \frac{f_{\Lambda\Sigma\pi} k A}{m_\pi} \cos(kz) \quad (5)$$

$$U_{\Sigma\Sigma}(Z) = \frac{f_{\Sigma\Sigma\pi}}{m_\pi} \frac{d}{dz} \phi = \frac{f_{\Sigma\Sigma\pi} k A}{m_\pi} \cos(kz) \quad (6)$$

を得る。

平均場理論の範囲内では、問題は1粒子波動関数を求めることに帰着される。このとき核子  $p \uparrow$  と  $n \downarrow$  の満たす方程式は、

$$E\psi_j^N = \left[ M_N - \frac{1}{2M_N} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{f_{NN\pi}kA}{m_\pi} \cos(kz) \right] \psi_j^N \quad (7)$$

となり、 $\Lambda \uparrow$  と  $\Sigma \uparrow$  の満たす方程式は、

$$E \begin{pmatrix} \psi_j^\Lambda \\ \psi_j^\Sigma \end{pmatrix} = \left[ \begin{pmatrix} M_\Lambda & 0 \\ 0 & M_\Sigma \end{pmatrix} - \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{1}{M_\Lambda} & 0 \\ 0 & \frac{1}{M_\Sigma} \end{pmatrix} \frac{d^2}{dz^2} + U_{\Lambda\Sigma}(z) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \psi_j^\Lambda \\ \psi_j^\Sigma \end{pmatrix} \quad (8)$$

となる。これらが解くべき方程式である。

### 3 結果

計算の結果、中性子星物質、対称核物質(図2)と同様、schematicなハイペロン物質( $p:n:\Lambda = 1:1:1$ )における $\pi$ 中間子凝縮においてもenergy gainが得られた(図3)。つまり、 $\pi$ 中間子凝縮相において $\Lambda$ 粒子は直接の相互作用 $\Lambda\Lambda\pi$ が存在しないにも関わらず、強い $\Lambda\Sigma\pi$ 結合( $\alpha = 0.3$ として、 $f_{\Lambda\Sigma\pi} \simeq 0.8f_{NN\pi}$ )と、比較的小さな $\Lambda$ - $\Sigma$ の質量差(75MeV程度 $\simeq N\Delta$ の質量差の1/4程度)によって核子系と同等のenergy gainが得られることが示された(図4)。このことは非常に興味深い。

また、このときの $\Lambda$ 粒子と $\Sigma$ 粒子の混合比(図5)は標準核物質密度で11.5%という値をとり、これは現在ハイパー核で予想されている値よりかなり大きい。ただし、ここでは扱っていない短距離の斥力は凝縮を妨げることが知られているので[7]、実際にはこれより混合比は小さくなると予想される。一方、研究会で多少の議論があったように、カイラル対称性をもとにした武藤氏の研究との違いを理解することも重要であろう。これは主として、 $f_{\Lambda\Sigma\pi}$ の大きさの違いによるものであり、バリオン-中間子の結合様式についての問いともいえる。

### 4 まとめ

$\pi^0$ 中間子凝縮相で $\Lambda$ 粒子と $\Sigma$ 粒子の成分が十分混合しうることを示した。これはハイパー核物理において最近注目を浴びている $\Lambda$ ハイパー核における $\Sigma$ 粒子の成分の重要性、つまり ${}^4_\Lambda\text{He}$ の $\pi^+$ 弱崩壊、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^4_\Lambda\text{He}$ の鏡映核対称性の破れ、4体ハイパー核におけるunderbinding問題等との関連性が興味深い。

また、短距離での斥力や共鳴バリオン $\Delta$ などを考慮していないため定量的には課題が残るが、ハイペロンが介在する新しい $\pi$ 中間子凝縮の様式の可能性を示したといえよう。つまり、realisticな扱いは今後必要であるものの $\pi^\pm \cdot K^\pm$ 中間子凝縮も同時に起これば、中性子星内部においてさらにバリオン8重項の全ての粒子の成分が互いに混合し合う、新しいハドロン相が実現している可能性すらある。

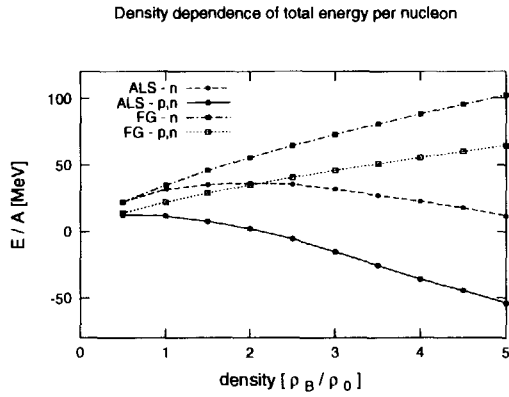


図 2: 一様核物質中の  $\pi^0$  中間子凝縮

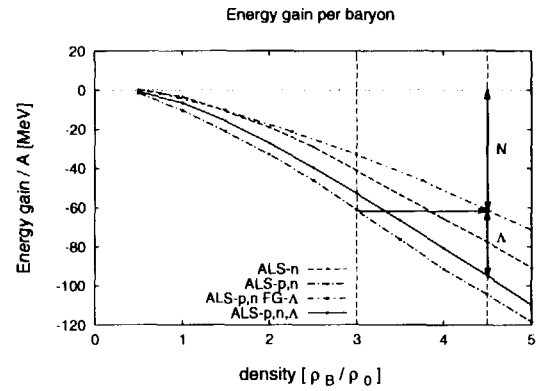


図 4:  $\pi^0$  中間子凝縮による Energy gain / Baryon 負の領域で Fermi Gas から ALS 構造に相転移

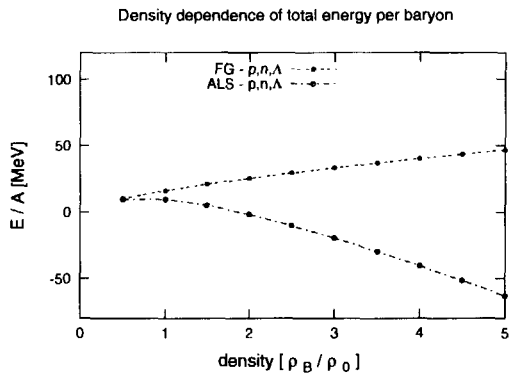


図 3:  $p:n:Y=1:1:1$  のハドロン物質における  $\pi^0$  中間子凝縮

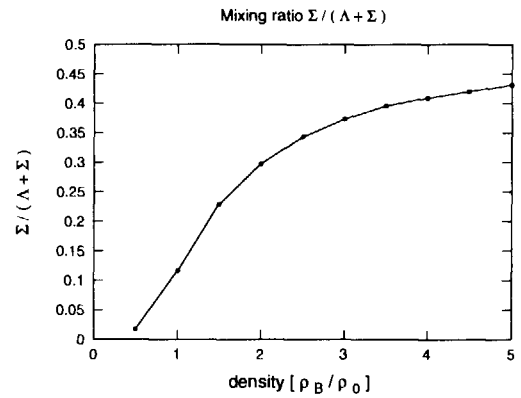


図 5:  $\pi^0$  中間子凝縮における  $\Lambda$  粒子と  $\Sigma$  粒子の混合比

- [1] R.Tamagaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. No112 (1993), Preface.
- [2] N.K.Glendenning, Phys. Lett. **114B** (1982), 392.
- [3] T.Muto, 今研究会報告
- [4] T.Harada and Y.Akaishi, oral presentation at Strangeness Nuclear Physics 99.
- [5] E.Hiyama et al., oral presentation at Strangeness Nuclear Physics 99.
- [6] T.Takatsuka, R.Tamagaki and T.Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993), 67.
- [7] T.Kunihiro, T.Takatsuka, R.Tamagaki and T.Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993), 123.